ՊՊՏԻ Ա. Ա. ՀԱՅՈՐՅԱՆ

ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱ

536.7
Հ-17
21766
Հայկական Ս. Ա.
Բերդարհամբույս։
14ռ.
453
26/II

Պրոֆեսոր Ա. Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

536.7
Հ-17

Ջնջված է 1961 թ.

ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱ

Ա II
945



ՀԱՅՊԵՏՀՐԱՏ
ԵՐԵՎԱՆ 1952

Проф. А. А. АКОПЯН

ТЕРМОДИНАМИКА

(На армянском языке)

Айпетрат, Ереван, 1952

Ա Ռ Ա Ջ Ա Բ Ա Ն

1. Թերմոդինամիկայի գրեթե բոլոր գրքերում, որոնք լույս են տեսել վերջին 20—30 տարիների ընթացքում, կենտրոնական տեղը գրավում են կիրառումները, իսկ տեսության հիմնական դրույթները շարադրված են ոչ այնքան հանդամանորեն, որքան այդ պահանջում են նրանց յուրահատկությունները, դժվարըմբռնելի լինելը և կարևորությունը։ Այս փաստի հիմնական պատճառը կիրառման բնագավառների շատ արագ զարգանալն է։ Սակայն կիրառումների արագ զարգացման և նոր բնագավառների ծագման հետևանքով իսկ անհնարին է դառնում շաբլոններից օգտվելը, և հիմքերի լավ գիտենալն է միայն, որ կարող է ապահովել ցանկություն և կարողություն՝ կիրառելու թերմոդինամիկան՝ մեր տեխնիկայի և ժողովրդական տնտեսության առաջադրած խնդիրները լուծելու համար։

Այսպիսով, բացի վերոհիշյալ բնույթի գրքերից, կարող են պիտանի լինել նաև այնպիսիները, որոնց նպատակն է՝ տալ ճիշտ պատկերացում թերմոդինամիկայի հիմնական դրույթների մասին և նախապատրաստել նրա կենսագործման համար։

Այս նպատակը կարող է ամենահաջող կերպով իրագործվել, եթե գրքում հանգամանորեն, ջանասիրաբեն և մատչելի կերպով շարադրված են թերմոդինամիկայի հիմունքները, նրանցից խիստ տրամաբանորեն արտածված են հետևանքներ և տրված են կիրառումների մանրամասն մշակված օրինակներ։

Տվյալ ձեռնարկում ես ձգտել եմ իրագործել այս ծրագիրը և հասա-

բակացումից խուսափելով՝ մատնանշել ու թեթևացնել թերմոդինամիկայի ուսումնասիրության ժամանակ ծագող յուրահատուկ դժվարությունները։

2. Ամբողջ նյութի հանգամանորեն շարադրելու պահանջը և ծավալի սահմանափակությունը բացառում են կիրառումների լրիվ բազմազանության քննարկումը։ Ավելացնեմ նաև, որ ըստ իս, լրացից անջատ օրինակների ուսումնասիրությունը պակաս օգտակար է, քան առանձին բնագավառներին վերաբերող սիստեմատիկ կիրառությունների վերլուծումը։

Այսպիսով՝ կիրառումները սահմանափակվում են ջերմատեխնիկայի և ֆիզիկական քիմիայի համար հետաքրքրություն ներկայացնող պարզագույն կամ կարևորագույն հարցերի հետազոտությամբ։

Մի շարք հարցեր, ինչպես, օրինակ, մազականության և ադսորբցիայի տեսությունը, գալվանական էլեմենտի տեսությունը, էլեկտրական խառնուրդների տեսությունը, շատ ցածր ջերմաստիճանների ստացումը և մարմինների հատկությունները այդ ջերմաստիճաններում, այսպես կոչված էներկրոդ կարգի վերածումները տեղ չեն գտել ձեռնարկում։

Այդ պատճառով դիրքը չի կարող լրիվ պատկերացում տալ թերմոդինամիկայի հզորության մասին։

3. Խնդիրների լուծումը լիովին անհրաժեշտ է տեսության յուրացման համար։ Սակայն տեղի պակասություն այստեղ ևս ոտիպել է մխալոզմանի լինել։ Թերմոդինամիկայի խնդիրների ժողովածուները հիմնականում միայն կիրառական բնույթի խնդիրներ են պարունակում (ռուսերեն լեզվով գոյություն ունեցող այսպիսի ժողովածուներից լավագույնները ևս համարում եմ՝

В. А. Кириллин и А. Е. Шейндлин: Сборник задач по технической термодинамике, Госэнергоиздат, 1949 г.

М. Х. Карапетьянц: Примеры и задачи по химической термодинамике, Госхимиздат, 1950 г.), *իսկ այս ձեռնարկում զետեղված խնդիրները, ընդհակառակը, առավելապես տեսական բնույթ ունեն։ Նրանց նպատակն է՝ լուսաբանել տեսությունը և օգնել նրա ավելի լավ ըմբռնմանը։*

4. Գիրքը ծավալուն է. սակայն պետք է նկատի ունենալ, որ I—VII, X, XII—XIV *գլուխները նվիրված են ընդհանուր տեսությանը, իսկ մնացածները պարունակում են ջերմատեխնիկայի (գլ. գլ.* VIII, IX, XI, XV, XVI, XVII) *և քիմիայի նկատմամբ (գլ. գլ.* XVIII—XXII) *մի շարք կիրառումներ, որոնց շարադրանքները միմյանցից միանգամայն անկախ են։*

Ն Ե Ր Ա Ծ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ՍՏԱՏԻՍՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԽԱՆԻԿԱ ԵՎ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱ

1. Այն պատկերացումը, թե մարմինները հոծ չեն, այլ բաղկացած են մեկը մյուսից բաժան մանրիկ մասնիկներից, վերաբերում է հույն փիլիսոփաների ժամանակներին։

Այս պատկերացման մինչև անգամ ամենապրիմիտիվ ձևը բացատրում է մի շարք երևույթներ և մարմինների հատկություններ։ Այսպես, այն ենթադրությունը, թե գազի մոլեկուլները շարժվում են ուղղագիծ, քանի դեռ չեն հանդիպել միմյանց կամ անոթի պատերին, միանգամայն հասարակ ձևով բացատրում է գազերի՝ իրենց հատկացված ամբողջ ծավալը գրավելու և կամայական հարաբերությամբ խառնվելու հատկությունները։

Ֆիմիայի բնագավառում մեծ հաջողություններ են կապված այն գաղափարի հետ, որ քիմիական էլեմենտների մոլեկուլները բաղկացած են միատեսակ ջանրաժանելիս ատոմներից, իսկ յուրաքանչյուր քիմիական միացության մոլեկուլները միևնույնն են, միայն թե կազմված են տարբեր ատոմներից։ Մասնավորապես, այդ հանգամանքը լիովին բացատրում է, թե ինչու երկու քիմիական էլեմենտներ չեն կարող միանալ կամայական հարաբերությամբ։

Երբ պարզվեց ջերմային երևույթների ջերմածնային տեսության անհանկուրությունը, բնականաբար ջերմությունն սկսեց դիտվել որպես մարմնի մասնիկների քաոսային շարժման արդյունք։

Այն ծայրագույն պարզեցված ենթադրությունը, թե իդեալական գազի մոլեկուլները մեկը մյուսի վրա փոխադարձաբար չազդող առաձգական գնդիկներ են (նյուտոնական կետեր), ոչ միայն բացատրեց անոթի պատերի վրա գազի ճնշելու պատճառը, այլև հնարավորություն տվեց ստանալու Բոյլ-Մարիոտտի օրենքը և բացարձակ ջերմաստիճանի ու մոլեկուլների համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիայի կապը։

Այդ նույն ենթադրությունների հիման վրա հնարավոր դարձավ կատարել հետազոտություններ գազերի ներքին շփման, ջերմահաղորդականության, դիֆուզիայի վերաբերյալ, ընդ որում ստացված արդյունքները, որոնք մասամբ անապասելի էին և անդամ առողջ դատողության հակասական էին թվում, փորձնականորեն հաստատվեցին։

Բոլոր նշված դեպքերում գազի մոլեկուլների նկատմամբ կիրառվում

են մեխանիկայի օրենքները, ընդ որում պարզ է, որ առանձին մոլեկուլների շարժման ամբողջական ակնառումը պրակտիկորեն անհնար է ոչ միայն նրանց հսկայական քանակության, այլև այն պատճառով, որ մոլեկուլների կոորդինատների և արագությունների «սկզբնական» արժեքները անհայտ են։ Սակայն կարիք էլ չկա առանձին մոլեկուլի շարժումը ամբողջությամբ ուսումնասիրել, քանի որ մեզ հետաքրքրում են ոչ թե առանձին մոլեկուլները, այլ այն դիտելի և չափելի «միջին» մեծությունները (օրինակ, ճնշումը, ջերմաստիճանը, ջերմունակությունը...), որոնք բխում են մասնիկների հատկություններից և շարժումից։

Այդպիսի միջին արդյունքներն ստացվում են հավանականության տեսության հիման վրա։

2. Միանգամայն տեղին է այն հարցը, թե կարելի՞ է արդյոք ֆիզիկական օրենքները կառուցել հավանականության դաղափարի վրա, եթե այդ օրենքների իմաստն այնպիսին է, որ միևնույն պայմանները պիտի անխուսափելիորեն բերեն մի ևնույն երևույթների, մինչդեռ հավանականության տեսության հիման վրա կարելի է միայն հաստատել այս կամ այն դեպքի հավանականությունը և ոչ թե պնդել՝ դա տեղի կունենա, թե ոչ։

Այս հակասության բացատրությունը թաքնված է մասնիկների մշտական շարժման և այն փաստի մեջ, որ մինչև անգամ ամենափոքր չափերը ունեցող մարմնի մասնիկների թիվը հսկայական է։ Այս միտքը կարելի է լուսաբանել հետևյալ օրինակով։

Դիցուք գլանի մեջ գտնվում են մշտապես շարժվող, մեկը մյուսի վրա չփոխազդող և արտաքին ուժերի աղբեցությանը ոչ-ենթակա երկու մասնիկ։ Մտովին բաժանելով գլանը երկու հավասար մասերի, հեշտ է համոզվել, որ համահավանական է՝ դիտարկման մոմենտին, յուրաքանչյուր մասում կլինի մեկական մասնիկ, կամ երկու մասնիկն էլ կգտնվեն գլանի միևնույն կեսում։

Այդ պատճառով, յուրաքանչյուր կեսում, խտությունը թռիչքաձև կփոփոխվի 0-ից մինչև $\frac{2m}{V}$, որտեղ m-ը մասնիկի մասսան է, իսկ V-ն՝ գլանի կեսի ծավալը։

Եթե գլանում կա ոչ թե 2, այլ 200 մասնիկ, ապա մասնիկների մշտական շարժման հետևանքով, յուրաքանչյուր կեսում մասնիկների թիվը կփոփոխվի։ Հեշտ է համաձայնվել, որ յուրաքանչյուր կեսում մասնիկների թիվը կատատանվի 95-ից մինչև 105, բայց դժվար է պատկերացնել, որ ինչ-որ մի մոմենտում բոլոր 200 մասնիկները էլ հավաքվեն գլանի մի կեսում, իսկ մյուսում՝ ոչ մի հատ չմնա։ Հետևաբար 200 մասնիկի դեպքում, յուրաքանչյուր կեսում խտությունը կատատանվի ոչ թե 0-ի և $\frac{200m}{V}$-ի միջև, այլ, ասենք, $95\frac{m}{V}$-ի և $105\frac{m}{V}$-ի միջև։

Պարզ դատողություններով կարելի է ապացուցել, որ եթե $2n$ մասնիկի դեպքում, յուրաքանչյուր կեսում մասնիկների թիվը կարող է տատանվել n_1-ից մինչև n_2 (քանի որում $n_1=n-\alpha$, $n_2=n+\alpha$, որտեղ $0<\alpha<n$)

և հարաբերական տատանումը հավասար է $\frac{n_2-n_1}{n}=\frac{2\alpha}{n}$, ապա ավելի մեծ $2n'$ $(n'>n)$ թվով մասնիկների դեպքում հարաբերական տատանումը՝ $\frac{2\alpha'}{n'}$ կլինի ավելի փոքր, քան $\frac{2\alpha}{n}$, $\left(\text{այսինքն՝ } \frac{2\alpha'}{n'}<\frac{2\alpha}{n},\ \text{երբ } n'>n\right)$։

Հետևաբար, եթե մասնիկների քանակը լինի $200\cdot10^6$, ապա յուրաքանչյուր կետում մասնիկների թիվը կտատանվի ոչ թե $95\cdot10^6$-ից մինչև $105\cdot10^6$, այլ ասենք, $99{,}8\cdot10^6$-ի և $100{,}2\cdot10^6$-ի միջև, այդ պատճառով յուրաքանչյուր կետում տեղի կունենա խտության տատանում, բայց այդ տատանումը կլինի չնչին $\left(99{,}8\cdot10^6\frac{m}{v}\text{-ից մինչև } 100{,}2\cdot10^6\frac{m}{v}\right)$։

Այսպիսով, եթե գլանը լցված է գազով, որի մոլեկուլների թիվը, օրինակ, 10^{23} է, թեպետ մոլեկուլների շարժման պատճառով յուրաքանչյուր կետում տեղի կունենա խտության տատանում, բայց այդ տատանումը կլինի չնչին։

Այժմ պարզ է՝ համաձայն ֆիզիկական օրենքի մասին ունեցած մեր սովորական պատկերացման, անհրաժեշտ է, որ հավասարակշռության ժամանակ գազի խտությունը յուրաքանչյուր կետում լինի կատարելապես անփոփոխ և միևնույնը, սակայն այդ անհնար է մոլեկուլների անընդհատ շարժման հետևանքով. իսկ հավանականության տեսության վրա հիմնված օրենքը պնդում է, որ խտությունը չի կարող չփոփոխվել, սակայն նրա տատանումները չնչին կլինեն, չափման համար անմատչելի, եթե գազի մոլեկուլների թիվը շատ մեծ է։

3. 1-ում նշված հարցերի քննարկումը, ինչպես և ավելի բարդ հարցերի հետագա քննարկումը պարզեց մի շարք ընդհանուր դրույթների և հետազոտման մխանիկական մեթոդի հաստատման հնարավորությունն ու նպատակահարմարությունը, և այդ իրագործվեց մեր հարյուրամյակի սկզբում։

Այսպես ստեղծվեց այն գիտությունը, որն անվանում են տատիստիկական մեխանիկա կամ տատիստիկական թերմոդինամիկա։

Նրա հիմքում ընկած է այն պարզ միտքը, որ մարմնի հատկությունները պետք է որոշվեն նրա մասնիկների հատկություններով և այդ մասնիկների շարժման բնույթով։

Տատիստիկական մեխանիկան, հենվելով դինամիկայի ընդհանուր օրենքների և հավանականության տեսության վրա, հաստատում է հավասարակշռության մեջ գտնվող սիստեմների հատկությունները և անհավասարակշիռ սիստեմներում կատարվող պրոցեսների ընդհանուր բնույթը։

Տատիստիկական թերմոդինամիկայի արժեքավոր առանձնահատկություններից մեկն էլ այն է, որ նրա մի շարք ընդհանուր արդյունքները կարելի է ստանալ առանց մարմինների միկրոկազմությունը մանրամասն իմանալու։

Այդ արդյունքների մի մասը բոլորովին կախում չունի միկրոկազմությունից և հավասարապես կիրառելի է բոլոր մարմինների նկատմամբ (օրինակ՝ «C_v ջերմունակությունը հատատուն ծավալի դեպքում չի

կարող բացատական լինել», «դաշտի ճնշումը կախում չունի նրա մոլեկուլների չափերից»):

Ստատիստիկական մեխանիկայի ընդհանուր արդյունքների մի մասն էլ վերաբերում է այնպիսի հատկություններին, որոնք վոլոխվում են մի մարմնից մյուսին անցնելիս, այսինքն՝ կախված են միկրոկազմությունից: Այդ կապակցությունների ձևն այնպիսին է, որ հնարավորություն է տալիս նկատի առնել միկրոկազմությունը. օրինակ՝ այն դրույթում*, թե «մարմնի ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում համեմատական է ազատության աստիճանների թվին», համեմատականության գործակիցը հայտնի է, իսկ ազատության աստիճանների թիվը որոշվում է միկրոկազմությամբ:

4. Վերջին 20—25 տարում ստատիստիկական մեխանիկան հատկապես օգտակար դարձավ շնորհիվ՝ ա) միկրոկազմության ճանաչման շատ մեծ հաջողությունների, բ) այն հանգամանքի պարզման, որ սովորական մեխանիկայի օրենքները կիրառելի չեն նյութի միկրոմասնիկների նկատմամբ և գ) միկրոմասնիկները ղեկավարող, այսպես կոչված՝ քվանտային մեխանիկայի ստեղծման: Քվանտային մեխանիկայի առանձնահատկություններից մեկն էլ այն է, որ այն օրգանապես կապված է հավանականության գաղափարի հետ:

5. Նույն նպատակին է ծառայում, այսինքն՝ հաստատում է հավասարակշռության մեջ գտնվող սիստեմների հատկությունները և անհավասարակշիռ սիստեմներում կատարվող պրոցեսների ընդհանուր բնույթը նաև «ֆենոմենոլոգիական թերմոդինամիկան», որը ավելի համառոտ կոչվում է թերմոդինամիկա:

Սակայն թերմոդինամիկան ոչ միայն չի ելնում տարրական մասնիկների գոյությունից և հատկություններից, այլ սովորաբար չի էլ օգտվում մարմինների հատիկային կազմության պատկերացումից:

Թերմոդինամիկայի հիմքն են կազմում երկու, միանգամայն ընդհանուր դրույթները (առաջին սկզբունքը, երկրորդ սկզբունքը), որոնք ամենևին չեն հենվում մարմինների միկրոկազմության վրա (բայց, որոնք բացատրվում են նյութի հատիկային կազմությամբ և հատիկների շատ մեծ թվով):

Թերմոդինամիկայի առաջացմանը նպաստել են տեխնիկայի և արտադրության հարցերը, հատկապես տնտեսող ջերմային շարժիչների ստեղծման ձգտումը:

Ջերմային շարժիչների տեսության հիմնական դրույթների մշակմանը զուգընթաց, թերմոդինամիկայում պարզվեց և հենց իր՝ թերմոդինամիկայի հիմնական դրույթների լիակատար ընդհանրությունը, նրա արտահայտվող էֆեկտիվության անհայտ օրինաչափությունների հաստատման և գոյություն ունեցող օրինաչափությունների ճշգրտման մեջ:

Այնուհետև, ֆիզիկայի և քիմիայի բազմազան հարցերի հետազոտման ժամանակ, սկսեցին հենվել թերմոդինամիկայի վրա:

---

* Նկատի ունենք կլասիկ ստատիստիկական մեխանիկան:

6. Ակներև է, որ այն արդյունքները, որոնք կապ չունենալով քննարկվող սիստեմի միկրոկազմության և նրա առանձնահատկությունների հետ, ստացվում են թերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ սկզբունքների կիրառումներից, միանգամայն ընդհանուր բնույթ ունեն և վերաբերում են հավասարապես բոլոր մարմիններին (օրինակ՝ $C_v>0$, $C_p>C_v$, որտեղ C_p-ն ջերմունակությունն է հաստատուն ճնշման դեպքում)։

Հաճախ այս ընդհանուր կախումները ստացվում են առնչությունների ձևով (ավելի հաճախ՝ դիֆերենցիալ առնչությունների ձևով), որոնք կապ են հաստատում հավասարակշիռ վիճակում միևնույն սիստեմի տարբեր հատկությունների միջև։ Օրինակ՝ ա) $C_p=C_v+T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$, որտեղ p-ն, V-ն, t-ն սիստեմի ճնշումը, ծավալն ու ջերմաստիճանն են, բ) Միևնույն սիստեմում ծավալի իզոթերմ մեծացման ջերմությունը և ծավալի իզոբար մեծացման ջերմությունը միևնույն նշանն ունեն, այսինքն՝ կամ երկուսն էլ դրական են, կամ երկուսն էլ՝ բացասական։ Երկրորդ ջերմության հարաբերությունը առաջինին, ծավալի միատեսակ մեծացման դեպքում, միշտ մեծ է մեկից։

Որպեսզի հասարակ օրինակով պարզենք, թե ինչ է կայանում ստատիստիկական մեխանիկայի և թերմոդինամիկայի տված արդյունքների տարբերությունը, քննարկենք միատոմ և բազմատոմ գազերի C_v ջերմունակությունը։ Միատոմ գազի մոլեկուլի ազատության աստիճանների թիվը հավասար է 3-ի, բազմատոմ գազի մոլեկուլի ազատության աստիճանների թիվը միշտ մեծ է 3-ից, երկատոմ գազում այդ թիվը կարելի է ընդունել հավասար 5-ի, հետևաբար (տես 3.) ստատիստիկական մեխանիկայի համաձայն բազմատոմ գազի C_v ջերմունակությունը միշտ մեծ է միատոմ գազի համապատասխան ջերմունակությունից։ Երկատոմ և միատոմ գազերի դեպքում այդ ջերմունակությունների հարաբերությունը $\frac{5}{3}$ է։

Եթե օգտվեինք միայն թերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ սկզբունքներից, մենք կկարողանայինք միայն պնդել, որ երկու գազերի համար էլ C_v-ն դրական է, իսկ համեմատել միատոմ և բազմատոմ գազերի C_v-երը հնարավոր չէր լինի։

7. Այսպիսով, հենվելով միայն թերմոդինամիկայի հիմնական դրույթների վրա, կարելի է արտածել միանգամայն ընդհանուր տիպի կախումներ։ Մեկ մարմնին, կամ մի խումբ ազգակից մարմիններին վերաբերող կախումներ կարելի է ստանալ, եթե թերմոդինամիկայի երկու սկզբունքներից օգտվելու հետ մեկտեղ օգտագործենք նաև քննարկվող մարմնի կամ մարմինների խմբի բնորոշ առանձնահատկությունները։ Այդ կարելի է կատարել միանգամայն տարբեր ձևերով։ Ինչպես, օրինակ, վերցնենք իդեալական գազը։

Կատարելով ծայրագույն պարզեցնող ենթադրություն, թե իդեալական գազի մոլեկուլները ենթակա չեն դեֆորմացիայի, իսկ նրանց միջին հեռավորությունը շատ մեծ է, կարող ենք ասել, որ գազը իդեալական է

պառնում մեկայն այն դեպքում, երբ նրա պոտենցիալ էներգիան ունենում է մեծագույն արժեք։ Այստեղից բխում են իդեալական գազի համար մի շարք պարզ, արժեքավոր առնչություններ։

8. Քանի որ ստատիստիկական մեխանիկայի մի շարք ընդհանուր առնչությունները թույլատրում են միկրոկազմության հաշվառումը, ապա ստատիստիկական մեխանիկան ունի որոշ առավելություններ թերմոդինամիկայի նկատմամբ այն սիստեմների հետազոտությունների ժամանակ, որոնց միկրոկազմությունը լավ է հայտնի։

Թերմոդինամիկային հատուկ առավելություններն են նրա մաթեմատիկական ապարատի պարզությունը և այն ընդհանուր եզրակացությունների վստահելիությունը, որոնք կարելի է ստանալ, ելնելով մինչև անգամ շատ թերի տվյալներից։

Ներկայումս, այն դեպքերում, երբ միկրոկազմությունը այդ թույլատրում է, ստատիստիկական մեխանիկայի մեթոդներով որոշում են սիստեմի կարևորագույն հատկանիշներից որևէ մեկը (էնտրոպիան, ազատ էներգիան) և այնուհետև հետազոտությունը շարունակում թերմոդինամիկայի մեթոդներով։

ԱՌԱՋԻՆ (ՆԵՐԱԾԱԿԱՆ) ԲԱԺԻՆ

Գ լ ո ւ խ I

ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐ, ԳԱԶԵՐ

§ 1, 1. ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐ: ՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆ

1. Հատկանիշները մենք անվանում ենք այն ամենը, որով մի մարմինը տարբերվում է մյուսից։ Ասպես, օրինակ, A բալոնում պարունակվող գազը B բալոնի գազից կարող է տարբերվել ջերմաստիճանով, ճնշումով, մասսայով, ծավալով, քիմիական բաղադրությամբ, բեկման գործակցով և այլն։ Ծծմբի երկու կտոր կարող են տարբերվել իրենց բյուրեղային ձևերով. մի կտորի ձևը ռոմբային է, մյուսինը՝ մոնոկլինային։

Այսպիսով՝ ծավալը, մասսան, ճնշումը, ջերմաստիճանը, ագրեգատային վիճակը, բյուրեղային ձևը, բեկման գործակիցը, դիէլեկտրիկ հաստատունը և այլն հատկանիշներ են։

Սակայն պետք է նկատի ունենալ, որ դիտարկվող մարմնի կամ մարմինների խմբի ոչ բոլոր հատկանիշներն են միատեսակ կարևոր։ Ասպես, օրինակ, երբ մարմնի մասսան և ծավալը մեծ են, իսկ մակերևույթը համեմատաբար փոքր է (տես § 6, 5), ապա մակերևութային շերտի ազդեցությունն արհամարհելիորեն փոքր է, և այդ պատճառով մակերևույթի ձևն ու մեծությունը, ինչպես նաև նրանց փոփոխությունները, ամենևին չեն ազդում մարմնի մյուս հատկանիշների վրա։ Այս դեպքում մակերևույթի ձևն ու մեծությունը ոչ էական հատկանիշներ են և բոլորովին չեն դիտարկվում։ Իսկ այն դեպքերում, երբ մակերևութային շերտի մասսան զգալի է մարմնի մնացած մասի մասսայի համեմատությամբ, մակերևույթի մեծությունն ու ձևը չի կարելի անտեսել, և մակերևույթը էական հատկանիշ է։

Ճիշտ նույնպես էլ դիտարկվող մարմինը՝ շրջապատի մի ջերմատվությունից բաժանող մակերևույթի ձևը ոչ մի նշանակություն չունի գազի կամ անսեղմելի հեղուկի համար, վերջիններիս զգալի մասսայի դեպքում, բայց շատ կարևոր է բյուրեղային մարմինների համար և հանդիսանում է նրանց բնութագրիչ հատկանիշը։

Սրանից ելնելով, պայմանավորվենք, հետագայում հատկանիշ ասելով հասկանալ միայն դիտարկվող մարմնի կամ մարմինների խմբի էական հատկանիշները։

Որոշ հատկանիշների (օրինակ՝ կշռի, ջերմատվության, ճնշման, տեսակարար ծավալի) թվական արժեքները որոշվում են գործիքներով (կշեռք, ջերմաչափ և այլն)։ Ինչ հետո (գլ. VI-ից սկսած) մենք կծանոթանանք

այնպիսի հատկանիշների հետ, որոնց թվական արժեքները մեզ անհայտ են և մխայն կարող են որոշվել այդ արժեքների փոփոխությունները։ Հետագայում «հատկանիշի արժեք» արտահայտությունը պետք է հասկանալ որպես «հատկանիշի թվական արժեք»։

Հետագայում թերմոդինամիկ սիստեմ կամ, համառոտակի, սիստեմ մենք կանվանենք տարածության որևէ մասը, անկախ նրանից, թե ինչ է նա իր մեջ պարունակում, եթե մխայն տարածության այդ մասի համար ջերմաստիճանի հասկացությունն իմաստ ունենա։

Տարածության նշված մասը կարող է պարունակել բավականին մեծ թվով մասնիկներից կազմված որևէ մարմին կամ մարմինների համախումբ։

Մենք կարող ենք սիստեմը պատկերացնել նաև որպես չճառագայթող կամ դեպի ներս ճառագայթող պատեր ունեցող կեղևում պարփակված ճառագայթում*։

Ժամանակակից ֆիզիկայում ճառագայթման գործողությունը ամանց կողմից դիտվում է որպես ֆոտոնների դուրս մղում, իսկ ուրիշների կողմից՝ որպես էլեկտրամագնիսական տատանումների առաջացում**։

Այս գրքում ճառագայթումները չեն ուսումնասիրվելու, ուստի թերմոդինամիկ սիստեմներ ասելով պետք է հասկանանք այն մարմինները կամ մարմինների համախումբը, որոնց մասնիկների թիվը շատ մեծ է։ Վերջին պայմանն անհրաժեշտ է, քանի որ մասնիկների փոքր քանակի դեպքում ջերմաստիճանի հասկացությունը կորցնում է իր իմաստը (տես § 4, 1)։

Օգտակար է մեխանիկական սիստեմը համեմատել թերմոդինամիկ սիստեմի հետ։ Առաջինի վրա, սիստեմի մեջ չմտնող մարմինների կողմից,

---

* Հարկավոր է նշել, որ թերմոդինամիկայի կիրառումը ճառագայթային էներգիայի ուսումնասիրությանը հիմնված է լույսի ճնշման գոյության վրա. այդ ճնշումը մեծությամբ շատ չնչին է, բայց, ինչպես պարզված է, կոսմիկական երևույթներում խաղում է շատ կարևոր դեր։

Լույսի ճնշման գոյությունը առաջին անգամ փորձով ապացուցել է ռուս նշանավոր ֆիզիկոս Պ. Ն. Լեբեդևը, 1899 թվին։

Շնորհիվ լույսի ճնշման շատ փոքր լինելուն (մեկ քառակուսի մետր մակերևույթի վրա 1 մգ-ից փոքր), նրա հայտաբերումը ներկայացրել է բացառիկ դժվարություններ, որոնց մեծ շնորհքով հաղթահարել է Պ. Ն. Լեբեդևը։

Այդ փորձերում Պ. Ն. Լեբեդևի ցուցաբերած վարպետությունը հիացմունք առաջացրեց բոլոր ֆիզիկոսների մեջ։

Լույսի ճնշումը հաստատելու համար մի քիչ ուշ (1901 թ.) փորձեր են կատարել ամերիկացի ֆիզիկոսներ Նիկոլսը և Հուլլը։ Սակայն նրանք հաշվի չառան լույսի ճնշմանը դիալիորեն զերազանցող ռադիոմետրիկական էֆեկտը, և այս պատճառով հասկանալի է, որ նրանց հետազոտությունները չէին կարող հանգել նպատակին։

Խոսելով ճառագայթային էներգիայի մասին, չի կարելի նույնպես չնշել Բ. Բ. Գալիցինի կարևոր աշխատության մասին, («Մաթեմատիկական ֆիզիկայի հետազոտություններ», 2-րդ մ. 1893 թ.), որտեղ առաջին անգամ տրվել է ճառագայթային էներգիայի ջերմաստիճանի գաղափարը։

** Այս երկվությունը բոլորովին չի ազդում ճառագայթման թերմոդինամիկ ուսումնասիրության վրա, որովհետև թերմոդինամիկայում երևույթի մեխանիզմը ոչ մի դեր չի կատարում։

աղդում են այսպես կոչված սրտաքին ուժերը, որոնք կարող են աշխատանք կատարել։

Թերմոդինամիկ սիստեմի վրա նույնպես գործում են արտաքին ուժերը, սովորաբար կատարելով դրական կամ բացասական աշխատանք։

Ջերմուβյան և ջերմաստիճանի՝ մեխանիկային օտար հասկացությունները շատ էական դեր են խաղում թերմոդինամիկ սիստեմներում*։

Սիստեմների զանազան հատկանիշների թիվը մեծ է. բայց և այնպես, հետագայում ցույց կտրվի (§ 1, 14, § 2, 8), որ բազմաβիվ դեպքերում կարելի է սակավաβիվ հատկանիշներով որոշել սիստեմի մնացած բոլոր հատկանիշները։ Այսպես, օրինակ՝ իմանալով որևէ գազի ջերմաստիճանը, ծավալը և գրամմոլների թիվը, կարելի է որոշել նրա ճնշումը, բեկման գործակիցը և մնացած բոլոր հատկանիշները։

2. Բոլոր հատկանիշները կարելի է բաժանել երկու խմբի։ Պատկերացնենք, որ A սիստեմը բաժանված է A_1, A_2, A_3... կամավոր մասերի։ Ընդ որում A սիստեմի մի քանի հատկանիշներ պետք է անպայման տարբերեն նրա A_1, A_2, A_3... մասերի նույն հատկանիշներից, օրինակ՝ A սիստեմի ծավալը և մասսան անպայման ավելի պետք է լինեն A_1, A_2... առանձին մասերի ծավալից և մասսայից։

A սիստեմի և նրա A_1, A_2... մասերի համար մյուս հատկանիշները կարող են նույնը լինել։ Օրինակ, A_1 մասի խտությունը կարող է լինել հավասար A սիստեմի խտությանը։ Սիստեմի և նրա որևէ մասի ջերմաստիճանը, ճնշումը, քիմիական բաղադրությունը կարող են նույնը լինել։

Այն հատկանիշները, որոնք չեն կարող նույնը լինել ամբողջ սիստեմի և նրա մասերի համար, անվանենք առաջին խմբի հատկանիշներ։

Այն հատկանիշները, որոնք կարող են նույնը լինել սիստեմի և նրա մասերի համար, անվանենք երկրորդ խմբի հատկանիշներ։

Երկրորդ խմբի հատկանիշներին են պատկանում խտությունը, տեսակարար կշիռը, ջերմաստիճանը, քիմիական բաղադրությունը, դիէլեկտրիկ հաստատունը, բեկման գործակիցը և այլն։

3. Սիստեմը կոչվում է համասեռ, եթե երկրորդ խմբի յուրաքանչյուր հատկանիշ նույնն է նրա բոլոր մասերի համար, անկախ այդ մասերի դիրքից, ձևից ու չափերից։

Եթե երկրորդ խմբի հատկանիշներից նույնիսկ մեկը չի պահպանում իր անփոփոխելիությունը և սիստեմի տարբեր մասերում նույնը չի լինում, ապա սիստեմն անհամասեռ է։

Այսպես, օրինակ, հեղուկից և իր գոլորշուց բաղկացած սիստեմն անհամասեռ է, քանի որ ամենուրեք, նույն ջերմաստիճանի դեպքում, հեղուկի խտությունը միշտ ավելի է գոլորշու խտությունից։

Ջողը, որի A և B ծայրերը պահվում են տարբեր ջերմաստիճաններ-

---

* Թերմոդինամիկային արդեն ծանոթ ընթերցողների համար կարելի է առաջին ավելացնել հետևյալը՝ մեխանիկական անալիզը կարող է բավական լրիվ լինել և իրականության համապատասխանել միայն այն դեպքում, երբ ուժերի ջերմաստիճանային գործակիցը քննարկվող հարցում շատ փոքր է, գրային մոտ։

բում (օրինակ, A ծայրը խորասուզված է հեղուկի մեջ, որի t_a ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, քան մյուս հեղուկի t_b ջերմ աստիճանը, որում խորասուզված է B ծայրը), անհամասեռ է, քանի որ A ծայրից հեռանալուն և B ծայրին մոտենալուն զուգընթաց ջերմաստիճանը աստիճանաբար կիջնի, խտությունն աստիճանաբար կաճի։

Անհամասեռության դեպքում մի օրինակ։ Պատկերացնենք միջնապատով երկու մասերի բաժանված անոթ։ Դող ձախ մասում գտնվի A գազը, իսկ աջում՝ B գազը։

Ենթադրենք, որ երկու գազերն էլ ունեն միևնույն ջերմաստիճանը ($t_a=t_b$) և միևնույն ճնշումը ($p_a=p_b$)*։ Հեռացնենք միջնապատը. այն ժամանակ կսկսվի դիֆուզիա, որի հետևանքով մի որոշ (ոչ մեծ) ժամանակ անցնելուց հետոստացվում է A և B գազերի լրիվ համասեռ խառնուրդ, որն ունի ամենուրեք նույն ճնշումը, նույն ջերմաստիճանը և նույն բաղադրությունը։ Մինչև նույն բաղադրության հաստատվելը, խառնուրդն անհամասեռ է։ աջ մասում խառնուրդը հարուստ է B գազով, իսկ ձախում՝ A գազով։

4. Դիցուք հեղուկի տեսակարար կշիռը δ է, հորիզոնական A_0 և A հատույթների հեռավորությունը (նկ. 1—1) հավասար է h, իսկ ճնշումները այդ հատույթներում p_0 և p։



Նկ. 1—1

Ըստ Պասկալի օրենքի

$$p=p_0+h\delta,$$

Այսպիսով՝ հեղուկի տարբեր կտրվածքներում ճնշումները նույնը չեն լինի։ Նույնը տեղի ունի նաև որևէ գազի դեպքում, գազերը և հեղուկները համասեռ մարմիններ չեն։

Սակայն այն դեպքերում, երբ կարելի է արհամարհել hδ արտադրյալը, ճնշումները տարբեր կտրվածքներում նույնը կհամարվեն և հեղուկը կամ գազը համասեռ կհամարվի։

Արտագրենք Պասկալի օրենքն այսպես.

$$p=p_0\left(1+\frac{h\delta}{p_0}\right).$$

Այժմ պարզ է, որ hδ արտադրյալը կարելի է արհամարհել այն դեպքում, երբ $\frac{h\delta}{p_0}$ կոտորակը մեկի համեմատությամբ փոքր է։

Այսպես, օրինակ, օդի համար, երբ $t=0^0C$, $\delta\simeq 1{,}3\frac{կգ}{մ^3}$ ($\simeq$ նշանակում է «մոտավորապես հավասար»)։

---

* Առաջին հինգ գլուխներում հանդիպում են մի քանի գաղափարներ (ջերմաստիճան, ջերմություն, ճնշում, աշխատանք), որոնք պետք է արդեն ծանոթ լինեն թերմոդինամիկա ուսումնասիրողներին։ Ուստի այդ գաղափարները սկզբից նեթ սահմանելու անհրաժեշտությունը վերանում է։ Այդ սահմանումները բերված են հետագայում, համապատասխան տեղերում։

Դրա համար էլ մեկ մթնոլորտ ճնշման դեպքում ($p_0=1$ մթն. $=10330\frac{կգ}{մ^3}$), 25 մ բարձրության չափի համար ունենք $\frac{hδ}{p_0}=\frac{25\cdot 1,3}{10330}=$ $=0,00316$։ Այս դեպքում $\frac{hδ}{p_0}$ կոտորակը իրոք մեկի համեմատությամբ փոքր է, և 25 մ բարձրություն ունեցող օդի շերտը կարելի է համարել հաստատուն։

Ծովում, որտեղ խորությունը հասնում է մի քանի կիլոմետրերի, իսկ ճնշումը ջրի մակերեսի վրա $p_0=1$ մթն., ջրի սյունը չի կարելի համասեռ հաշվել։ Իսկապես, ընդունելով ջրի տեսակարար կշիռը $δ=1000$ կգ/մ^3, ունենք

$$\frac{hδ}{p_0}=\frac{h\cdot 1000}{10330}\approx\frac{h}{10}.$$ երբ $h=1$, $\frac{h}{10}=\frac{1}{10}$.

հետևաբար $\frac{hδ}{p_0}$ մեկի համեմատությամբ արդեն արհամարհելիորեն փոքր չէ. երբ $h=10$ և ավելի մեծ է, ապա $\frac{hδ}{p_0}>1$:

Նույնպես չի կարելի համասեռ համարել երկրագնդի մթնոլորտն ամբողջությամբ վերցրած։ Մթնոլորտի տարբեր շերտերում, բացի ճնշումների տարբեր լինելուց, տարբեր են նաև խտությունը և ջերմաստիճանը. երկրագնդի մակերեսից հեռանալուն զուգընթաց ջերմաստիճանը և խտությունը փոքրանում են։

Այսպիսով, հեղուկների, գազերի համասեռության անհրաժեշտ պայմանն է հանդիսանում մեկի համեմատությամբ $\frac{hδ}{p_0}$ կոտորակի փոքրությունը։ Այդ դեպքում $p=p_0$, իսկ սա նշանակում է, որ սիստեմը ենթարկվում է բոլոր կողմերից համասեռ ճնշման։

§ 1, 2. ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՔՆՆԱՐԿՎՈՂ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐ

Հետագայում մենք պետք է ուսումնասիրենք այնպիսի սիստեմներ, որոնք կամ համասեռ են (օրինակ, որևէ գազ, գազերի խառնուրդ, որևէ հեղուկ) կամ անհամասեռ, բայց կազմված են համասեռ մասերից։ Օրինակ, հեղուկից և իր գոլորշուց կազմված սիստեմն անհամասեռ է, բայց գոլորշին, ինչպես և հեղուկը, առանձին-առանձին կարող են համասեռ համարվել։

Այդպիսի անհամասեռ սիստեմի մյուս օրինակը հանդիսանում է $CaCO_3$, CaO և CO_2-ից բաղկացած սիստեմը։

Սովորական պայմաններում $CaCO_3$ և CaO կարծր մարմիններ են, CO_2 գազ է։ Ջննարկելով այդպիսի սիստեմ, մենք պետք է ենթադրենք, որ նրա մասերից յուրաքանչյուրը ինքնըստինքյան համասեռ է։

Վերը նշված սիստեմներում մասերի հատկություններն իսկ տար-

բերվում են միմյանցից, քանի որ հեղուկի խառնությունը կարող է մի քա
հազար կամ հարյուր անգամ մեծ լինել գոլորշու խառնությունից։

Հանդիպում են նաև այնպիսի սիստեմներ, որոնցում երկրորդ խմ
հատկանիշների փոփոխումն աստիճանաբար է կատարվում։ Այդպիսի սի
տեմներին են պատկանում ծովում գտնվող ջուրը, օդային մթնոլորտ
որոնցում խառնությունը, ջերմաստիճանը, ճնշումը փոփոխվում են անընդ
հատ, բարձրությանը զուգընթաց*։

Այսպիսի դեպքերում կարելի է պատկերացնել, որ սիստեմները բ
ժանված են անվերջ մեծ թվով, անսահման փոքր մասերի (օրինակ, անսա
փոքր հաստությամբ շերտեր) և յուրաքանչյուր այդպիսի մասը համա
համասեռ։

Ո ր ո շ ու մ.— Համասեռությունը սահմանելիս նշված
որ երկրորդ խմբի յուրաքանչյուր հատկանիշը, անկախ սիստեմի մ
սերի չափերից, նրա բոլոր մասերում նույնն է։

Հարկավոր է ասել, որ այդ մասերի չափերից անկախ լին
ճշգրիտ է, եթե մասերի չափերն այնպիսիք են, որ նրանցից յուր
քանչյուրում կարող են գտնվել մեծ թվով մոլեկուլներ։ Հակառ
դեպքում համասեռության մասին խոսել չի կարելի։

Իսկապես, եթե մենք սիստեմը բաժանում ենք չափազանց մա
մասերի, ապա կարող ենք մասնատել տարբեր առումներից կազմվ
մոլեկուլը, կամ կարող է ստացվել այնպես, որ փոքր մասերից մ
կում լինեն մի քանի մոլեկուլներ, իսկ հարևան մասում ոչ մի մ
լեկուլ չլինի։

Այսպիսով, օրինակ, քիմիական բաղադրությունը և խտությու
սիստեմի զանազան մասերի համար, եթե վերջիններս շատ փոքր
չեն լինի միևնույնը։

Մասերի չափերի մասին հենց նոր արված վերապահումը
լորովին սահմանափակող չէ, որովհետև թերմոդինամիկայում քա
նարկվում են միայն շատ մեծ թվով մասնիկներից բաղկաց
սիստեմները։

§ 1, 3. ՀԱՄԱՍԵՌ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ԲԱՂԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Համասեռ սիստեմը կարող է կազմված լինել բոլորովին միևնո
մոլեկուլներից կամ զանազան մոլեկուլների խառնուրդ լինել։ Այսպ
օրինակ, եթե ընդունենք, որ անդիկի գոլորշու մեջ բոլոր մոլեկուլն
միևնույնն են, ապա այդ մոլեկուլները աչնչով չեն տարբերվի, բացի
բազմության չափից և ուղղությունից։ Եթե այդ նկատի չառնենք, ա
անդիկի գոլորշու մոլեկուլները պետք է համարվեն լրիվ նույնական։ Ը
հանուր առմամբ մոլեկուլների միջև եղած տարբերությունները կարող
լինել շատ բազմազան։

---

* Ընդ օրում ենթադրվում է, որ ծովային և օդային հոսանքները բացակայում

Այսպես, օրինակ՝ երկու քիմիական էլեմենտների մոլեկուլները (ասենք՝ ջրածնի և արգոնի) տարբեր են. նույնպես տարբեր են զանազան քիմիական էլեմենտներից կազմված, քիմիական բարդ նյութերի մոլեկուլները։ Օրինակ՝ H_2O, C_6H_6, C_6H_5Cl, NO_2, N_2O_4 և այլն։ Բայց տարբեր կարող են լինել նաև միևնույն քիմիական էլեմենտի մոլեկուլները, կամ էլ միևնույն քիմիական էլեմենտից առաջացած մոլեկուլները։

Օրինակ, հայտնի է, որ խոշի գոլորշու մեջ կան երկատոմ (I_2, այսինքն՝ երկու ատոմներից բաղկացած) և միատոմ (I_1) մոլեկուլներ։ Սովորական պայմաններում թթվածնի մոլեկուլները (ոչ բարձր ջերմաստիճանների և ոչ մեծ ճնշումների դեպքում) երկատոմ են (O_2). սա սովորական թթվածին է։ Բայց այլ պայմանների դեպքում հեշտությամբ ստացվում են և եռատոմ մոլեկուլներ (O_3—օզոն)։

Ծծմբի գոլորշու մեջ գոյություն ունեն զանազան մոլեկուլներ, երկատոմ S_2 և վեցատոմ S_6։

Մոտ 500°C ջերմաստիճանի դեպքում համարյա թե բոլոր մոլեկուլները վեցատոմ են, ջերմաստիճանի բարձրացումն ավելացնում է երկատոմ մոլեկուլների թիվը ի հաշիվ վեցատոմ մոլեկուլների և արդեն 800°C ջերմաստիճանի դեպքում գրեթե բոլոր մոլեկուլները դառնում են երկատոմ։

Նման դեպքեր տեղի ունեն քիմիական բարդ մարմինների մեջ։ Օրինակ՝ ազոտի քառօքսիդի գոլորշու մեջ կան N_2O_4 և NO_2 մոլեկուլներ, այնպես որ երկու NO_2 մոլեկուլները միանալով տալիս են N_2O_4 մի մոլեկուլ։

2. Մոլեկուլների իրենց բաղադրիչ (և հետևաբար, ավելի փոքր) մասերի վերածվելու պրոցեսը կոչվում է դիսոցիացիա։

Օրինակներ.

$$2H_2O=2H_2+O_2. \qquad I_2=2I_1$$

$$N_2O_4=2NO_2. \qquad NH_4Cl=NH_3+HCl$$

$$NH_2-CO-ONH_4=CO_2+2NH_3. \qquad H_2O=H^+ + OH^-$$

H^+ և OH^- համապատասխանաբար դրական և բացասական իոններ են։

Ինչպես տեսնում ենք, այն մասերը, որոնց վերածվում է քայքայվող մոլեկուլը, կարող են լինել միևնույնը և ոչ միևնույնը։

Այն պրոցեսը, որի ընթացքում մի քանի բոլորովին միևնույն մոլեկուլներ միանալով տալիս են մի մոլեկուլ, կոչվում է պոլիմերիզացիա։

Այսպես՝

$$3C_2H_4O=(C_2H_4O)_3$$

այսինքն՝ պոլիմերիզացիայի հետևանքով ացետալդեհիդը անցնում է պարալդեհիդի։

$$2CH_3COOH=(CH_3COOH)_2 \text{ և այլն։}$$

Երբեմն էլ միևնույն մոլեկուլների այդպիսի միացումը կոչվում է ասոցիացիա։

Այսպես՝ ասում են, որ ջուրը ասոցիացված հեղուկ է։ Այդ ասելով հասկանալի է, որ հեղուկ ջրի մեջ կան H_2O, $(H_2O)_2$, $(H_2O)_3$ և այլ մոլեկուլներ։

Համեմատաբար ոչ հեռու անցյալում հեղուկ ջրի բոլոր առանձնա-

հատկությունները. ձգտում էին բացատրել, ենթադրելով, որ նրա մեջ մոլեկուլների հիմնական մասսան կազմված է $(H_2O)_2$, բայց կան նաև $(H_2O)_3$ մոլեկուլներ։

3. Դիսոցիացիայի դեպքում մոլեկուլների ընդհանուր թիվն աճում է։ Իրոք, օրինակ, եթե N_2O_4 տարրալուծվում է NO_2-ի, ապա (N_2O_4) մի մոլեկուլ անհետանում է, իսկ երկու (NO_2) մոլեկուլ առաջվում է. S_6-ը S_2-ի վերածվելու դեպքում (S_6) մի մոլեկուլը անհետանում է, իսկ նրանից են գալիս՝ երեք (S_2)։

Այսպիսով, դիսոցիացիայի դեպքում առաջացած մոլեկուլների թիվը միշտ մեծ է անհետացողների թվից։

Ասոցիացիայի կամ պոլիմերիզացիայի դեպքում, ընդհակառակը, անհետացող մոլեկուլների թիվը մեծ է առաջացած մոլեկուլների թվից, և դրա համար էլ սիստեմում մոլեկուլների ընդհանուր թիվը փոքրանում է։

Հաստատված է, որ անփոփոխ ճնշման դեպքում սովորաբար ջերմաստիճանի բարձրացումը բերում է դազային սիստեմի մոլեկուլների ընդհանուր թվի մեծացմանը, այսինքն՝ մեծանում է այն մոլեկուլների թիվը, որոնք առաջանում են դիսոցիացիայի հետևանքով։

Մենք արդեն բերել ենք ծծմբի գոլորշիների օրինակը, որտեղ 500° ջերմաստիճանի դեպքում համարյա բոլոր մոլեկուլները վեցատոմ են, իսկ երբ t=800°՝ համարյա բոլոր մոլեկուլները երկատոմ են։ Այդ նույն ձևով հաստատուն ճնշման դեպքում, ջերմաստիճանի բարձրացման հետ զուգընթաց N_2O_4 մոլեկուլների հաշվին NO_2 մոլեկուլների թիվը մեծանում է։

Հաստատուն ճնշման դեպքում ջերմաստիճանի փոքրացումը բերում է հակառակ հետևանքի։

Հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում ճնշման մեծացումը փոքրացնում է գազային սիստեմի մոլեկուլների ընդհանուր թիվը, այսինքն՝ մեծացնում է ասոցիացիայի կամ պոլիմերիզացիայի հետևանքով առաջացած մոլեկուլների թիվը։

4. Մինչև այժմ վերլուծած օրինակներում (երկու) մոլեկուլների միջև եղած տարբերությունը պայմանավորված էր մոլեկուլի մեջ մտնող ատոմների քիմիական բնույթով և նրանց քանակների տարբերությամբ, այսինքն՝ մոլեկուլների բաղադրության տարբերությամբ։ Բայց և այնպես, հայտնի են դեպքեր, երբ մոլեկուլների բոլորովին նույն բաղադրության դեպքում, նրանք այնուամենայնիվ միևնույնը չեն։

Այս տարբերությունը առաջանում է մոլեկուլը կազմող մասնիկների զանազան դասավորությունից։ Այսպես, օրինակ, կարելի է պատկերացնել, որ ջրի մոլեկուլի մեջ երկու ջրածնի և թթվածնի ատոմի միջուկները դասավորված են՝

(ա) հավասարասրուն եռանկյան գագաթներում.

(բ) մի ուղիղի վրա, ընդ որում թթվածնի ատոմի միջուկը ջրածնի ատոմների միջուկներից հավասար հեռավորությունների վրա է։

Ջրի հատկությունները (ա) և (բ) դեպքերում միևնույնը չեն լինի։ Այժմ ընդունում են ջրի մոլեկուլի մեջ միջուկների եռանկյունաձև դասավորում և թթվածնի միջուկի գրաված գագաթի անկյունը համարում են հավասար 109°։

§ 1, 4. ՍԻՍՏԵՄԻ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐԻ ՓՈԽԱԴԱՐՁ ԿԱԽՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

1. Բազմաթիվ դիտողություններով հաստատված է, որ սիստեմի մյուս մեկ հատկանիշի փոփոխումն անհնար է։ Մի հատկանիշի փոփոխումը փոփոխումներ է առաջացնում նաև մյուս հատկանիշների մեջ։ Ներկա պարագրաֆում այս ցույց է տված համասեռ սիստեմների օրինակներով։

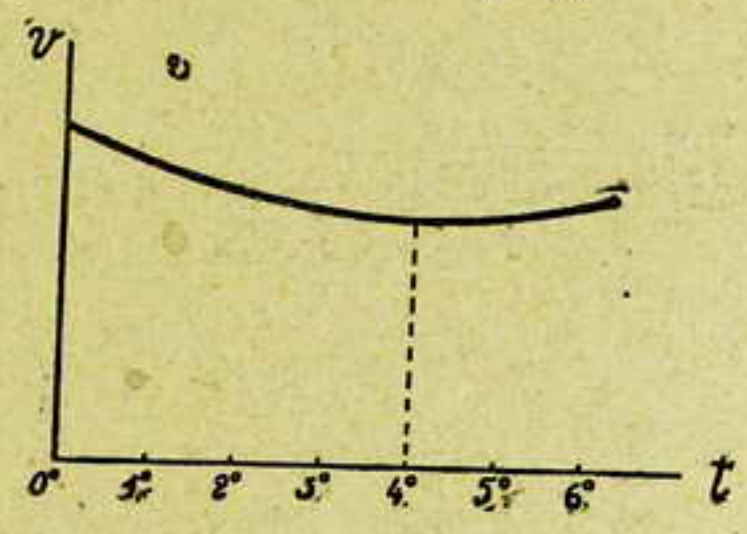
Դիցուք հաստատուն ճնշման և հաստատուն մասսայի դեպքում փոփոխվում է համասեռ սիստեմի ջերմաստիճանը։

Մեծ մասամբ ջերմաստիճանի մեծացումն ուղեկցվում է ծավալի մեծացումով (իսկ ջերմաստիճանի փոքրացումը՝ ծավալի փոքրացումով)։

Սակայն լինում են դեպքեր, երբ ջերմաստիճանի մեծացումից սիստեմի ծավալը փոքրանում է։

Այսպես, օրինակ՝ հայտնի է, որ մաքուր ջրի (δ) խտությունը $t=4^{\circ}C$ *ջերմաստիճանի դեպքում հասնում է մաքսիմումի։ Նշանակենք մասսան* m, *իսկ ծավալը՝* V, *այն ժամանակ և* $\delta=\frac{m}{V}$, *հետևաբար* $t=4^{\circ}C$ *դեպքում* V *հասնում է մինիմումի։*

Այսպիսով, ջերմաստիճանի $0^{\circ}C$-*ից մինչև* $4^{\circ}C$ *բարձրանալու դեպքում (տես նկ. 1—2) ջրի ծավալը փոքրանում է, իսկ ջերմաստիճանի հետագա բարձրացումից ջրի ծավալը մեծանում է։*



Նկ. 1—2

Մենք կարող ենք ընդունել, որպես բազմաթիվ դիտումների արդյունք, որ

(1, 4, 1) Հաստատուն ճնշման և մասսայի դեպքում համասեռ սիստեմի ջերմաստիճանի մեծացումը գրեթե միշտ ուղեկցվում է ծավալի մեծացումով: Միայն աննշան թվով դեպքերում, երբ $p=const.$ և $m=const.$ համասեռ սիստեմի ջերմաստիճանի բարձրացումը կարող է առաջացնել ծավալի փոքրացում կամ չառաջացնել ծավալի ոչ մի փոփոխություն։

(1, 4, 1) ունի շատ կարևոր նշանակություն և կարելի է արտահայտել այս կերպ։ Դիցուք d_pt *և* d_pv *ջերմաստիճանի և ծավալի տարրական փոփոխություններն են, երբ* $p=const.$ *և* $m=const.$, *ընդ որում ճնշման հաստատուն լինելը նշված է* p *նիշով, իսկ մասսայի հաստատուն լինելը չի նշված* m *նիշով (այսինքն՝* $d_{p,m}t$ *և* $d_{p,m}v$ *փոխարեն գրված է* d_pt *և* d_pv*), քանի որ մենք սովորաբար ամբողջ սիստեմի մասսան համարում ենք հաստատուն և դա կարիք չկա հիշեցնելու։*

Համաձայն (1, 4, 1) բազմաթիվ դեպքերում

$$d_pv>0, \text{ երբ } d_pt>0 \text{ և } d_pv<0, \text{ երբ } d_pt<0.$$

ուստի

$$\frac{d_pv}{d_pt}>0 \text{ կամ } \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p>0$$

Այստեղ և հետագայում α_p, β_v, γ_t *գործակիցների արտահայտություններում կարելի է* V*-ն փոխարինել* v*-ով որովհետև* $m=const.$ *դեպքում՝* $\Delta V/V=\Delta v/v$ *և* $dV/V=dv/v$։

$\left(\frac{d_p v}{d_p t}\right.$ *ածանցյալը սովորաբար գրվում է այսպես՝* $\left.\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p\right)$*։*

Եթե $d_p v<0$, *երբ* $d_p t>0$, *ապա* $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p<0$.

Վերջապես, եթե $d_p v=0$, *երբ* $d_p t\neq 0$, *ապա* $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p=0$*։*

Այսպիսով, համաձայն (1, 4, 1) ունենք՝

(ա) համասեռ սիստեմներում զգալի մեծամասնությամբ ածանցյալ՝

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p>0$$

(բ) և մի այլ երբեմն $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p<0$ *կամ* $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p=0$*։*

Այսպես, օրինակ, p=const. *և ջրի ջերմաստիճանը* 0^0C *մինչև* 4^0C *մեծանալու դեպքում ջրի ծավալը փոքրանում է, իսկ ջերմաստիճանը* 4^0C *մեծանալու դեպքում ջրի ծավալը մեծանում է.*

Դրա համար էլ ջրի դեպքում, երբ p=const., *ունենք*

0^0C*-ից մինչև* 4^0C $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p<0$

4^0C*-ից ավելի բարձր* $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p>0$, 4^0C*-ի դեպքում* $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p=0$

2. Մյուս հիմնական փաստը, որը նույնպես ստուգված է բազմաթիվ դիտումներով, հետևյալն է.

(1, 4, 2) Համասեռ կամ անհամասեռ սիստեմների վրա գործող արտաքին ճնշման բարձրացումը, հաստատուն ջերմաստիճանի և հաստատուն մասսայի դեպքում, միշտ առաջացնում է սիստեմի ծավալի փոքրացում (և ընդհակառակը երբ t=const. **և** m=const., **ապա արտաքին ճնշումը փոքրանալիս՝ սիստեմի ծավալը մեծանում է:**

Այսպիսով, եթե պայմանավորվենք $d_t p$ *և* $d_t v$ *նշանակել ճնշման և ծավալի տարբրական փոփոխությունները* t=const. *և* m=const. *դեպքում, ապա ըստ (1, 4, 2)-ի*

$$d_t v<0, \text{ երբ } d_t p>0 \quad \text{և} \quad d_t v>0, \text{ երբ } d^t p<0.$$

այսինքն՝ միշտ մասնակի ածանցյալ՝ $\frac{d_t v}{d_t p}<0$

կամ, օգտվելով մասնակի ածանցյալի սովորական նշանակումից

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t<0,$$

Այստեղ պետք է նշել, որ (1, 4, 2) միշտ տեղի ունի, և բացառություններ չկան, իսկ ծավալի և ջերմաստիճանի փոփոխությունները p=const. և m=const. դեպքում, համաձայն (1, 4, 1)-ի, ոչ միշտ, այլ միայն ըստ մեծի մասին ունեն միևնույն նշանը։

(1, 4, 2) դրույթը կարելի է ապացուցել (տես 4, 5, 17)։

§ 1, 5. ԾԱՎԱԼԱՑԻՆ ԸՆԴԱՐՁԱԿՄԱՆ, ՍԵՂՄԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՋԵՐՄԱՑԻՆ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑՆԵՐԸ

1. Այսպիսով, հաստատուն ճնշման դեպքում՝ ջերմաստիճանի բարձրացումը և հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում՝ ճնշման բարձրացումը բոլորովին տարբեր ձևով են ազդում համասեռ սիստեմի ծավալի վրա։

Անվերջ փոքր (dv, dt, dp) աճերը փոխարինելով վերջավոր (Δv, Δt, Δp) աճերով (1, 4, 1) և (1, 4, 2)-ի հիման վրա կստանանք.

երբ p=const. և $\Delta t > 0$, ապա $\Delta v > 0$ բազմաթիվ դեպքերում,

երբ t=const. և $\Delta p > 0$, ապա $\Delta v < 0$ միշտ։

Ինչ վերաբերում է Δv աճի բացարձակ արժեքին, ապա նա կախված է՝

1. ջերմաստիճանի կամ ճնշման աճի մեծությունից,
2. համասեռ սիստեմի սկզբնական ծավալից և
3. այդ սիստեմի բնույթից։

Համասեռ սիստեմի սկզբնական v_1 ծավալի ազդեցությունը ծավալի Δv աճի վրա հեշտ է որոշել։

Սկզբնական v_1 ծավալ ունեցող սիստեմը բաժանենք հավասար $\frac{v_1}{k}$ ծավալներ ունեցող k մասերի։

Ինչպես ամբողջ սիստեմի ծավալն առաջացավ $\Delta v = v_2 - v_1$ աճը։

Սիստեմի համասեռության և մասերի սկզբնական ծավալների հավասար լինելու պատճառով, այդ մասերի ծավալների աճերը նույնպես հավասար կլինեն։ Ուստի յուրաքանչյուր մասի ծավալի աճը կլինի $\frac{\Delta v}{k}$։ Այսպիսով, եթե ամբողջ v_1 ծավալն ստանում է Δv աճ, ապա ծավալի k-երորդական մասն ստանում է $\frac{\Delta v}{k}$ աճը, այսինքն՝ ծավալի աճը ուղիղ համեմատական է սկզբնական ծավալին։

Նշանակենք համեմատականության գործակիցը ω-ով, այսինքն՝ կենթադրենք $\Delta v = \omega v_1$ կամ $\omega = \Delta v : v_1$։ Երբ $v_1 = 1$, $\Delta v = \omega$. այսինքն՝ ω թվապես հավասար է սկզբնական ծավալի միավորի աճին։

Եթե ծավալի աճը արտահայտվում է նույն միավորներով, որոնք ընտրված են ծավալը չափելու համար, ապա ω գործակիցը վերացական թիվ է և կախում չունի ծավալի չափման միավորից։

Ծավալի աճի և սկզբնական ծավալի միջև եղած համեմատականու-

քյունը բխում է սիստեմի համասեռությունից և հանդեցնում է ծավալային ընդարձակման գործակցի և սեղմելիության գործակցի գաղափարներին։

2. Դիցուք հաստատուն արտաքին p ճնշման դեպքում, t_1 և t_2 ջերմաստիճաններին համապատասխանում են սիստեմի ծավալների v_1 և v_2 արժեքները։ t_1 և t_2 ջերմաստիճանների միջև ծավալային ընդարձակման միջին գործակից կոչվում է

$$\alpha_{12}=\frac{\omega}{\Delta t}=\frac{1}{v_1}\frac{\Delta v}{\Delta t}=\frac{1}{v_1}\frac{v_2-v_1}{t_2-t_1} \qquad (1,\ 5,\ 1)$$

հարաբերությունը, որը ցույց է տալիս, թե հաստատուն ճնշման դեպքում որքանով է մեծանում սկզբնական ծավալի միավորը 1 աստիճան տաքանալիս։

Այդ հարաբերության սահմանը, երբ $\Delta t\to 0$, կոչվում է հաստատուն արտաքին ճնշման դեպքում ծավալային ընդարձակման իսկական գործակից և նշանակվում է α_p-ով

$$\alpha_p=\lim_{\text{երբ } \Delta t\to 0}\frac{1}{v_1}\frac{\Delta v}{\Delta t} \qquad (1,\ 5,\ 2)$$

քանի որ t-ի և v-ի փոփոխությունները առաջանում են, երբ p=const. և m=const., ապա

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta v}{\Delta t}=\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p,$$

ենթադրելով, որ t և v հանդիսանում են սկզբնական ջերմաստիճանը և ծավալը, կստանանք՝

$$\alpha_p=\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{dt}\right)_p, \qquad (1,\ 5,\ 2)$$

որտեղ α-ի p նիշը հիշեցնում է ճնշման անփոփոխության մասին։

Նկատի ունենալով, որ ծավալը միշտ դրական է, իսկ ըստ (1, 4, 1)-ի $\frac{\Delta v}{\Delta t}$ և $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p$ մեծ մասով դրական են, գալիս ենք այն եզրակացության, որ ծավալային ընդարձակման միջին և իսկական գործակիցները գրեթե միշտ դրական են և միայն երբեմն լինում են բացասական կամ հավասար 0-ի (այսպես, օրինակ, ջրի 0-ից մինչև 4°C ջերմաստիճանների դեպքում)։

Ինչպես արդեն ասված է, t=const. դեպքում

$$\frac{\Delta v}{\Delta p}<0 \text{ և հետևաբար } \frac{1}{v_1}\frac{\Delta v}{\Delta p}<0.$$

Այս հարաբերությունը ցույց է տալիս, թե արտաքին ճնշումը մեկ միավորով մեծանալու դեպքում որքանով է մեծանում սկզբնական ծավալի միավորը, և լինում է բացասական։

p_1 և p_2 ճնշումների միջև իզոթերմ սեղմելիության միջին գործակից կոչվում է

$$\gamma_{12}=-\frac{\omega}{\Delta p}=-\frac{1}{v_1}\frac{\Delta v}{\Delta p}=-\frac{1}{v_1}\frac{v_2-v_1}{p_2-p_1} \qquad (1,\ 5,\ 3)$$

հարաբերությունը, որը ցույց է տալիս, թե որքանով է փոքրանում սկզբնական ծավալի միավորը, երբ արտաքին ճնշումն իզոթերմորեն մեծանում է մեկ միավորով։

γ_{12}-ի սահմանը, երբ Δp-ն ձգտում է զրոյի, կոչվում է իզոթերմ սեղմելիության իսկական գործակիցից և նշանակվում է γ_t-ով՝

$$\gamma_t = \lim_{\Delta p \to 0}\left(-\frac{1}{v_1}\frac{\Delta v}{\Delta p}\right), \qquad (1, 5, 4)$$

Քանի որ ծավալը և ճնշումը փոփոխվում են t=const. և m=const. պայմաններում, ապա

$$\lim_{\Delta p \to 0}\left(\frac{\Delta v}{\Delta p}\right)=\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t,$$

ընդ որում v և p ծավալի ու ճնշման սկզբնական արժեքներն են. այսպիսով՝

$$\gamma_t=-\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t. \qquad (1, 5, 4)$$

Համաձայն (1, 4, 2)-ի՝ $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t$ և $\frac{\Delta v}{\Delta p}$ միշտ բացասական են. դրա համար էլ իզոթերմ սեղմելիության γ_{12} ու γ_t միջին և իսկական գործակիցները միշտ դրական են։

Հեշտ է որոշել α_{12}, α_p և γ_{12}, γ_t գործակիցների չափումները։

Իրոք $\alpha_{12}=\frac{\omega}{\Delta t}$, որտեղ ω-ն վերացական թիվ է։ Հետևաբար α_{12}-ի չափումը հակադարձ է ջերմաստիճանի չափմանը։ Ուստի ջերմաստիճանի չափման միավորի n անգամ մեծացման դեպքում նույնքան անգամ էլ մեծանում է α_{12} գործակցի թվական արժեքը (իսկապես, որքան մեծ է t-ի չափման միավորը, նույնքան էլ փոքր թվով կարտահայտվի Δt աճը)։

3. Հետագայում ցույց կտրվի, որ իդեալական գազի ծավալային ընդարձակման գործակիցը կախված է միայն ջերմաստիճանից, իսկ սեղմելիության գործակիցը՝ միայն ճնշումից։

Մյուս բոլոր համասեռ սիստեմներում այս գործակիցները կախված են ջերմաստիճանից, ճնշումից և բաղադրությունից։

Բերենք փորձնական տվյալներ. երբ $t=25^0C$ հեղուկ ացետոնի համար ունենք՝

մթն.	γ_t
82,5	0,000148
177,5	0,0001007
300,0	0,000859
424,0	0,000779

$p_1=0$ մթն. և $p_2=8$ մթն. ճնշումների միջև

$\gamma_{12}=0,000124182$, երբ $t=18,32^0C$

$\gamma_{12}=0,000125003$, երբ $t=25^0C$

$t=20^0C$ և $p=1$ մթն. դեպքում NaOH-ի ջրային լուծույթի համար

$\%_0$NaOH	0	2,74	5,66	7,4	35,0
γ_t	0,0000491	0,000043	0,0000384	0,000358	0,0000144

Երբ $t_1=0^0C$, $t_2=15,6^0C$ թթվածնի (գազի) համար ունենք

p մթն.	100	200	500	1000	1500	2000	2500	3000
α_{12}	0,00538	0,00461	0,00388	0,00233	0,00100	0,00165	0,00145	0,00134

Այս տվյալներից հետևում է.

ա) Մթևնուկն հյութի համար սեղմելիության գործակիցը (տես ացետոն) կախված է ինչպես ջերմաստիճանից, նույնպես և ճնշումից։ Ճնշումը բարձրացնելիս սեղմելիության գործակցի արժեքը փոքրանում է։

բ) Բաղադրության փոփոխման դեպքում (տես NaOH-ի ջրային լուծույթի վերաբերյալ տվյալները) սեղմելիության գործակիցը փոփոխվում է։ Լուծույթի մեջ NaOH-ի պարունակության մեծացման դեպքում γ_t-ն փոքրանում է։

գ) Մթևնուկն հյութի համար ծավալային ընդարձակման գործակիցը (տես թթվածինն) կախված է ճնշումից և ջերմաստիճանից։

Ճնշումը մեծանալիս ընդարձակման գործակիցը փոքրանում է։

Այսպես, երբ $t_1=0^0C$, $t_2=15,6^0C$ թթվածնի համար α_{12}-ը 4 անգամ փոքրանում է, եթե p=100 մթն. արտաքին հաստատուն ճնշումից անցվում է արտաքին հաստատուն 3000 մթն. ճնշմանը։

Գազերի α_{12}, α_p, γ_{12}, γ_t գործակիցները հեղուկների նույն գործակիցների հետ համեմատելիս՝ նկատում ենք, որ ոչ բարձր ջերմաստիճանի դեպքում, գազերի α_{12} և α_p-ն մեծ են հեղուկների α_{12} և α_p-ից գազերի γ_{12} և γ_t-ն մեծ են հեղուկների γ_{12} և γ_t-ից։

Այսպես, օրինակ, երբ $t=25^0C=const.$ և ճնշումները՝ $p_1=0$, $p_2=8$ մթն., ապա իդեալականին մոտ գազի համար $\gamma_{12}=0,125$, իսկ հեղուկ այնտոնի համար $\gamma_{12}=0,000125$։ Այս գործակիցների հարաբերությունը հավասար է 1000։

Երբ $p=1$ մթն.$=const.$ և $t=0^0C$, ապա իդեալականին մոտ գազի համար $\alpha_p=0,00366$, իսկ հեղուկ անդիկի համար՝ $\alpha_p=0,00018$։ Այս գործակիցների հարաբերությունը $\simeq 20$։

Այսպիսով, կարելի է հաշվել, որ ոչ-բարձր ջերմաստիճանների և ոչ-մեծ ճնշումների դեպքում, գազերի α և γ գործակիցներն ավելի մեծ են, քան հեղուկների համապատասխան գործակիցները։

Բացի այդ, ոչ-մեծ ջերմաստիճանների և ճնշումների դեպքում գազերի $\frac{\gamma_t}{\alpha_p}$ գործակիցների հարաբերությունը մեծ է հեղուկների նույն գործակիցների հարաբերությունից։

4. $\frac{\gamma_t}{\alpha_p}$ հարաբերության ֆիզիկական իմաստը պարզաբանելու համար մեզ հարկավոր է մի պարզ և շատ օգտակար մաթեմատիկական առնչություն արտածել։

Դիցուք, dx և dy —կամայական, իրարից անկախ, անվերջ փոքր մեծությունները կապված են որևէ երրորդ անվերջ փոքր dz մեծության հետ

$$dz=adx+bdy$$

հավասարությամբ։

Ընդունելով $dy=0$, կունենանք $dz=adx$, որտեղից

$$a=\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{dy=0}$$

Նույն կերպ էլ $$b=\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{dx=0}$$

չնորհիվ dx-ի և dy-ի իրարից անկախ լինելուն, միշտ կարելի է նրանց արժեքներն այնպես ընտրել, որ $dz=adx+bdy=0$, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_{dz=0}=-\frac{b}{a} \quad \text{կամ} \quad \frac{a}{b}\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_{dz=0}=-1:$$

Տեղադրելով այս հավասարության մեջ a-ի և b-ի արտահայտությունները և հիշելով, որ $\dfrac{1}{\left(\dfrac{\partial z}{\partial y}\right)_{dx=0}}=\left(\dfrac{\partial y}{\partial z}\right)_{dx=0}$, վերջնականապես կստանանք

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{dy=0}\cdot\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_{dz=0}\cdot\left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_{dx=0}=-1: \qquad (1,\ 5,\ 5)$$

Այն դեպքում, երբ գոյություն ունի

$$z=f(x,\ y)$$

կախումը, այսինքն՝ z-ը x և y անկախ փոփոխականների ֆունկցիան է, իսկ dz-ը՝ այդ ֆունկցիայի լրիվ դիֆերենցիալը, ապա $\left(\dfrac{\partial z}{\partial x}\right)_{dy=0}$ և $\left(\dfrac{\partial z}{\partial y}\right)_{dx=0}$-ը $f(x, y)$ ֆունկցիայի մասնական ածանցյալներն են և բացի այդ՝

$dx=0$, եթե $x=\text{const.}$
$dy=0$, եթե $y=\text{const.}$
$dz=0$, եթե $z=\text{const.}$

Այս մեծությունների հաստատուն լինելը նշանակվում է համապատասխանաբար x, y, z ինդեքսով։ Այսպիսով, $z=f(x, y)$ ֆունկցիայի առկայության դեպքում (1, 5, 5) կգրվի այսպես,

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{y}\cdot\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_{z}\cdot\left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_{x}=-1: \qquad (1,\ 5,\ 6)$$

Սակայն պետք է հիշել, որ (1, 5, 5) ավելի ընդհանուր է, քան (1, 5, 6), քանի որ (1, 5, 5) տեղի ունի նաև այն ժամանակ, երբ ոչ x և y փոփոխականները և ոչ էլ $z=f(x, y)$ ֆունկցիան գոյություն չունեն, այլ կան միայն dz, dx, dy անվերջ փոքր մեծությունները։

Սրա ամենակարևոր օրինակն է առաջին սկզբունքի ընդհանուր հավասարումը (6, 2, 5)։

6. Ընթադրելով $z=V$, $x=t$, $y=p$ *և համապես սխեմի մասան հատատուն համարելով, մենք (1, 4, 1) և (1, 4, 2)-ից եզրակացնում ենք, որ* v*-ն կախված է* t*-ից և* p*-ից, *այսինքն՝* $v=f(t, p)$ *և, հետևաբար, համաձայն (1, 5, 6)-ի*

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial t}{dp}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t = -1$$

կամ բաժանելով v*-ի և բազմապատկելով նրանով՝*

$$\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t^v = -1$$

իսկ, ըստ (1, 5, 2) և (1, 5, 4)-ի՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{\alpha_p}{\gamma_t}, \qquad (1, 5, 7)$$

Այսպիսով, եթե հեղուկի համար $\frac{\alpha_p}{\gamma_t}$ *հարաբերությունը ավելի մեծ է, քան գազի համար, ապա սա նշանակում է, որ* $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ *մասնական ածանցյալը հեղուկի համար ավելի մեծ է, քան նույն նյութի գազային վիճակի համար (այս առթիվ տես § 2, 5, 3⁰)։*

Ինչպես մենք կտեսնենք, մարմինների հատկությունները բնորոշելու համար $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ *ածանցյալն ունի կարևոր նշանակություն։*

6. Երբեմն (1, 5, 1) և (1, 5, 2)

$$\alpha_p = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p \quad \text{և} \quad \alpha_{12} = \frac{1}{v_1}\,\frac{v_2 - v_1}{t_2 - t_1}$$

գործակիցներին նման քննարկվում են

$$\beta_v = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v, \qquad (1, 5, 8)$$

$$\beta_{12} = \frac{1}{p_1}\,\frac{p_2 - p_1}{t_2 - t_1}$$

գործակիցները, ընդ որում մասնան և ծավալը համարվում են հաստատուն։ Այս գործակիցները համապատասխանաբար կոչվում են ջերմային ուռածգականության իսկական և միջին գործակիցներ։

(1, 5, 8) և (1, 5, 7) տալիս են

$$\beta_v = \frac{1}{p}\,\frac{\alpha_p}{\gamma_t}, \qquad (1, 5, 9)$$

§ 1, 6. ՀԱՄԱՍԵՌ ՍԻՍՏԵՄԻ ԲՆՈՐՈՇՈՂ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ (ՎԻՃԱԿԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄ)

1. Դիցուք V*-ն և* m*-ը համասեռ սիստեմի ծավալը և մասսան են. այն ժամանակ* $v = \frac{V}{m}$ *սիստեմի տեսակարար ծավալն է։*

Համասեռության սահմանումից հետևում է, որ t, p, v*-ն և երկրորդ կարգի բոլոր հատկանիշները սիստեմի բոլոր մասերում պետք է նույնը լինեն։*

Մյուս կողմից՝ § 1, 5-ից մենք գիտենք, որ ինչպես ջերմաստիճանի փոփոխումը, նույնպես և ճնշման փոփոխումը առաջացնում են սիստեմի V *ծավալի փոփոխություն և, հետևաբար, փոփոխվում է նաև* v *տեսակարար ծավալը։*

Այն դեպքերում, երբ տեսակարար ծավալի վրա ազդող հատկանիշներից բնթական են փոփոխման միայն արտաքին ճնշումը և ջերմաստիճանը, կարող ենք գրել

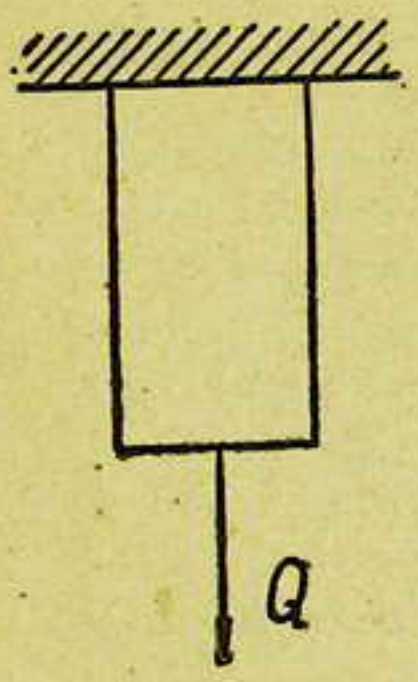
$$v = f(p, t) \quad \text{կամ} \quad \varphi(p, t, v) = 0, \qquad (1, 6, 1)$$

(1, 6, 1)-ից հետևում է, որ համասեռ սիստեմի ամբողջ ծավալը՝

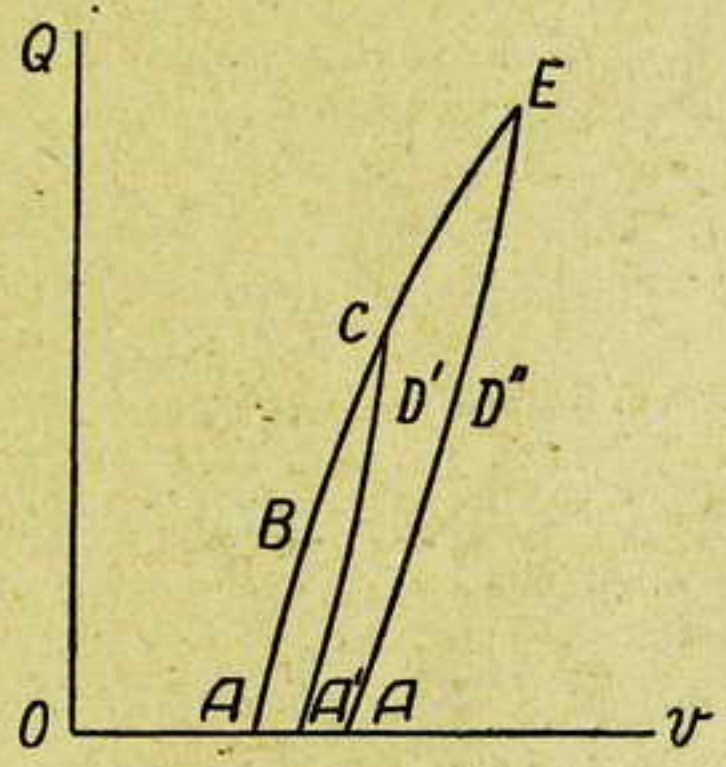
$$V = mv = m\, f(p, t), \qquad (1, 6, 2)$$

(1, 6, 2) իմաստն այն է, որ համասեռ սիստեմի ծավալը համեմատական է մասսային, իսկ համեմատականության գործակիցը հավասար է տեսակարար ծավալին և հանդիսանում է ճնշման և ջերմաստիճանի ֆունկցիա։

2. Բայց և այնպես (1, 6, 1)-ը ևս միշտ տեղի ունի։ Որպեսզի սրանում համոզվենք, քննարկենք մի հեղուկի մեջ խորասուզված մեռապագլանը



Նկ. 1—3



Նկ. 1—4

(նկ. 1—3), որի վերևի հիմքը ամրացրած է։ Այս պայմաններում գլանը կունենա որոշակի t *ջերմաստիճան (հավասար հեղուկի ջերմաստիճանին)։*

Եթե արհամարհում ենք hδ *արտադրյալը (որտեղ* h *գլանի բարձրությունն է, իսկ* δ՝ *հեղուկի տեսակարար կշիռը), ապա արտաքին ճնշումը գլանի բոլոր կետերի վրա պետք է ընդունել նույնը։*

Դիցուք p-ի և t-ի որևէ արժեքների դեպքում գլանի ծավալը v է։ Չփոխելով p-ն և t-ն, գլանի ներքին հիմքի վրա կիրառենք Q ձգող ուժը, որը աստիճանաբար մեծացնելով, 0-ից հասցնենք մինչև Q′ և նորից փոքրացնենք մինչև 0. Թող այդ մոմենտում գլանի ծավալը լինի v′։ Պարզվում է, որ սովորաբար v′≠v։

Եթե, նկ. 1—4, կիրառելով ձգող ուժը, մենք նրան հասցնեինք մինչև մաքսիմալ Q″ արժեքը, ապա նորից փոքրացնելով մինչև Q=0, անփոփոխ ջերմաստիճանների և ճնշման դեպքում, մենք կստանայինք գլանի նոր v″ ծավալը, ընդ որում v″≠v, v″≠v′։

Սա ցույց է տալիս, որ գլանի ծավալը դիտվող մոմենտում կախում ունի ոչ միայն p, t և Q-ի արժեքներից, այլև նրանից, թե մինչև դիտվող մոմենտը, ինչպիսին է եղել ձգող ուժի առավելագույն արժեքը։

Մենք կարող էինք ձգող ուժը փոխարինել սեղմող ուժով, կարող էինք կիրառել ձգող կամ սեղմող ուժը ոչ թե ստորին հիմքի, այլ գլանի կողմնային մակերևույթի վրա և այլն։ Բայց ընդհանուր արդյունքը դարձյալ նույնը կլիներ. այն է՝ պինդ մարմնի ծավալը կախված է ոչ միայն ջերմաստիճանի, ճնշման և նրա վրա կիրառված զանազան ուժերի արժեքներից՝ դիտվող մոմենտում, այլ և նրանից, թե ինչպիսին են եղել այդ ուժերի առավելագույն արժեքները մինչև դիտվող մոմենտը։

Հատկապես սա էլ կամենում են արտահայտել, երբ ասում են, թե ձևափոխվող պինդ մարմնի ծավալը կախված է ոչ թե միայն p, t, Q և ուրիշ ուժերից, այլ նաև այդ մարմնի ընախընթաց պատմությունից։

Այստեղից էլ պարզ է, որ պինդ մարմնի դեպքում չի կարելի ընդունել

$$v=f(p,\ t,\ Q,\ldots),$$

քանի որ այս գրել, կնշանակի տվյալ մոմենտում հաշվել, որ v-ն կախված է միայն p, t, Q-ից (և չի կախված ընախընթաց պատմությունից)։ Իսկ, եթե

$$v\neq f(p,\ t,\ Q,\ldots),$$

ապա ձևափոխվող պինդ մարմինը չունի վիճակի հավասարում։

Պինդ մարմնին կարելի է վերագրել վիճակի հավասարում մի սահմանափակող պայմանի դեպքում, եթե Q ուժերի առավելագույն արժեքները շատ փոքր են. Այսպիսի դեպքերում, ինչպես ցույց են տալիս փորձերը, Q ուժը մինչև 0 փոքրացնելիս, վերադարձի CD′A′ գիծը համընկնում է ուժը 0-ից մինչև առավելագույն արժեքը մեծացնելուն համապատասխանող ABC գծին։

Այսպիսով, մենք ընդունում ենք, որ գազերը և հեղուկները վիճակի հավասարումներ ունեն, իսկ պինդ մարմինները՝ ոչ։

Պինդ մարմիններին կարելի է միայն վերագրել վիճակի հավասարումներ այն դեպքում, երբ Q ուժը, փոփոխվելով, միշտ մնում է շատ փոքր։

3. Վիճակի հավասարումը գիտենալը շատ կարևոր է և թույլ կտար որոշել մի շարք հատկանիշները, առանց փորձեր կատարելու։

Օրինակ, դիցուք որևէ համասեռ սիստեմի վիճակի հավասարումն է

$$v=f(p,\ t).$$

Ընդունելով p=const., կունենանք՝

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p = \frac{\partial f(p=\text{const.},\ t)}{\partial t},$$

Իսկ t=const. դեպքում, կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t = \frac{\partial f(p,\ t=\text{const.})}{\partial p},$$

Այսպիսով, բաժանելով այս ածանցյալները v-ի վրա, գտնում ենք՝

$$\alpha_p = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p,\quad \gamma_t = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t,$$

և ապա (1, 5, 9) առնչությունից՝

$$\beta_v = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{1}{p}\,\frac{\alpha_p}{\gamma_t}.$$

§ 1, 7. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ՎԻՃԱԿԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

1. Եթե t ջերմաստիճանը փոխարինենք T բացարձակ ջերմաստիճանով, ապա իդեալական գազի դեպքում f(p, t) ֆունկցիան կունենա ամենապարզ տեսքը։ Ինչպես հայտնի է, հարյուր աստիճանավոր ջերմաչափի 0°-ն այն ջերմաստիճանն է, որի դեպքում մի մթնոլորտ ճնշման տակ հալվում է մաքուր սառույցը, իսկ 100° ընդունված է այն ջերմաստիճանը, որի դեպքում մեկ մթնոլորտ ճնշման տակ մաքուր ջուրը վերածվում է գոլորշու։

Ջերմաստիճանների բացարձակ թվատոխտակում (T) աստիճանի մեծությունը նույնն է, ինչ որ սովորական հարյուր աստիճանավոր թվատախտակի (t)։ Այդ թվատախտակները տարբերվում են միայն զրոյի դիրքով։ Բացարձակ թվատախտակի զրոյին (0 բաց) հարյուրաստիճանավոր թվատախտակի վրա համապատասխանում է $t=-273{,}16^0$, այսինքն՝ երբ $T=0$, ապա $t=-273{,}16$, բացարձակ թվատախտակի վրա $T=+273{,}16$, երբ հարյուրաստիճանավոր թվատախտակի վրա $t=0$։

2. Իդեալական գազի դեպքում

$$f(p, t) = A\,\frac{t+273{,}16}{p} = A\,\frac{T}{p}. \qquad (1,\ 7,\ 1)$$

Հնդ որում $v = A\,\frac{T}{p}$ տեսակարար ծավալն է, A-ն իդեալական գազի բնույթից կախված հաստատուն է։

Այսպիսով՝

$$V = mv = mA\frac{T}{p}. \qquad (1,\ 7,\ 2)$$

(1, 7, 1)-ից մենք տեսնում ենք, որ իդեալական գազի տեսակարար ծավալը կախված է ոչ թե առանձին-առանձին վերցրած երկու՝ T և p

փոփոխականներից, այլ նրանց հարաբերությունից. երբ T և p-ն այնպես են փոխվում, որ նրանց $\frac{T}{p}$ հարաբերությունը հաստատուն է, ապա տեսակարար ծավալը նույնպես մնում է հաստատուն։ (1, 7, 2) հավասարումը կարելի է մի քիչ ձևափոխել, օգտվելով «մոլեկուլային կշիռ» և «գրամմոլեկուլ (գրամմոլ, մոլ)» գաղափարներից։ Ինչպես որոշ B_0 քիմիական էլեմենտի ատոմի կշիռն ընդունված է որպես միավոր։ Այդ դեպքում ցանկացած B էլեմենտի ատոմական կշիռ կոչվում է B-ի ատոմի կշռի հարաբերությունը B_0-ի ատոմի կշռին։ Ներկայումս ջրածնի, թթվածնի, ազոտի ատոմական կշիռները համապատասխանաբար ընդունվում են հավասար 1,0078; 16,0; 14,0։

Մոլեկուլային կշիռ կոչվում է մոլեկուլը կազմող ատոմների ատոմական կշիռների գումարը։ Այսպես, H_2, O_2, NO_2-ի մոլեկուլային կշիռները համապատասխանաբար հավասար են 2,0156; 32,0; 46,0։

Գրամմոլեկուլը մաքուր նյութի այն քանակությունն է, որի կշիռը, արտահայտված գրամներով, հավասար է այդ նյութի մոլեկուլային կշռին։ Այսպիսով O_2-ի մեկ մոլը հավասար է 32,0 գր, իսկ NO_2-ինը և CO-ինը՝ համապատասխանաբար 46,0 գր և 28,0 գր։

Գրամմոլի գաղափարի տարածումը խառնուրդների վրա գտնվում է § 1, 8, 4⁰-ում։

Նշանակելով մասսան, մոլեկուլային կշիռը և գրամմոլերի թիվը m, M և n-ով, կունենանք $m=Mn$։ Հետևաբար (1, 7, 2) կարող է արտագրվել այսպես՝

$$V=\frac{nMAT}{p}.$$

Սակայն պարզվում է, որ MA արտադրյալը բոլոր իդեալական գազերի համար նույնն է, այսինքն՝ կախված չէ գազի բնույթից։ Սովորաբար MA արտադրյալը նշանակվում է R-ով և կոչվում է մեկ գրամմոլին վերաբերող գազային հաստատուն։

Եթե ճնշումը չափվում է մթնոլորտներով, իսկ ծավալը՝ լիտրերով, ապա՝

$$R=0{,}082\ \frac{\text{լիտ. մթն.}}{\text{աստ. մոլ.}},$$

$A=\frac{R}{M}$ մասսայի միավորի (մեկ գրամին) վերաբերող գազային հաստատունն է, կախված է գազի բնույթից, հակադարձ համեմատական է նրա մոլեկուլային կշռին։ Այսպիսով՝

$$V=nR\frac{T}{p} \quad \text{կամ} \quad pV=nRT, \qquad (1, 7, 3)$$

(1, 7, 3) հավասարումը սովորաբար կոչվում է Կլապեյրոնի հավասարում*, (1, 7, 3)-ից հետևում է՝

$$\frac{V}{n}=\frac{RT}{p}, \qquad (1, 7, 4)$$

ըստ որում $v=\frac{V}{n}$ մեկ գրամմոլի ծավալն է, որը կոչվում է մոլյար ծավալ (1, 7, 4)-ը նշանակում է, որ միևնույն ճնշման և ջերմաստիճանի դեպքում բոլոր իդեալական գազերի մոլյար ծավալը միևնույնն է։

Երբ $T=273,16(t=0)$ և $p=1$ մթն., $v=22,415$ լիտրի։

§ 1, 8. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

1. (1, 7, 3) իր մեջ պարունակում է գազային հետևյալ օրենքները։ Ենթադրենք $T=\text{const.}$, $n=\text{const.}$ այդ դեպքում՝

$$pV=nRT=\text{const.}: \qquad (1, 8, 1)$$

Սա Բոյլ-Մարիոտի օրենքն է, որի համաձայն հաստատուն ջերմաստիճանի (1, 8, 2) և հաստատուն գրամմոլերի թվի դեպքում, իդեալական գազերի ծավալի և ճնշման արտադրյալը նույնպես հաստատուն է։

Այստեղ նշված գրամմոլերի թվի հաստատուն լինելը շատ էական է և բոլորովին հավասարազոր չէ մասսայի հաստատուն լինելուն։ Այսպես, եթե հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում թթվածինը (O_2) մասամբ կամ լրիվ փոխանցվում է օզոնի (O_3), ապա գրամմոլերի թիվը նվազում է, և pV արտադրյալը հաստատուն չի մնում, նույնպես փոքրանում է։ Սակայն օզոնի փոխանցվելիս, գազի m մասսան չի փոփոխվում։

2. Դիցուք $p=\text{const.}$ և $n=\text{const.}$։ Այն ժամանակ $\frac{nR}{p}=\text{const.}$ և (1, 7, 3)-ից բխում է

$$\frac{V}{T}=\frac{nR}{p}=\text{const.}: \qquad (1, 8, 3)$$

Այսինքն, եթե $p=\text{const.}$ և $n=\text{const.}$ դեպքում, իդեալական գազի $t_1, t_2, t_3\ldots$ ($T_1, T_2, T_3\ldots$) ջերմաստիճաններին համապատասխանում են V_1, V_2, $V_3\ldots$ ծավալները, ապա՝

$$\frac{V_1}{T_1}=\frac{V_2}{T_2}=\frac{V_3}{T_3}=\ldots=\frac{nR}{p}:$$

Այսպիսով, հաստատուն p և n-ի դեպքում, իդեալական գազի ծավալն ուղիղ համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին, իսկ համեմատա-

---

* Իրականում, ինչպես վերջերս պարզել է պրոֆ. Վ. Ա. Կիրեևը, Կլապեյրոնը տվել է (1, 7, 2) հավասարումը, որը պարունակում է գազի բնույթից կախված A հաստատունը։ Իսկ Դ. Ի. Մենդելեևը 1876 թվին առաջինը արտածել է $pv=RT$ հավասարումը ցանկացած գազի մեկ գրամմոլի համար։ Ուստի ամենայն իրավամբ $pv=RT$ և $pV=nRT$ բանաձևերը կարելի է կոչել Մենդելեևի անունով։

կանուքյան գործակիցն իր հերթին ուղիղ համեմատական է n-ին և հակադարձ համեմատական է p-ին։

1—5 նկարի վրա ներկայացված է (1, 7, 6) բանաձևով սահմանված գծային կապը իդեալական գազի ծավալի և բացարձակ ջերմաստիճանի միջև p=const. և n=const. դեպքում։

3 գծի վրա ճնշման արժեքը հաստատուն է՝

$$p=p_3=\text{const.}$$

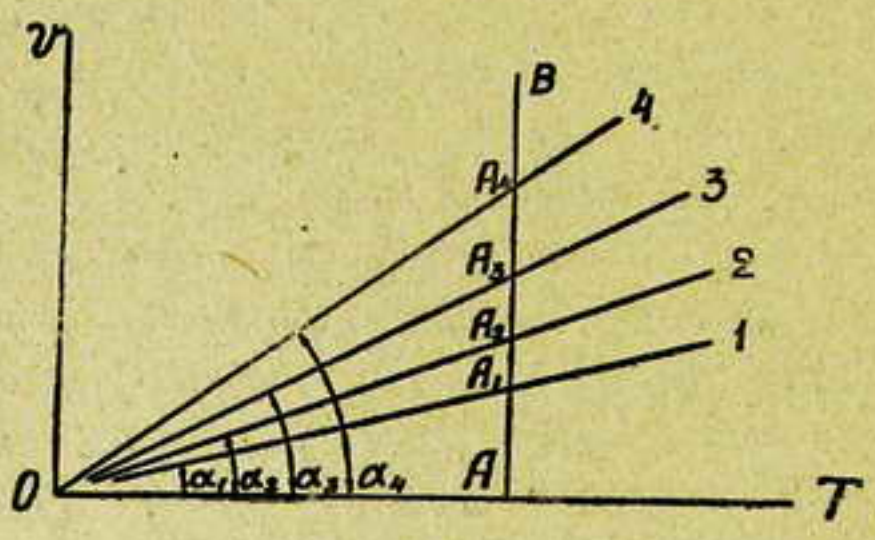
1 գծի վրա ճնշման հաստատուն արժեքը՝

$$p=p_1=2p_3=\text{const.},\quad n_3=n_1,$$

դրա համար էլ 1 գծի անկյունային գործակիցը

$$\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{nR}{p_1}=\frac{nR}{2p_3}=\frac{1}{2}\operatorname{tg}\alpha_3,$$

երկու անգամ փոքր է 3 գծի անկյունային գործակցից։



Նկ. 1—5

Այս արդյունքին կարելի է հասնել նաև այլ ճանապարհով. տանենք ծավալների առանցքին զուգահեռ AB ուղիղը։ Այս գծի բոլոր կետերին համապատասխանում է միևնույն T_a ջերմաստիճանը։

1 գծի A_1 կետում p_1 ու V_1-ը ճնշումն ու ծավալն են։

3 գծի A_3 կետում p_3 և V_3-ը ճնշումն ու ծավալն են։

Համաձայն Բոյլ-Մարիոտտի օրենքի $p_1V_1=p_3V_3$ և $V_3=2V_1$, քանի որ $p_1=2p_3$, 1 և 3 գծերի անկյունային գործակիցները կլինեն՝

$$\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{V_1}{T_a},\quad \operatorname{tg}\alpha_3=\frac{V_3}{T_a},$$

այսինքն՝ $\operatorname{tg}\alpha_3=2\operatorname{tg}\alpha_1$։

2 և 4 գծերի վրա $p_2=p_4$, $n_4=2n_2$։ Հետևաբար՝

$$\operatorname{tg}\alpha_4=\frac{n_4R}{p_4}=\frac{2n_2R}{p_2}=2\operatorname{tg}\alpha_2,$$

այսինքն՝ 4 գծի անկյունային գործակիցը երկու անգամ մեծ է 2 գծի անկյունային գործակցից։

(1, 8, 3)-ը Գեյ-Լյուսսակի օրենքն է։

(1, 8, 3) կարելի է արտահայտել մի քիչ այլ ձևով, գծային ընդարձակման միջին գործակցի միջոցով։

Համաձայն (1, 6, 1) սահմանման, ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը p=const. դեպքում՝

$$\alpha_{12}=\frac{1}{V_1}\,\frac{V_2-V_1}{t_2-t_1}=\frac{1}{V_1}\,\frac{V_2-V_1}{T_2-T_1}.$$

բայց p=const. և n=const. դեպքում՝ $\frac{V_1}{T_1}=\frac{V_2}{T_2}$.

ուստի՝

$$\frac{V_2-V_1}{T_2-T_1}=\frac{V_1}{T_1}$$

և

$$\alpha_{12}=\frac{1}{T_1}, \qquad (1, 8, 4)$$

որտեղ T_1 սկզբնական բացարձակ ջերմաստիճանն է։

Այսպիսով, իդեալական գազի ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը հաստատուն ճնշման դեպքում բացարձակ ջերմաստիճանի հակադարձ մեծությունն է և բոլորովին չի կախված վերջնական T_2 ջերմաստիճանից, հաստատուն ճնշման արժեքից և գրամմոլերի հաստատուն թվից։ Նույն սկզբնական ջերմաստիճանի դեպքում միջին ընդարձակման գործակիցը բոլոր իդեալական գազերի համար միևնույնն է և, հետևաբար, չի կախված գազի բնույթից։

Այսպես, օրինակ, $t_1=-23{,}16^0$C դեպքում, սկզբնական բացարձակ ջերմաստիճանը $T_1=250$ և $\alpha_{12}=\frac{1}{250}$, այսինքն՝ միևնույնն է բոլոր իդեալական գազերի համար (լինի այդ արգոն, թթվածին, ջրածին, ազոտ, CO_2 և այլն)։

Երբ $T_1=273{,}16^0$ ($t_1=0^0$C), $\alpha_{12}=\frac{1}{273{,}16}$,

Այս արժեքին էլ իդեալական գազերի ընդարձակման միջին գործակցի համար փորձնականորեն սահմանված է եղել Գեյ-Լյուսսակի կողմից $t_1=0^0$C և $t_2=100^0$C ջերմաստիճանների միջև։

Քանի որ α_{12} բոլորովին չի կախված վերջնական ջերմաստիճանից, ապա α_{12} չի փոխվի, եթե միևնույն սկզբնական ջերմաստիճանի դեպքում վերջնական ջերմաստիճանը փոփոխենք այնպես, որ $\Delta t=t_2-t_1$ ձգտի 0-ի։ Բայց $\Delta t\longrightarrow 0$ դեպքում միջին գործակիցը դառնում է իսկական։

(1, 8, 5) Իդեալական գազերի ընդարձակման իսկական գործակիցը p=const. և n=const. դեպքում,

$$\alpha_p=\frac{1}{T},$$

որտեղ T դիտվող մոմենտում գազի բացարձակ ջերմաստիճանն է։

3. Քանի որ իդեալական գազի վիճակի

$$pV=nRT \qquad (1, 7, 3)$$

հավասարման մեջ p *և* V*-ն մտնում են բոլորովին նույն ձևով, ապա ակընհայտ է, որ* V=const. *և* n=const. *դեպքում մենք* p*-ի և* T*-ի միջև կըստանանք այնպիսի կախվածություն, ինչպիսին ստացել էինք* V*-ի և* T*-ի միջև* p=const. *և* n=const. *դեպքում։*

Երբ V=const. *և* n=const. *(1, 7, 3) տալիս է*

$$\frac{p}{T}=\frac{nR}{V}=\text{const.}$$

կամ, եթե p_1, p_2, p_3... *արժեքներին* V=const. *և* n=const. *դեպքում համապատասխանում են բացարձակ ջերմաստիճաններ* T_1, T_2, T_3,... , *ապա*

$$\frac{p_1}{T_1}=\frac{p_2}{T_2}=\frac{p_3}{T_3}=\ldots=\frac{nR}{V}, \qquad (1,\ 8,\ 6)$$

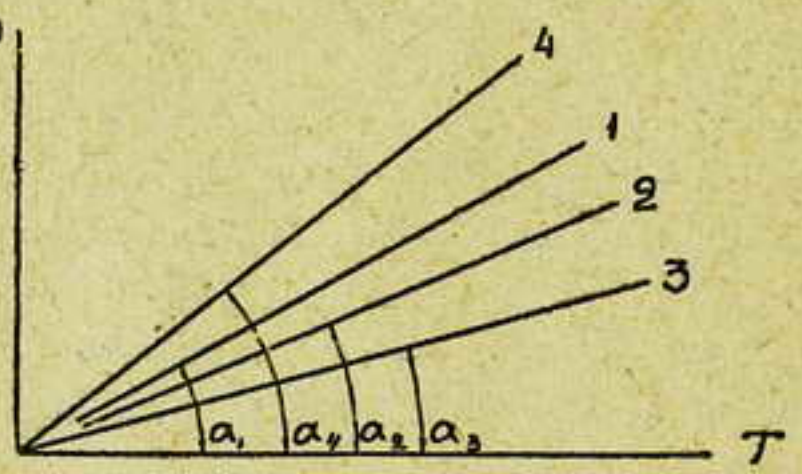
Այժմ մենք կարող ենք ասածներս ձևակերպել այսպես.

(1, 8, 6) Հաստատուն ծավալի և հաստատուն գրամմոլերի թվի դեպքում իդեալական գազի ջերմաստիճաները և ճնշումը կարող են փոխվել միայն այնպես, որ

$$\frac{p}{T}=\frac{nR}{V},$$

քանորդը մնա հաստատուն: Այսինքն՝ p-ն համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին. $\left(\frac{nR}{V}\right)$ համեմատականության գործակիցը իր հերթին ուղիղ համեմատական է գրամմոլերի հաստատուն n թվին և հակադարձ համեմատական է V ծավալին:

p-ի և T-ի գծային կապը հաստատուն V *և* n*-ի դեպքում պատկերացված է նկ. 1—6 դիագրամի վրա։*



Նկ. 1—6

1 գծի վրա V_1*-ը և* n_1*-ը ծավալի և գրամմոլերի թվի հաստատուն արժեքներն են։*

3 գծի վրա ծավալի և գրամմոլերի թվի հաստատուն արժեքները՝

$$V_3=2V_1, \quad n_3=n_1,$$

Ուստի 3 գծի անկյունային գործակիցը կլինի

$$\text{tg}\alpha_3=\frac{n_3R}{V_3}=\frac{n_1R}{2V_1}=\frac{1}{2}\text{tg}\alpha_1$$

2 և 4 գծերի վրա, ընդհակառակը, $V_2=V_4$, $n_4=2n_2$ *և դրա համար այդ գծերի անկյունային գործակիցները կլինեն՝*

$$\text{tg}\alpha_4=\frac{n_4R}{V_4}=\frac{2n_2R}{V_2}=2\text{tg}\alpha_2,$$

Իդեալական գազերի ջերմային առաձգականության β_{12} *և* β_v *միջին և իսկական գործակիցները գտնում ենք նույն եղանակով, ինչպես* α_{12} *և* α_p *գործակիցները։*

Իրոք, եթե V=const. *և* n=const. *դեպքում* t_1 *և* t_2 *ջերմաստիճաններին համապատասխանում են* p_1 *և* p_2 *ճնշումները, ապա՝*

$$\beta_{12}=\frac{1}{p_1}\,\frac{p_2-p_1}{T_2-T_1}=\frac{1}{p_1}\,\frac{\Delta p}{\Delta t},$$

և քանի որ n=const., V=const. *դեպքում*

$$\frac{p_2}{T_2}=\frac{p_1}{T_1},\ \text{ապա՝}\ \frac{p_2-p_1}{T_2-T_1}=\frac{p_1}{T_1}.$$

հետևաբար՝

$$\beta_{12}=\frac{1}{T_1}, \qquad (1,\ 8,\ 7)$$

Այսպիսով, իդեալական գազի ջերմային առաձգականության միջին գործակիցը հավասար է նրա ծավալային ընդարձակման միջին գործակցին։

Ակնհայտ է, որ ջերմային առաձգականության իսկական գործակիցը կլինի՝

$$\beta_v=\alpha_p=\frac{1}{T}, \qquad (1,\ 8,\ 8)$$

որտեղ T *— տվյալ մոմենտում իդեալական գազի բացարձակ ջերմաստիճանն է։*

4. Ջննարկենք A_1 *և* A_2 *իդեալական գազերը,* A_1 *գազի ծավալը, ճնշումը, բացարձակ ջերմաստիճանը և գրամմոլերի թիվը թող լինեն* V_1, p_1, T_1, n_1, *իսկ* A_2 *գազի համար նույն մեծությունները են* V_2, p_2, T_2, n_2։

Համաձայն (1, 7, 3) հավասարման՝

$$p_1V_1=n_1RT_1,\quad p_2V_2=n_2RT_2,$$

եթե՝

$$p_1=p_2,\quad V_1=V_2,\ T_1=T_2,\ \text{ապա և}\ n_1=n_2,$$

Սա Ավոգադրոյի օրենքն է։

(1, 8, 9) Եթե երկու իդեալական գազել ունեն հավասար ճնշումներ հավասար ծավալներ և հավասար ջերմաստիճաններ, ապա նրանց գրամմոլների թվերը նույնպես իրար հավասար են:

Ավոգադրոյի օրենքը հաճախ արտահայտում են այլ կերպ։

Թող ω_1 *և* N_1 *լինեն* A_1 *գազի յուրաքանչյուր մոլեկուլի մասսան և այդ գազի մոլեկուլների թիվը, իսկ* m_1, M_1 *և* n_1*-ը,* A_1 *գազի ամբողջ մասսան, մոլեկուլային կշիռը և գրամմոլերի թիվն են։* A_2 *գազի համար նույն մեծությունները նշանակենք՝*

$$\omega_2,\ N_2,\ m_2,\ M_2\ n_2,$$

Ակնհայտ է, որ $m_1=\omega_1N_1=n_1M_1$, $m_2=\omega_2N_2=n_2M_2$, *Իսկ* $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ *հարաբերու-*

թյունը հավասար է $\frac{M_1}{M_2}$ *հարաբերությանը։ Այսպիսով՝*

$\frac{\omega_1 N_1}{\omega_2 N_2} = \frac{n_1 M_1}{n_2 M_2}$ *հարաբերությունը արտագրվում է այսպես՝*

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{n_1}{n_2}.$$

այսինքն՝ երկու գազերի գրամմոլերի թվերի հարաբերությունը $\frac{n_1}{n_2}$ *հավասար է նրանց մոլեկուլների թվերի հարաբերությանը* $\frac{N_1}{N_2}$*։*

Այն դեպքերում, երբ $n_1 = n_2$*, նույնպես և* $N_1 = N_2$*. հետևաբար Ավոգադրոյի օրենքը կարտահայտվի այսպես.*

(1, 8, 10) Եթե երկու իդեալական գազեր ունեն հավասար ծավալներ, հավասար ճնշումներ և հավասար ջերմաստիճաններ, ապա նրանց մոլեկուլների թվերը նույնպես պետք է լինեն հավասար:

$\frac{N_1}{N_2} = \frac{n_1}{n_2}$ *համեմատությունը կարող է արտագրվել այսպես՝*

$$\frac{N_1}{n_1} = \frac{N_2}{n_2},$$

այսինքն՝ յուրաքանչյուր գազի մեկ գրամմոլը պարունակում է միևնույն թվով մոլեկուլներ։ Այս թիվը ներկայումս ընդունված է հավասար $6{,}023 \times 10^{23}$ *և կոչվում է Ավոգադրոյի թիվ (կամ հաստատուն)։*

Ավոգադրոյի օրենքը թույլատրում է տալ գրամմոլի այլ սահմանում, որը կիրառելի է ոչ միայն քիմիապես մաքուր մարմինների, այլև խառնուրդների նկատմամբ։

Գրամմոլը նյութի այն քանակությունն է, որի (միատեսակ կամ տարբեր) մոլեկուլների թիվը հավասար է Ավոգադրոյի թվին։

Ճ. (1, 7, 3) հավասարումը՝ $pV = nRT$ *կարելի է գրել և այսպես՝*

$$p = \frac{nRT}{V},$$

$\frac{n}{V}$ *հարաբերությունը, որը ցույց է տալիս թե միավոր ծավալին որքան գրամմոլ է հասնում, կոչվում է ծավալային կոնցենտրացիա և հաճախ նշանակվում է* c *տառով։ Այսպիսով՝*

$$c = \frac{n}{V}, \qquad (1, 8, 11)$$

Ծավալային կոնցենտրացիայի հասկացությունը միանգամայն համանման է խտության (δ) հասկացությանը։ Եթե մասսան նշանակենք m*-ով, ապա խտությունը՝*

$$\delta = \frac{m}{V},$$

միավոր ծավալի մասսան է, ինչ որ $m=nM$ (որտեղ M մոլեկուլյար կշիռն է), ապա նրկու մասն էլ բաժանելով V-ի վրա, ստանում ենք՝

$$\frac{m}{V}=M\frac{n}{V}.$$

կամ՝

$$\delta=mc, \qquad (1, 8, 12)$$

այսինքն՝ խտությունը հավասար է մոլեկուլային կշռի և ծավալային կոնցենտրացիայի արտադրյալին։

Տեղադրելով ծավալային կոնցենտրացիան և խտությունը (1, 7, 3)-ի մեջ, ստանում ենք իդեալական գազի վիճակի հավասարումը՝

$$p=cRT \qquad (1, 8, 13)$$

$$p=\delta AT \qquad (1, 8, 14)$$

տեսքով։

§ 1, 9. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐԸ

1. Դիցուք խառնուրդը կազմված է միևնույն T ջերմաստիճան ունեցող A_1, A_2..., A_k իդեալական գազերից։

Նշանակենք A_i գազի մասսան, գրամմոլերի թիվը և մոլեկուլային կշիռը m_i, n_i, M_i, իսկ m, n, V-ով՝ ամբողջ խառնուրդի մասսան, գրամմոլերի թիվը և ծավալը։

Եթե ենթադրենք, որ խառնվող գազերը չեն մտնում ռեակցիայի մեջ, ապա խառնուրդի մոլեկուլների թիվը հավասար կլինի խառնվող գազերի մոլեկուլների թվերի գումարին։ Այդ պատճառով § 1, 8, 4-ի վերջում տված գրամմոլի սահմանման համաձայն, խառնուրդի գրամմոլերի թիվը հավասար է խառնվող գազերի գրամմոլերի թվերի գումարին՝

$$n=n_1+n_2+\ldots+n_k=\Sigma n_i, \qquad (1, 9, 1)$$

Բացի դրանից ակներև է, որ

$$m=m_1+m_2+\ldots m_k=\Sigma m_i \qquad (1, 9, 2)$$

կամ, քանի որ

$$m_i=M_i n_i,$$

ապա՝

$$m=\Sigma M_i n_i=M_1 n_1+M_2 n_2+\ldots+M_k n_k,$$

Ենթադրենք, որ անոթի մեջ գտնվում է խառնուրդի փոխարեն քիմիապես մաքուր գազ, որի մասսան ու գրամմոլերի թիվն են m-ը և n-ը։

Այս գազի M մոլեկուլային կշիռը կլինեը՝

$$M=\frac{m}{n},$$

Խառնուրդի դեպքում $M=\frac{m}{n}$ հարաբերությունը կոչվում է խառնուրդի թվացող մոլեկուլային կշիռ և ցույց է տալիս, թե որքան կլինեը

այն քիմիապես մաքուր գազի մոլեկուլյար կշիռը, որի մասսան և գրամ-մոլերի թիվը հավասար է խառնուրդի մասսային և գրամմոլերի թվին.

Խառնուրդի թվացող մոլեկուլային կշիռը կարելի է արտահայտել այսպես.

$$M=\frac{\Sigma M_i n_i}{\Sigma n_i}, \qquad (1, 9, 3)$$

Համաձայն (1, 9, 2)-ի՝

$$c=\frac{n}{V}=\frac{\Sigma n_i}{V}=\Sigma\frac{n_i}{V}=\Sigma c_i, \qquad (1, 9, 4)$$

այսինքն՝ խառնուրդի ծավալային կոնցենտրացիան հավասար է խառնուրդում մասնակցող գազերի ծավալային կոնցենտրացիաների գումարին.

2. Մի գրամմոլին վերագրվող գազային R հաստատունը բոլոր իդեալական գազերի համար միևնույնն է. Ուստի տվյալ ջերմաստիճանի և ծավալի դեպքում, քիմիապես մաքուր իդեալական գազի կամ իդեալական գազերի խառնուրդի ճնշումը լրիվ որոշվում է գրամմոլերի թիվով, այսինքն՝ իդեալական գազերի խառնուրդի p ճնշումը կլինի՝

$$p=\frac{n}{V}RT=cRT. \qquad (1, 9, 5)$$

Պատկերացնենք, որ խառնուրդի մեջ մասնակցող A_i գազերից յուրաքանչյուրը, ունենալով խառնուրդի ջերմաստիճանը, առանձին գրավում է խառնուրդի V ծավալ.

Ընդ որում գազը կճնշեր անոթի պատերի վրա.

$$p_i=\frac{n_i}{V}RT=c_iRT \qquad (1, 9, 6)$$

Այս ճնշումը կոչվում է խառնուրդի A_i գազի պարցիալ (բաժնեկ) ճնշում. (1, 9, 4), (1, 9, 5) և (1, 9, 6)-ից հետևում է

$$p=cRT=(\Sigma c_i)RT=\Sigma(c_iRT)=\Sigma p_i. \qquad (1, 9, 7)$$

(1, 9, 7) Իդեալական գազերի խառնուրդի ճնշումը հավասար է այդ գազերի պարցիալ ճնշումների գումարին:

Սա Դալտոնի օրենքն է, որը նա հաստատել է փորձերով:

3. Հետագայում մենք կօգտվենք իդեալական գազերի խառնուրդը բնորոշող հետևյալ շատ կարևոր դրույթով.

(1, 9, 8) Տարբեր իդեալական գազերի խառնուրդի մեջ գազերից յուրաքանչյուրն իրեն պահում է այնպես, ինչպես եթե մնացած գազերը բոլորովին բացակաեին.

Այլ կերպ ասած՝

(1, 9, 9) Եթե տարբեր գազերից յուրաքանչյուրը խառնուրդի ջերմաստիճանի դեպքում մենակ է զբաղեցնում խառնուրդի ծավալը, ապա նրա ճատկանիշները խառնուրդում և առանձին անոթում միանգամայն նույնն են:

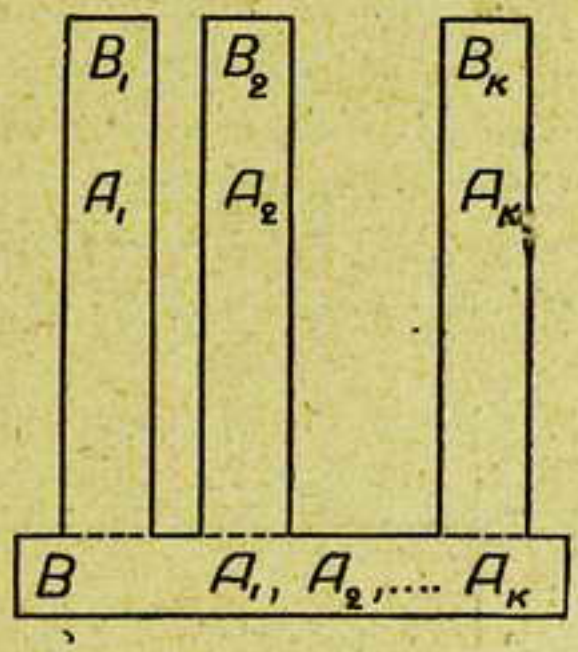
Այստեղ «տարբերը» բառով ընդգծվում է այն, որ (1, 9, 9) դրույթը միշտ ճիշտ է միայն տարբեր գազերի խառնուրդի համար։ Միևնույն գազի առանձին բաժինների համար այս դրույթը կարող է լինել և՛ սխալ։

Ուսումնասիրենք այս «կանոնի» օգտագործման մի քանի դեպքեր.

Դիցուք անոթում գտնվում է իդեալական A գազը։ Բաժանենք անոթը այնպիսի թաղանթով, որն ազատ բաց է թողնում A գազը և բոլորովին բաց չի թողնում ուրիշ գազեր (այդպիսի թաղանթներ գոյություն ունեն և կոչվում են կիսաթափանցիկ)։

Ձախ մասի մեջ ներմուծենք B գազի որևէ քանակ։ Քանի որ այս գազի ներկայությունը միանգամայն չպետք է անդրադառնա A գազի հատկանիշների վրա, ապա A գազի խտությունը, ծավալային կոնցենտրացիան և ճնշումը անոթի երկու մասերում էլ կլինեն միևնույնը, ինչպես այդ տեղի ուներ մինչև B գազի ներմուծումը։

Դալտոնի օրենքը հանդիսանում է (1, 9, 9) կանոնի հատուկ դեպքերից մեկը։ Իրոք, դիցուք B, B_1, B_2...B_k անոթներն ունեն տարողություններ նույնն են (նկ. 1—7)։ B անոթում պարունակվում է A_1, A_2, A_3 ... A_k իդեալական գազերի խառնուրդը, մնացած անոթներում պարունակում են այս գազերից մեկականը։ B_1 անոթը պարունակում է A_1 գազը և անջատված է B անոթից A_1 գազն ազատ բաց թողնող և մնացած A_2, A_3 ... A_k գազերը բաց չթողնող D_1 թաղանթով։ B_2 անոթը պարունակում է A_2 գազը և B-ից անջատված է միայն A_2 գազը բաց թողնող D_2 թաղանթով և այլն։ A_i գազի ճնշումը B և B_i անոթներում համապատասխանաբար նշանակենք p_i և p'_i։ Այսպիսով, A_1 գազի ճնշումը խառնուրդի մեջ կլինի p_1, իսկ B_1 անոթում՝ p'_1 և այլն։



Նկ. 1—7

Ուստի, վերևը նշվածի համաձայն՝

$$p'_1=p_1,\quad p'_2=p_2,\quad p'_k=p_k,\ldots \qquad (1, 9, 10)$$

Մյուս կողմից միանգամայն ակնհայտ է, որ ամբողջ խառնուրդի ճնշումը

$$p=\Sigma p_i=p_1+p_2+\cdots+p_k.$$

դրա համար էլ, համաձայն (1, 9, 10)-ի՝

$$p=\Sigma p'_i=p'_1+p'_2+\cdots+p'_k. \qquad (1, 9, 11)$$

(1, 9, 7)-ը արտածելիս ասված էր, որ A_i գազի բաժնեճնշում կոչվում է այն ճնշումը, որը կառաջացներ այդ գազը, խառնուրդի ջերմաստիճանի տակ միայն ինքն զբաղեցնելով ամբողջ խառնուրդի ծավալը։ Քանի որ B և B_i անոթների տարողությունները միևնույն են, ապա p'_i-ը կլինի A_i գազի պարցիալ ճնշումը և, հետևաբար, (1, 9, 11)-ը Դալտոնի օրենքն է։

ՇԵՂՈՒՄՆԵՐ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻՑ

§ 1, 10. pV—p ԴԻԱԳՐԱՄԸ

1. Երբ առաջին անգամ ձեռնարկվեցին գազերի հատկությունների սիստեմատիկ հետազոտությունները, շատ մեծ (մի քանի տասնյակ հազար մթնոլորտ) և շատ փոքր (սնդիկի այսան միլիմետրերի հազարերորդական մասեր) ճնշումներ ստանալու լաբորատոր եղանակները գոյություն չունեին։

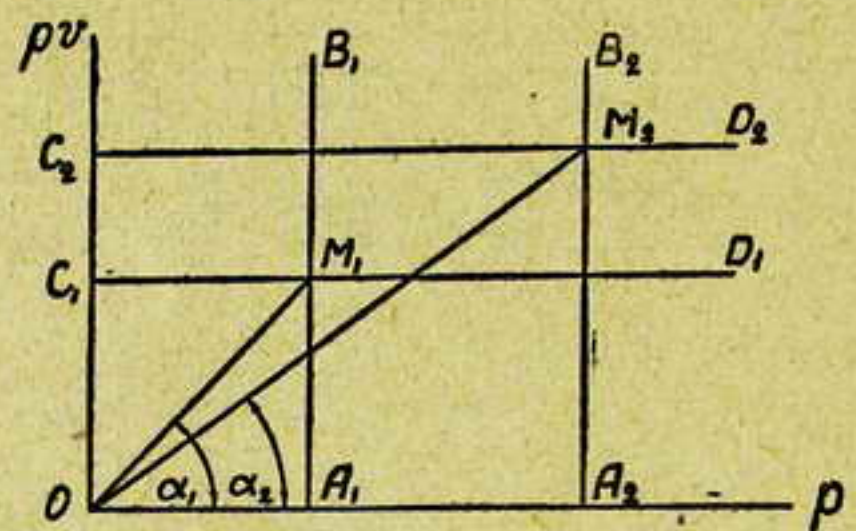
Ճնշումները կարելի էր հասցնել միայն մինչև մի քանի մթնոլորտի։ Նույնը տեղի ուներ նաև ջերմաստիճանների նկատմամբ։

Ուսումի փորձերը գազերի հետ կատարվում էին ոչ շատ մեծ ճնշումների և միջին ջերմաստիճանների տակ։

Ջերմաստիճանը և ճնշումը չափող գործիքներն իրենց զգայնորեն փոքր ճշտությամբ տարբերվում էին ժամանակակից չափող գործիքներից։

Հետագայում չափումների ճշտությունները բարձրացնելիս և լաբորատորիաներում իրացվող ճնշումների և ջերմաստիճանների սահմաններն ընդարձակելիս նկատվեց, որ գազերն արդեն միջին ճնշումների և ջերմաստիճանների տակ շեղվում են իդեալական գազերի հատկություններից, շեղումները մեծանում են ցածր ջերմաստիճանների դեպքում։

Գազերի շեղումներն իդեալական վիճակից շատ պարզ երևում են pV–p *դիագրամի վրա։*



Նկ. 1—8

Այս դիագրամի վրա աբսցիսների առանցքի ուղղությամբ նշանակում են p *ճնշումը, իսկ օրդինատների առանցքի ուղղությամբ՝* pV *արտադրյալը, որտեղ* V *սիստեմի ծավալն է (տես նկ. 1—8)։ Նախքան այն շեղումներին անցնելը, որոնք ունեն իրական գազերը իդեալական գազերի նկատմամբ, նշենք* pV–p *դիագրամի մի քանի հատկությունները։*

ա) Օրդինատների առանցքին զուգահեռ գծի բոլոր կետերին համապատասխանում է միևնույն ճնշումը։ Այսպես՝ A_1B_1 *գծի վրա* $p=OA_1=p_1=\text{const.}$, A_2B_2 *գծի վրա* $p=OA_2=p_2=\text{const.}$*։*

Այն գիծը, որի կետերում ճնշումները հաստատուն են, կոչվում է իզոբար. այսպիսով, pV–p *դիագրամի վրա, իզոբարները զուգահեռ են օրդինատների առանցքին։*

բ) Աբսցիսների առանցքին զուգահեռ ուղիղ բոլոր կետերին համապատասխանում է միևնույն pV *արտադրյալը։*

Օրինակ, C_1D_1 *գծի վրա արտադրյալ* $pV=OC_1=A_1M_1$

C_2D_2 *գծի վրա* $pV=OC_2=A_2M_2$*։*

գ) Վերցնենք pV-p դիագրամի վրա կամայական M_1 կետը. այս կետին համապատասխանում են $p_1=OA_1$ ճնշումը և $p_1V_1=OC_1=A_1M_1$ արտադրյալը: Սա նշանակում է, որ եթե մարմնի վրա արտաքին ճնշումը հավասար է p-ի, ապա նրա ծավալն ընդունում է այնպիսի V_1 արժեք, որի դեպքում p_1V_1 արտադրյալը հավասար է A_1M_1-ին:

$$\frac{A_1M_1}{OA_1}=\text{tg}\alpha_1.$$

մյուս կողմից՝

$$\frac{A_1M_1}{OA_1}=\frac{p_1V_1}{p_1}=V_1.$$

Այսպիսով, pV-p դիագրամի վրա M_1 կետին համապատասխանող V_1 ծավալը հավասար է OM_1 ուղիղի ճնշումների առանցքի հետ կազմած α_1 անկյան տանգենսին:

Եթե OM_2 գիծը գտնվում է OM_1 գծից ներքև, այսինքն՝ $\text{tg}\alpha_2<\text{tg}\alpha_1$, ապա M_2 կետում սիստեմի V_2 ծավալը փոքր է սիստեմի ծավալից M_1 կետում ($V_2<V_1$):

Այն գիծը որի, բոլոր կետերին համապատասխանում է միևնույն ծավալը, կոչվում է իզոխոր:

Կոորդինատների սկզբնակետով անցնող OM ուղիղի բոլոր կետերին համապատասխանում է $V=\text{tg}\alpha$ միևնույն ծավալը, որտեղ α-ն OM գծով և ճնշումների առանցքով կազմած անկյունն է: Այսպիսով՝ OM-ը իզոխոր է:

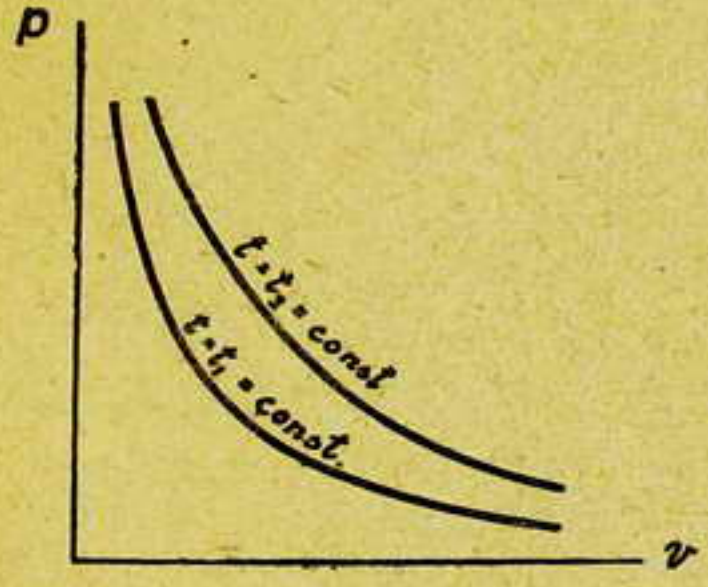
(1, 10, 1) pV-p դիագրամի վրա իզոխորները կոորդինատների սկզբնակետով անցնող ուղիղներն են:

Աբցիսների առանցքի վրա $V=0=\text{const.}$, օրդինատների առանցքի վրա $\text{tg}\alpha=\infty$, հետևաբար $V=\infty$:

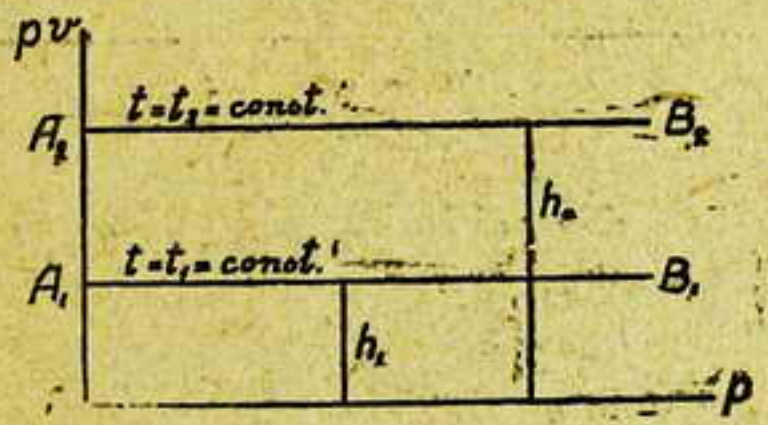
§ 1, 11. ԻՐԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ԻԶՈԹԵՐՄՆԵՐԸ pV-p ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

Իզոթերմ կոչվում է այն գիծը, որի բոլոր կետերին համապատասխանում է միևնույն ջերմաստիճանը:

Ինչպես հայտնի է, Կլապեյրոնի (p-V) դիագրամի վրա իդեալական գազի իզոթերմները հավասարակող հիպերբոլներ են (նկ. 1—9): pV-p դիագրամի վրա իդեալական գազի իզոթերմները ճնշումների առանցքին զուգահեռ ուղիղներ են (նկ. 1—10):



Նկ. 1—9



Նկ. 1—10

Իրոք, $n = \text{const.}$ և $T = \text{const.}$ դեպքում $pV = nRT = \text{const.}$, իսկ pV հաստատուն արտադրյալի (pV=const.) գծերը հանդիսանում են ճնշումների առանցքին զուգահեռ ուղիղներ (նկ. 1—10), ընդ որում, եթե գրամմոլեկուլների n թիվը բոլորովին չի փոխվում, ապա իդեալական գազի բացարձակ ջերմաստիճանին

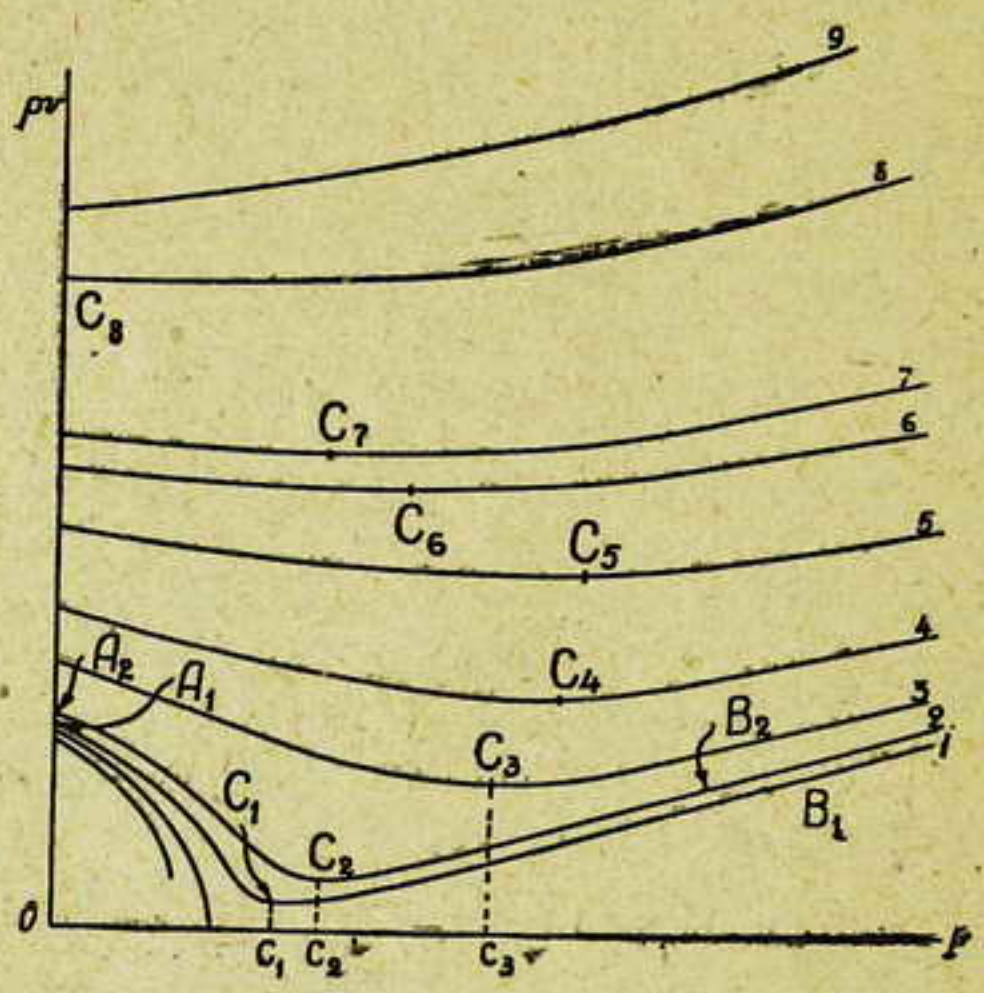
Իրոք, $h_1=(pV)_1=nRT_1$ $h_2=(pV)_2=nRT_2$,

որտեղից՝ $h_2 : h_1=T_2 : T_1$

կատարվել են փորձեր, որոնցում տրված քանակի հաստատուն ջերմաստիճանի տակ գազի ճնշումը ենթարկել են փոփոխման ևամեն անգամ որոշել p ճնշմանը համապատասխանող v ծավալը և pv արտադրյալը։

Ստացված փորձնական տվյալների pV—p դիագրամի վրա գծելը ցույց է տալիս, որ իրական գազերի իզոթերմները բոլորովին չեն հանդիսանում ճնշումների առանցքին զուգահեռ գծեր, այլ ունեն նկ. 1—11-ի վրա պատկերած տեսքը։

Ընդ որում, որքան բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան էլ բարձր է դասավորվում այդ ջերմաստիճանին համապատասխանող իզոթերմը։



Նկ. 1—11

Դիցուք $t_1<t_2<t_3<\ldots<t_k$ (նկ. 1—11)։ Ամենից ցածր իզոթերմը համապատասխանում է ամենամեծ ջերմաստիճանին։ Այս իզոթերմի վրա ճնշումը $p=0$ մինչև $p=p_1=Oc_1$ աստիճանաբար բարձրացնելիս $(pV)_1$, արտադրյալը արագ ընկնում է և c_1 կետում, որտեղ $p=OC_1$ հասնում է մինիմումի։

Այս կետում $(pV)_1=c_1C_1$ արտադրյալը մի քանի անդամ փոքր է $(pV)_1=OA_1$ արտադրյալից, երբ $p=0$ $\left(\text{նկարի վրա } \frac{c_1C_1}{OA_1}=\frac{1}{6}\right)$։

Եթե t_1 հաստատուն ջերմաստիճանի տակ շարունակվում է ճնշման մեծացումը, ապա pV արտադրյալը սկսում է աճել։

Սկսելով ավելի բարձր $(t_2>t_1)$ ջերմաստիճանի տակ ճնշումը 0-ից բարձրացնել, կստանանք առաջինին համանման նոր իզոթերմ։ Սակայն, այստեղ մինիմումը այնքան խիստ չի արտահայտվում, ինչպես առաջին

իզոթերմի վրա, այսինքն՝ այստեղ $\frac{c_2C_2}{OA_2}$ հարաբերությունն ավելի մեծ է, քան $\frac{c_1C_1}{OA_1}$, բացի այդ, p_2 ճնշումը, որի դեպքում ստացվում է pV արտադրյալի մինիմումը, որն ավելի մեծ է, քան p_1, այսինքն՝ $p_2 > p_1$։

Ցուրաքանչյուր անգամ մեծացնելով իզոթերմի ջերմաստիճանը, մենք նկատում ենք, որ թեպետ ճնշումը 0-ից մեծացնելու դեպքում pV արտադրյալը սկզբում ընկնում է և հասնում մինիմումի, մինիմումը հետզհետե դառնում է ավելի քիչ նկատելի, իսկ դրան համապատասխանող ճնշումն սկզբում մեծանում է (տես 1, 2, 3, 4 իզոթերմները), ապա այնուհետև փոքրանում (5, 6, 7, 8 իզոթերմները) և վերջապես դառնում 0, այսինքն՝ հենց սկզբից իզոթերմը բարձրանում է, բայց $p=0$ կետում ունենում է հորիզոնական շոշափող (8 իզոթերմը)։

Մնացած բոլոր, ավելի բարձր ջերմաստիճաններին համապատասխանող իզոթերմների վրա (9, 10), p-ն 0-ից աճելիս, pV արտադրյալը մեծանում է։

Այսպիսով, ցածր ջերմաստիճանների դեպքում pV-p դիագրամի վրա, յուրաքանչյուր գազի իզոթերմը բաղկացած է երկու մասից՝ իջնող (օրինակ՝ A_1C_1) և բարձրացող (օրինակ՝ C_1B_1)։ Ջերմաստիճանի բարձրացման դեպքում մինիմումը դառնում է պակաս ցայտուն և սկզբում տեղափոխվում է դեպի աջ, իսկ այնուհետև՝ ձախ։

Մինիմումների $C_1C_2....C_8$ գիծը հատում է օրդինատների առանցքը C_8 կետում։ Այն իզոթերմները, որոնց օրդինատները $p=0$ դեպքում մեծ են OC_8-ից, բոլորովին չեն ունենում իջնող մասեր և մինիմում, և կազմված են միայն բարձրացող մասից։ Ընդ որում, որքան բարձր է ջերմաստիճանը, նուլինքան էլ մեծ է իզոթերմի վերելքը։

2. Այն փորձերը, որոնց հիման վրա հաստատված է իզոթերմների բնույթը pV-p կոորդինատային սիստեմում, կատարված են ճնշման և ջերմաստիճանի լայն միջակայքում (ճնշումը փոփոխվել է $\frac{1}{4}$ մթն. մինչև 600—1000 և ավելի մթն.)։

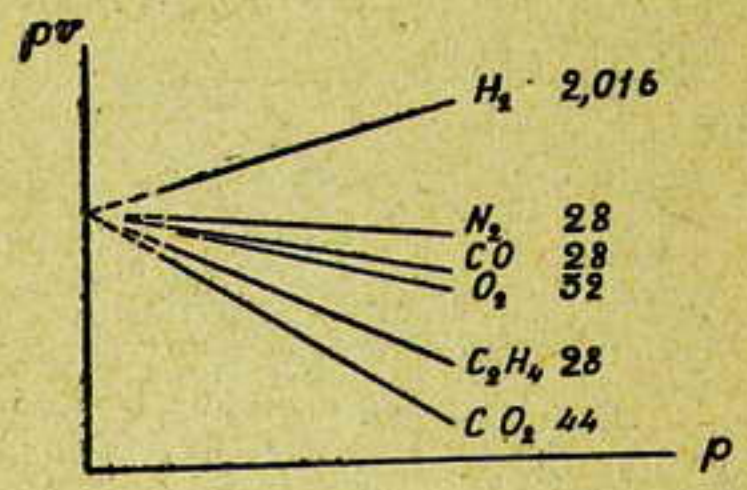
Ներկայումս ընդհանուրի կողմից ընդունված են հետևյալ դրույթները.

ա. pV-p կոորդինատային սիստեմում իզոթերմների ընդհանուր տեսքը բոլոր գազերի համար նույնն է։ Սակայն, այն ջերմաստիճանները, որոնց դեպքում տարբեր գազերի իզոթերմներն ունեն միևնույն տեսքը, օրինակ, 2 կորի տեսքը 1—11 նկարի վրա, տարբեր են։ Այսպես միջին ջերմաստիճանների դեպքում (օրինակ՝ սենյակի ջերմաստիճանում) ազոտի և թթվածնի իզոթերմներն ունեն ինչպես իջնող, այնպես էլ բարձրացող հատված, իսկ ջրածնի իզոթերմը չունի իջնող հատված (տես նկ. 1—11), 100°C ջերմաստիճանի դեպքում ածխաթթու գազը քիչ է շեղվում Բոյլ-Մարիոտի օրենքից, այսինքն՝ իզոթերմը ունի նկ. 1—11-ի 6, 7 կորերից մեկի տեսքը՝ իսկ այն ջերմաստիճանը, որի դեպքում ջրածնի իզոթերմն ունի 6—7 կորերի տեսքը, զգալիորեն ցածր է սառույցի հալման կետից։

բ. Ծուբաքանչյուր գազի համար գոյություն ունի միայն մեկ իզոթերմ, որը pV առանցքին մոտենում է ուղիղ անկյան տակ։ Նշված իզոթերմից ցած գտնվող իզոթերմները փոքր ճնշումների դեպքում առանցքի հետ կազմում են բութ անկյուն, իսկ նրանից վեր գտնվող իզոթերմները՝ սուր անկյուն։

գ. Ինչպես էլ որ մեծացնենք ճնշումը, իզոթերմի բարձրացող հատվածը չի փոխարինվի որևէ այլ հատվածով. ինչքան մեծ է ճնշումը, այնքան մեծ է pV արտադրյալը։

Ցածր ջերմաստիճանների դեպքում (օրինակ, նկ. 1—11, 1, 2, 3, 4 կորերը) մինիմումից աջ իզոթերմը բավական արագ անցնում է ուղիղի, որը ճնշումների առանցքի հետ կազմում է սուր անկյուն։ Միևնույն գազի տարբեր իզոթերմների այս ուղղագիծ հատվածները համարյա զուգահեռ են։



Նկ. 1—11 ա

Վերջապես, ընդունում են, որ իզոթերմի փոքր (այսինքն՝ փոքր ճնշումներին համապատասխանող), սկզբնական հատվածը կարելի է ուղղագիծ համարել (տես 1—11 ա նկարը, որի վրա ներկայացված են մեկ գրամմոլի իզոթերմները $t=0^0C$ աստիճանում։ Ծուբաքանչյուր գազի անվան կողքին նշված է նրա մոլեկուլային կշիռը)։

§ 1, 12. ԻՐԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ γ_t, α_p ԵՎ β_v ԳՈՐԾԱԿԻՑՆԵՐԸ

Ըստ իզոթերմների ընտանիքի pV~p դիագրամի վրա γ_t, α_p և β_v գործակիցների մասին կարելի է անել մի շարք եզրակացություններ։

Սակայն, դրա համար հարկ կլինի որոշ չափով ձևափոխել այս գործակիցների արտահայտությունները.

$$\frac{\partial(pV)}{\partial p}=p\frac{\partial V}{\partial p}+V=\frac{pV}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)+\frac{pV}{p}$$

բաժանելով pV-ի վրա, ստանում ենք՝

$$\frac{1}{pV}\frac{\partial(pV)}{\partial p}=\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)+\frac{1}{p},$$

Քանի որ $\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t=-\gamma_t$, ապա կունենանք՝

$$\gamma_t=\frac{1}{p}-\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t, \qquad (1,\ 12,\ 1)$$

Կամ, որովհետև իդեալական գազի համար $\gamma_{t,\,իդ}=\frac{1}{p}$

$$\gamma_t=\gamma_{t,\,իդ}-\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t \qquad (1,\ 12,\ 1)$$

α_p-ի և β_v-ի արտահայտություններն էլ կարելի է ձևափոխել այսպես՝ երբ $p=const.$

$$\left[\partial\left(\frac{pV}{\partial t}\right)\right]_p=p\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p,$$

ուստի

$$\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p=\frac{p}{pV}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p=\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_p$$

և

$$\alpha_p=\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_p \qquad (1,\ 12,\ 2)$$

Նույն կերպ, երբ $V=const.$

$$\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_v=V\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$$

$$\frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{V}{pV}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_v$$

և

$$\beta_v=\frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_v \qquad (1,\ 12,\ 3)$$

Անցնենք α_p, β_v, γ_t գործակիցներին վերաբերող եզրակացություններին։

Նախ և առաջ, իզոթերմի իջնող մասի վրա ճնշումը բարձրանալիս pV արտադրյալը փոքրանում է, այսինքն՝ dp-ի դրական արժեքին համապատասխանում է $d(pV)$-ի բացասական արժեքը։ Ուստի այս մասի վրա ածանցյալը՝

$$\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t<0,$$

Ընդհակառակը, p-ի աճելու դեպքում իզոթերմի բարձրացող մասի վրա աճում է նաև pV արտադրյալը. այսպիսով, դրական dp-ին համապատասխանում է դրական $d(pV)$։

Ուստի բարձրացող մասի վրա ածանցյալը՝

$$\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t>0,$$

$p=0$ և $p=\infty$ դեպքերում գնահատեենք $\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$ արտադրյալի արժեքը։

Նկ. 1—11-ի վրա երևում է, որ երբ p-ն հավասար կամ մոտ է 0-ի,

ապա ինչպես pV արտադրյալը, նույնպես և $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$ածանցյալը վերջավոր են։ Ուստի $\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$ նույնպես վերջավոր է։

Մոտով շարունակելով նկ. 1—11-ի իզոթերմները մինչև շատ մեծ ճնշումները, մենք հանդում ենք այն եզրակացությանն, որ ճնշումը անվերջ մեծացնելու դեպքում pV արտադրյալը նույնպես անվերջ աճում է, իսկ $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$ածանցյալը վերջավոր է, և դրա համար էլ ճնշումը անվերջ մեծացնելիս $\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$ արտադրյալը ձգտում է 0-ի։

(1, 12, 1)-ի և հենց այժմյան ասածի հիման վրա pV և $\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$-ի արժեքների վերաբերյալ կարող ենք գնել՝ երբ $p=0$, $\gamma_t=\infty$, քանի որ $\frac{1}{p}=\infty$, իսկ $\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$-ն վերջավոր է։

Երբ $p=\infty$, $\gamma_t=0$, քանի որ $\frac{1}{p}=0$, իսկ $\frac{1}{pV}\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t=0$, Այսպիսով.

(1, 12, 4) Զրո ճնշման դեպքում, իրական գազերի իզոթերմ սեղմելիության գործակիցն անվերջ մեծ է: Ճնշումը՝ զրոյից մինչև անվերջություն իզոթերմորեն մեծացնելու դեպքում, այս գործակիցն աստիճանաբար նվազում է և, երբ $p\to\infty$, ձգտում է 0-ի:

Իզոթերմի իջնող մասի վրա իրական գազի իզոթերմ սեղմելիության գործակիցը մեծ է իդեալական գազի իզոթերմ սեղմելիության գործակցից, քանի որ (1, 12, 1-ում) $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t<0$։

Իզոթերմի բարձրացող մասի վրա, ընդհակառակը, իրական գազի γ_t-ն փոքր է իդեալական գազի γ_t-ից (քանի որ (1, 12, 1)-ում $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t>0$։

Իզոթերմի միջիմումի կետում իրական գազի γ_t-ն նավասար է իդեալական գազի γ_{t,p_t}-ին:

3. pV–p դիագրամից α_p և β_v գործակիցների վերաբերյալ եզրակացություններ անելու համար անհրաժեշտ է քննարկել ոչ թե մի իզոթերմ, այլ իրար մոտ, երկու հարևան իզոթերմներ։ Միանգամայն պարզ է, որ անվերջ փոքր մեծությունները ոչ կարող են պատկերացվել դրաֆիկորեն և ոչ էլ չափվել գծագրի վրա։ Հետևաբար, (1, 12, 2) և (1, 12, 3) արտահայտություններում α_p-ի և β_v-ի համար ոչ dt և d(pV) դիֆերենցիալները և ոչ էլ $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_p$, $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_v$ մասնակաև ածանցյալները pV դիագրամի վրա ճիշտ չեն կարող որոշվել։

Այս դիագրամից օգտվելու դեպքում dt և d(pV) անվերջ փոքր մեծությունները համապատասխանաբար փոխարինվում են երկու հարևան

իզոթերմների ջերմաստիճանների վերջավոր, բայց փոքր Δt տարբերությամբ և pV արտադրյալի, մի իզոթերմից մյուս՝ հաբևան իզոթերմին անցնելիս վերջավոր, բայց փոքր $\Delta(pV)$ աճով։

$\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_p$ և $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial t}\right]_v$ մասնական ածանցյալների փոխարեն էլ քննարկում ենք $\left[\frac{\Delta(pV)}{\Delta t}\right]_p$ և $\left[\frac{\Delta(pV)}{\Delta t}\right]_v$ վերջավոր աճերի հարաբերությունները։

Սրա հետևանքով α_p և β_v իսկական գործակիցների փոխարեն ուսումնասիրվում են t ու $t+\Delta t$ ջերմաստիճանների միջև ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը՝

$$\alpha = \frac{1}{pV}\left[\frac{\Delta(pV)}{\Delta t}\right]_p \qquad (1,\ 12,\ 5)$$

և t ու $t+\Delta t$ ջերմաստիճանների միջև ջերմային ճնշման միջին գործակիցը՝

$$\beta = \frac{1}{pV}\left[\frac{\Delta(pV)}{\Delta t}\right]_v \qquad (1,\ 12,\ 6)$$

(այստեղ պարզության համար t_1 ու t_2-ի փոխարեն գրված են t ու $t+\Delta t$ և միջին α_{12} ու β_{12} գործակիցների 1, 2 նիշերը դեն են գցված)։

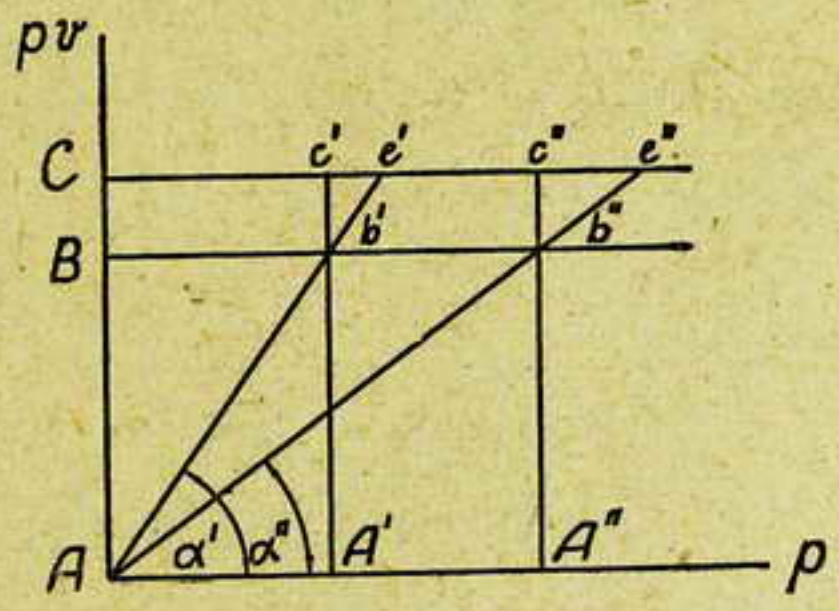
Սկզբում, որպես վարժություն, ցույց կտանք, որ եթե (12,5) և (12,6) կիրառենք իդեալական գազի նկատմամբ, ապա կհասնենք արդեն հայտնի (1, 8, 4), (1, 8, 7) արդյունքներին՝ $\alpha = \frac{1}{T}$, $\beta = \frac{1}{T}$։

Իրոք, pV-p դիագրամի վրա իդեալական գազի իզոթերմները ճընշումների առանցքին զուգահեռ գծեր են (Bb, Cc. նկ. 1—12)։

Դիցուք Bb և Cc իզոթերմներին համապատասխանում են t և $t+\Delta t$ ջերմաստիճանները, ընդ որում $\Delta t > 0$։

Bb իզոթերմի վրա $pV = nRT = \text{const}$։

Այսպիսով, եթե տանենք $p = 0 = \text{const}$., $p' = AA' = \text{const}$., $p'' = AA'' = \text{const}$. ճնշումներին համապատասխան AB, A′b′, A″b″ իզոբարները, ապա՝ $AB = A'b' = A''b''$։



Նկ. 1—12

Cc իզոթերմի վրա

$$pV = nR(T+\Delta t) = AC = A'c' = A''c'' = \text{const}$$

Bb իզոթերմի որևէ կետերից դեպի Cc իզոթերմի որևէ կետը անցնելիս, pV արտադրյալի աճը $\Delta(pV) = BC = b'c' = b''c''$։

(12,6) արտահայտության մեջ pV արտադրյալը և նրա Δ(pV) աճը փոխարինելով դիագրամի համապատասխան հատվածներով, ստանում ենք.

Երբ $p=0=\text{const.}$ $\alpha=\frac{1}{pV}\left[\frac{\Delta(pV)}{\Delta t}\right]_p=\frac{1}{AB}\cdot\frac{BC}{\Delta t}$,

Երբ $p=p'=AA'=\text{const.}$ $\alpha=\quad=\frac{1}{A'b'}\cdot\frac{b'c'}{\Delta t}$,

Երբ $p=p''=AA''=\text{const.}$ $\alpha=\quad=\frac{1}{A''b''}\cdot\frac{b''c''}{\Delta t}$,

Սակայն, վերևում ցույց տրվեց, որ

$$AB=A'b'=A''b''\text{ և }BC=b'c'=b''c'',$$

Այսպիսով, հաստատուն ճնշման զանազան արժեքներին համապատասխանում է α գործակցի միևնույն արժեքը, այսինքն՝ իդեալական գազի իզոթերմի բոլոր կետերի համար նրա միջին ծավալային ընդարձակման գործակիցը միևնույնն է (և բոլորովին չի կախված հաստատուն ճնշման արժեքներից)։

Դժվար չէ ցույց տալ, որ $\alpha=\frac{1}{T}$, որտեղ $T=t+273{,}16$ «սկզբնական» բացարձակ ջերմաստիճանն է և հանդիսանում է Bb իզոթերմի բացարձակ ջերմաստիճանը։ Իսկապես, արդեն ասված է, որ $nRT=pV$ արտադրյալը Bb իզոթերմից դեպի Cc իզոթերմը անցնելու դեպքում ստանում է $\Delta(pV)=nR\Delta t$ աճը։

Ուստի՝

$$\alpha=\frac{1}{pV}\cdot\frac{\Delta(pV)}{\Delta t}=\frac{nR\Delta t}{nRT\Delta t}=\frac{1}{T}\quad\cdot\qquad(1,\ 12,\ 7)$$

Նման ձևով, օգտագործելով (1, 12, 6)-ը և նկ. 1—12-ը, կարելի է ցույց տալ, որ իդեալական գազի դեպքում $\beta=\frac{1}{T}$։ Սակայն այդ արդյունքը ավելի հեշտ ստացվում է (1, 5, 9)-ից, եթե ընդունենք

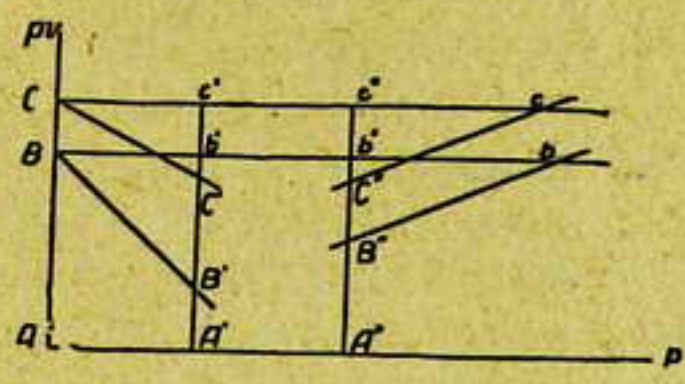
$$\gamma_t=\frac{1}{p},\quad\alpha=\frac{1}{T},$$

§ 1, 13. ԻՐԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ α ԵՎ β ԳՈՐԾԱԿԻՑՆԵՐԸ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

1. Այժմ անցնենք իրական գազերի α և β գործակիցներին։

1—13 նկարի վրա BB′ և B″b հատվածները պատկանում են իրական գազի այն իզոթերմին, որը համապատասխանում է t ջերմաստիճանին։ CC′ և C″c-ն նույն գազի $t+\Delta t$ ջերմաստիճանին համապատասխանող իզոթերմի երկու հատվածներն են։ Ենթադրվում է, որ Δt տաքացրությունը մեծ չէ, և այդ պատճառով իզոթերմները դասավորված են մեկը մյուսին մոտ։

A′B′C′ իզոբարը հատում է իզոթերմները B′ և C′ կետերում։ Հետևաբար, p′=AA′ ճնշման դեպքում, p′V′ արտադրյալը հավասար է A′B′, իսկ B′C′=Δ(p′V′)-ը՝ այդ արտադրյալի աճն է ջերմաստիճանի t-ից մինչև t+Δt իզոբար մեծացման ժամանակ։ Այդ պատճառով p′=AA′ հաստատուն ճնշման դեպքում իրական գազի ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը t և t+Δt ջերմաստիճանների միջև կլինի՝



Նկ. 1—13

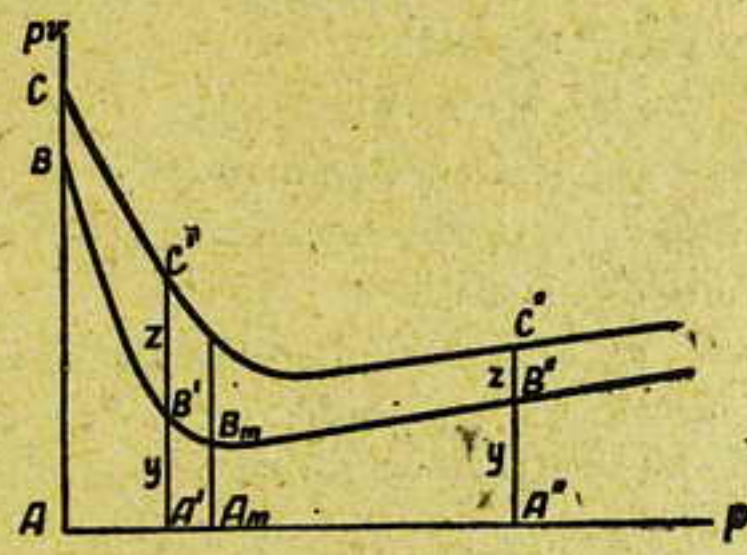
$$\alpha' = \frac{1}{A'B'} \cdot \frac{B'C'}{\Delta t},$$

Ճիշտ նույնպես էլ p″=AA″ հաստատուն ճնշման դեպքում ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը նշված ջերմաստիճանների միջև կլինի՝ $\alpha'' = \frac{1}{A''B''} \cdot \frac{B''C''}{\Delta t}$,

Հնդհանուր դեպքում $\alpha' \neq \alpha''$, քանի որ $A'B' \neq A''B''$ և $B'C' \neq B''C''$. այսինքն՝ t և t+Δt տված ջերմաստիճանների միջև իրական գազի ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը կախված է ճնշումից։

Քանի որ երկու իզոթերմների ջերմաստիճանների Δt տարբերությունը մեծ չէ, ապա իրական գազի ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը քիչ կտարբերվի իսկական գործակցից։ Նշանակենք վերջինս α_p-ով։ Վերն ասածի համաձայն՝ հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում α_p-ն կախում ունի ճնշումից։ Ակներև է, որ α_p-ի փոփոխությունները միևնույն իզոթերմի երկայնքով կախված են վերջինիս ձևից։ Իզոթերմների միանգամայն տարբեր ձևի պատճառով (օրինակ՝ 1, 6, 8, 9, նկ. 1—11) α_p-ի փոփոխությունները տարբեր իզոթերմների երկայնքով կլինեն տարբեր։

Որպես օրինակ, դիտենք α_p-ն 1, 2, 3, 4. (նկ. 1—11) միևիմում ունեցող իզոթերմներից մեկի երկայնքով։ Համատարածության նպատակով իզոթերմի օրդինատը նշանակենք y-ով (նկ. 1—14), իսկ նրա աճը, երբ անցնում ենք մեկ իզոթերմից մյուսին՝ z-ով, այսինքն՝ ընդունենք pV=y, և երբ p=const., Δ(pV)=z, $BB'B_mB''$ իզոթերմը վերածենք երեք մասի՝ BB′, $B'B_m$, B_mB''։ BB′ ձախ հատվածի վրա ճնշման մեծացման



Նկ. 1—14

հետ y-ը փոքրանում է, իսկ z-ը՝ մեծանում. հետևաբար $\alpha_p = \frac{1}{y}\frac{z}{\Delta t}$ մեծանում է, $B'B_m$ փոքր հատվածի վրա z-ը փոփոխվում է շատ քիչ, իսկ y-ը դանդաղորեն փոքրանում է ճնշման մեծանալիս. այսպիսով, այդ հատվածի վրա α_p-ն համարյա չի փոփոխվում։

B_mB'' հատվածի վրա (որը B_m-ից արդեն ոչ մեծ հեռավորության վրա դառնում է համարյա ուղղագիծ) ճնշման մեծացման հետ y-ը մեծանում է, իսկ z-ը սկզբում փոքրանում է, իսկ հետո դառնում է հաստատուն, այսինքն՝ α_p-ն փոքրանում է ճնշման մեծացման դեպքում։

Ի նկատի ունենալով նաև, որ երբ $p \longrightarrow 0$, ապա $y \longrightarrow AB$, $z \longrightarrow BC$, գալիս ենք հետևյալ եզրակացության.

Երբ ճնշումը հավասար է 0, իրական գազի ծավալային ընդարձակման α_p գործակիցը հավասար է իդեալական գազի ծավալային ընդարձակման գործակցին, բոլոր ջերմաստիճանների դեպքում։

Ցածր ջերմաստիճանների դեպքում ճնշման իզոթերմ մեծացումը 0-ից նախ առաջացնում է α_p-ի մեծացում, իսկ հետո՝ նրա անընդհատ փոքրացում, α_p-ն հասնում է մաքսիմումի՝ իզոթերմ ցածրագույն կետից քիչ առաջ կամ այդ կետում։

2. Իրական գազի β_v գործակցի փոփոխման բնույթը հաստատելու համար անհրաժեշտ չէ օգտվել pV–p դիագրամից, բավական է համեմատել β_v-ն α_p-ի հետ։ Դրա համար կարելի է օգտվել (1, 5, 9) առնչություններից, արտապրելով այն այսպես.

$$\gamma_t : \frac{1}{p} = \alpha_p : \beta_v,$$

Բայց (1, 12, 1)-ի և § 1, 12, 2-ի վերջում ասածի համաձայն՝

$\gamma_t : \frac{1}{p} = 1$, երբ $p = 0$ և իզոթերմի ցածրագույն կետում.

$\gamma_t : \frac{1}{p} > 1$ իզոթերմի ցած իջնող մասի բոլոր մնացած կետերում.

$\gamma_t : \frac{1}{p} < 1$ իզոթերմի բարձրացող մասի վրա։

Սրա հիման վրա մենք գալիս ենք հետևյալ եզրակացության.

Իրական գազերում ջերմային ճնշման β_v գործակիցը ընդհանրապես հավասար չէ ծավալային ընդարձակման α_p գործակցին հաստատուն ճնշման դեպքում։

α_p և β_v-ն հավասար են իրար միայն այն դեպքում, երբ $p = 0$, և իզոթերմի ցածրագույն կետում (երբ այդպիսի կետ գոյություն ունի)։ Իզոթերմի իջնող մասի մնացած բոլոր կետերում $\beta_v > \alpha_p$. յուրաքանչյուր իզոթերմի բարձրացող մասի վրա $\beta_v < \alpha_p$։

3. Այն միտքը, որ մարմինները կազմված են շատ մանր մասնիկներից, ծագել է հնուց (Դեմոկրիտ) և հետագա դարերի ընթացքում երբեք բոլորովին չի մարել։ Նա սիստեմատիկորեն մշակման է ենթարկվել միայն 19-րդ դարի երկրորդ կեսին (գազերի կինետիկ տեսության մեջ)։

Մինչ այդ, մարմինների հատկությունների բացատրման ժամանակ, նա շատ սահմանափակ կիրառություն է գտել։

Այսպես, օրինակ (եթե չդնանք դարերի խորքը և սահմանափակվենք

մոտակա անցյալով)՝ գիտության խոշորագույն գործիչները (Հյույգենս 17-րդ դարի վերջում, Նյուտոն և Լեյբնից 18-րդ դարի սկզբում, Մ. Վ. Լոմոնոսով 18-րդ դարի կեսում, Լավուազյե և Լապլաս 18-րդ դարի երկրորդ կեսում) արտահայտել, պաշտպանել և զարգացրել են այն կարծիքը, որ ջերմությունը մարմնի շատ մանր մասնիկների շարժման արտահայտությունն է։

Ընդհանրապես մարմինների հատկությունները բացատրվել են ոչ ատոմիստական հիպոթեզի հիման վրա, այլ ուրիշ կերպ։

18-րդ դարում ծնունդ առավ, սկսեց արագ զարգանալ և գերիշխող դարձավ 18-րդ դարի վերջին ու 19-րդ դարի սկզբին այն կարծիքը, ըստ որի մարմինների հատկությունները վերագրվում էին նրանց մեջ տարբեր անկշիռ հեղուկների առկայությանը (այսպիսի հեղուկների գոյությամբ բացատրում էին առաձգական, ջերմային, էլեկտրական և մագնիսական երևույթները, այրումը և այլն)։

Էլ ավելի անհրաժեշտ է նշել այն առավել կարևոր դերը, որ խաղացել է 18-րդ դարի երկրորդ քառորդում Ռուսական Գիտությունների ակադեմիան գազերի հատկությունների հետազոտման մեջ ատոմիստական մոտապատկերացումների կիրառման բնագավառում։

1729 թ. տպագրվել է այդ ակադեմիայի անդամ Լ. Էյլերի աշխատությունը, ըստ որի՝ օդի մասնիկները դիտվում են որպես մրրկային գնդիկներ, որոնց նյութը գտնվում է մրրկային շարժման մեջ և այստեղից դուրս է բերված Բոյլ-Մարիոտի օրենքը։

Ռուսական Գիտությունների ակադեմիայի կողմից 1730 թ. հրատարակված «Հիդրոդինամիկան», որը Բեռնուլլին գրել է այդ ակադեմիայի անդամ եղած ժամանակ, նույնպես դուրս է բերված Բոյլ-Մարիոտի օրենքը, այն ենթադրությամբ, որ գազը բաղկացած է չափազանց մանր մասնիկներից, որոնց հատուկ է շատ արագ շարժումը։

Մ. Վ. Լոմոնոսովը ավելի սիստեմատիկորեն և լայն չափով օգտագործել է գազերի հատկությունները բացատրելու համար այն պատկերացումը, որ նրանք կազմված են արագ շարժվող մասնիկներից։ 1748 թ. նա ոչ միայն տվեց Բոյլ-Մարիոտի օրենքի բոլորովին հասարակ արտածումը, այլև ցույց տվեց, որ շնորհիվ մասնիկների վերջավոր (թեկուզ և շատ փոքր) չափերի, մեծ խտությունների դեպքում գազերը պետք է շեղվեն Բոյլ-Մարիոտի օրենքից։

Միայն մի քանի տասնյակ տարիներ անց այս արդյունքը գտնվեց փորձնական ճանապարհով։

Փորձարկման տեխնիկայի զարգացմանը զուգընթաց, սկսեցին գազերի հետազոտությանը նվիրել շատ և շատ աշխատություններ։

Անցյալ հարյուրամյակի յոթանասնական թվականներին, Դ. Ի. Մենդելեևի, շատ հանգամանորեն ու մանրակրկիտ ձևով կատարված փորձերը (նրա գիրքը լույս տեսավ 1875 թ.) ամենալավագույններից մեկն էին։

Ընդհանրապես Դ. Ի. Մենդելեևը ոչ միայն ինքը հետազոտեց, այլև ստեղծեց գազերի և հեղուկների թերմոդինամիկական հատկանիշների հետազոտման ռուսական դպրոցը։

Ջերմաստիճանի փոփոխման ժամանակ հեղուկների ընդարձակման ընդհանուր ընթացքը լավ արտահայտում է «Մենդելեևի օրենքը»՝

$v_t = \frac{v_0}{1-kt'}$ (k-ն հաստատուն է, v_0 հեղուկի ծավալն է հալման t_h ջերմաստիճանում, $t'=t-t_h$), որը հիշեցնում է $v_t=v_0(1+kt)$ առնչությունը։

§ 1, 14. ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿ ՎԻՃԱԿ, ՆՐԱ ՊԱՐԱՄԵՏՐՆԵՐԸ ԵՎ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԸ

1. 1, 4-ում նշված էր, որ սիստեմի մի հատկանիշի փոփոխումն առաջացնում է մի շարք այլ հատկանիշների փոփոխում։ Այս ցույց է տալիս, որ ոչ մի հատկանիշ չի կարող անկախ լինել բոլոր մյուս հատկանիշներից։

Որևէ ω հատկանիշ կարող է կախված լինել՝

ա) սիստեմի x, y, z.... հատկանիշներից միայն մեկից. $\omega=f(x)$

բ) այդ հատկանիշներից երկուսից. $\omega=f(x, y)$

գ) երեքից և ավելի. $\omega=f(x, y, z...)$

դ) ոչ միայն սիստեմի հատկանիշներից, այլև նրա «նախորդ պատմությունից». («նախորդ պատմության» մասին տես § 1, 6, 2)։

Օրինակներ: Համաձայն (1, 8, 8)-ի՝

$$\alpha_p=\frac{1}{T}, \quad \beta_v=\frac{1}{T}, \quad \gamma_t=\frac{1}{p}.$$

այսինքն՝ իդեալական գազի α_p և β_v գործակիցները կախված են միայն T-ից, γ_t-ն՝ միայն p-ից։ Հաստատուն բաղադրության համասեռ հեղուկի տեսակարար ծավալը, համաձայն (1, 6, 1)-ի, կախված է միայն p-ից և t-ից։

Էլեկտրոստատիկ դաշտում գտնվող նույն հեղուկի տեսակարար ծավալը կախված է ոչ միայն p-ից և t-ից, այլև էլեկտրոստատիկ դաշտի F լարվածությունից։

Ընդհանրապես, ընդունենք, որ $v=f(p, t)$, մենք նկատի ունենք այն դեպքերը, երբ համասեռ սիստեմը դուրս է գտնվում որևէ ուժադաշտից (սրա հետ պետք է նկատի ունենալ, որ յուրաքանչյուր ուժադաշտ խախտում է հեղուկի համասեռությունը)։

Փոփոխվող բաղադրություն ունեցող համասեռ հեղուկի տեսակարար ծավալը կախված է ճնշումից, ջերմաստիճանից և, իհարկե, բաղադրությունից։ Ենթադրելով, որ բաղադրությունը որոշվում է այս հեղուկը կազմող նյութերի σ_1, σ_2,...σ_k կշռաբաժիններով, կունենանք՝

$$v=f(p, t, \sigma_1, \sigma_2, ..., \sigma_k)։$$

Վերջապես, ինչպես նշվեց § 1, 6, 2-ում, բացի հավասարաչափ ճընշման, նաև զանազան (ձգող, ծռող) F_1, F_2 ուժերի ազդեցությանը ենթակա կարծր մարմնի տեսակարար ծավալը կախված է ոչ միայն p-ից, t-ից, F_1-ից, F_2-ից, այլ նաև այդ մարմնի «նախընթաց պատմությունից»։

2. Ենթադրենք, մեզ հարկավոր է որոշել իդեալական գազի մի քա-

նի հատկանիշները նրա մյուս հատկանիշներով։ Եթե հայտնի լիներ ջերմաստիճանը, մենք կորոշեինք α_p-ն և β_v-ն $\left(\text{քանի որ } \alpha_p=\beta_v=\frac{1}{T}\right)$։

Ճնշումը հայտնի լինելու դեպքում որոշվում է $\gamma_t\left(=\frac{1}{p}\right)$. որոշելու համար մոլյար (այսինքն՝ մի գրամմոլի) ծավալը, պետք է գիտենալ և t-ն և p-ն ($n=1$ դեպքում $v=\frac{RT}{p}$, իսկ R=const.)։ Վերջապես, ամբողջ ծավալը $V=nv$ որոշելու համար պետք է գիտենալ նաև n գրամմոլերի թիվը։ Սակայն p-ի, T-ի, n-ի արժեքներով որոշվում են բացի V-ից, v-ից, նաև α_p-ն, β_v-ն, γ_t-ն և, ինչպես պարզվում է, իդեալական գազի բոլոր մյուս հատկանիշները՝ բեկման գործակիցը և այլն։

Այստեղից հետևում է, որ ունենալով n-ը, p-ն, T-ն կամ n, p, T, V չորս մեծություններից որևէ երեքը, կարելի է որոշել իդեալական գազի բոլոր մյուս հատկանիշները։

Դիցուք, օրինակ, մեզ տրված են V-ն, p-ն, n-ը, այն ժամանակ $pV=nRT$ հավասարումից որոշում ենք T-ն, իսկ քանի n-ի, p-ի, T-ի, ինչպես վերևում ասվեց, որոշվում են մյուս բոլոր հատկանիշները։

3. Նախքան հենց նոր ասածներից եզրակացություններին անցնելը, ներմուծենք թերմոդինամիկ վիճակի գաղափարը (որը չպետք է շփոթել ստրենգատ վիճակի հետ)։

Թերմոդինամիկ սիստեմի վիճակ (կամ համառոտ՝ թերմոդինամիկ վիճակ) կոչվում է սիստեմի բոլոր հատկանիշների համախումբը։

Օգտվելով թերմոդինամիկ վիճակի գաղափարից, կարելի է վերևում իդեալական գազի մասին ասածը ձևակերպել այսպես.

(1, 14, 1) Հաստատուն բաղադրությամբ իդեալական գազի թերմոդինամիկ վիճակը որոշվում է V, p, t, n չորս հատկանիշներից ցանկացած երեքով, ընդ որում ենթադրվում է, որ գազը որևէ ուժադաշտից դուրս է գտնվում։

Շատ մեծ թվով դիտողությունները թույլ են տալիս (1, 14, 1) ընդհանրացնել այսպես.

(1, 14, 2) Տրված որոշ թվով միմյանցից անկախ հատկանիշների արժեքներով որոշվում են ցանկացած սիստեմի մյուս բոլոր հատկանիշները (այսինքն՝ թերմոդինամիկ վիճակը), եթե «նախընթաց պատմությանն» ազդեցությունը կարելի է արհամարհել։

Այն անկախ հատկանիշները, որոնց արժեքներով որոշվում են մնացած բոլոր հատկանիշները, կոչվում են սիստեմի պարամետրներ, իսկ այն հատկանիշները, որոնք որոշվում են վիճակի պարամետրներով, կոչվում են վիճակի ֆունկցիաներ և հանդիսանում են պարամետրների ֆունկցիաներ։

Եվ այսպես, թերմոդինամիկ վիճակը կազմող բոլոր հատկանիշների համախումբը բաժանվում է երկու խմբի՝ պարամետրների և վիճակի ֆունկցիաների։

(1, 14, 2) դրույթի ամբողջ կարևորությունը գնահատելու համար պետք է նկատի ունենալ, որ սիստեմի զանազան հատկանիշների թիվը շատ

մեծ է (այս գրքի մեջ մենք կծանոթանանք նրանցից ամենակարևորներին), իսկ զգալի հետաքրքրություն ներկայացնող մի շարք սիստեմների պարամետրերի թիվը փոքր է։

2 կետում բերված դատողություններին նման դատողություններից կարելի է համոզվել, որ ոչ միայն իդեալական գազի, այլև հաստատուն բաղադրությամբ յուրաքանչյուր համասեռ սիստեմի պարամետրերի թիվը հավասար է երեքի։

Որպես պարամետրներ կարելի է ընդունել՝

m, p, V; m, p, t; m, V, t; V, t, p:

Այս նշանակում է, որ

(1, 14, 3) **Մասսա, ծավալ, ճնշում և ջերմաստիճան չորս հատկանիշներից ցանկացած երեքով որոշվում է ուժադաշտից դուրս գտնվող, հաստատուն բաղադրություն ունեցող, հավասարակշիռ համասեռ սիստեմի թերմոդինամիկ վիճակը, եթե արհամարհենք «ճախճական պատմության» ազդեցությունը:**

Այս դրույթից մենք պետք է միշտ օգտվենք։ Նա կիրառելի է նաև այն անհամասեռ սիստեմների նկատմամբ, որոնք բաղկացած են հաստատուն բաղադրություն ունեցող համասեռ մասերից (տես § 2, 8)։

4. Որպես օրինակ, որոշենք իդեալական A_1, A_2,... A_k գազերի պարամետրների թիվը, ենթադրելով, որ հավասարակշիռ խառնուրդի բաղադրությունը և մասսան հաստատուն են։

Թվենք մեզ ծանոթ հատկանիշները. A_1, A_2,..., A_k գազերից յուրաքանչյուրի գրամմոլերի թիվը n_i, պարցիալ ճնշումը p_i, ամբողջ խառնուրդի ջերմաստիճանը t և ճնշումը p, նրա ծավալը V և գրամմոլերի ընդհանուր թիվը n, խառնուրդի գազերի մոլյար մասերը $\sigma_i = \frac{n_i}{n}$։

Ցույց տանք, որ պարամետրների թիվը հավասար է k+2 (որտեղ k-ն խառնուրդի մեջ մասնակցող գազերի թիվն է)։

Համաձայն (1, 9, 7)-ի $p = p_1 + p_2 + \dots + p_k = \Sigma p_i$,

բացի այդ գրամմոլերի ընդհանուր թիվը

$$n = n_1 + n_2 + \dots + n_k = \Sigma n_i$$

և (1, 7, 3)-ի հիման վրա A_i գազի համար տեղի ունի՝

$$p_i V = n_i R T$$

հավասարումը։

Ինչուք մեզ տրված են բոլոր գազերի գրամմոլերի n_i թվերը և հայտնի են խառնուրդի ծավալը V ու ջերմաստիճանը T։

Ակնհայտ է, որ ըստ այս տվյալների կորոշվեն բոլոր գազերի գրամմոլերի ընդհանուր թիվը n, պարցիալ ճնշումները, խառնուրդի մեջ նրանց մոլյար մասերը σ_i, ընդհանուր ճնշումը p. այսինքն՝ բոլոր վերը հիշված հատկանիշները։ Այս ցույց է տալիս, որ V, T, n_1, n_2,..., n_k կաթե-

լի է ընդունել որպես պարամետրներ. այս հատկանիշների թիվը հավասար է $k+2$*։*

Հեշտ է համոզվել, որ V*,* T*,* n_1*,* n_2*,…,* n_k *խմբի փոխարեն որպես պարամետրներ կարելի է ընդունել անկախ հատկանիշների մի այլ խումբ, որոնց թիվը կրկին հավասար կլինի* $k+2$*։*

Այլ խումբ պարամետրների մի օրինակ՝

$$p,\ n,\ V,\ n_1\ n_2\dots,\ n_l,\quad p_{l+1},\ p_{l+2},\dots,\ p_{k-1}$$

Ըստ այս հատկանիշների նախ կորոշենք T *(քանի որ* $pV=nRT$*), այնուհետև* p_1*,* $p_2\cdots p_l$ *(քանի որ* $p_lV=n_lRT$*), և* n_{l+1}*,* n_{l+2}*,…,* n_{k-1} *(քանի որ* $p_{l+1}V=n_{l+1}RT$*)։*

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

1. 1. Ագոտի և ածխաթթու գազի միևնույն մասսաները գտնվում են նույն տարողության անոթների մեջ միևնույն ջերմաստիճանի տակ։ Գտնել իդեալական համաթելով, որոշել նրանց ճնշումների հարաբերությունը և նրանց ծավալային կոնցենտրացիաների հարաբերությունը։

1. 2. NO_2 *և* N_2O_4 *գազերի խառնուրդի մասսան հավասար է 92 գր, խառնուրդում երկու գազերի խտությունները նույնն են։ Որոշել գազերի գրամմոլերի թվերը, համաթելով դրանք իդեալական։*

1. 3. $pV—T$ *կոորդինատային սիստեմում (որում ըստ աբսցիսների առանցքի տեղադրված է բացարձակ ջերմաստիճանը, իսկ ըստ օրդինատների առանցքի՝* pV *արտադրյալը) տրված է* A_1 *կետը։*

(ա) Որոշել իդեալական գազի գրամմոլերի թիվը, երբ նրա վիճակը պատկերացված է A_1 *կետով։*

(բ) Այս կոորդինատային սիստեմում պատկերացնել այն պրոցեսը, որում գրամմոլերի հաստատուն թվի դեպքում իդեալական գազի ջերմաստիճանը T_1*-ից (*A_1*—կետում) մեծանում է մինչև* T_2*։*

(գ) Այս կոորդինատային սիստեմում պատկերացնել այն պրոցեսը, որում իդեալական գազի գրամմոլերի թիվը հաստատուն pV *արտադրյալի դեպքում* n_1*-ից (*A_1 *կետում) մեծանում է մինչև* $n_2=2n_1$*։*

1. 4. Երկու հավասար տարողություն ունեցող անոթներից մեկը պարունակում է ջրածին, որի ճնշումը և ջերմաստիճանն են p_a *և* T_a*, իսկ մյուսը՝ թթվածին, որի ճնշումը և ջերմաստիճանն են* p_b *և* T_b*։ Գիտենալով, որ* $p_b=2p_a$ *և համաթելով գազերը իդեալական, որոշել նրանց խտությունների հարաբերությունը։*

1. 5. Ցույց տալ, որ իդեալական գազի իզոթերմ սեղմելության մինչև գործակիցը՝ $\gamma_{12}=\dfrac{1}{p_2}$*, որտեղ* p_2*-ը վերջնական ճնշումն է։*

Այստեղից ստանալ p *ճնշման տակ գտնվող իդեալական գազի սեղմելության իսկական գործակիցը։*

1. 6. Ելնելով

$$\alpha_p=\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p,\quad \beta_v=\frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v,\qquad \gamma_t=-\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t$$

սահմանումներից և օգտվելով $pV=nRT$ հավասարումից, ցույց տալ, որ իդեալական գազի մեջ $\alpha_p=\beta_v=\frac{1}{T}$, $\gamma_t=\frac{1}{p}$:

1 7. Որոշել կամայական համասեռ սիստեմի α_p, β_v, γ_t գործակիցների չափելիությունը: Պարզել, թե այս գործակիցներից որը կփոխվի, եթե փոխվի ճնշման, ջերմաստիճանի և ծավալի չափման միավորներից որևէ մեկը:

1. 8. Տրված են իդեալական գազի α_p և γ_t գործակիցները, որոշել նրա ծավալային կոնցենտրացիան:

1. 9. Իդեալական գազի դեպքում որոշել՝

$$\left(\frac{\partial \alpha_p}{\partial n}\right)_{p,v},\ \left(\frac{\partial \gamma_t}{\partial V}\right)_{n,t}$$

մասնական ածանցյալները, որտեղ փակագծերին կից նիշերը ցույց են տալիս այդ մեծությունների հաստատուն լինելը:

Ցուցում. հաստատուն p-ի և V-ի դեպքում, գրամմոլերի n թիվը կախված է t-ից:

1. 10. Որոշել α_p, β_v, γ_t գործակիցների արտահայտությունները գազերի դեպքում, որոնց վիճակի հավասարումն է, $n=1$:

$$p(v-b)=RT,\quad \text{որտեղ}\quad b=\text{const.}$$

(ենթադրվում է, որ գրամմոլերի թիվը $n=1$):

1. 11. Ցույց տալ, որ pV–p կոորդինատային սիստեմում $p(v-b)=RT$ հավասարմանը ենթարկվող գազի իզոթերմները կլինեն ուղիղներ: Ենթադրվում է, որ b-ն հաստատուն է, $n=1$:

1. 12. Ունենալով իզոթերմների ընտանիքը pV–p կոորդինատային սիստեմում, կառուցել իզոբարը pV-T կոորդինատային սիստեմում:

1. 13. Ենթադրենք, pV–p կոորդինատային սիստեմում իրական գազի իզոթերմի հավասարումն ունի $pV=a+bp$ տեսք, որտեղ a և b հաստատուններ են: Դիցուք 1 և 2 կետերը պատկանում են իզոթերմին, և $\frac{p_1V_1}{p_2V_2}$ հարաբերությունը հայտնի է: Որոշել

$$\lim_{p\to 0}\left(\frac{pV}{p_2V_2}\right)$$

հարաբերության սահմանը, որտեղ $\lim(pV)$ այն սահմանն է, որին ձգտում է pV արտադրյալը, երբ $p\to 0$:

1. 14. Պատկերացնել p–T կոորդինատային սիստեմում Վան-դեր-Վաալսի հավասարմանը ենթարկվող գազի իզոխորը:

1. 15. Օզոնի (O_3) և թթվածնի (O_2) խառնուրդի ճնշումը իզոթերմորեն

փոքրացնելու ժամանակ օզոնն աստիճանաբար դառնում է O_2, իսկ ճնշումը մեծացնելու ժամանակ՝ ընդհակառակը, O_2-ը վերածվում է O_3-ի։

Դիցուք 1 և 2 նիշերը համապատասխանաբար նշանակում են սկզբնական և վերջնական վիճակները և դիցուք միևնույն իզոթերմին պատկանող 1 և 2 վիճակներում

$$p_1V_1=kp_2V_2,$$

ընդ որում դրական k գործակիցը կարող է 1-ից և մեծ և փոքր լինել։

Համաբելով O_2-ի և O_3-ի խառնուրդը իդեալական գազ,

(ա) ցույց տալ, որ $\frac{p_1}{p_2}>1$, եթե $k>1$, և $\frac{p_1}{p_2}<1$, եթե $k<1$

(բ) արտածել օզոնի գրամմոլեկի թվի փոփոխման արտահայտությունը, երբ p_1-ից իզոթերմորեն անցնում ենք p_2-ի, դիտարկել երկու դեպք՝ $k>1$ և $k<1$։

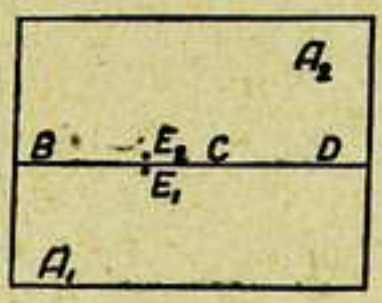
(գ) Որոշել k-ի ամենամեծ և ամենափոքր արժեքները։

Գլուխ II

ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

§ 2, 1. ՊԱՐԶԵՑՆՈՂ ԵՆԹԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ: ՀԱԳԵՑԱԾ ՀԵՂՈՒԿ, ԳՈԼՈՐՇԻ

1. Դիցուք հեղուկն ու նրա գոլորշին գտնվում են միևնույն անոթում (նկ. 2—1), ուշնչով չեն բաժանված իրարից և, հետևապես, ունեն հավասն ընդհանուր մակերևույթ։ Նկ. 2—1-ում անոթի ներքևի մասում A_1-ը հեղուկն է, նրանից վերև A_2-ը՝ նրա գոլորշին, BCD-ն՝ բաժանման մակերևույթը։



Նկ. 2—1

Եթե հաշվի առնենք ծանրության ուժը, ապա Պասկալի օրենքի համաձայն գոլորշու տարրերը կհաւերում ճնշումը տարրերը կլինի, ինչքան կետը հեռու է գոլորշու վերին մակերևույթից, այնքան մեծ է ճընշումը։ Նույնը տեղի կունենա և հեղուկի մեջ։ Բացի դրանից պետք է նկատի ունենալ, որ բաժանման BCD մակերևույթը, որը նկ. 2—1-ի վրա հարթ է պատկերված, կարող է և կոր լինել։ Այսպես կլինի, եթե քննարկենք հեղուկի կաթիլն ու նրանից վեր եղող գոլորշին, կամ երբ հեղուկն ու գոլորշին պարփակված են մազանոթի մեջ։

Մենք այժմ կանենք այն պարզեցնող ենթադրությունները, որոնք զգալիորեն հեշտացնում են հեղուկ-գոլորշի սիստեմի հատկությունների ուսումնասիրությունը, չառաջացնելով կոպիտ շեղումներ իրականությունից։

(ա) Ենթադրենք, որ գոլորշու δ_2 տեսակարար կշիռն ու գոլորշու շերտի h_2 հաստությունն այնպիսին են, որ կարելի է արհամարհել $h_2\delta_2$ արտադրյալը։ Այդ դեպքում, եթե գոլորշու բոլոր մասերում ջերմաստիճանը միևնույնն է, ապա p_2 ճնշումը գոլորշու բոլոր կետերում նույնը կլինի։

(բ) Ենթադրենք, որ հեղուկի δ_1 տեսակարար կշիռն ու հեղուկի շերտի h_1 հաստությունն այնպիսին են, որ կարելի է արհամարհել $h_1\delta_1$ արտադրյալը։ Այդ դեպքում, եթե հեղուկի բոլոր կետերում ջերմաստիճանը միևնույնն է, p_1 ճնշումը նույնպես հեղուկի բոլոր կետերում կլինի նույնը։

(գ) Բաժանման BCD մակերևույթը համարենք հարթ։ Ըստ որում անվերջ մոտ E_2 և E_1 կետերում, որոնցից մեկը գտնվում է անմիջականորեն BCD մակերևույթից վերև, իսկ մյուսը՝ անմիջականորեն BCD մակերևույթից ներքև, ճնշումները իրար հավասար կլինեն։

Իսկապես, մակերևութային լարվածության շնորհիվ բաժանման հչ

հարթ մակերևույթի դեպքում E_2 և E_1 կետերում ճնշումները նույնը չեն լինի և հապլասի բանաձևի համաձայն կտարբերվեն՝

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{\rho}$$

վերջավոր մեծությամբ, որտեղ σ-ն մակերևութային լարվածությունն է, իսկ ρ-ն՝ մակերևույթի կորության շառավիղը։ Իսկ եթե բաժանման մակերևույթը հարթ է՝ $\rho = \infty$, ուստի և E_2 ու E_1 կետերում ճնշումները նույնը կլինեն։

(ա), (բ) և (գ)-ից հետևում է, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի բոլոր մասերում պետք է լինի միևնույն ճնշումը, որը կնշանակենք p-ով։

դ) Վերջապես, հետագայում մենք հաշվի չենք առնի մակերևութային լարվածությունը։ Մակերևութային լարվածության առկայության դեպքում բաժանման մակերևույթի մակերեսի ամեն մի փոփոխություն ուղեկցվում է աշխատանքի կատարմամբ։ Այս հանգամանքը շատ կարևոր է, երբ մակերևույթի մակերեսը մեծ է. դրա հետևություններն ուսումնասիրվում են մազականության տեսության և աղտորբցիայի տեսության մեջ, որոնք այս գրքում բոլորովին չեն քննարկվում։

2. Մենք կընդունենք, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմը գտնվում է հավասարակշռության մեջ, եթե ժամանակի ընթացքում ոչ ջերմաստիճանը, ոչ ճնշումը և ոչ էլ հեղուկի ու գոլորշու m_1 և m_2 մասսաները չեն փոփոխվում։

Այս հաստատման իրավացիությունը բխում է նրանից, որ, ինչպես ցույց կտրվի § 2, 8-ում, հաստատուն m_1, m_2-ի և բոլոր կետերում միևնման ճնշումների ու ջերմաստիճանների դեպքում հեղուկ ու գոլորշի սիստեմի ոչ մի հատկանիշ ժամանակի ընթացքում չի փոխվի։

Երբ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում տեղի ունի հավասարակշռություն, հեղուկը կոչվում է հագեցած հեղուկ, իսկ գոլորշին՝ հագեցած գոլորշի*։

Այսպիսով, հագեցած են կոչվում հեղուկն ու նրա գոլորշին, եթե նրանց ընդհանուր ջերմաստիճանն ու ընդհանուր ճնշումն այնպիսին են, որ նրանց հպման մեջ դնելու դեպքում տեղի չունի ոչ հեղուկի փոխարկում գոլորշու և ոչ էլ գոլորշու փոխարկում հեղուկի։

§ 2, 2. ՃՆՇՄԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻՑ

1. Փորձերով հաստատված է, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի հավասարակշռության դեպքում որոշակի ջերմաստիճանին պետք է համապատասխանի միանգամայն որոշակի ճնշում, այսինքն՝ ճնշումը պետք է լինի ջերմաստիճանի միարժեք ֆունկցիա՝

$$p = \varphi(t), \qquad (2, 2, 1)$$

* Հագեցած գոլորշի — գոլորշի, որը հագեցնում է իրեն հատկացված տարածությունը։

Այսպես, օրինակ, եթե վերցնենք ջուրն ու նրա գոլորշին, ապա արտահայտելով ճնշումը $\frac{\text{կգ}}{\text{սմ}^2}$-ով, կունենանք

t°C	p $\frac{\text{կգ}}{\text{սմ}^2}$	t°C	p $\frac{\text{կգ}}{\text{սմ}^2}$	t°C	p $\frac{\text{կգ}}{\text{սմ}^2}$
0	0,006228	50	0,12578	150	4,854
5	0,008890	60	0,2031	200	15,857
10	0,012513	70	0,3177	250	40,56
20	0,02883	80	0,4829	300	87,61
30	0,04325	90	0,7149	350	168,63
40	0,07520	100	1,0332	374	225,2

(2, 2, 1) կախման գոյության անհրաժեշտությունը տիեզերանորեն ապացուցվում է XX դ.-ում։

Ավելի լավ հասկանալու համար այն հանգամանքի նշանակությունը, որ ճնշումը ջերմաստիճանի ֆունկցիա է հանդիսանում, քննարկենք, թե ինչ կպատահի, եթե հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում փոփոխենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի արտաքին ճնշումը։

Դիցուք հեղուկ-գոլորշի սիստեմը պարփակված է մխոցավոր գլանի մեջ և արտաքին ճնշումը (f) իրականացվում է մխոցի վրա դրված ծանրոցով։ Ենթադրենք, որ գլանն ընկղմված է սիստեմի հաստատուն ջերմաստիճանն ապահովող վաննայի մեջ, և մխոցի ու գլանի պատերի միջև շփումը բացակայում է։

Շփման բացակայության դեպքում մխոցի անշարժության համար անհրաժեշտ է, որ արտաքին ճնշումը հավասար լինի սիստեմի ճնշմանը՝ f=p։ Մյուս կողմից, (2, 2, 1)-ի համաձայն p=φ(t), ուստի հաստատուն t-ի դեպքում նույնպես p=const.։ Այսպիսով, հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում սիստեմի հավասարակշռության համար անհրաժեշտ է, որ f[=p=φ(t)] ճնշումը լինի հաստատուն։

Այժմ մխոցի վրա դնենք ևս մի ծանրոց. այս դեպքում արտաքին ճնշումը մեծանում է, մինչդեռ p ճնշումը չի փոփոխվում [քանի որ p=φ(t)]։ Ուստի մխոցը կսկսի իջնել. սա կառաջացնի գոլորշու գրաված ծավալի փոքրացում։ Բայց (1, 6, 1)-ի համաձայն՝ հաստատուն t-ի և p-ի դեպքում գոլորշու տեսակարար ծավալը նույնպես պետք է լինի հաստատուն. ուրեմն գոլորշու գրաված ծավալի փոքրացումը պետք է հանգեցնի գոլորշու մասսայի փոքրացմանը, այսինքն՝ գոլորշու փոխարկմանը հեղուկի։ Հետևապես, հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի արտաքին ճնշման մեծացումը հանգեցնում է սիստեմի ծավալի փոքրացմանը և գոլորշու փոխարկմանը հեղուկի։

Մխոցը կանգ կառնի միայն, հասնելով հեղուկի մակերևույթին, այսինքն՝ միայն այն ժամանակ, երբ ամբողջ գոլորշին կվերածվի հեղուկի։

Ընդհակառակը, եթե հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում փոքրացնենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի արտաքին ճնշումը, ապա մխոցը կսկսի բարձրանալ, մեծացնելով գոլորշու գրաված ծավալը։ Քանի որ գոլորշու տեսակարար ծավալը հաստատուն է (երբ p=const. և t=const.), ապա ծա-

վալի մեծացումն ուղեկցվում է հեղուկի վերածմամբ գոլորշու. այս փոխարկումը կշարունակվի մինչև հեղուկի լրիվ սպառվելը։

Այսպիսով, եթե պատկերացնենք, որ մխոցի և գլանի պատերի միջև շփումը բացակայում է, ապա ինչքան էլ փոքր լինի արտաքին ճնշման փոփոխումը, երբ t=const., մխոցը կսկսի շարժվել և դրա հետևանքով կամ ամբողջ գոլորշին կվերածվի հեղուկի, կամ, ընդհակառակը, ամբողջ հեղուկը՝ գոլորշու։

Այսպիսով՝

(2, 2, 2) Հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում արտաքին ճնշման ամեն աճին փոփոխությունը հեղուկ-գոլորշի սիստեմում կառաջացնի բավականին զգալի փոփոխություններ։

2. Որպեսզի ավելի լավ գնահատենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի այս առանձնահատկությունը, քննարկենք, թե ինչպիսի փոփոխություններ կառաջացնի արտաքին ճնշման իզոթերմ փոփոխությունը որևէ համասեռ սիստեմում, օրինակ, գազի մեջ։

Ենթադրենք, որ գազը պարփակված է մխոցավոր գլանում. գլանը ընկղմված է վաննայի մեջ. մխոցի և գլանի պատերի միջև շփում չկա։ Այս պայմաններում առաջացած հավասարակշռության դեպքում գազի p ճնշումը հավասար է արտաքին f ճնշմանը, և գազի վիճակի ամեն մի փոփոխություն կլինի իզոթերմ։

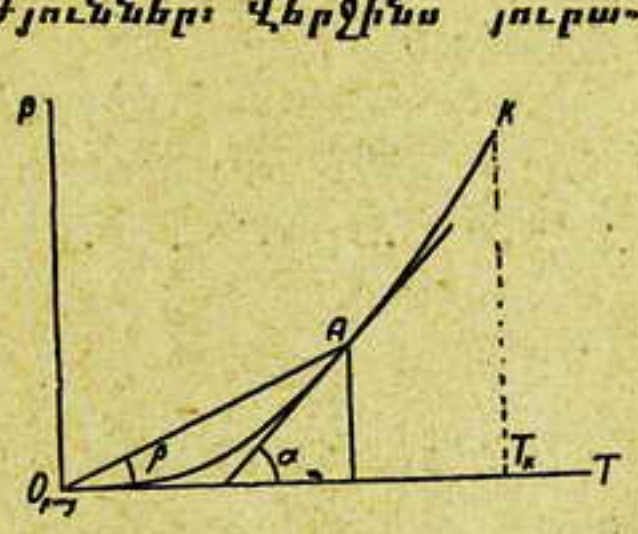
Մեծացնենք արտաքին ճնշումը Δf շատ փոքր չափով. մխոցը կսկսի իջնել, փոքրացնելով գազի ծավալը։ Բայց ծավալի իզոթերմ փոքրացման դեպքում գազի ճնշումը մեծանում է։ Այսպիսով, մխոցի իջնելու ժամանակ գազի ճնշումը կաճի, և մխոցը կանգ կառնի, երբ գազի ճնշման Δp աճը կդառնա հավասար Δf-ին։

Գազի այս նոր վիճակում ճնշումն ու ծավալը շատ քիչ են տարբերվում իրենց արժեքներից, երբ արտաքին ճնշումը հավասար է f-ի։

Մենք տեսնում ենք, որ գազի դեպքում արտաքին ճնշման փոքր փոփոխությունը, երբ ջերմաստիճանը հաստատուն է, առաջացնում է նրա վիճակի փոքր փոփոխություն։

Նույնը տեղի ունի յուրաքանչյուր համասեռ սիստեմում. մինչդեռ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում արտաքին ճնշման շատ փոքր իզոթերմ փոփոխությունը առաջ է բերում զգալի փոփոխություններ։ Վերջինս յուրահատուկ է ոչ միայն հեղուկ-գոլորշի սիստեմին, այլև բոլոր այն անհամասեռ սիստեմներին, որոնց ճնշումը միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է։ (այսպիսի սիստեմների վերաբերյալ տես գլ. XX)։

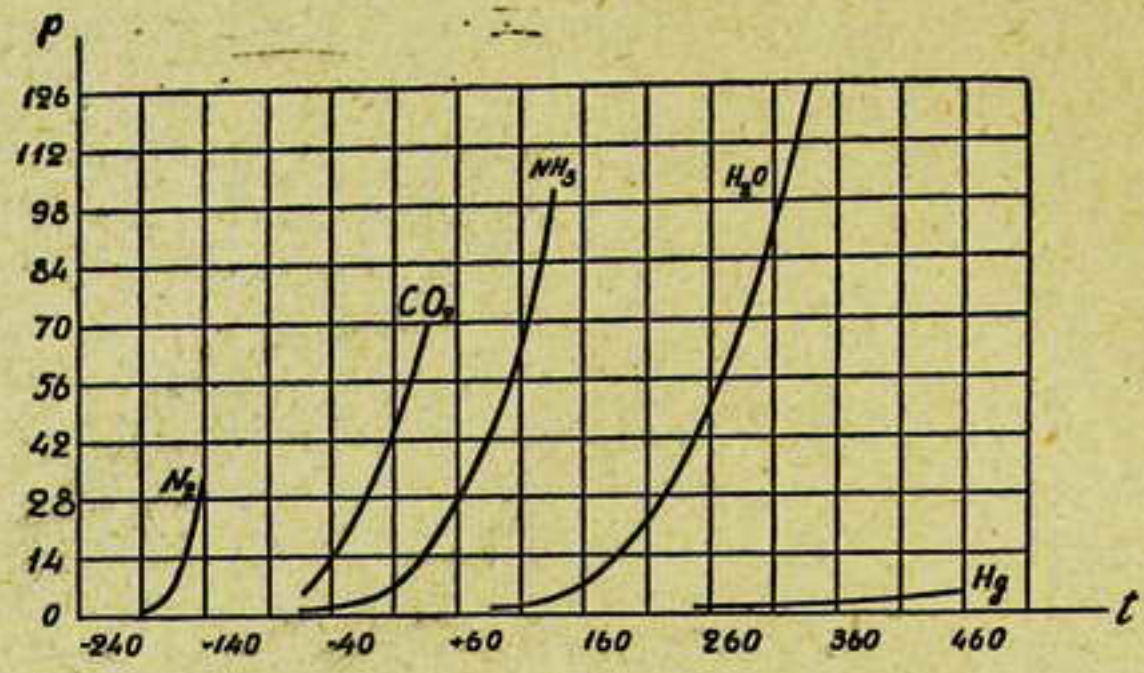
3. $p=\varphi(t)$ ֆունկցիայի, այսինքն՝ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ճնշման և ջերմաստիճանի կապն արտահայտող հավասարության տեսքը հայտնի չէ։



Նկ. 2—2

Ստորև բերված է ևս մի աղյուսակ և $p=\varphi(T)$ ֆունկցիայի մի գրաֆիկ, որտեղ T-ն բացարձակ ջերմաստիճանն է (նկ. 2—2)։ Այդ նկարի

վրա հեշտ է տեսնել, որ ջերմաստիճանի փոքրացման հետ մեկտեղ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ճնշումը (կամ, ինչպես հաճախ ասում են, հագեցած գոլորշու ճնշումը) արագ ընկնում է և գործնականորեն դառնում է զրո (այսինքն՝ դառնում է չափման համար անմատչելի) դեռևս այն ժամանակ, երբ ջերմաստիճանը թեկուզ և փոքր է, բայց դեռ հեռու է բացարձակ զրոյից։ Այս երևում է անդիկի հագեցած գոլորշիների աղյուսակից, որտեղ ճնշումները տրված են անդիկի այսն միլիմետրերով։



Նկ. 2—2ա

Անդիկի հագեցած գոլորշիների ճնշումների աղյուսակ.

t°C	բմմ	t°C	բմմ	t°C	բմմ
0	0,00019	40	0,0063	80	0,093
10	0,00050	50	0,013	90	0,165
20	0,0013	60	0,026	100	0,285
30	0,0029	70	0,050	200	18,25

(2—2ա) նկարի վրա համեմատության համար բերված են տարբեր նյութերից կազմված հեղուկ-գոլորշի սիստեմների $p=\varphi(t)$ ֆունկցիայի գրաֆիկները։

Հետագայում մեզ պետք կլինի հագեցած գոլորշու հետևյալ հատկությունը. եթե աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրենք բացարձակ ջերմաստիճանը, ապա $p=\varphi(t)$ կորի (նկ. 2, 2) ցանկացած կետում՝

$$\frac{dp}{dT}=\frac{dp}{dt}>\frac{p}{T}, \qquad (2, 2, 3)$$

Իսկապես, OAK կորի կամայական A կետում տանենք CA շոշափողը, և թող CA-ն կազմի ջերմաստիճանների առանցքի հետ α անկյուն։ Այդ դեպքում $\frac{dp}{dT}=\text{tg}\alpha$։ Միացնենք A-ն կոորդինատների O սկզբնակետի հետ։ Ջերմաստիճանների առանցքի և OA լարի միջև կազմված անկյունը

նշանակելով β-ով, ունենում ենք $\operatorname{tg}\beta=\frac{p}{T}$, բայց $\operatorname{tg}\alpha>\operatorname{tg}\beta$. հետևապես և

$$\frac{dp}{dt}>\frac{p}{T},$$

(2, 2, 3)-ի երկու մասերը բազմապատկենք T-ով, քանի որ T-ն միշտ դրական է, ապա բազմապատկումը չի փոխի անհավասարության նշանը և մենք կստանանք՝

$$T\frac{dp}{dt}>p \quad \text{կամ} \quad T\frac{dp}{dt}-p>0 \qquad (2,\ 2,\ 4)$$

OAK կորի (2, 2, 3) հատկությունը կարելի է արտահայտել այլ կերպ. Աբսցիսների առանցքի վրա (նկ. 2—3) տեղադրենք ab, a′b′, a″b″ հաստատուն հատվածները, որոնք իրենցից ներկայացնում են ջերմաստիճանի հավասար Δt աճեր

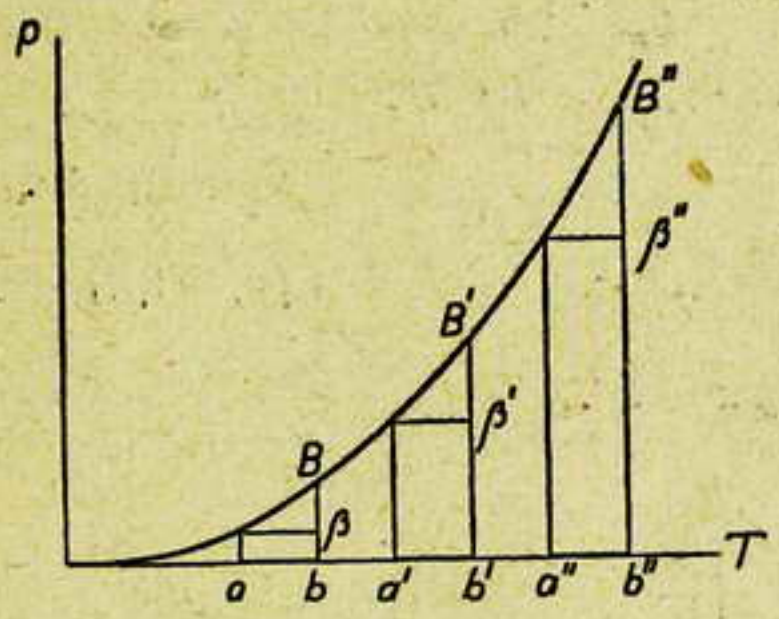
$$ab=a'b'=a''b''=\Delta t.$$

Այս հատվածներին համապատասխանում են ճնշման տարբեր աճեր

$$\beta B<\beta' B'<\beta'' B'',$$

a, a′, a″ կետերում բացարձակ ջերմաստիճանները նշանակելով համապատասխանաբար T, T′, T″-ով, մենք կարող ենք ասել հետևյալը՝ ջերմաստիճանի միևնույն աճերին համապատասխանում են հագեցած գոլորշու ճնշման տարբեր աճեր. եթե

$$T<T'<T'', \text{ ապա } \beta B<\beta' B'<\beta'' B'',$$



նկ. 2—3

4. OAK կորի էական առանձնահատկությունն այն է (նկ. 2—2), որ նա վերջանում է որոշ K կետում, որի աբսցիսը T_k է։ T_k-ն և K-ն կոչվում են կրիտիկական ջերմաստիճան և կրիտիկական կետ։ դրանց վերաբերյալ մանրամասն ասված է § 2, 3, 2-ում։

Ինչպես կտեսնենք ստորև, T_k-ից բարձր ջերմաստիճանների դեպքում հեղուկ չի կարող գոյություն ունենալ, ուստի չի կարող գոյություն ունենալ և հեղուկ-գոլորշի սիստեմը։ T_k-ն այն ամենաբարձր ջերմաստիճանն է, որի դեպքում դեռևս կարող է գոյություն ունենալ հեղուկ-գոլորշի սիստեմը։ K կետում $\frac{dp}{dt}$ մեծ է, քան կորի մնացած բոլոր կետերում, բայց միշտ վերջավոր է։

5. Ինչպես փորձերը ցույց են տալիս, բոլոր հեղուկ-գոլորշի սիստեմների համար p-T գրաֆիկը ունի մինչև այն տեսքը (նկ. 2—3ա)։

1. Փորձնական տվյալները ցույց են տալիս, որ հավասարակշռության մեջ գտնվող հեղուկ-գոլորշի սիստեմում հեղուկի տեսակարար ծավալը և գոլորշու տեսակարար ծավալը միայն ջերմաստիճանի կամ միայն ճնշման ֆունկցիաներ են, այսինքն՝

$$v_1=\psi_1(t), \quad v_2=\psi_2(t) \qquad (2, 3, 1)$$

կամ՝

$$v_1=\omega_1(p), \quad v_2=\omega_2(p). \qquad (2, 3, 2)$$

Հեշտ է ցույց տալ, որ այդպես էլ պետք է լինի։ Իսկապես, (1, 6,2)-ի համաձայն՝ սովորական պայմաններում համասեռ սիստեմի տեսակարար ծավալը ճնշման և ջերմաստիճանի ֆունկցիա է։ Քանի որ հագեցած հեղուկը և հագեցած գոլորշին, առանձին-առանձին վերցրած, համասեռ են, ապա կարող ենք գրել՝

$$v_1=f_1(p, t), \qquad v_2=f_2(p, t),$$

բայց հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $p=\varphi(t)$, հետևաբար՝

$$v_1=f_1[\varphi(t), t].$$

նշանակելով $f_1[\varphi(t), t]$-ն $\psi_1(t)$-ով, ստանում ենք

$$v_1=\psi_1(t).$$

Ճիշտ նույն կերպ կարելի է ցույց տալ, որ $v_2=\psi_2(t)$։

Եթե t-ն դիտենք որպես p-ի ֆունկցիա, այսինքն՝ ընդունենք, որ $t=F(p)$, ապա կստանանք՝

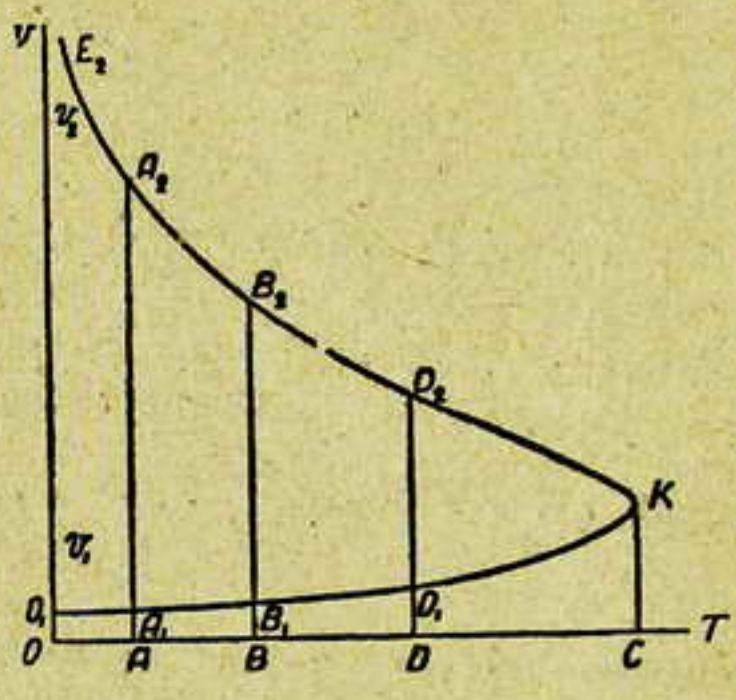
$$v_1=t_1[p, F(p)], \qquad v_2=f_2[p, F(p)].$$

Ընդունելով

$$f_1[p, F(p)]=\omega_1(p), \qquad f_2[p, F(p)]=\omega_2(p),$$

կստանանք

$$v_1=\omega_1(p), \quad v_2=\omega_2(p).$$



Նկ. 2—4

$\psi_1(t)$, $\psi_2(t)$, $\omega_1(p)$, $\omega_2(p)$ ֆունկցիաների տեսքը անհայտ է։ Փորձնական տվյալների հիման վրա կազմված աղյուսակներով հեշտ է կազմել այս ֆունկցիաների գրաֆիկները։ Նկ. 2—4-ի դիագրամում տրված են հագեցած հեղուկի և հագեցած գոլորշու v_1 և v_2 տեսակարար ծավալները ջերմաստիճանից կախված։

Կորի $O_1A_1B_1D_1K$ ճյուղը ներկայացնում է հագեցած հեղուկի տեսակարար ծավալները, իսկ $E_2A_2B_2D_2K$ ճյուղը՝ հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալները, K կետում երկու

ճյուղերն ունեն ջերմաստիճանների առանցքին ուղղահայաց ընդհանուր CK շոշափող։

Մենք տեսնում ենք, որ ջերմաստիճանի անընդհատ մեծացման դեպքում, սկսած $0_{բաց}$-ից, հեղուկի տեսակարար ծավալը սկզբում աճում է շատ դանդաղ, իսկ այնուհետև՝ ավելի արագ։ Աճումը դառնում է շատ արագ K կետի անմիջական մոտերքում։ Այսպես, բացարձակ ջերմաստիճանի T=0, OA, OB, OD, OC արժեքների դեպքում հագեցած հեղուկի տեսակարար ծավալը համապատասխանաբար հավասար է՝

$$v_1 = OO_1,\ AA_1,\ BB_1,\ DD_1\ CK.$$

Հագեցած գոլորշու v_2 տեսակարար ծավալը ջերմաստիճանի մեծացման հետ անընդհատ փոքրանում է։ Այս փոքրացումը շատ արագ է $0_{բաց}$-ին մոտ ջերմաստիճանների դեպքում, այնուհետև դանդաղում է և նորից դառնում է շատ զգալի K-ի անմիջական մոտերքում։ Եթե, ցածրացնելով ջերմաստիճանը, մոտենանք $0_{բաց}$-ին, ապա v_2-ը անսահման կմեծանա. $v_2 \to \infty$, երբ $T \to 0_{բաց}$։

T-ի հետևյալ արժեքների համար ունենում ենք

T=0	OA	OB	OD	OC
$v_1 = 00_1$	AA_1	BB_1	DD_1	CK
$v_2 = \infty$	AA_2	BB_2	DD_2	CK
$v_2 - v_1 = \infty$	A_1A_2	B_1B_2	D_1D_2	0

այսինքն՝ հագեցած գոլորշու և հագեցած հեղուկի տեսակարար ծավալների $v_2 - v_1$ տարբերությունը, մնալով միշտ դրական, $0_{բաց}$-ից ջերմաստիճանի մեծացման դեպքում արագ փոքրանում է և հավասարվում է զրոյի, երբ $T = T_к = OC$։

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմի այն վիճակը, որի մեջ հագեցած հեղուկի տեսակարար ծավալը հավասար է հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալին, կոչվում է կրիտիկական։

Այդ վիճակում հատկանիշների արժեքները կոչվում են կրիտիկական. այսպես, ջերմաստիճանը՝ $T_к = OC$, տեսակարար ծավալները՝ $v_1 = v_2 = CK$ և K կետում ճնշումը կլինեն կրիտիկական ջերմաստիճան, կրիտիկական տեսակարար ծավալներ և կրիտիկական ճնշում։

Այսպիսով, $v_1 = \psi_1(t)$ տեսակարար ծավալը ջերմաստիճանի աճող ֆունկցիա է (տես ատրև 4)։ $\frac{dv_1}{dt}$ ածանցյալը հավասար է զրոյի, երբ ջերմաստիճանը հավասար է $0_{բաց}$-ի։ Ջերմաստիճանի աստիճանաբար մեծացման դեպքում այս ածանցյալը մեծանում է՝ սկզբում շատ դանդաղ, ապա՝ անընդհատ արագ ու ավելի արագ և կրիտիկական կետում դառնում է դրական անվերջություն՝

$$\frac{dv_1}{dt} = +\infty,\ \text{երբ}\ T = T_к = OC.$$

$v_2=\psi_2(t)$-ն ջերմաստիճանի նվազող ֆունկցիա է, նրա ածանցյալը՝ $\frac{dv_2}{dt}<0$ միշտ.

$$\frac{dv_2}{dt}=-\infty, \text{ երբ } T=0,$$

իսկ այնուհետև այս ածանցյալի բացարձակ արժեքը ջերմաստիճանի մեծացման դեպքում սկզբում փոքրանում է, իսկ կրիտիկական ջերմաստիճանի մոտերքում նորից արագ աճում է և կրիտիկական կետում դառնում է անվերջ մեծ

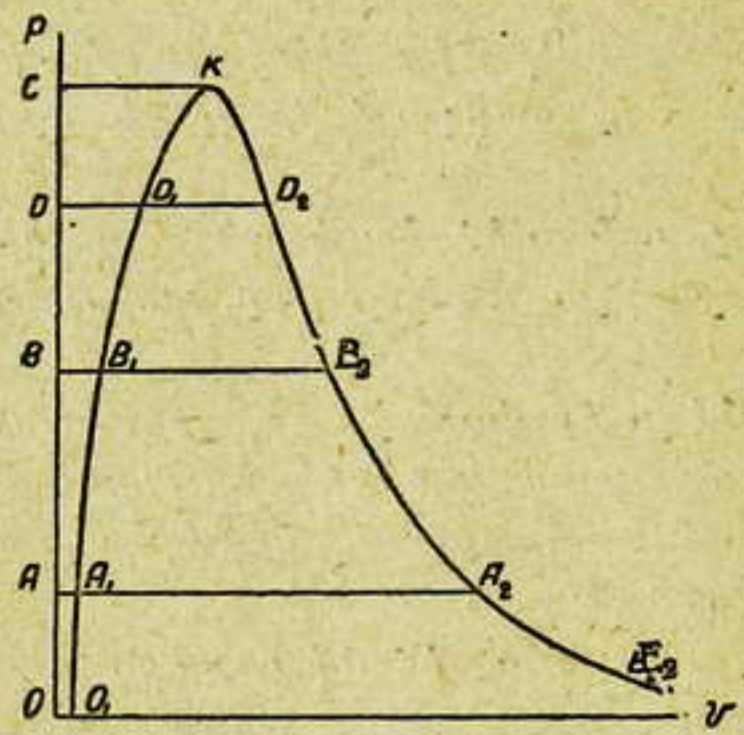
$$\frac{dv_2}{dt}=-\infty, \text{ երբ } T=T_к=OC.$$

$O_1A_1B_1D_1KD_2B_2A_2E_2$ կորը կոչվում է հագեցման գիծ (կամ կոր). Այս կորի O_1A_1K մասը, որը ներկայացնում է հագեցած հեղուկի տեսակարար ծավալները, կոչվում է հեղուկի ճյուղ կամ ներքին սահմանային կոր.

Հագեցման գծի E_2A_2K մասը, որը ներկայացնում է հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալները, կոչվում է գոլորշու ճյուղ կամ վերին սահմանային կոր.

Գոլորշու ճյուղն ունի շրջման կետ (այնտեղ, որտեղ $\frac{dv_2}{dt}$ ածանցյալի բացարձակ արժեքը հասնում է իր մինիմումին).

3. Տեխնիկայում սովորաբար օգտվում են ոչ թե v-T դիագրամից, այլ p-v դիագրամից. այսինքն՝ օգտվում են $v_1=\omega_1(p)$, $v_2=\omega_2(p)$ ֆունկցիաների գրաֆիկներից.



Նկ. 2—5

Աբսցիսների առանցքի վրա (նկ. 2—5) տեղադրում են ճնշումը, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ հագեցած հեղուկի և հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալները (սովորաբար գծագրերում տեսակարար ծավալների առանցքը դասավորվում է գրքի տողերին զուգահեռ, ճնշումների առանցքը՝ նրանց ուղղահայաց).

$O_1A_1B_1D_1K$ կորը ներկայացնում է հագեցած հեղուկի v_1 տեսակարար ծավալները ճնշումից կախված, այսինքն՝ հանդիսանում է $v_1=\omega_1(p)$ ֆունկցիայի գրաֆիկը ու կոչվում է, ինչպես և v-T դիագրամի վրա (նկ. 2—5), հեղուկի ճյուղ կամ ներքին սահմանային կոր.

$E_2A_2B_2D_2K$ կորը հանդիսանում է $v_2=\omega_2(p)$ ֆունկցիայի գրաֆիկը և կոչվում է գոլորշու ճյուղ կամ վերին սահմանային կոր. Երկու ճյուղերը միանում են իրար կրիտիկական K կետում, ունենալով ծավալների առանցքին զուգահեռ ընդհանուր շոշափող, և միասին կազմում են հագեցման $O_1A_1B_1D_1KD_2B_2A_2E_2$ գիծը.

Ինչպես տեսնում ենք, ճնշման ստիճանաբար մեծացման դեպքում, գրույից մինչև կրիտիկական ճնշումը, հաղեցած հեղուկի տեսակարար ծավալը աճում է սկզբում շատ դանդաղ, այնուհետև՝ ավելի արագ և, վերջապես, կրիտիկական ճնշման (p_k=OC) մոտերքում՝ շատ արագ։

Այսպես, երբ p=0, OA, OB, OD, OC

v_1=OO_1, AA_1, BB_1, DD_1, CK

$\frac{dv_1}{dp}$ ածանցյալը p-ի գրույին մոտ արժեքների դեպքում շատ փոքր է և ստիճանաբար աճելով, կրիտիկական կետում (երբ p=$p_к$=OC) դառնում է դրական անվերջություն։ Հաղեցած գոլորշու v_2 ծավալը ճնշման մեծանալու հետ մեկտեղ փոքրանում է և K կետում, որում p=$p_к$, հավասար է դառնում հաղեցած հեղուկի տեսակարար ծավալին։ Ճնշման փոքր արժեքների դեպքում հաղեցած գոլորշու ծավալը, ճնշման փոքրանալու հետ մեկտեղ, արագ աճում է և ձգտում է անվերջության, երբ p-ն ձգտում է գրույի։

Այսպիսով, ճնշման p=0, OA, OB, OD, OC արժեքներին համապատասխանում են v_2=+∞, AA_2, BB_2, DD_2 CK արժեքները։

$$\frac{dv_2}{dp}=-\infty,$$ երբ p=0 և երբ p=$p_к$=OC։

Երբ p-ն մեծանում է սկսած 0-ից, $\frac{dv_2}{dp}$ ածանցյալի բացարձակ արժեքը սկզբում նվազում է և հասնում է իր մինիմումին $p_к$-ին մոտ p=OD որոշ արժեքի դեպքում, իսկ այնուհետև նորից մեծանում է։

Հետևապես գոլորշու ճյուղն ունի D_2 շրջման կետ

Երբ p=0, տեսակարար (A_1A_2, B_1B_2, D_1D_2,...) ծավալների v_2-v_1 տարբերությունը անվերջ մեծ է. p-ի մեծացման հետ այս տարբերությունն ստիճանաբար նվազում է և կրիտիկական K կետում հավասարվում է գրույի։

Որոշ նյութեր հեղուկ վիճակում ունեն զանազան առանձնահատկություններ։ Այսպես, օրինակ, ջուրը իր ֆիզիկական և քիմիական հատկություններով շատ բաներով տարբերվում է մնացած հեղուկներից։ Ջրի առանձնահատկություններից մեկը (որն արդեն հիշված է § 1, 4-ում) այն է, որ 0°C-ից մինչև 4°C ջերմաստիճանի մեծացման դեպքում հատատուն p=1 մթն. ճնշման տակ խտությունը մեծանում է. խտությունը t=4°C դեպքում, հասնելով իր մաքսիմումին, ջերմաստիճանի հետագա իզոբար մեծացման ընթացքում փոքրանում է։ Այս փաստի մի քանի հետևությունները կքննարկենք հետագայում (գլ. գլ. IV և VII)։ Այս հանգամանքի հետևությունն է և այն, որ ջերմաստիճանի 0°C—4°C ինտերվալում հեղուկի ճյուղը ջրի դեպքում p-v դիագրամի վրա բարձրանում է ոչ թե ձախից աջ, այլ աջից ձախ։

Հիանալի առանձնահատկություններով է օժտված հելիումը։ Ինչպես հայտնի է, բոլոր նյութերն ունեն «եռակի կետ», այսինքն՝ ջերմաստի-

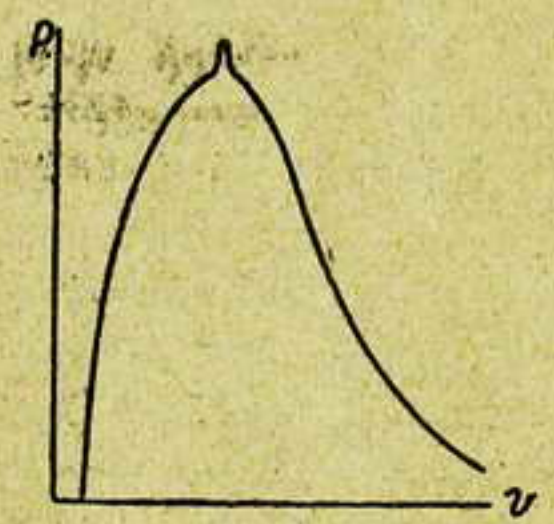
ճանի և ճնշման միանգամայն որոշակի արժեքների դեպում, համատեղ հավասարակշռության մեջ գոյություն են ունենում նյութի երեք ագրեգատ վիճակները՝ պինդ, հեղուկ և գազային։

Ինչպես պարզվեց, հելիումը չունի այդպիսի կետ. չկան այնպիսի ջերմաստիճան և ճնշում, որոնց դեպքում հելիումի պինդ, հեղուկ և գազային վիճակները համատեղ հավասարակշռության մեջ գոյություն ունենան։ Միաժամանակ պարզվում է, որ գոյություն ունեն հեղուկ հելիումի երկու այլատեսակություններ՝ HeI և HeII։ Ընդ որում HeII-ն ունի այն առանձնահատկությունը («գերհոսունություն»), որ նրա մածուցիկությունը շատ փոքր է և փոքրանում է ջերմաստիճանն իջնելու հետ մեկտեղ, այն ժամանակ, երբ մնացած բոլոր մարմիններում, ջերմաստիճանն իջնելիս, մածուցիկությունը մեծանում է։

Ինչպես հելիումը, նույնպես և ջուրն ունեն այստեղ չնշված մի շարք այլ առանձնահատկություններ, որոնք թերմոդինամիկայի տեսակետից մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում։

Սակայն այս գլխում առանձին նյութերի սպեցիֆիկ առանձնահատկությունները բոլորովին չեն ուսումնասիրվում, այլ քննարկվում են հեղուկ-գոլորշի սիստեմի այն հատկությունները, որոնք հանդիսանում են ընդհանուր և յուրահատուկ բոլոր նյութերի համար և համարվում են հատուկ։

Նախկինում ընդունում էին, որ եթե հագեցած հեղուկն ու գոլորշին գտնվում են նեղ խողովակի մեջ, ապա մենիսկը վերանում է հենց կրիտիկական կետում։ Այժմ հաստատված է, որ հաճախ մենիսկը վերանում է կրիտիկական կետից առաջ, այսինքն՝ մենիսկի վերանալու ջերմաստիճանի դեպքում հագեցած հեղուկի ու գոլորշու տեսակարար ծավալները (և մյուս տեսակարար մեծությունները) դեռևս իրար հավասար չեն։ Կրիտիկական ջերմաստիճանի և մենիսկի վերանալու ջերմաստիճանի տարբերությունը փոքր է. ջրի համար այն հավասար է 6°—6,5°։ Այսպիսով, հագեցման գիծն ունի ոչ թե նկ. 2—ա տեսքը, այլ նկ. 2—ճա տեսքը։



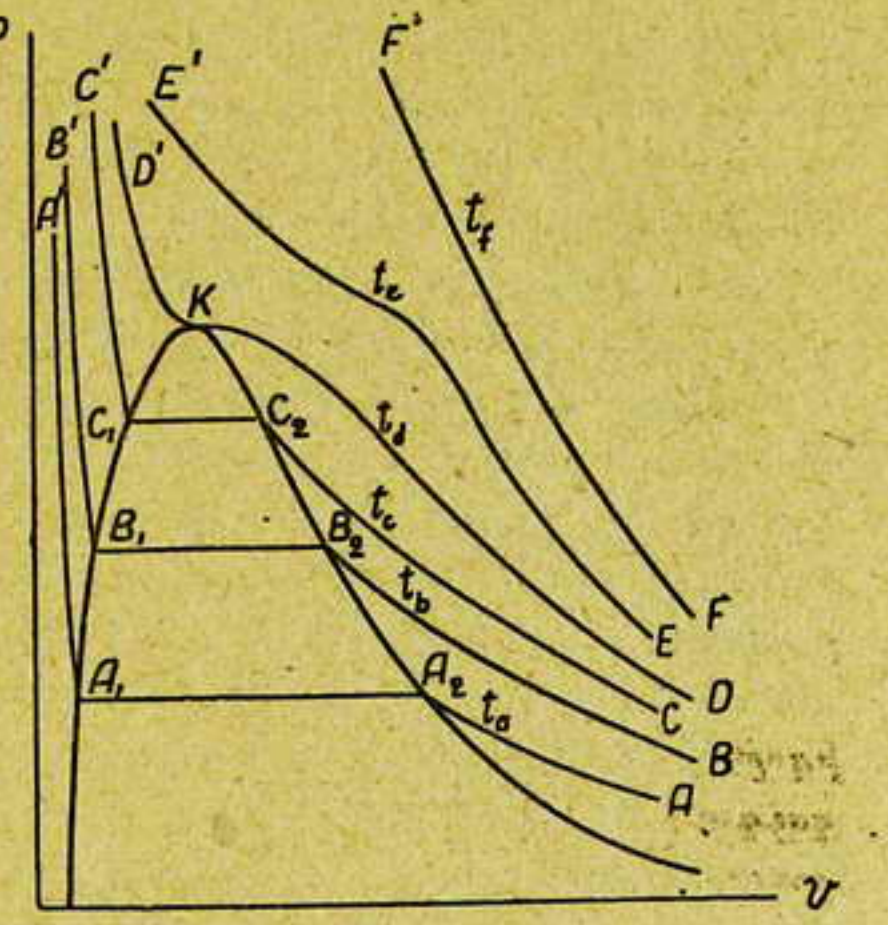
նկ. 2—ճա

Վերջապես հայտնի է՝ ինչ որ կարելի է տեսականորեն ապացուցել, որ եռակի կետի ջերմաստիճանից ցածր ջերմաստիճանների դեպքում հեղուկ ագրեգատ վիճակն անկայուն է, կայուն է պինդ ագրեգատ վիճակը, այն է՝ կայուն վիճակում կարող է գտնվել ոչ թե հեղուկ-գոլորշի սիստեմը, այլ պինդ մարմին-գոլորշի սիստեմը։

Սակայն մի շարք դեպքերում, եռակի կետում, ճնշումը շատ փոքր է կամ աննշան փոքր է (ջրի դեպքում այդ ճնշումը հավասար է 4,579 մմ, անդիկի դեպքում այն աննշան փոքր է)։ Դրա համար այս գլխում սովորաբար ենթադրվում է, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում ճնշումը կարող է շատ փոքր լինել, և դիտարկվում են սահմանային դեպքերը, երբ ճնշումը ձգտում է զրոյի։

1. Դապի հեղուկի վերածման հանգամանքներն հետազոտումը կատարվել է հետևյալ կերպ։ Դիցուք A վիճակում (նկ. 2—6) դպի ճնշումը փոքր է, ծավալը՝ մեծ, իսկ ջերմաստիճանը հավասար է t_a-ի։ t_a ջերմաստիճանի դեպքում այս դազը (որի մասսան հաստատուն է) ենթարկենք իզոթերմ սեղմման։

Նշենք, թե ինչպես է փոփոխվում ճնշումը ծավալի աստիճանական փոքրացման դեպքում։ Մենք ստանում ենք AA_2A_1A' գիծը, որը բաղկացած է երեք մասերից. առաջին՝ AA_2 մասում ծավալի իզոթերմ փոքրացումը ուղեկցվում է ճնշման մեծացումով. երկրորդ՝ A_2A_1 մասում, որը ներկայացնում է ծավալների առանցքին զուգահեռ ուղիղի հատված, ճնշումը հաստատուն է. երրորդ՝ A_1A' մասը ներկայացնում է աջից ձախ մեծ թեքությամբ բարձրացող կոր, այսինքն՝ այս մասում ծավալի ոչ մեծ փոքրացմանը համապատասխանում է ճնշման շատ խիստ մեծացում։



նկ 2—6

Հաստատված է, որ աջ AA_2 մասի բոլոր կետերում նյութը գտնվում է գազային վիճակում։ Միջին մասում, սկսած A_2 կետից, գազն աստիճանաբար փոխարկվում է հեղուկի, և A_1 կետում սիստեմը բաղկացած է միայն հեղուկից։ Իզոթերմի A_1A' մասում տեղի է ունենում հեղուկի սեղմում։

Այսպիսով, A_2A_1 միջին մասում մենք ունենք հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ սիստեմ (հագեցած գոլորշի, հագեցած հեղուկ) և քանի որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ճնշումը (p) կախված է միայն ջերմաստիճանից, որը պահպանվում է հաստատուն ($t=t_a=const.$), ապա և $p=const.$, այսինքն՝ իզոթերմի այս մասը պետք է լինի ծավալների առանցքին զուգահեռ ուղիղի հատված։ A_2 և A_1 կետերում մենք ունենք համապատասխանաբար հագեցած գոլորշի, հագեցած հեղուկ։

Ծայրային մասերում սիստեմը համասեռ է. A_1A'-ի վրա ունենք չհագեցած հեղուկ, իսկ AA_2-ի վրա՝ գազ, որը կոչվում է չհագեցած գոլորշի (կամ այլ կերպ՝ գերտաքացրած գոլորշի)։

Վերցնենք t_b, t_c, t_d, t_e, t_f ջերմաստիճանները, ըստ որում

$$t_a<t_b<t_c<t_d<t_e<t_f,$$

t_b-ի դեպքում կատարելով իզոթերմ սեղմում, կստանանք BB_2B_1B' իզոթերմը։

---

* Սեղմել նշանակում է՝ փոքրացնել սիստեմի ծավալը։

Նույնպիսի եղանակով t_c=const., t_d=const. և այլն դեպքերում կըստանանք CC_2C_1C', DKD′, EE′, FF′ իզոթերմները, որոնք դասավորված են մեկը մյուսից վեր։

Առաջին երեք իզոթերմները՝ AA_2A_1A', BB_2B_1B', CC_2C_1C' միանգամայն նման են մեկը մյուսին։ Նրանցից յուրաքանչյուրը բաղկացած է երեք մասից, ըստ որում AA_2-ի, BB_2-ի և CC_2-ի վրա ունենք գազ (չհագեցած գոլորշի). A_1A'-ի, B_1B'-ի, C_1C'-ի վրա սիստեմը չհագեցած հեղուկ է՝ իսկ A_2A_1, B_2B_1, C_2C_1 միջին մասերը ներկայացնում են հեղուկ-գոլորշի սիստեմ։

Սակայն ինչքան բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան կարճ է միջին մասի երկարությունը՝ $A_2A_1 > B_2B_1 > C_2C_1$։

2. Եթե պատկերացնենք CC_2C_1C' իզոթերմից ավելի բարձր և K կետից ցածր դասավորված ևս մի քանի իզոթերմներ, ապա յուրաքանչյուր ավելի ցածր դասավորված իզոթերմից հարևան, ավելի բարձր դասավորվածին անցնելիս՝ միջին մասի երկարությունն աստիճանաբար փոքրանալով կձգտի զրոյի։

Միջին ուղղագիծ մաս չունեցող առաջին իզոթերմը DKD′-ն է։ Այս իզոթերմի վրա ուղղագիծ մասը վերածվում է K կետի, որտեղ շոշափողը զուգահեռ է ծավալների առանցքին։ Միջին A_2A_1, B_2B_1, C_2C_1 մասերից յուրաքանչյուրի վրա տեղի է ունենում գոլորշու աստիճանական փոխարկումը հեղուկի։

Երբ այս մասը, փոքրանալով, վերածվում է K կետի, ապա այս կետից անմիջականորեն ձախ ունենում ենք չհագեցած հեղուկ, անմիջականորեն աջ՝ չհագեցած գոլորշի, իսկ բուն K կետում միանգամից տեղի է ունենում գազի փոխարկում հեղուկի (իզոթերմ սեղմման դեպքում) և հեղուկի փոխարկում գազի (իզոթերմ ընդարձակման դեպքում)։

Ակներև է, որ $A_2B_2C_2KC_1B_1A_1$ դիծը դա հագեցման գիծն է, $A_1B_1C_1K$-ն՝ հեղուկի ճյուղը, $A_2B_2C_2K$-ն՝ գոլորշու ճյուղը։

Ինչպես ասված է § 2,3,2-ում, K-ն կոչվում է կրիտիկական կետ. K կետում ջերմաստիճանը, ճնշումը և ծավալը կոչվում են կրիտիկական ջերմաստիճան, կրիտիկական ճնշում և կրիտիկական ծավալ, իսկ DKD′ իզոթերմը՝ կրիտիկական իզոթերմ։

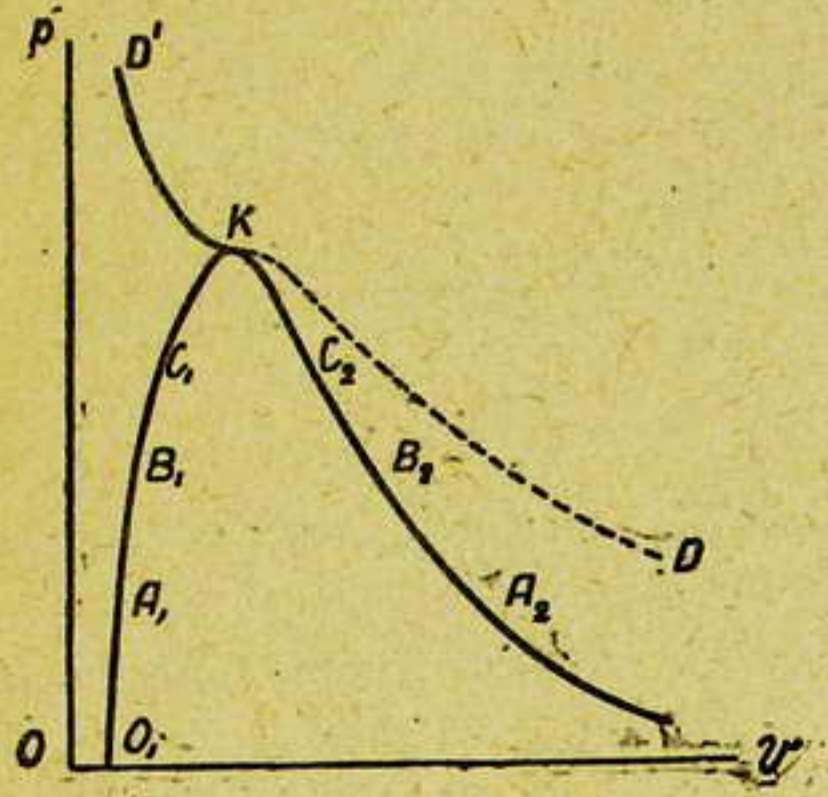
EE′, FF′ իզոթերմները, որոնց ջերմաստիճանները բարձր են կրիտիկականից, դասավորված են կրիտիկական իզոթերմից վերև և հագեցման գծի հետ չունեն ոչ մի ընդհանուր կետ։ Հետևաբար՝ այս իզոթերմների վրա (որոնց ջերմաստիճանը բարձր է կրիտիկականից) ինչքան էլ մեծ լինի ճնշումը, գազը չի կարող փոխարկվել հեղուկի։ Այսպիսով, իզոթերմ սեղմումով գազը կարելի է վերածել հեղուկի միայն այն դեպքում, եթե ջերմաստիճանը չի անցնում կրիտիկական ջերմաստիճանից։

3. Դիտելով p-v դիագրամը (նկ. 2—7) և նկատի ունենալով այս պարագրաֆի 1 և 2 կետերում մեր բոլոր ասածները, կարող ենք պնդել, որ հագեցման գիծը և կրիտիկական իզոթերմի KD′ մասը, որը դասավորված է K կրիտիկական կետից վեր, p-v դիագրամի կվադրանտը բաժանում են երեք մասի (նկ. 2—7)։

Ծավալների առանցքով և հագեցման $O_1A_1B_1C_1KC_2B_2A_2$ գծով սահմանափակված մակերեսը հանդիսանում է հագեցման տիրույթը. հագեցման տիրույթի յուրաքանչյուր կետ հանդիսանում է հագեցած գոլորշու և հագեցած հեղուկի խառնուրդ։

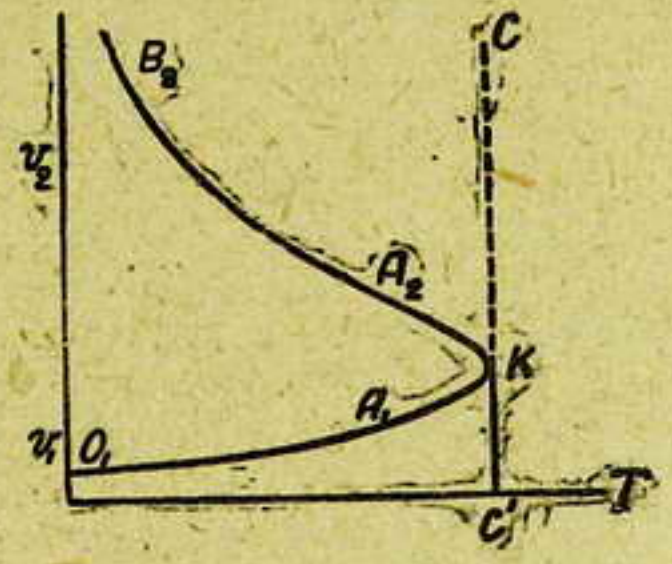
Ճնշումների Op առանցքով, ծավալների առանցքի OO′ հատվածով, հեղուկի $O_1A_1B_1C_1K$ ճյուղով և կրիտիկական իզոթերմի վերին KD′ մասով սահմանափակված տիրույթում ունենք միայն հեղուկ։

Վերջապես, կվադրանտի երրորդ մասում, որը դասավորված է կրիտիկական իզոթերմի վերին KD′ մասից աջ և գոլորշու $KC_2B_2A_2$ ճյուղից աջ, սիստեմը գոնվում է գազային վիճակում։



Նկ. 2—7

Անհրաժեշտ է նկատել, որ տիրույթների վերը նշված բաժանման մեջ կրիտիկական իզոթերմի ներքին KD մասը ոչ մի դեր չի խաղում։



Նկ. 2—8

4. Այժմ դժվար չէ կատարել նման բաժանում երեք տիրույթների v–T դիագրամի կվադրանտի վրա (նկ. 2—8)։

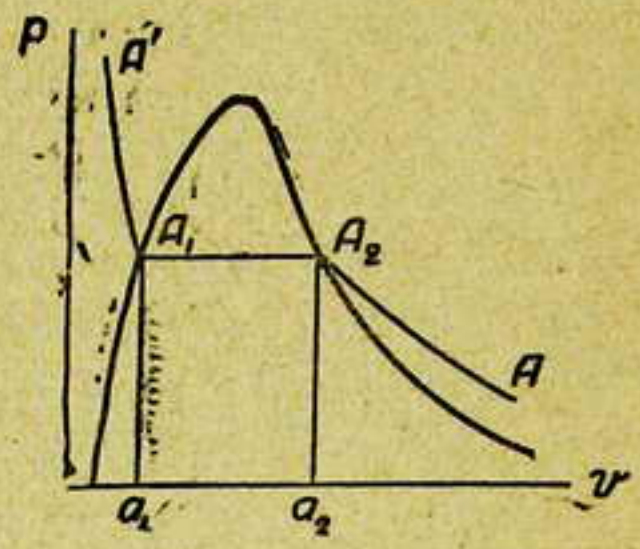
p–v դիագրամի վրա կրիտիկական իզոթերմի վերին KD′ մասում ծավալը փոքրանում է K-ից D′։ Հետևապես, v–T դիագրամի վրա կրիտիկական իզոթերմի այս մասին համապատասխանում է KC′-ը, իսկ կրիտիկական իզոթերմի ներքին KD մասին v–T դիագրամի վրա համապատասխանում է KC կետագծային ուղիղը։

Այսպիսով, մենք հանգում ենք v–T դիագրամի կվադրանտի տիրույթների հետևյալ բաժանմանը՝ ծավալների առանցքով և հագեցման գծով սահմանափակված տիրույթում սիստեմը հագեցած հեղուկի և հագեցած գոլորշու խառնուրդ է։

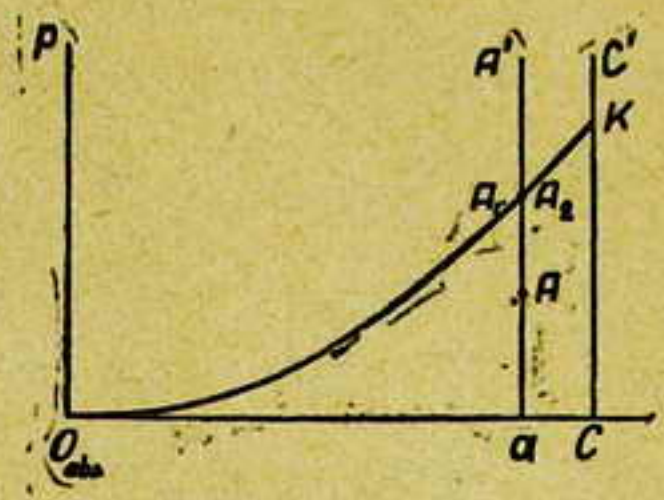
$OC'KA_1O_1$ տիրույթում (որտեղ C′K-ն կրիտիկական իզոթերմի հատվածն է, իսկ KA_1O_1-ը՝ հեղուկի ճյուղը) սիստեմը հեղուկ է։ Գոլորշու B_2A_2K ճյուղից աջ և կրիտիկական իզոթերմի KC′ հատվածից աջ դասավորված տիրույթում սիստեմը գազ է (չհագեցած, գերտաքացած գոլորշի)։

5. p–T դիագրամի կվադրանտը նույնպիսի տիրույթների բաժանելու համար դիմենք p–v դիագրամի վրա գտնվող իզոթերմներին։ Ինչպես գիտենք, օրինակ, AA_2A_1A' իզոթերմը (նկ. 2—9)։ Այս իզոթերմի AA_2 մասում սիս-

տեմը գոնվում է գազային վիճակում, A_1A' մասում սիստեմը հեղուկ է և A_1A_2 մասում սիստեմը հեղուկի և գոլորշու խառնուրդ է, այսինքն՝ երբ ճնշումը բարձր է որոշ a_2A_2 սահմանայինն արժեքից, սիստեմը կարող է (այդ իզոթերմի վրա) գոնվել միայն հեղուկ վիճակում. եթե ճնշումը a_2A_2-ից փոքր է, ապա սիստեմը գազ է. իսկ a_2A_2-ին համապատասխան ճնշման դեպքում մենք ունենք հեղուկի և գոլորշու խառնուրդ։



Նկ. 2—9



Նկ. 2—10

p-T գծի վրա (նկ. 2—10) յուրաքանչյուր կերմաստիճանին համապատասխանում է ճնշման այն արժեքը, որի դեպքում հեղուկն ու գոլորշին կարող են համատեղ գոյություն ունենալ։ Այսպիսով, p–v դիագրամի AA_2A_1A' իզոթերմը (նկ. 2—9) p–T դիագրամի վրա ներկայացվում է a_2AA_2A' ուղիղով, ըստ որում a_2AA_2 մասում, որի վրա ճնշումը աճում է գրոյից մինչև a_2A_2, մենք ունենք գազ։ Քանի որ (նկ. 2—9) $a_1A_1=a_2A_2$, ապա p-T դիագրամի իզոթերմի վրա A_1 կետը համընկնում է A_2-ի հետ։ Դրա համար p–v դիագրամի իզոթերմի ուղղագիծ A_2A_1 մասը p-T դիագրամի վրա ներկայացվում է մի կետով (որը դիագրամի վրա նշանակված է A_2 և A_1 տառերով), այս կետով էլ պատկերվում է գոլորշին հեղուկի փոխարկվելու ամբողջ պրոցեսը։ Իզոթերմի A_1A' հատվածի վրա սիստեմը հանդիսանում է հեղուկ։

Մենք նույնպես գիտենք (այս պարագրաֆի 2), որ կրիտիկական կերմաստիճանից բարձր կերմաստիճաններում դեպքում հեղուկ չի կարող գոյություն ունենալ։ Նկ. 2—10-ում K-ն կրիտիկական կետն է, CK-ն՝ կրիտիկական իզոթերմի ներքին մասը, KC'-ն՝ նրա վերին մասը։

Բոլոր ասածներից հետևում է, որ p-T գծից վերև և կրիտիկական իզոթերմի վերին KC' մասից ձախ սիստեմը հեղուկ է, p-T գծից ցած և կրիտիկական իզոթերմից աջ՝ սիստեմը գազ է։

Հազեցման տիրույթը, որը p-v և v-T դիագրամների վրա պատկերվում է հազեցման գծով և ծավալների առանցքով սահմանափակված մակերեսով, p-T դիագրամի վրա ներկայացվում է p–T գծով։ Այս գծի յուրաքանչյուր կետում մենք կարող ենք պատկերացնել հեղուկի և գոլորշու համատեղ գոյություն, ցանկացած հարաբերություններով։

6. Կրիտիկական վիճակի և կրիտիկական կերմաստիճանի գոյության

գաղափարին առաջին անգամ՝ 1860 թ.-ին հանդես է Դմիտրի Իվանովիչ Մենդելեևը։ Այդ ջերմաստիճանը Մենդելեևը անվանել է հեղուկի բացարձակ եռման ջերմաստիճան։

Անթևաթթվի կրիտիկական ջերմաստիճանը հաստատվել է 1861 թ. Ք. Ինդրյուսի կողմից, որը երկար ժամանակ է նվիրել կրիտիկական վիճակի հետազոտմանը։ Ինդրյուսի աշխատանքի լրիվ նկարագրությունը հրատարակվել է 1869 թ.։

Այդ ժամանակներից սկսած, կրիտիկական վիճակը, նրա տեսությունը և կրիտիկական ճնշման, ջերմաստիճանի և տեսակարար ծավալի արժեքների որոշումը երկար ժամանակ գրավել են ֆիզիկոսների և քիմիկոսների ուշադրությունը։

Ռուսական գիտնականների դերը շատ մեծ է կրիտիկական վիճակի հետազոտման և կրիտիկական մեծությունների արժեքների որոշման բնագավառում։

Հարկավոր է նկատի առնել, որ կրիտիկական վիճակի դիտումը և փորձնական եղանակով տարբեր մեծությունների կրիտիկական արժեքների որոշումը մեծ դժվարություն են ներկայացնում։

[Սա բխում է այն բանից, որ՝

ա) այդ վիճակին մոտենալիս՝ հազեցած հեղուկի սեղմելիությունը դառնում է շատ մեծ և բերում է նրա անհամասեռությանը.

բ) խառնուրդների անգամ շատ փոքր բաժինը խիստ փոխում է կրիտիկական մեծությունների արժեքը]։

Նախապզուշացման անհրաժեշտ միջոցները մշակվել են միայն հետագայում, բավականին երկար ժամանակամիջոցում։ Ընդհանուր ղրան, համաձայն Ա. Գ. Ստոլետովի, մինչև 1894 թ. կրիտիկական ջերմաստիճանների ամբողջ պաշարի մեկ քառորդ բաժինը, որ կար Լանդոլտ-Բյոռնշտեյնի ֆիզիկական աղյուսակներում, որոշվել է Կիևի համալսարանի 1873 թ. կազմակերպված լաբորատորիայում (պրոֆ. Մ. Պ. Ավենարիուսի և նրա աշխատակիցներ Վ. Ի. Զայոնչևսկու, Օ. Դ. Սարաուսսի, Ա. Ի. Նադեժդինի, Կ. Ի. Ժուկի և Ի. Ի. Կոսոնոգովի կողմից)։ Այս հետազոտություններն աչքի են ընկել արդյունքների մեծ ճշտությամբ։

Այսպես, Սարաուսսը մշակել է մի քանի հեղուկների խառնուրդների կրիտիկական ջերմաստիճանների որոշման կանոնները և սպիրտի ու ջրի խառնուրդի փորձերից 1882 թ. ջրի կրիտիկական ջերմաստիճանի համար գտել է 366°C – 377°C, իսկ 1885 թ. Ա. Ի. Նադեժդինը առաջինը տվեց այդ ջերմաստիճանի ուղղակի և ճշգրիտ որոշումը (ներկայումս ջրի կրիտիկական ջերմաստիճանը համարում են հավասար 374°C)։ Մինչդեռ, այն ժամանակներում, մինչևնույն հեղուկի՝ տարբեր հեղինակների կողմից որոշված կրիտիկական ջերմաստիճանները տարբերվում էին մի քանի տասնյակ աստիճաններով (40°, 50° և ավելի)։

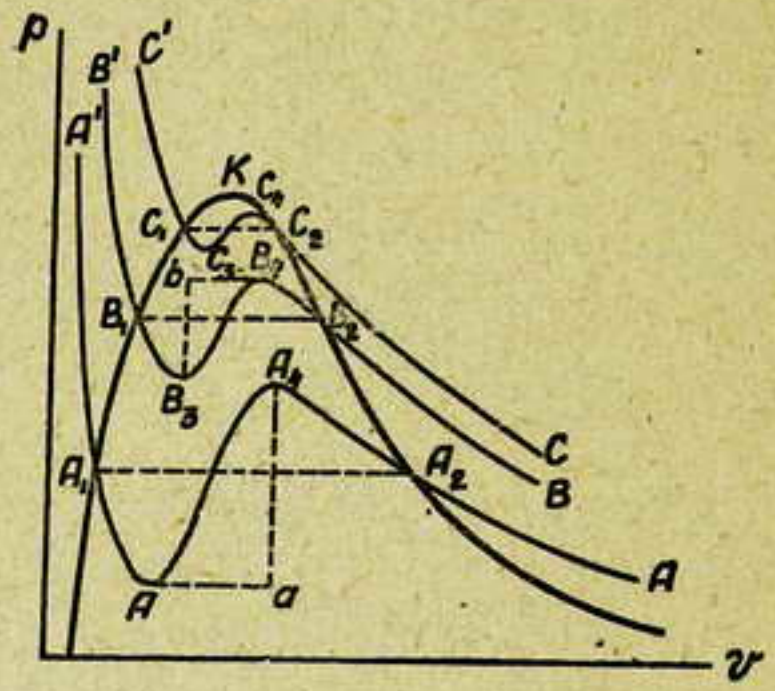
Ուքսունական թվականների սկզբներին լույս տեսան Բ. Բ. Գալիցինի լայնածավալ հետազոտությունները կրիտիկական վիճակի վերաբերյալ։ Շատ դրական նշանակություն ունեցան պրոֆ. Ա. Գ. Ստոլետովի չորս «Դիտողություններ մարմինների կրիտիկական վիճակների մասին» աշխա-

տուքյուններըը (1882— 1884 թ. թ.), որոնք պարզաբանեցին մի շարք թյուրիմացություններ, կապված կրիտիկական վիճակի էության սխալ պատկերացումների և մեծությունների կրիտիկական արժեքների չափման մեթոդների հետ։

Մոտավորապես այդ նույն ժամանակաշրջանում (1893 թ.) հրատարակվեց Լ. Բոլցմանի շատ հանգամանորեն կատարված հետազոտությունը։

§ 2, 5. ՄԱՔՈՒՐ ՆՅՈՒԹԻ ԻԶՈԹԵՐՄՆԵՐԸ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

1. Մի քանի տեսական նկատառումներ բերում են $A'A_1A_3A_4A_2A$, $B'B_1B_3B_4B_2B$ տեսք ունեցող իզոթերմների (նկ. 2—11)։ Հեղուկի իզոթերմ ընդարձակման դեպքում կստանանք $A'A_1$ գիծը, որտեղ A_1-ը հեղուկի ճյուղին պատկանող կետ է։



Նկ. 2—11

Որոշ պայմանների առկայությամբ ծավալի հետագա մեծացումը հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում տեղի է ունենում ոչ թե A_1A_2 գծով, այլ $A'A_1$ գծի սահուն շարունակությունը հանդիսացող A_1A_3 գծով։

A_1A_3 կորի վրա գոլորշի բոլորովին չի առաջանում, հեղուկը շարունակում է մնալ համասեռ և չհագեցած. այն վիճակում, որի մեջ հեղուկը գտնվում է A_1A_3 գծի ցանկացած կետում, նա չի կարող գոլորշու հետ հավասարակշռության մեջ գտնվել։ Սրա պատճառը միանգամայն հասկանալի է, հեղուկը և գոլորշին կարող են գտնվել հավասարակշռության մեջ, երբ $A'A_1A_2A$ իզոթերմի ջերմաստիճանի դեպքում ճնշումը հավասար է a_1A_1-ի (նկ. 2—9), իսկ A_1A_3 գծի կետերում ճնշումը փոքր է a_1A_1-ից։

Նույն ձևով գազի իզոթերմ սեղմումը AA_2 կորով որոշ պայմանների դեպքում կարող է շարունակվել ոչ թե A_2A_1 գծով, այլ A_2A_4 գծով, որի վրա չի առաջանում հեղուկ, գազը շարունակում է մնալ համասեռ և չհագեցած, այսինքն՝ չի կարող հեղուկի հետ գտնվել հավասարակշռության մեջ։

Եթե փորձենք շարունակել A_3 վիճակում գտնվող չհագեցած հեղուկի իզոթերմ ընդարձակումը, ապա համասեռությունը խախտվում է, չհագեցած հեղուկի փոխարեն առաջանում է հագեցած հեղուկ և գոլորշի, իսկ ճնշումը դառնում է հավասար իզոթերմի A_1A_2 ուղղագծային մասի ճընշմանը։ Հետագա իրական ընդարձակումը կատարվում է այդ մասով։ Ճիշտ նույն կերպ A_4 վիճակում գտնվող գազի հետագա իզոթերմ սեղմման փորձի դեպքում համասեռությունը խախտվում է, չհագեցած գոլորշին մասամբ

վերածվում է հագեցած գոլորշու, մասամբ՝ հագեցած հեղուկի, ճնշումը դառնում է իզոթերմի ուղղագծային A_1A_2 մասի ճնշմանը հավասար։ Իրական սեղմումը տեղի է ունենում այդ մասում։ A_3 և A_4 կետերի ծավալների ու ճնշումների տարբերությունները համապատասխանաբար հավասար են A_3a-ի և aA_4-ի։ $B'B_1B_3B_4B_2B$ և $C'C_1C_3C_4C_2C$ իզոթերմների վրա այս նույն տարբերությունները նշանակենք B_3b, bB_4 ու C_3c, cC_4-ով։ Պարզվում է, որ ինչքան բարձր է իզոթերմի ջերմաստիճանը, այնքան փոքր են այս տարբերությունները, այսինքն՝ $A_3a > B_3b > C_3c$, $aA_4 > bB_4 > cC_4$. այլ կերպ՝ $A_3A_4 > B_3B_4 > C_3C_4$։

Կրիտիկական իզոթերմի վրա այս բոլոր տարբերությունները հավասար են զրոյի, այսինքն՝ իզոթերմների ջերմաստիճանի աստիճանական բարձրացման դեպքում A_3A_4 մասը աստիճանաբար փոքրանում է և կրիտիկական իզոթերմի վրա վերածվում է K կետի հետ համընկնող կետի։

Պետք է նշել, որ տեխնիկայում ամենից հաճախ կիրառվում է իզոթերմի ուղղագծային A_1A_2 (կամ A_2A_1) մասը։

2. Այստեղ պետք է անել մի քանի դիտողություններ։

ա) Իննարկելով մաքուր նյութի իզոթերմները, մենք միշտ ենթադրում ենք, որ ջերմաստիճանի, ճնշման և ծավալի փոփոխությունները տեղի են ունենում այնպիսի սահմաններում, որոնց մեջ այս նյութը պինդ վիճակում չի կարող գտնվել հավասարակշռության մեջ։

Ընդարձակելով ջերմաստիճանի, ճնշման և ծավալի փոփոխման սահմանները, մենք կգտնեինք նրանց մեջ այնպիսի արժեքներ, որոնց դեպքում համատեղ գոյություն ունեն՝ 1) պինդ մարմինն ու նրա գոլորշին, 2) վերցված նյութի պինդ և հեղուկ այլատեսակությունները կամ 3) նույնիսկ միաժամանակ պինդ և հեղուկ այլատեսակությունները և նրանց գոլորշին։

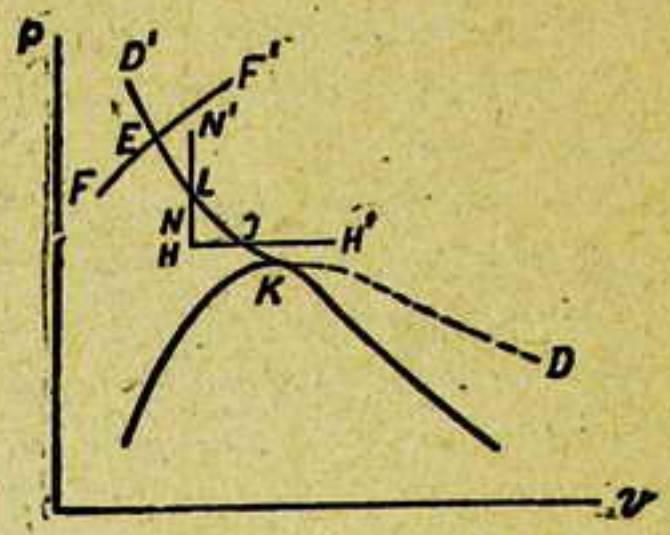
բ) Հետագայում մեզ պետք կգա գոլորշու ճյուղի և նրան հատող իզոթերմների փոխադարձ դասավորությունը։

2—6 և 2—11 նկարներից երևում է, որ ցանկացած իզոթերմի և գոլորշու ճյուղի հատման կետում գոլորշու ճյուղը միշտ ավելի թեք է, քան իզոթերմը։

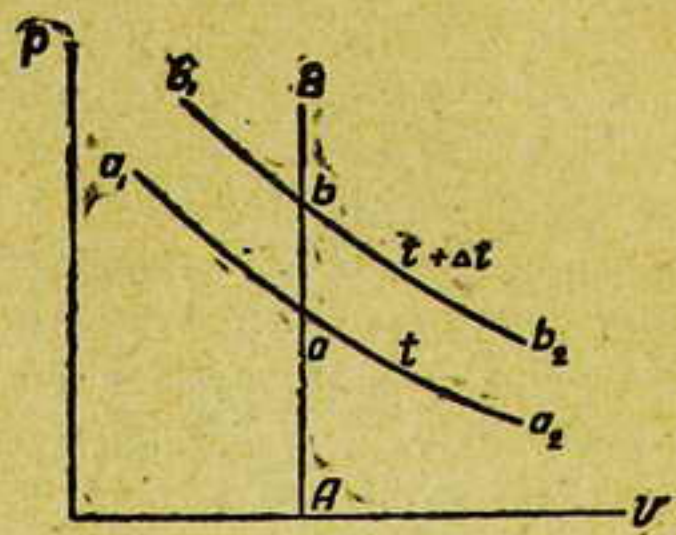
Անհրաժեշտ է նաև հիշել, որ կրիտիկական իզոթերմից ցածր դասավորված յուրաքանչյուր իզոթերմ հատում է մի անգամ գոլորշու ճյուղը և մի անգամ՝ հեղուկի ճյուղը։

գ) Մենք արդեն տեսանք, որ իզոթերմի միջին ուղղագծային մասում տեղի է ունենում հեղուկի աստիճանաբար փոխարկում գոլորշու, կամ ընդհակառակը։ Իսկ կրիտիկական կետում այս փոխարկումը տեղի է ունենում ակնթարթաբար։ Գոյություն ունեն արդյոք հեղուկը գոլորշու (գազի) կամ գոլորշին հեղուկի ակնթարթային փոխարկման ուրիշ հնարավորություններ։ Անշուշտ գոյություն ունեն։ Ջէ՞ որ (նկ. 2—12) կրիտիկական իզոթերմի վերին KD′ մասն անջատում է հեղուկի տիրույթը գազի տիրույթից։ Հետևապես, ցանկացած պրոցեսում, որի կորը հատում է կրիտիկական իզոթերմը կրիտիկական կետից վերև, հեղուկը հատման կետում միանգամից փոխարկվում է գոլորշու (գազի), կամ, ընդհակառակը, գազը

փոխարկվում է հեղուկի։ Օրինակ՝ N'LN իզոխոր պրոցեսում (նկ. 2—12) գազը L կետում ամբողջովին վերածվում է հեղուկի. HIH' իզոբար պրոցեսում հեղուկը J կետում վերածվում է գազի. F'EF պրոցեսում գազը E կետում փոխարկվում է հեղուկի։



Նկ. 2—12



Նկ. 2—13

Երբ ասում ենք «կրիտիկական իզոթերմի KD' մասն անջատում է հեղուկի տիրույթը գազի տիրույթից», պետք է նկատի ունենալ, որ հարևան երկու կետերում, որոնցից մեկը դասավորված է KD'-ից անմիջականորեն ձախ, մյուսը՝ KD'-ից անմիջականորեն աջ, հեղուկի և գազի տարբերությունն անսահման փոքր է։

Այսպիսով, եթե որևէ պրոցեսի գիծը հատում է KD'-ը, ապա հատման կետում հեղուկը վեր է ածվում գազի և այդ անցումը հենց նոր նշված համաձայն կարելի է համարել անընդհատ։

3. Հետապայում մենք կտեսնենք, որ թերմոդինամիկայում կարևոր դեր է խաղում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ մասնակի ածանցյալը։ Ուստի տանք, թե ինչպես կարելի է հաշվել այդ մասնակի ածանցյալի թվական արժեքը p–V դիագրամի վրա, երբ տրված է իզոթերմի ընտանիք։

Թող a_1aa_2-ը և b_1bb_2-ը (նկ. 2—13) լինեն երկու իզոթերմներ, որոնց ջերմաստիճաններն են t և t+Δt։ Տանենք AabB իզոխորը։ Իզոխորի a և b կետում ճնշումներն են՝ $p_a=Aa$, $p_b=Ab$, p_b-p_a տարբերությունը հավասար է ab-ի։ a_1aa_2 իզոթերմի ցանկացած կետից b_1bb_2-ի ցանկացած կետին անցնելու դեպքում ջերմաստիճանի աճը հավասար է Δt-ի։ Այսպիսով,

$$t_b-t_a=\Delta t,$$

a-ից b-ին իզոխոր անցման դեպքում ճնշման և ջերմաստիճանի աճերը նշանք v ինդեքսով՝

$$p_b-p_a=\Delta_v p,\quad t_b-t_a=\Delta_v t=\Delta t,$$

Այդ դեպքում՝

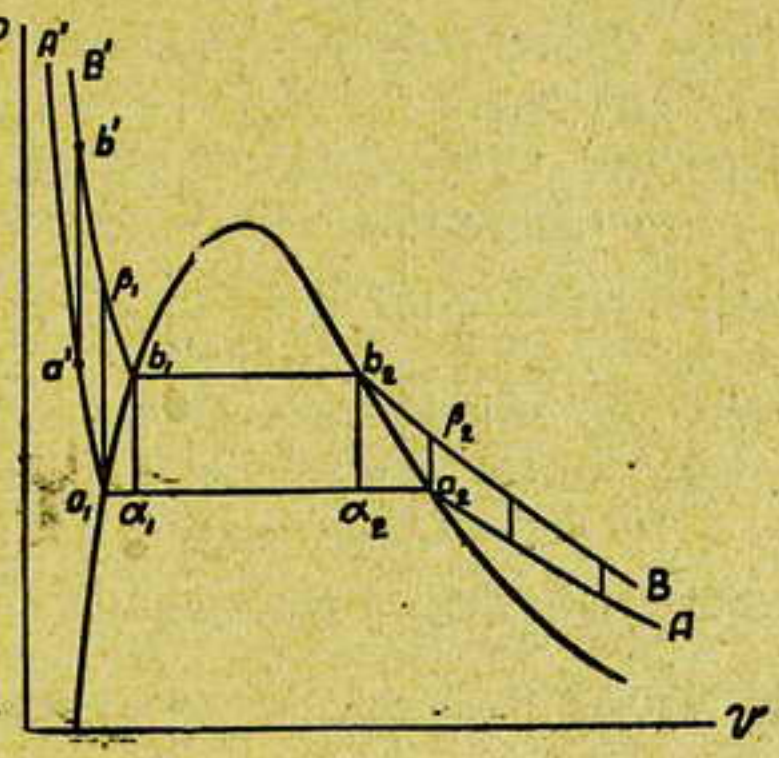
$$\frac{p_b-p_a}{t_b-t_a}=\frac{\Delta_v p}{\Delta_v t}=\frac{ab}{\Delta t},$$

Ինչքան մոտ են իրար այս երկու իզոթերմների ջերմաստիճանները, այսինքն՝ ինչքան փոքր է Δt-ն, այնքան $\frac{\Delta_v p}{\Delta_v t}$ հարաբերությունը ավելի մոտ է $\frac{d_v p}{d_v t}=\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ մասնակի ածանցյալին՝

$$\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta_v p}{\Delta_v t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{ab}{\Delta t}=\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v, \qquad (2,\ 5,\ 1)$$

Այսպիսով, երբ p-v դիագրամի վրա տրված է իզոթերմների ընտանիքը և նշված է յուրաքանչյուր իզոթերմի ջերմաստիճանը, ապա չափելով երկու իզոթերմի միջև ընկած իզոխորի ab հատվածը, կարող ենք a կետում որոշել $\frac{\Delta_v p}{\Delta_v t}$ հարաբերությունը, այսինքն՝ գաղափար կազմել $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալի թվական արժեքի մասին a կետում։

Օգտվելով (2, 5, 1)-ից, հեշտ է որոշել միևնույն իզոթերմի երկարությամբ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալի փոփոխման օրենքը։ Դիցուք տրված են հարևան $A'a'a_1\alpha a_2A$ և $B'b'b_1\beta b_2B$ իզոթերմները (նկ. 2—14)։ Համեմատենք $A'a'a_1\alpha a_2A$ իզոթերմի տարբեր կետերում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալի թվական արժեքները։ Ցանի որ $A'\ldots A$ և $B'\ldots B$ իզոթերմների ջերմաստիճանների Δt տարբերությունը երկու իզոթերմների կետերի ցանկացած զույգի համար միևնույնն է, ապա բավական է համեմատել իզոթերմների տարբեր կետերում իզոխորների երկարությունները ($a'b'$, $a_1\beta_1$, α_1b_1 և այլն)։



Նկ. 2—14

Իզոթերմի $A'a_1$ մասում, որը դասավորված է հեղուկի տիրույթում, ճնշման հետ մեծանում է երկու իզոթերմների միջև ընկած իզոխորի հատվածը. այսպես՝ $a'b'>a_1\beta$։

Հեղուկի տիրույթում իզոթերմ սեղմումն առաջ է բերում ճնշման արագ մեծացում. դրա համար շատ փոքր ծավալների դեպքում իզոթերմների այդ մասերն ընդունում են ճնշումների առանցքին զուգահեռ ուղիղների տեսք, և իզոթերմների միջև ընկած իզոխորի հատվածը ձգտում է անվերջության։ Այսպիսով, իզոթերմի ծայրագույն ձախ $A'a_1$ մասում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը անվերջ մեծ է կամ արտակարգ մեծ է. A'-ից a_1-ի աստիճանաբար անցման դեպքում այս ածանցյալն անընդհատ փոքրանում է։

Իզոթերմի այն մասում, որը համապատասխանում է հագեցման տիրույթին, իզոթերմների միջև ընկած իզոխորի հատվածները իրար հավա-

որ են՝ $a_1 b_1 = a_2 b_2$, հետևաբար այս մասում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը հաստատուն է, վերջինիս պատճառը հասկանալի է. a_1, a_2 կետերում մենք ունենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմ, ուստի և հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում ճնշումն էլ պետք է հաստատուն լինի. նույնը վերաբերում է և երկրորդ իզոթերմին. հետևաբար և՛ ճնշումների տարբերությունն ու $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{dp}{dt}$ ածանցյալը պետք է հաստատուն լինեն։

Գազի տիրույթում a_2-ից A-ին աստիճանական անցման դեպքում իզոթերմների միջև ընկած իզոխորի հատվածը փոքրանում է, ուստի և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը աստիճանաբար փոքրանում է։

Հեղուկի տիրույթից հագեցման տիրույթին անցնելիս՝ իզոխորի հատվածը փոքրանում է թռիչքով. իսկապես $a_1\beta_1$-ը զգալիորեն մեծ է $a_1 b$-ից, այսինքն՝ $a_1\alpha_1$ ոչ մեծ հեռավորության վրա տեղի է ունենում իզոխորի հատվածի զգալի փոքրացում։

Նույնը տեղի ունի և հագեցման տիրույթից գազի տիրույթին անցնելիս։ Դրա համար էլ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը, հեղուկի տիրույթից հագեցման տիրույթին անցնելիս և այդ տիրույթից գազի տիրույթին անցնելիս, փոքրանում է թռիչքներով։

Մեր կողմից ստացված արդյունքները կարելի է ձևակերպել այսպես. (2, 5, 2) Իզոթերմի ծայրագույն ձախ կետերում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը շատ մեծ է. Իզոթերմի ծայրագույն աջ կետերում այս ածանցյալը շատ փոքր է, համասեռ տիրույթներից յուրաքանչյուրում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը ծավալի իզոթերմ մեծացման դեպքում փոքրանում է. հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ տիրույթում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը կախված չէ ծավալից և հավասար է $\frac{dp}{dt}$ ածանցյալին. հեղուկի տիրույթից հագեցման տիրույթին անցնելիս և վերջինից գազի տիրույթին անցնելիս՝ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը փոքրանում է թռիչքով։

§ 2, 6. ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ԻԶՈԹԵՐՄ ԿԱՑՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՊԱՏՄԱՆԸ

1. 2, 2 պարագրաֆի 1 և 2 կետերում մենք տեսանք, որ արտաքին ճնշման իզոթերմ փոփոխության դեպքում գազը և հեղուկ-գոլորշի սիստեմը իրենց բոլորովին տարբեր են պահում։ Այս տարբերությունն ամենից ավելի հարմար է բնորոշել «հավասարակշռության կայունության» հասկացության միջոցով։

Անցնենք այդ հասկացության սահմանումին։

Թող սիստեմի a, b, c ... հատկանիշների արժեքները 1 և 2 վիճակներում համապատասխանաբար լինեն a_1, b_1, c_1 ... և a_2, b_2, c_2 ...։

Եթե a_2-a_1, b_2-b_1, c_2-c_1 տարբերություններից յուրաքանչյուրը հավասար է զրոյի կամ անվերջ փոքր է, ապա 1 և 2 վիճակները համարվում են անվերջ մոտ։

Իսկ եթե նշված տարբերություններից գոնե մեկը զրո կամ անվերջ փոքր չէ, այլ վերջավոր է, ապա վիճակի փոփոխությունը վերջավոր է։

Այսպես, օրինակ, եթե հեղուկ-գոլորշի սիստեմում ջերմաստիճանի, ճնշման, չորության աստիճանի,... աճերն անվերջ փոքր են ($dt, dp, dx_2, ...$), ապա 1 և 2 վիճակներն անվերջ մոտ են, իսկ եթե ճնշման և ջերմաստիճանի աճերը հավասար են զրոյի, իսկ չորության աստիճանի աճը վերջավոր է, ապա 1 և 2 վիճակների միջև եղած տարբերությունը վերջավոր է։

2. Սիստեմի հավասարակշիռ վիճակը կախված է արտաքին պայմաններից, այսինքն՝ արտաքին ճնշումից, շրջապատող միջավայրի ջերմաստիճանից, արտաքին ուժադաշտից և այլն։

Հավասարակշռության հարցերը մանրամասն քննարկված են այս գրքի XVIII և XIX գլուխներում։ Իսկ այստեղ մենք կշոշափենք միայն հավասարակշիռ վիճակների արտաքին (f) ճնշման և շրջապատող միջավայրի (τ) ջերմաստիճանի փոփոխումներից առաջացող փոփոխությունները։

Եթե սիստեմը պարփակված է լավ ջերմահաղորդիչ թաղանթի մեջ, ապա հավասարակշռության համար անհրաժեշտ է, որ սիստեմի (t) ջերմաստիճանը և միջավայրի (τ) ջերմաստիճանը իրար հավասար լինեն՝ t=τ։

Եթե սիստեմը միջավայրից անջատված է մխոցով, որը կարող է շարժվել առանց շփման, ապա հավասարակշռությունը հնարավոր է միայն և միայն այն դեպքում, եթե սիստեմի ճնշումն ու արտաքին ճնշումն իրար հավասար են՝ f=p։

Ակնհայտորեն այս պայմանների դեպքում f-ի և τ-ի փոփոխության ժամանակ կարող են փոփոխվել p ու t և սիստեմի բոլոր այն հատկանիշները, որոնք կախված են p-ից և t-ից։

Այսպիսով, արտաքին ճնշման և միջավայրի ջերմաստիճանի փոփոխությունները կարող են առաջացնել սիստեմի հավասարակշիռ վիճակի փոփոխություններ։

Եթե արտաքին ճնշման և միջավայրի ջերմաստիճանի δf և $\delta \tau$ անվերջ փոքր փոփոխությունները սիստեմը տեղափոխում են հավասարակշռության հին վիճակից (ճնշման և ջերմաստիճանի f և τ արժեքների դեպքում) անվերջ փոքր տարբերվող հավասարակշռության նոր վիճակ, ապա հավասարակշռությունը կոչվում է ճնշման և ջերմաստիճանի փոփոխությունների նկատմամբ կայուն։ Իսկ եթե δf և $\delta \tau$ փոփոխություններին համապատասխանում է հավասարակշիռ վերջավոր փոփոխություն, ապա հավասարակշռությունը համարվում է անկայուն f և τ-ի փոփոխությունների նկատմամբ։

Երբեմն պատահում է, որ ճնշման և ջերմաստիճանի միևնույն արժեքներին համապատասխանում են իրարից վերջավոր ձևով տարբեր,

ցանկացած թվով հավասարակշռության վիճակներ։ Այսպիսի դեպքում հավասարակշռությունը կոչվում է անտարբեր (ճնշման և ջերմաստիճանի փոփոխությունների նկատմամբ)։

3. Այստեղ մեզ պետք կգա հավասարակշռության կայունության պայմանը այն դեպքում, երբ սիստեմի և միջավայրի ջերմաստիճանները հավասար են իրար և հաստատուն են «իզոթերմ հավասարակշռության կայունության» այդ պայմանը, որն արտածված է § 4, 5, 5-ում և կիրառելի է առանց բայառության բոլոր սիստեմների նկատմամբ, հետևյալն է.

(2, 6, 1) Արտաքին ճնշման իզոթերմ փոփոխության նկատմամբ հավասարակշռության կայունության համար անհրաժեշտ է, որ սիստեմի ծավալի և ճնշման աճվերջ փոքր իզոթերմ փոփոխությունները (d_tV և d_tp) տարբեր նշաններ ունենան, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial p}{dV}\right)_t < 0, \qquad (2, 6, 2)$$

Հավասարակշռությունը կլինի անտարբեր, եթե $\left(\frac{\partial p}{\partial V_t}\right)=0$ և անկայուն $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t > 0$ դեպքում:

(2, 6, 1)-ում ենթադրվում է, որ ամբողջ սիստեմի մասսան հաստատուն է։ Կարևոր է ուշադրություն դարձնել այն բանի վրա, որ արտաքին ճնշման ոչ իզոթերմ փոփոխության դեպքում

$$\frac{\partial p}{\partial V} < 0$$

պայմանը արդեն անհրաժեշտ չէ հավասարակշռության կայունության համար (տես § 2, 6, 5)։

Անտարբեր հավասարակշռության դեպքում արտաքին ճնշման և միջավայրի ջերմաստիճանի աննշան փոփոխություններն անգամ կարող են առաջ բերել սիստեմի շատ մեծ փոփոխություններ։ Համապատասխան օրինակ բերված է § 2, 2, 1-ում։

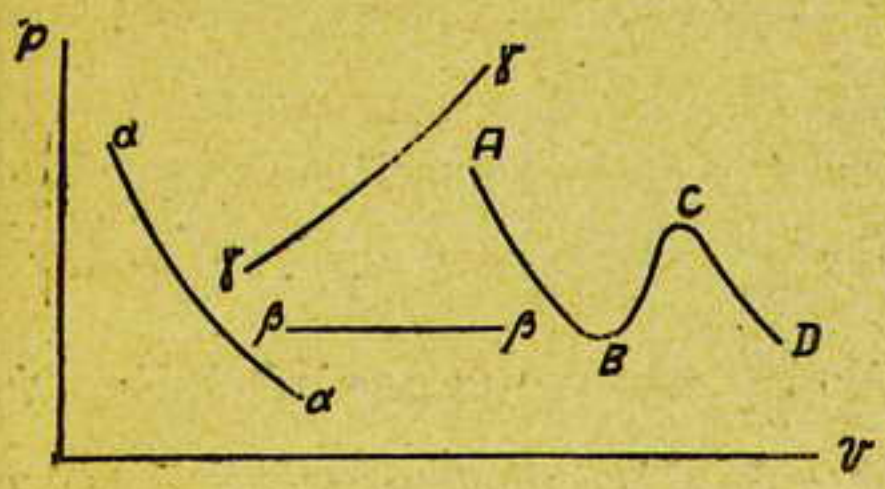
4. Պատկերացնենք (նկ. 2—15), որ αα, ββ, γγ, ABCD գծերը p-V դիագրամի վրա տարբեր իզոթերմներ են։ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0$ պայմանը նշանակում է, որ իզոթերմի դիտվող կետում շոշափողը ծավալների առանցքի հետ բութ անկյուն է կազմում։

Հետևապես ըստ (2, 6, 1)-ի αα իզոթերմի յուրաքանչյուր կետում սիստեմը կարող է գտնվել կայուն հավասարակշռության վիճակում (արտաքին ճնշման փոփոխության նկատմամբ։

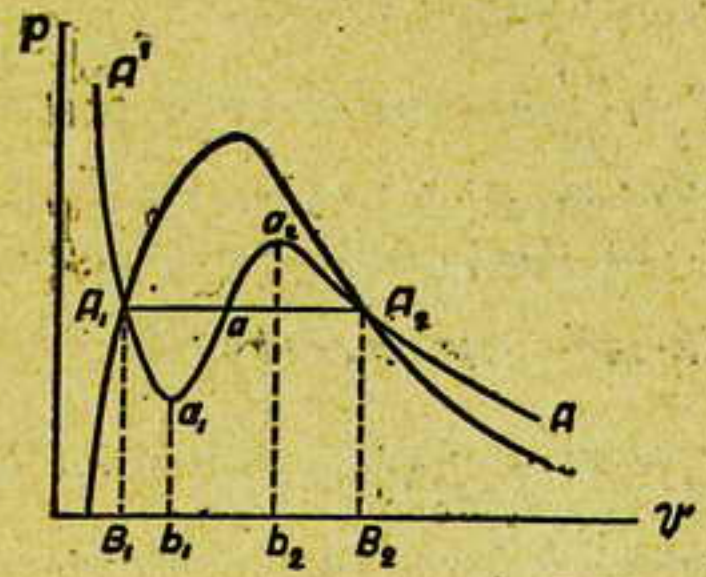
ββ իզոթերմի յուրաքանչյուր կետում $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = 0$, իսկ γγ իզոթերմի յուրաքանչյուր կետում՝ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t > 0$։ Ուստի ββ իզոթերմի բոլոր կետերում

թխտեմը պանվում է անտարբեր հավասարակշռության մեջ, իսկ γγ իզոթերմի կետերում հավասարակշռությունն անկայուն է։ ABCD իզոթերմը բաղկացած է երեք մասից՝ AB, BC և CD։

Հենց նոր ասվածի համաձայն՝ AB և CD մասերի ցանկացած կետում սիստեմի հավասարակշռությունը կայուն կլինի, իսկ BC մասում կայուն հավասարակշռությունն անհնար է։



Նկ. 2—15



Նկ. 2—16

Քննարկենք մաքուր նյութի իզոթերմները հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ տիրույթում և նրան կից հեղուկի ու գազի տիրույթներում։ Ինչպես արդեն ասվեց, գոյություն ունեն երկու տիպի իզոթերմներ՝

$$A'A_1aA_2A \text{ և } A'A_1a_1aa_2A_2A$$

(նկ. 2—16). Նկ. 2—15-ի իզոթերմների վերաբերյալ ասածները թույլ են տալիս հաստատելու, որ առաջին իզոթերմի A_1A, A_2A մասերում և երկրորդ իզոթերմի $A'A_1a_1$, a_2A_2A մասերում սիստեմի հավասարակշռությունը կլինի կայուն. առաջին իզոթերմի միջին A_1aA_2 մասում հավասարակշռությունը կլինի անտարբեր, իսկ երկրորդ իզոթերմի միջին a_1aa_2 մասում հավասարակշռությունը կլիներ անկայուն, այդ պատճառով էլ այս մասը չենք դիտում։

Բոլոր ասածներից հետևում է, որ հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում՝

(2, 6, 3) Մաքուր նյութը հավասեռ հեղուկի տեսքով գտնվում է կայուն հավասարակշռության վիճակում արտաքին ճնշման այն բոլոր արժեքների դեպքում, որոնք մեծ են b_1a_1-ից (նկ. 2—16), իսկ մաքուր նյութի հավասարակշռությունը գազի տեսքով կայուն է արտաքին ճնշման այն բոլոր արժեքների դեպքում, որոնք փոքր են b_2a_2-ից: Վերջապես, եթե մաքուր նյութը կազմում է հեղուկ-գոլորշի սիստեմ, ապա նրա հավասարակշռությունը արտաքին ճնշման փոփոխության նկատմամբ անտարբեր է:

5. (2, 6, 1)-ի համաձայն $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t$ածանցյալի դրական նշանը հավասարակշռության անկայունության հատկանիշն է հանդիսանում t=const. դեպքում։ § 4, 5-ում բերված է մի օրինակ, երբ փոփոխվող ջերմաստի-

ճանի դեպքում և $\frac{\partial p}{\partial v}$-ի բացասական լինելն անհրաժեշտ է հավասարակշռության կայունության համար։ Այսպիսով $\frac{\partial p}{\partial v}$-ի դրական լինելը հավասարակշռության անկայունության հատկանիշ է հենց նոր հիշատակված դեպքում (§ 4, 5) և, երբ t=const., և ոչ թե ամեն դեպքում։ Իսկ եթե ջերմաստիճանը հաստատուն չէ, ապա հավասարակշռությունը կարող է կայուն լինել $\frac{\partial p}{\partial v}$ ածանցյալի ցանկացած նշանի դեպքում։ Հենց այս էլ դիտվում է հագեցման գծի և հաստատուն բաղադրության գծերի վրա. § 2,7, նկ. նկ. 2—17, 2—20։ Այս կորերի յուրաքանչյուր կետում հավասարակշռությունը կայուն է, մինչդեռ այդ կորերից մի մասի վրա $\frac{\partial p}{\partial v}$ ածանցյալը դրական է, իսկ մյուսների վրա՝ բացասական։ Այսպես, $\frac{\partial p}{\partial v}$ ածանցյալը դրական է հեղուկի ճյուղի և հաստատուն բաղադրության այն գծերի վերին մասերում, որոնց վրա չորության աստիճանը փոքր է (տես նկ. 2—21).

Ինչպես ասվեց, հագեցման և հաստատուն բաղադրության գծերի բոլոր կետերում $\frac{\partial p}{\partial v}$ ածանցյալի ցանկացած նշանի դեպքում կայուն հավասարակշռության առկայությունը բոլորովին չի հակասում (2, 6, 1) թեորեմային։ Այնուամենայնիվ հետաքրքիր է պարզել, թե ինչու հեղուկի ճյուղի վրա $\frac{dp}{dv_1}\left(\text{կամ } \frac{dv_1}{dp}\right)$ ածանցյալի նշանը հակադիր է գոլորշու ճյուղի վրա $\frac{dp}{dv_2}\left(\text{կամ } \frac{dv_2}{dp}\right)$ ածանցյալի նշանին։

Այս հարցին պատասխանելու համար հիշենք, որ ցանկացած հաստատուն բաղադրության համասեռ սիստեմում, ըստ (1, 6, 2)-ի, տեսակարար ծավալը հավասար է՝

$$v=f(p,\ t) \quad և \quad dv=\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t dp+\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p dt. \qquad (2,\ 6,\ 4)$$

Այստեղ dp-ն ու dt-ն անկախ անվերջ փոքրեր են և կարող են ընտրվել մեր հայեցողությամբ։ (2, 6, 4) արտահայտությունը կարելի է կիրառել և հագեցած հեղուկի ու գոլորշու v_1, v_2 տեսակարար ծավալների նկատմամբ, սակայն այս դեպքում dp-ն ու dt-ն, համաձայն (2, 2, 1), արդեն անկախ չեն լինի։

Դիտելով t-ն որպես p-ի ֆունկցիա, ունենում ենք $dt=\frac{dt}{dp}dp$, և (2, 6, 4)-ի հագեցած հեղուկի տեսակարար ծավալի համար կստանանք՝

$$dv_1=\left[\left(\frac{\partial v_1}{\partial p}\right)_t+\left(\frac{\partial v_1}{\partial t}\right)_p \frac{dt}{dp}\right]dp$$

կամ՝

$$\frac{dv_1}{dp}=\left(\frac{\partial v_1}{\partial p}\right)_t+\left(\frac{\partial v_1}{\partial t}\right)_p\frac{dt}{dp} \qquad (2,\ 6,\ 5)$$

ճիշտ նույն կերպ հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալի համար գտնում ենք՝

$$\frac{dv_2}{dp}=\left(\frac{\partial v_2}{\partial p}\right)_t+\left(\frac{\partial v_2}{\partial t}\right)\frac{dt}{dp}. \qquad (2,\ 6,\ 6)$$

Այս արտահայտությունների մեջ

$$\left(\frac{\partial v_1}{\partial p}\right)_t<0 \quad և \quad \left(\frac{\partial v_2}{\partial p}\right)_t<0$$

համաձայն (2, 6, 3)-ի և (2, 6, 2)-ի.

$$\left(\frac{\partial v_1}{\partial t}\right)_p>0 \quad և \quad \left(\frac{\partial v_2}{\partial t}\right)_p>0$$

(1, 4, 1)-ի հիման վրա և $\frac{dt}{dp}>0$,

Հեղուկների շատ փոքր սեղմելիության պատճառով $\left(\frac{\partial v_1}{\partial p}\right)_t$ անընդյալի բացարձակ արժեքը շատ փոքր է $\left(\frac{\partial v_1}{\partial t}\right)_p\frac{dt}{dp}$ արտադրյալից, ուստի (2, 6, 5)-ի մեջ $\frac{dv_1}{dp}>0$,

Իսկ գոլորշու սեղմելիությունը (ինչպես և ամեն մի գազային մարմնի), բավականին մեծ է հեղուկի սեղմելիությունից, այսինքն՝ $\left|\left(\frac{\partial v_2}{\partial p}\right)_t\right|$-ը զգալի չափով մեծ է $\left|\left(\frac{\partial v_1}{\partial p}\right)_t\right|$-ից, ուստի (2, 6, 6)-ում $\frac{dv_2}{dp}<0$,

$\frac{dv_1}{dp}$ և $\frac{dv_2}{dp}$ անընդյալները բազմապատկենք $\frac{dp}{dt}$-ով. այդ դեպքում

$$\frac{dv_1}{dp}\frac{dp}{dt}=\frac{dv_1}{dt}, \quad \frac{dv_2}{dp}\frac{dp}{dt}=\frac{dv_2}{dt}$$

և քանի որ $\frac{dp}{dt}$ անընդյալը միշտ դրական է, ապա $\frac{dv_1}{dt}$-ի նշանը համընկնում է $\frac{dv_1}{dp}$-ի նշանի հետ, իսկ $\frac{dv_2}{dt}$-ի նշանը՝ $\frac{dv_2}{dp}$-ի նշանի հետ. Այսպիսով, $\frac{dv_1}{dt}>0$, $\frac{dv_2}{dt}<0$, որը և հաստատվում է v-T դիագրամով (նկ. 2—4)։

Տարասեռ մոլեկուլներից բաղկացած սիստեմի հատկությունները, անկախ նրանից, թե ինչն է նրանց տարբերությունը, երբեմն մեծ մասամբ կախված են բաղադրությունից, այսինքն՝ տարասեռ մոլեկուլների հարաբերական քանակություններից։ Այսպիսի սիստեմները կարող են լինել համասեռ (օրինակ H_2, Br_2, HBr գազերի խառնուրդը կամ NO_2, N_2O_4 գազերի խառնուրդը) կամ տարասեռ (օրինակ՝ հեղուկ-գոլորշի սիստեմը)։

Բաղադրությունը կարող է միանման որոշվել ինչպես համասեռ սիստեմներում, նույնպես և անհամասեռ սիստեմների դեպքում։ Մենք կսկսենք համասեռ խառնուրդներից, որոնք մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում քիմիայի համար, իսկ այնուհետև կանցնենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմին։

Ակնհայտ է, որ նրա հատկություններից յուրաքանչյուր բաղադրիչ մասի քանակը, սակայն որոնով լիովին որոշվում է խառնուրդի բաղադրությունը։ Սովորաբար յուրաքանչյուր բաղադրիչ մասի քանակը որոշվում է նրա կշռով, մասսայով կամ գրամմոլերի թվով։

Մասսայից անցնում են կշռին, $P=ma$ առնչությունից, որտեղ P-ն կշիռն է, m-ը՝ մասսան, a-ն՝ ազատ անկման արագացումը։

Ենթադրենք մի համասեռ սիստեմ, որի բաղադրիչ մասերն են

$$A_1,\ A_2,\ \dots\ A_i,\ \dots\ A_k,$$

նրանց կշռային քանակությունները՝

$$P_1,\ P_2,\ \dots\ P_i,\ \dots\ P_k,$$

մասսաները՝

$$m_1,\ m_2,\ \dots\ m_i,\ \dots\ m_k$$

և գրամմոլերի թվերը՝

$$n_1,\ n_2,\ \dots\ n_i,\ \dots\ n_k.$$

Ինչպես, ամբողջ սիստեմի կշիռն է $P=\Sigma P_i=P_1+P_2+\dots+P_k$, նրա մասսան է $m=\Sigma m_i=m_1+m_2+\dots+m_k$, իսկ սիստեմի գրամմոլերի ընդհանուր թիվը՝ $n=\Sigma n_i=n_1+n_2+\dots+n_k$։

$$x_i=\frac{P_i}{\Sigma P_i}=\frac{P_i}{P} \qquad (2,\ 7,\ 1)$$

հարաբերությունը կոչվում է A_i բաղադրիչ մասի կշռաբաժինը և ցույց է տալիս, թե A_i-ի ինչպիսի կշռային քանակություն է պարունակվում խառնուրդի կշռի միավորի մեջ։

Քանի որ

$$P_i=m_ia,\ P=ma,$$

ապա՝

$$x_i=\frac{P_i}{P}=\frac{m_i}{m}, \qquad (2,\ 7,\ 1)$$

Այսպիսով, կշռաբաժինը կարող է արտահայտվել և կշիռների հարաբերության միջոցով և մասսաների հարաբերության միջոցով։

$$y=\frac{n_i}{\Sigma n_i}=\frac{n_i}{n} \qquad (2,\ 7,\ 2)$$

հարաբերությունը կոչվում է A_1 բաղադրիչ մասի մոլյար բաժին և ցույց է տալիս, թե A_1-ի քանի գրամմոլ է ընկնում ամբողջ խառնուրդի $\frac{1}{n}$ մասին.

Օրինակ. գազային խառնուրդը բաղկացած է 88 գր CO_2-ից և 28 գր N_2-ից. 1 և 2 նիշերը վերագրելով համապատասխանաբար CO_2-ին և N_2-ին, ունենք՝

$$P_1=88 \text{ գր}, \quad P_2=28 \text{ գր}, \quad P=P_1+P_2=116 \text{ գր}:$$

CO_2-ի և N_2-ի մոլեկուլային կշիռները հավասար են՝ $M_1=44$, $M_2=28$, Ուստի $n_1=2$, $n_2=1$ և $n=n_1+n_2=3$: Այսպիսով, CO_2-ի և N_2-ի կշռաբաժինները կլինեն՝

$$x_1=\frac{P_1}{P}=\frac{88}{116}=\frac{22}{29}, \quad x_2=\frac{P_2}{P}=\frac{28}{116}=\frac{7}{29},$$

Նույն խառնուրդում գազերի մոլյար բաժինները կլինեն՝

$$y_1=\frac{n_1}{n}=\frac{2}{3}, \quad y_2=\frac{n_2}{n}=\frac{1}{3},$$

Մենք տեսնում ենք, որ $x_1 \neq y_1$ և $x_2 \neq y_2$:

Կշռային և մոլյար բաժիններն ունեն հետևյալ հատկությունները.

ա) Ցանկացած բաղադրիչ մասի կշռաբաժինը կանոնավոր կոտորակ է: Իսկապես, ամբողջ խառնուրդի P կշիռը ակնհայտորեն մեծ է A_1 մասի P_i կշռից: Հետևապես՝

$$x_i=\frac{P_i}{P}<1,$$

բ) Խառնուրդի մեջ չմասնակցող ցանկացած նյութի կշռաբաժինը հավասար է զրոյի (եթե խառնուրդի մեջ A_i-ն բոլորովին չի մասնակցում, ապա $P_i=0$ և $x_i=0$):

Եթե համասեռ սիստեմը բաղկացած է միայն մի բաղադրիչ մասից, ապա վերջինիս կշռաբաժինը հավասար է 1-ի:

Նվ ընդհակառակը, երբ A_i նյութի կշռաբաժինը հավասար է մեկի, ապա դա նշանակում է, որ սիստեմը խառնուրդ չի հանդիսանում, այլ բաղկացած է միայն A_i-ից:

գ) Խառնուրդի բոլոր բաղադրիչ մասերի կշռաբաժինների գումարը միշտ հավասար է մեկի: Իսկապես, ըստ (2, 7, 1)-ի,

$$\Sigma x_i=x_1+x_2+\dots+x_k=\frac{P_i}{P}+\frac{P_2}{P}+\dots+\frac{P_k}{P}=\frac{\Sigma P_i}{P}=1,$$

հետևապես՝

$$\Sigma x_i=1, \qquad (2, 7, 3)$$

Այստեղից պարզ է, որ k բաղկացուցիչ մասերից կազմված խառնուրդի բաղադրությունը սահմանելու համար բավական է տալ $(k-1)$ բաղադրիչ մասերի կշռաբաժինները:

Ջորված կշռաբաժինը միշտ կարելի է որոշել այն բանից, որ $\Sigma x_i = 1$ (ա, բ, գ հատկությունները պահպանվում են նաև այն դեպքում, երբ կշռաբաժինը փոխարինենք մոլյար բաժնով)։

դ) Եթե միևնույն խառնուրդի բաղադրությունը արտահայտենք կշռային և մոլյար բաժիններով, ապա A_i բաղադրիչ մասի կշռաբաժինը ընդհանրապես հավասար չէ նույն բաղադրիչ մասի մոլյար բաժնին։ Սրանում կարելի է համոզվել CO_2-ի և N_2 խառնուրդի վերաբերյալ վերը բերված օրինակից։

ե) Դիցուք δ_i-ն A_i-ի խտությունն է, γ_i-ն՝ նրա տեսակարար կշիռը, վերջապես, թող c_i-ն և c-ն լինեն A_i բաղադրիչ մասի և ամբողջ խառնուրդի մոլյար կոնցենտրացիաները.

$$\delta_i = \frac{m_i}{V}, \quad \gamma_i = \frac{P_i}{V}, \quad c_i = \frac{n_i}{V}$$

$$\delta = \frac{m}{V}, \quad \gamma = \frac{P}{V}, \quad c = \frac{n}{V},$$

որտեղ V-ն ամբողջ սիստեմի ծավալն է։

Ակնհայտորեն՝

$$\frac{\delta_i}{\delta} = \frac{\gamma_i}{\gamma} = \frac{P_i}{P}$$

և

$$\frac{c_i}{c} = \frac{n_i}{n},$$

Այսպիսով՝

$$x_i = \frac{\delta_i}{\delta} = \frac{\gamma_i}{\gamma} = \frac{P_i}{P},$$

A_i մասի կշռաբաժինն է և

$$y_i = \frac{c_i}{c} = \frac{n_i}{n}$$

նրա մոլյար բաժինն է, այսինքն՝ կշռաբաժինը կարելի է որոշել խտությունների և տեսակարար կշիռների միջոցով ճիշտ այնպես, ինչպես բաղադրիչ մասերի կշիռների միջոցով, իսկ մոլյար բաժինը կարելի է որոշել մոլյար կոնցենտրացիաների միջոցով նույնպես, ինչպես գրամմոլերի թվերի միջոցով։

2. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմը, իհարկե, համասեռ խառնուրդ չէ, բայց և այստեղ կարելի է որոշել հագեցած գոլորշու և հագեցած հեղուկի կշռաբաժինները։ Թող հեղուկի, գոլորշու և ամբողջ սիստեմի մասսաները լինեն՝

m_1, m_2 և m. $\quad m = m_1 + m_2$.

Այդ դեպքում՝

$$x_1 = \frac{m_1}{m} \quad \text{և} \quad x_2 = \frac{m_2}{m} \qquad (2, 7. 4)$$

համապատասխանաբար հագեցած հեղուկի և հագեցած գոլորշու կշռաբաժինները են հեղուկ-գոլորշի սիստեմում։

Գոլորշու կշռաբաժինը ցույց է տալիս գոլորշու քանակությունը սխտեմի մասսայի միավորում և տեխնիկայում կոչվում է չորության աստիճան։ Հեղուկի կշռաբաժինը ցույց է տալիս հեղուկի քանակությունը, սխտեմի մասսայի միավորում և կոչվում է խոնավության աստիճան։

(2, 7, 3)-ի համաձայն

$$x_1+x_2=1. \qquad (2, 7, 5)$$

Օգտվելով v-T կամ p-v (նկ. 2—17) դիագրամներից, կարելի է հեշտությամբ որոշել չորության կամ խոնավության աստիճանը, որոնք տեխնիկայի համար մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում։

Ահա թե ինչպես է այդ արվում։

Թող առանց նիշի մեծությունները վերաբերվեն ամբողջ սխտեմին, իսկ 1 և 2 նիշերով մեծությունները՝ համապատասխանաբար հագեցած հեղուկին և հագեցած գոլորշուն։ Օրինակ՝ V, V_1 և V_2-ը ամբողջ սխտեմի, հեղուկի և գոլորշու ծավալներն են։

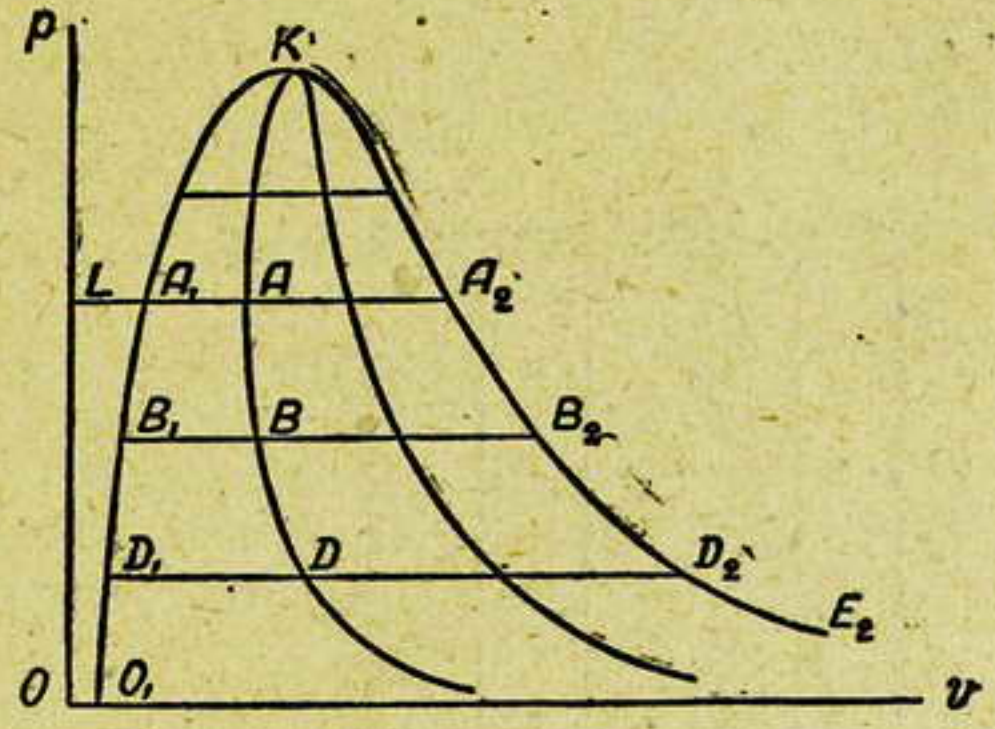
Վերջապես, թող փոքրատառերով նշանակված լինեն տեսակարար մեծությունները, կամ մասսայի միավորին ընկնող մեծությունները. օրինակ՝

$$v_1=\frac{V_1}{m_1}, \quad v_2=\frac{V_2}{m_2}$$

հեղուկի և գոլորշու տեսակարար ծավալներն են, իսկ

$$v=\frac{V}{m}$$

ներկայացնում է ամբողջ սխտեմի $\frac{1}{m}$ մասի ծավալը։



Նկ. 2—17

v-ի իմաստն ավելի լավ հասկանալու համար եկեք դիտարկենք, որ հեղուկ-գոլորշի սխտեմը գտնվում է գուգահեռանիստային անոթի մեջ (նկ. 2—18)։

Անոթի ամբողջ ծավալը V բաժանենք m հավասար մասերի։ Հեղուկի քանակությունը բոլոր մասերում միևնույնն է և հավասար է $\frac{m_1}{m}$, գոլորշու քանակությունը բոլոր մասերում միևնույնն է և հավասար է $\frac{m_2}{m}$, հետևաբար՝ յուրաքանչյուր մասի բաղադրությունը միևնույնն է և համընկնում է ամբողջ խառնուրդի բաղադրության հետ։ $v=\frac{V}{m}$ դա սխտեմի

այնպիսի ծավալն, որի մասսան հավասար է 1-ի, իսկ բաղադրությունը համընկնում է ամբողջ սիստեմի բաղադրության հետ (նկ. 2—18)-ում m=6 և v-ն հավասար է շոշափված շերտի ծավալին):

Ակներևորեն $$V=V_1+V_2=m_1v_1+m_2v_2 \qquad (2,\ 7,\ 6)$$

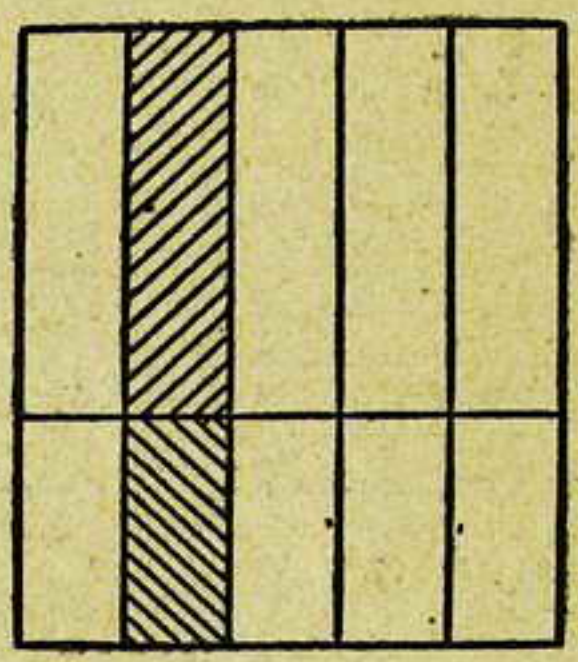
իսկ քանի որ $$m=m_1+m_2,\quad m_1=m-m_2,$$

ապա՝ $$V=mv_1+m_2(v_2-v_1).$$

Վերջին հավասարության երկու մասը բաժանենք m-ի վրա. նկատի ունենալով, որ $\frac{m_2}{m}=x_2$ և ընդունելով (ինչպես այդ արված էր փոքր ինչ վերևում) $\frac{V}{m}=v$, կստանանք՝

$$v=v_1+x_2(v_2-v_1) \qquad (2,\ 7,\ 7)$$

կամ՝ $$x_2=\frac{v-v_1}{v_2-v_1} \qquad (2,\ 7,\ 8)$$



Նկ. 2—18

(2, 7, 8)-ի համաձայն $x_1+x_2=1$, քանի որ (2, 7, 7)-ը տալիս է

$$x_1=\frac{v_2-v}{v_2-v_1}$$

Դիցուք p-v դիագրամի վրա (նկ. 2—17) O_1A_1K հեղուկի ճյուղն է, իսկ E_2A_2K-ն՝ գոլորշու ճյուղը և թող p=OL ճնշման դեպքում $v=\frac{V}{m}=LA$

$$v_1=LA_1,\quad v_2=LA_2,$$

ուստի՝ $$v-v_1=A_1A,\ v_2-v=AA_2.$$

Հետևապես (2, 7, 8)-ն ու (2, 7, 0)-ը կգրվեն այսպես՝

$$x_2=\frac{A_1A}{A_1A_2},\quad x_1=\frac{AA_2}{A_1A_2} \qquad (2,\ 7,\ 10)$$

Այսպիսով, մենք հանգեցինք p–v դիագրամի վրա չորության և խոնավության աստիճանները որոշելու հետևյալ պարզ կանոնին.

(2, 7, 11) Մասսայի միավորի ճնշումն ու ծավալը $\left(v=\frac{V}{m}\right)$ որոշող A կետով տանում են իզոբար մինչև հագեցման գծի երկու ճյուղերի հետ A_1 և A_2 կետերում հատվելը: Իզոբարի A_1A_2 հատվածը A կետով բաժանվում է

երկու մասի՝ A_1A և AA_2: Ջորության և խոնավության ասպիճանը համապատասխանաբար հավասար են՝

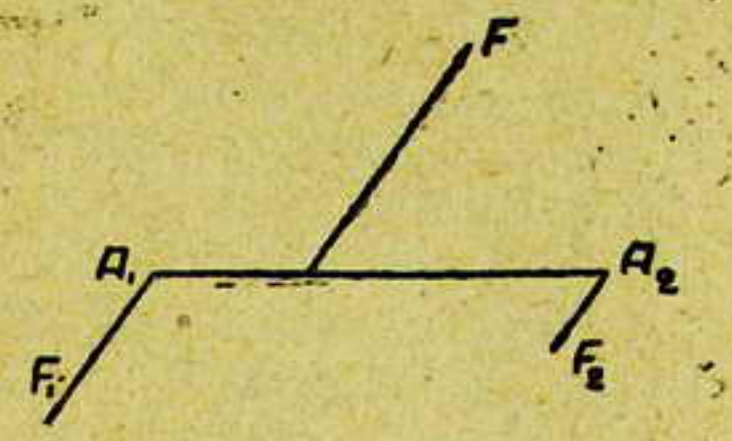
$$x_2=\frac{A_1A}{A_1A_2},\quad x_1=\frac{AA_2}{A_1A_2}$$

Այս կանոնը կոչվում է «լծակի կանոն», քանի որ ձևով լրիվին նման է վերջինիս։

Իսկապես (նկ. 2—19), դիցուք A_1AA_2-ը լծակ է, A-ն հենման կետն է, իսկ A_1 և A_2 կետերում կիրառված են F_1 և F_2 ուժերը. F-ը հենարանի հակազդումն է։

Ինչպես հայտնի է՝

$$\frac{F_2}{F}=\frac{A_1A}{A_1A_2},\quad \frac{F_1}{F}=\frac{AA_2}{A_1A_2}\qquad (2,\ 7,\ 12)$$



Նկ. 2—19

Քանի որ $x_2=\frac{m_2}{m}$, $x_1=\frac{m_1}{m}$, ապա, ակնհայտորեն (2, 7, 11)-ը և (2, 7, 12)-ը ձևով միանգամայն միանման են. բավական է (2, 7, 12)-ում F_1, F_2, F ուժերը փոխարինել m_1, m_2, m մասսաներով, և մենք կստանանք (2, 7, 11)-ը։

3. Այն կետերի երկրաչափական տեղը, որտեղ չորության աստիճանը մինույնն է (x_2=const.), կոչվում է հաստատուն բաղադրության գիծ։

Երբ p-V դիագրամի վրա տրված է մի (A) կետ, որտեղ պետք է անցնի հաստատուն բաղադրության գիծը, ապա շատ հեշտ է տանել այդ գիծը։ Իսկապես, ենթադրենք տարբեր ճնշումներին համապատասխանող B, D կետերը (նկ. 2—17) նույնպես գտնվում են հաստատուն բաղադրության այդ գծի վրա։ Այդ դեպքում, տանելով A_1AA_2, B_1BB_2, D_1DD_2 իզոբարները, ունենում ենք՝

$$x_2=\frac{A_1A}{A_1A_2}=\frac{B_1B}{B_1B_2}=\frac{D_1D}{D_1D_2},$$

Այսպիսով, ABD կորը կլինի հաստատուն բաղադրության գիծ, եթե B կետը բաժանում է B_1B_2 իզոբարը այնպիսի հարաբերության մեջ, ինչպես D կետը՝ D_1D_2 իզոբարը, ինչպես A կետը՝ A_1A_2 իզոբարը և այլն։

Այսպես, օրինակ, եթե տանենք (նկ. 2—17) մի շարք իզոբարներ և նրանցից յուրաքանչյուրը բաժանենք 3 հավասար մասի, ապա բոլոր իզոբարների ձախ մեկ երրորդ մասի A, B, D, ... կետերը միացնող կորը կլինի հաստատուն բաղադրության գիծ, որի վրա չորության աստիճանը $x_2=\frac{1}{3}$, իսկ խոնավության աստիճանը $x_1=\frac{2}{3}$։

«Հաստատուն բաղադրության գիծ» հասկացության սահմանումից հետևում է, որ հեղուկի ճյուղը [$O_1D_1B_1A_1K$ (նկ. 2—17)] և գոլորշու ճյուղը ($E_2D_2B_2A_2K$) նույնպես հաստատուն բաղադրության գծեր են. հեղուկի ճյուղի վրա $x_1=1$, $x_2=0$. գոլորշու ճյուղի վրա $x_1=0$, $x_2=1$։

Թվենք հաստատուն բաղադրության գծերի մի քանի հատկություններ։

ա) Հաստատուն բաղադրության բոլոր գծերը դուրս են գալիս կրիտիկական (K) կետից։

Իսկապես, հեղուկի և գոլորշու ճյուղերը հաստատուն բաղադրության ծայրագույն գծերն են, որոնց միջև դասավորված են հաստատուն բաղադրության մնացած բոլոր գծերը։

Ուստի, ցանկացած իզոբարի հատման կետը հաստատուն բաղադրության գծի հետ գտնվում է այն երկու կետերի միջև, որոնցում նույն իզոբարը հատում է հեղուկի և գոլորշու ճյուղերը։ Օրինակ՝ (նկ. 2—17) DBA գիծը և B_1BB_2 իզոբարը հատվում են B_1 և B_2 կետերի միջև դասավորված B կետում։ Մինչդեռ ճնշման մեծացման և աստիճանաբար կրիտիկական ճնշմանը մոտենալու դեպքում, հեղուկի և գոլորշու ճյուղերի միջև ընկած իզոբարի հատվածը (D_1D_2, B_1B_2, A_1A_2 և այլն) փոքրանում է և կրիտիկական (K) կետում վերածվում է կետի։ Հետևապես և D_1 ու D_2 կետերի միջև ընկած D կետը ճնշման մեծացման դեպքում կմիաձուլվի նրանց, երբ D_1-ն ու D_2-ը համընկնեն K կետին։

բ) Բացառությամբ հեղուկի ճյուղի, հաստատուն բաղադրության բոլոր մնացած գծերը ճնշման փոքրացման դեպքում ձգտում են անվերջության, այսինքն՝ հաստատուն բաղադրության բոլոր գծերի վրա, երբ $p \to 0$, $v \to \infty$ (տես նկ. 2—17)։

Իսկապես, քննարկենք (2, 7, 7) արտահայտությունը՝ $v = v_1 + x_2(v_2 - v_1)$։

Ձգտեցնենք ճնշումը զրոյի. այդ դեպքում v_1-ը կձգտի փոքր վերջավոր մեծության, իսկ $(v_2 - v_1)$ տարբերությունը՝ անվերջության։ Ուստի v-ի ցանկացած վերջավոր արժեքի դեպքում, երբ p-ն մոտենում է 0-ի, չորության x_2 աստիճանը կձգտի զրոյի։ $p = 0$ դեպքում չորության աստիճանը անվերջ փոքր չի լինի միայն v ծավալի անվերջ մեծ արժեքների համար։

Հենց նոր ասածից պետք է նույնպես եզրակացնել, որ ճնշման շատ փոքր արժեքների դեպքում հազեցման ամբողջ հեղուկի ճյուղի մոտ դասավորված բոլոր կետերում չորության աստիճանը շատ փոքր է։

գ) Կրիտիկական ճնշմանը մոտ ճնշումների դեպքում $(v_2 - v_1)$ տարբերությունը շատ փոքր է և, եթե x_2-ը նույնպես շատ փոքր է, ապա $v = v_1 + x_2(v_2 - v_1)$ արտահայտության մեջ $x_2(v_2 - v_1)$ արտադրյալը որպես երկրորդ կարգի փոքրության մեծություն կարելի է հաշվի չառնել և ընդունել $v \cong v_1$։ Սա նշանակում է, որ չորության աստիճանի փոքր արժեքների դեպքում հաստատուն բաղադրության գիծը իր վերին մասում քիչ է տարբերվում հեղուկի ճյուղից։

Այս արդյունքը մի քանի (բ) կետի հետ, կհանգենք հետևյալ եզրակացությանը.

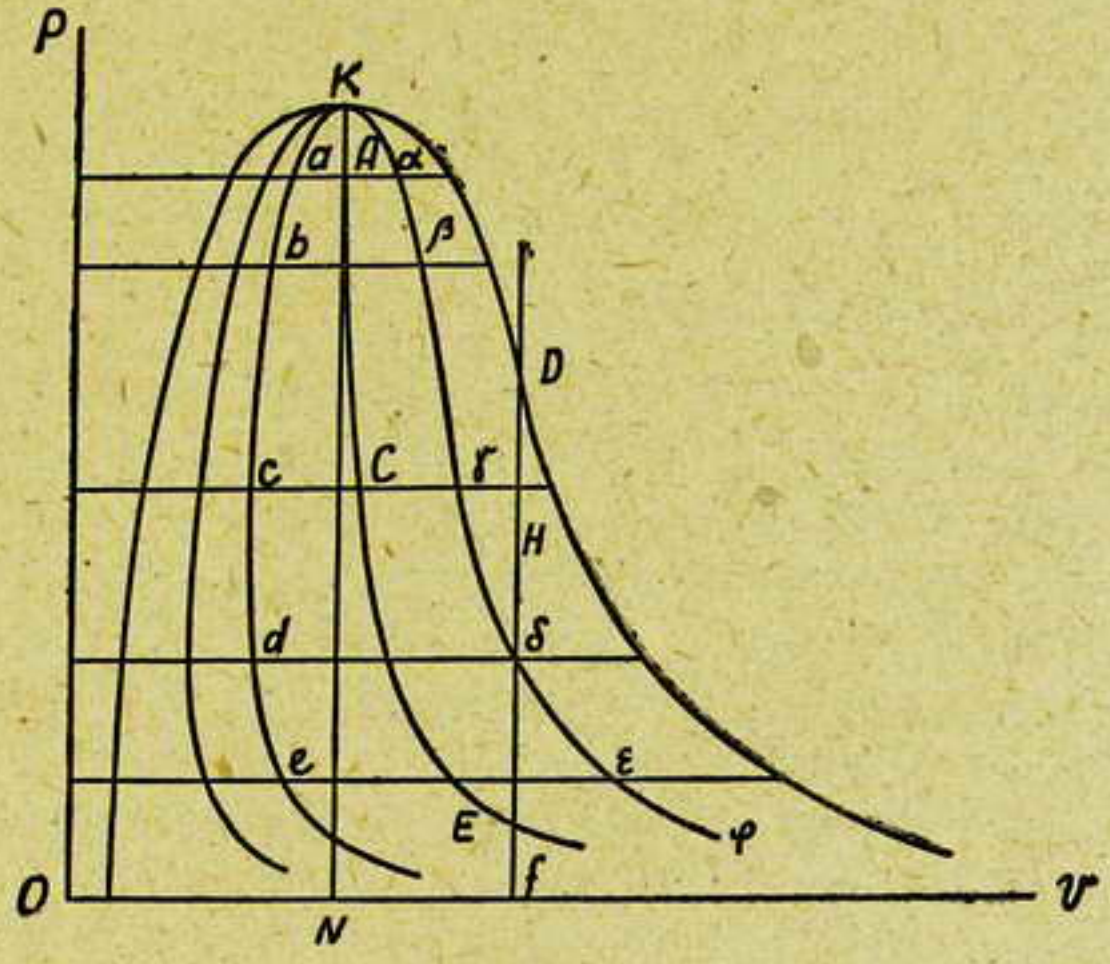
Շատ փոքր չորության աստիճանի դեպքում հաստատուն բաղադրության գիծը կրիտիկական կետում ունի ծավալների առանցքին զուգահեռ շոշափող և ճնշման փոքրացման հետ նախ՝ մոտենում է Op առանցքին, իսկ այնուհետև՝ ճնշման հետագա փոքրացման դեպքում հեռանում է այդ առանցքից։

Այսպիսով, x_2-ի փոքր արժեքների դեպքում, հաստատուն բաղադրության գիծը ունի Kabcdef կորի (նկ. 2—20) և Kabcdef-ից ձախ դասավորված կորերի տեսքը։

(2, 7, 7)-ի մեջ x_2-ը փոխարինելով $(1-x_1)$-ով, կստանանք՝ $v=v_2-x_1(v_2-v_1)$։ Հիշելով, որ x_2-ի մեկին մոտ արժեքների դեպքում x_1-ը մոտ է զրոյին, համոզվում ենք, որ մեկին մոտ x_2-ի դեպքում հաստատուն բաղադրության կորը հիշեցնում է զուղորղու ճյուղը։

Մեկին մոտ չորության աստիճանի դեպքում հաստատուն բաղադրության գիծը կրիտիկական կետում ունի ծավալների առանցքին զուգահեռ շոշափող և ճնշման փոքրացման հետ գնալով ավելի և ավելի է հեռանում Op առանցքից, օրինակ՝ Καβγδεφ գիծը (նկ. 2—20)։

Քանի որ փոքր x_2-ի դեպքում հաստատուն բաղադրության գծերը դուրս գալով (K) կրիտիկական կետից, սկզբում մոտենում են Op առանցքին, իսկ մեկին մոտ x_2-ի դեպքում K-ից դուրս գալով հեռանում են Op



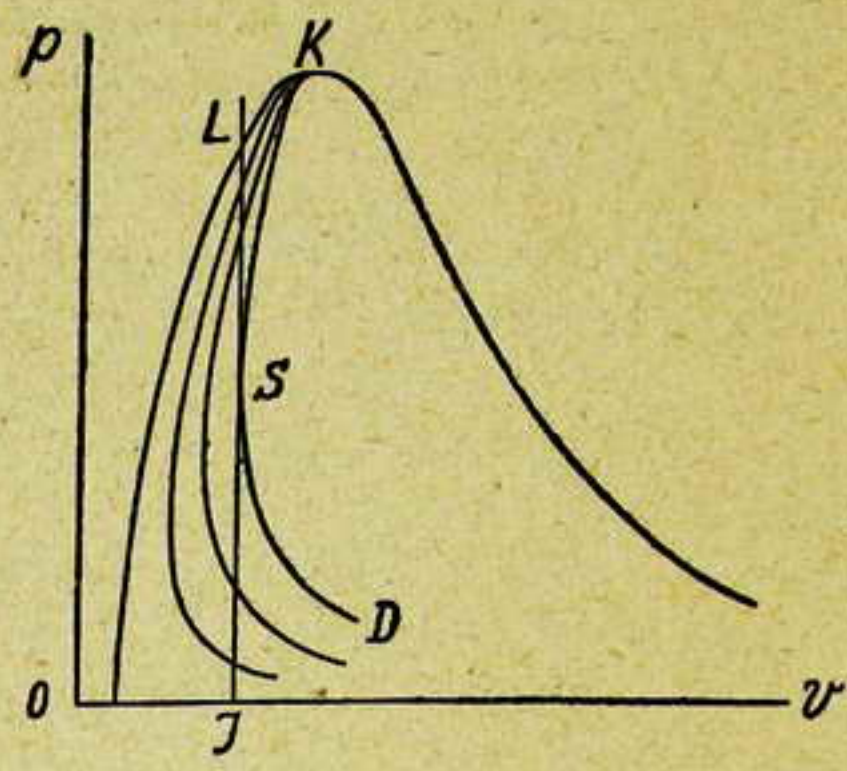
Նկ. 2—20

առանցքից, ապա, ակնհայտ է, պետք է լինի հաստատուն բաղադրության մի գիծ, որը կրիտիկական կետի անմիջական մոտերքում չի հեռանում Op-ից և չի մոտենում նրան, այսինքն՝ կրիտիկական կետում ունի Op-ին զուգահեռ շոշափող. սա հաստատուն բաղադրության KACE գիծն է (նկ. 2—20), իսկ նրա շոշափողը K կետում հանդիսանում է կրիտիկական NK իզոխորը, այսինքն՝ K կետից անցնող իզոխորը. Որոշ ենթադրության դեպքում, կարելի է ընդունել, որ KACE գծի վրա չորության աստիճանը հավասար է $\frac{1}{2}$-ի (տես խնդիր 2. 5)։

Հեղուկի ճյուղի և KACE գծի միջև դասավորված հաստատուն բաղադրության բոլոր գծերը, դուրս գալով K-ից, սկզբում մոտենում են Op

առանցքին, իսկ KACE գծի և գոլորշու ճյուղի միջև դասավորված հաստատուն բաղադրության գծերը, դուրս գալով K-ից, հեռանում են Op առանցքից.

Հաստատուն բաղադրության գծերի ձևից պարզվում է, որ կրիտիկական NK խզոխորից աջ գտնվող յուրաքանչյուր խզոխոր (օրինակ fD) հաստատուն բաղադրության գծերից յուրաքանչյուրին հատում է մի անգամ; իսկ NK-ից ձախ դասավորված յուրաքանչյուր խզոխոր հատում է նրան հանդիսպող հաստատուն բաղադրության գծին ընդհանրապես երկու անգամ (նկ. 2—21).



Նկ. 2—21

Սակայն KACE-ից ձախ գտնվող հաստատուն բաղադրության յուրաքանչյուր գծի վրա (նկ. 2—20) գոյություն ունի մի կետ, որտեղ շոշափողը իզոխոր է. օրինակ, (նկ. 2—21) KSD հաստատուն բաղադրության գծի շոշափողը ISL իզոխորն է.

Քանի որ ինչքան աջ է դասավորված հաստատուն բաղադրության գիծը, այնքան նրա վրա ավելի մեծ է չորության x_2 ատիճանը, ապա, ակնհայտորեն, ISL իզոխորի վրա I-ից մինչև S չորության ատիճանը մեծանում է, իսկ S-ից մինչև L (որտեղ L-ը իզոխորի և հեղուկի ճյուղի հատման կետն է) չորության ատիճանը փոքրանում է և L կետում դառնում է հավասար զրոյի:

Ուշադրություն դարձնենք այն հանգամանքի վրա, որ կրիտիկական իզոխորից ձախ դասավորված (նկ. 2—20) բոլոր իզոխորները հատում են հեղուկի ճյուղը, իսկ NK-ից աջ դասավորված իզոխորները հատում են գոլորշու ճյուղը. հիշենք, որ համաձայն (բ) կետի վերջում ասվածի, երբ $p=0$ չորության ատիճանը հավասար է զրոյի վերջավոր արտիսներ ունեցող բոլոր կետերի համար: Բոլոր ասածների հիման վրա մենք կարող ենք արտահայտել երկու պարզ դրույթներ.

(2, 7, 13) Հեղուկի ճյուղը հատող յուրաքանչյուր իզոխորի վրա ճնշումը 0-ից մեծացնելու դեպքում չորության ատիճանը սկզբում աճում է, սկսած զրոյից, իսկ այնուհետև նվազում է և հեղուկի ճյուղի վրա նորից հասնում է զրոյի:

(2, 7, 14) Գոլորշու ճյուղը հատող յուրաքանչյուր իզոխորի վրա [օրինակ՝ fδHD իզոխորի վրա (նկ. 2—20)] ճնշումը զրոյից սկսած ատիճանաբար բարձրացնելու դեպքում չորության ատիճանն անընդհատ աճում է և գոլորշու ճյուղի հետ իզոխորի հատման կետում հասնում է մեկի:

4. (2, 7, 6)-ից հետևությամբ ստացվում են $\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t$ և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{m_2}$ մաս-

հակի ածանցյալների արտահայտությունները, $\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t$ մասնակի ածանցյալը ցույց է տալիս, թե ինչքանով է մեծանում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ծավալը, երբ հագեցած գոլորշու մասսան իզոթերմորեն մեծանում է մեկ միավորով (այսինքն՝ երբ հագեցած հեղուկի միավոր մասսան իզոթերմորեն վերածվում է գոլորշու)։ Այս ածանցյալը գտնելու համար դիմենք (2, 7, 6)-ին։ Քանի որ $m_1+m_2=m=\text{const.}$, ապա

$$\left(\frac{\partial m_1}{\partial m_2}\right)_t = \frac{dm_1}{dm_2} = -1. \qquad (2, 7, 15)$$

Մյուս կողմից v_1-ն ու v_2-ը ֆունկցիա են միայն t-ից, ուստի և

$$\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t = v_1\frac{dm_1}{dm_2}+v_2$$

կամ ըստ (2, 7, 15)-ի $\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t = v_2-v_1.$ (2, 7, 16)

(2, 7, 16)-ից հետևում է, որ $\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t$ ածանցյալը կախված է միայն ջերմաստիճանից և բոլորովին կախված չէ հեղուկի և գոլորշու m_1, m_2 մասսաներից՝ կամ հեղուկ գոլորշի սիստեմի բաղադրությունից։ Այսպես, եթե A նյութը առաջացնում է հեղուկ-գոլորշու երկու սիստեմներ, որոնք մեկի մեջ հեղուկի ու գոլորշու մասսաները և ընդհանուր ծավալն են m_1, m_2, V, իսկ մյուսում՝ m'_1, m'_2, և V' ապա միևնույն ջերմաստիճանի դեպքում $\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t$ և $\left(\frac{\partial V'}{\partial m'_2}\right)_t$ մասնակի ածանցյալները կլինեն իրար հավասար։ Քանի որ ըստ (2, 7, 15)-ի $dm_1=-dm_2$,

ապա՝ $$\left(\frac{\partial V}{\partial m_1}\right)_t = -\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t = -(v_2-v_1).$$

$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{m_2}$ մասնակի ածանցյալը ցույց է տալիս, թե ինչքանով կփոփոխվի հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ծավալը, եթե m_1 և m_2 հաստատուն քանակությունների դեպքում ջերմաստիճանը մեծանում է մեկով։ (2, 7, 6)-ի համաձայն՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{m_2} = m_1\frac{dv_1}{dt}+m_2\frac{dv_2}{dt}, \qquad (2, 7, 17)$$

Սակայն ածանցյալը կախված է ոչ միայն t-ից, այլ և m_1 և m_2 մասսաներից։

Հեշտ է ցույց տալ, որ, ինչպես և պարզ համասեռ սիստեմներում, հեղուկ-գոլորշի սիստեմի պարամետրների թիվը հավասար է երեքի։

Կարելի է վարվել հետևյալ կերպ։ Գոլորշուց անջատ քննարկվող հեղուկը հաստատուն բաղադրության համասեռ սիստեմ է. ուստի որպես հեղուկի (որը մաքուր անջատված է գոլորշուց) պարամետրներ կարելի է ընդունել ջերմաստիճանը, ճնշումը և մասսան՝ t_1, p_1, m_1 (1 նիշը վերաբերում է հեղուկին, 2 նիշը՝ գոլորշուն)։

Ճիշտ նույն կերպ, մաքուր անջատելով գոլորշին հեղուկից, կարելի է որպես գոլորշու պարամետրներ ընդունել ջերմաստիճանը, ճնշումը, մասսան՝ t_2, p_2, m_2։

Բայց գոլորշու և հեղուկի համատեղ հավասարակշռության դեպքում նրանց ջերմաստիճանները միևնույնն են, նրանց ճնշումները նույնպես միևնույնն են, հետևաբար՝

$$t_1=t_2\equiv t, \quad p_1=p_2\equiv p$$

և վեց փոփոխականների փոխարեն մնում են չորսը՝ t, p, m_1, m_2։ Բացի դրանից, (2, 2, 1)-ի համաձայն $p=\varphi(t)$ և քանի որ պարամետրները անկախ մեծություններ են, ապա որպես պարամետրներ կարելի է ընդունել՝

$$t,\ m_1,\ m_2 \quad \text{կամ՝} \quad p,\ m_1,\ m_2$$

եռյակներից մեկը։

Նկատի ունենալով այն, որ ամբողջ սիստեմի $m=m_1+m_2$ մասսան հաստատուն է, որպես պարամետրներ կարելի է ընդունել

$$t,\ m_2,\ m, \quad \text{կամ} \quad p,\ m_2,\ m,$$

Այն հանգամանքը, որ ընտրած պարամետրներից մեկը հաստատուն է, ընդհանրապես մեծ հարմարություն է ներկայացնում։

Երբ հայտնի են երեք պարամետրների արժեքները, ապա կարելի է որոշել մնացած բոլոր հատկանիշները։ Իսկապես, ենթադրենք, տրված են t, m_2, m-ը։ Ըստ $p=\varphi(t)$ ֆունկցիան ներկայացնող աղյուսակների կամ այս ֆունկցիայի գրաֆիկի, p-T դիագրամի վրա անմիջականորեն որոշում ենք p-ն, իսկ $v_1=\psi_1(T)$ և $v_2=\psi_2(T)$ ֆունկցիաները ներկայացնող աղյուսակների կամ գրաֆիկների օգնությամբ որոշում ենք հագեցած հեղուկի և գոլորշու v_1 ու v_2 տեսակարար ծավալները։ Այնուհետև գտնում ենք հեղուկի և գոլորշու V_1 և V_2 ծավալները՝

$$V_1=m_1v_1, \quad V_2=m_2v_2,$$

Իհարկե, որպես պարամետրներ կարելի է ընդունել ցանկացած անկախ մեծությունների եռյակը, օրինակ՝ t, V, m (որտեղ V-ն ամբողջ սիստեմի ծավալն է)։

Իսկապես, ըստ տրված ջերմաստիճանի, գտնում ենք p, v_1, v_2-ը, իսկ $V=m_1v_1+m_2v_2$ և $m=m_1+m_2$ երկու հավասարումները հնարավորություն են տալիս որոշել m_1 և m_2-ը։

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

2. 1. Ըստ աղյուսակային տվյալների որոշել հագեցած ջուր – հագեցած գոլորշի սիստեմի ծավալը, երբ $t=180^0C$, իսկ չորության աստիճանը՝ $x_2=0,4$։

2. 2 Ըստ աղյուսակային տվյալների գտնել $\frac{dp}{dt}$ ածանցյալի մոտավոր արժեքը հագեցած հեղուկ—հագեցած գոլորշի սիստեմում $t=200^\circ C$ դեպքում։

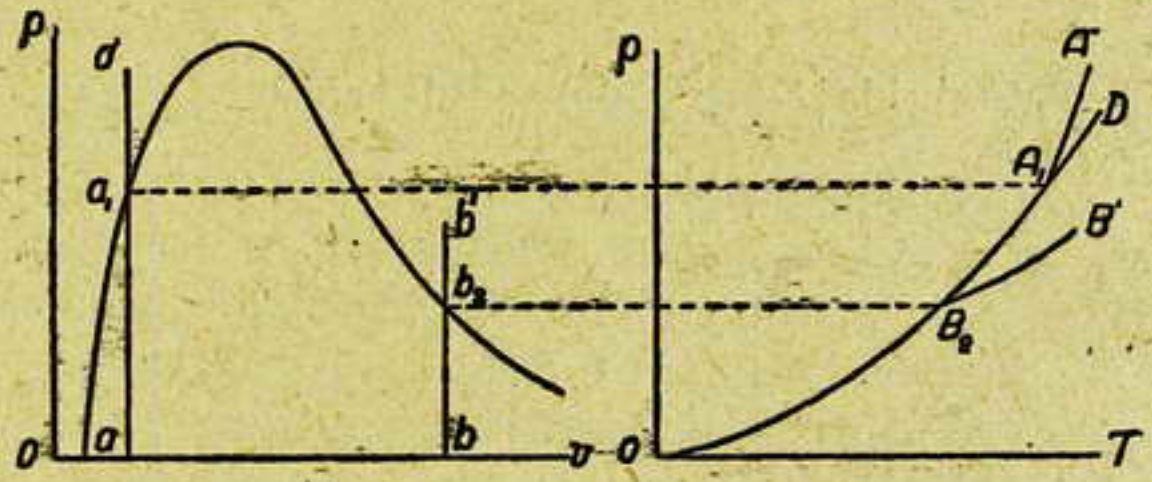
2. 3. $V\text{-}m_2$ կոորդինատային սիստեմում (որտեղ V-ն հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ծավալն է, իսկ m_2-ը՝ գոլորշու մասսան) կառուցել հաստատուն բաղադրության գծերը, իզոթերմները և հագեցման գիծը։ Պարզաբանել որոշ իզոթերմների հատվելու պատճառը (սիստեմի m մասսան տրված է)։

2. 4. Հաստատուն ծավալի և ջերմաստիճանի դեպքում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի մեջ մտցված է Δm մասսա (հագեցած գոլորշու կամ հագեցած հեղուկի տեսքով)։ Ինչպես կփոփոխվեն հագեցած հեղուկի և գոլորշու m_1, m_2 մասսաները։

2. 5. Կրիտիկական կետի երկու կողմերում դասավորված հագեցման գծի վերին մասը կոչվում է դմբեթ։ Ծրբեմն ընդունում են, որ կրիտիկականին շատ մոտ ճնշումների դեպքում դմբեթը կրիտիկական կետով անցնող իզոխորի նկատմամբ (p~V դիագրամի վրա) սիմետրիկ է։ Ծույց տալ, որ եթե այս ենթադրությունը իրավացի է, ապա կրիտիկական կետում իզոխորին շոշափող հաստատուն բաղադրության գծի վրա (KACE, նկ. 2—20) չորության աստիճանը հավասար է $\frac{1}{2}$-ի։

2. 6. pV-p կոորդինատային սիստեմում ներկայացնել հագեցման գիծը և պարզել, թե իզոբարի վրա հավասար օրդինատներին արդյոք համապատասխանում են չորության աստիճանի միանման աճերը, թե ոչ։

2. 7. p–V կոորդինատային սիստեմում պատկերված $a'a_1a$, $b'b_2b$ իզոխորներից առաջինը հատում է հեղուկի ճյուղը a_1 կետում, երկրորդը՝ գոլորշու ճյուղը b_2 կետում (նկ. 2—22)։



Նկ. 2—22

Ծույց տալ, որ p~T կոորդինատային սիստեմում $a'a_1a$-ն ունի $A'A_1O$ տեսքը, իսկ $b'b_2b$-ն՝ $B'B_2O$ գծի տեսքը (OB_2A_1D-ն $p=f(t)$ ֆունկցիայի գրաֆիկն է)։

Գլուխ III

ԱՇԽԱՏԱՆՔ

Վեցերորդ գլխում և գրքի հաջորդ բաժիններում մենք կտեսնենք աշխատանք և ջերմություն հասկացությունների հիմնական նշանակությունը թերմոդինամիկայի համար։ Ուստի այս գլխում տրված են նախնական տեղեկություններ առանձին կետերում կիրառված ուժերի և ճընշման աշխատանքի վերաբերյալ։ Բերված են աշխատանքի, կինետիկ էներգիայի և պոտենցիալ էներգիայի միջև կապ սահմանող թեորեմաները։

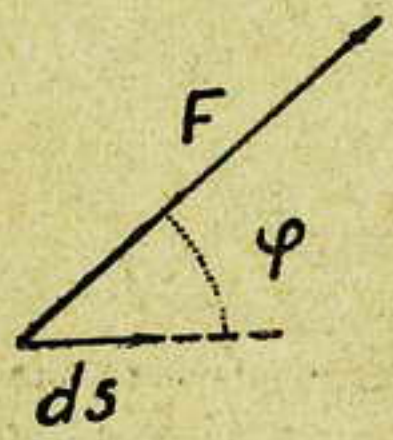
Այս տեղեկությունների ծավալը մեծ է թերմոդինամիկայի տարրական դասընթացներում սովորաբար շարադրվող տեղեկությունների ծավալից։ Սա բացատրվում է նրանով, որ օգտվելով բերված մի քանի թեորեմաներից, կարելի է մի քանի կարևոր դեպքերում անմիջականորեն որոշել թերմոդինամիկական պրոցեսների ուղղությունը, ավելի խորն ըմբռնել աշխատանքի և ջերմության համարժեքությունը և ավելի հեշտ հասկանալ սիստեմի էնտրոպիա կոչվող հատկանիշի որոշ առանձնահատկությունները։

§3, 1. ՈՒԺԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԸ։ ԿԵՆԴԱՆԻ ՈՒԺԻ ԹԵՈՐԵՄԸ

1. Դիցուք F *ուժի կիրառման կետը տեղափոխվել է* ds*-ով (նկ. 3—1)։ Ըստ սահմանման՝* F *ուժի տարրական* dW *աշխատանք* ds *ճանապարհի վրա կոչվում է*

$$dW = |Fds| \cos(F, ds) = |Fds| \cos\varphi \qquad (3, 1, 1)$$

արտահայտությունը։ Այստեղ $|Fds| = |F|\,|ds|$ *— ուժի և տարրական տեղափոխման բացարձակ արժեքների արտադրյալն է։ Այսպիսով, աշխատանքի նշանը համընկնում է* cos φ*-ի նշանի հետ. երբ* φ *անկյունը սուր է, աշխատանքը դրական է. եթե* φ *անկյունը բութ է՝ աշխատանքը բացասական է. իսկ եթե* φ *անկյունն ուղիղ է, աշխատանքը հավասար է զրոյի։*



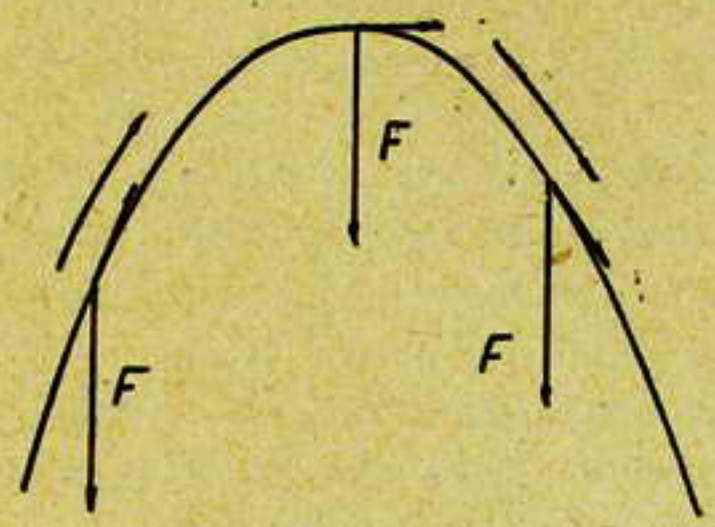
Նկ. 3—1

Ինչպես հայտնի է, հորիզոնի նկատմամբ որոշ անկյան տակ դեպի վեր նետված քարը դժում է պարաբոլ (նկ. 3—2)։ Ձախ ճյուղում քարը բարձրա-

նում է, և այդ ճյուղի բոլոր կետերում նրա կշռի տարրական աշխատանքը բացասական է. պարաբոլի գագաթում այդ աշխատանքը հավասար է գրոյի, իսկ աջ մասի ցանկացած կետում կշռի տարրական աշխատանքը դրական է.

Ուժի W_{1a2} աշխատանքը 1 a 2 վերջավոր ճանապարհի վրա ստանալու համար պետք է ինտեգրել (3, 1, 1) արտահայտությունը՝

$$W_{1a2}=\int_{1a2}|F|\cos\varphi|ds| \qquad (3,\ 1,\ 2)$$



Նկ. 3—2

Մի քանի ուժերի առկայության դեպքում մինչև ճանապարհի վրա դրանց աշխատանքների գումարը կոչվում է այդ ուժերի աշխատանք։

Անվերջ փոքր (ds) ճանապարհի դեպքում ունենում ենք

$$dW=\Sigma dW_k, \qquad (3,\ 1,\ 3)$$

որտեղ dW_k-ն F_k ուժի աշխատանքն է ds ճանապարհի վրա։

2. Նյութական A_k կետի m_k մասսայի և այդ կետի w_k^2 արագության քառակուսու արտադրյալի կեսը կոչվում է այդ կետի կինետիկ էներգիա (կամ կենդանի ուժ) (J_k)

$$J_k=\frac{m_k w_k^2}{2} \qquad (3,\ 1,\ 4)$$

Մեխանիկի կետերի կենդանի ուժերի գումարը կոչվում է սիստեմի կենդանի ուժ՝

$$J=\Sigma J_k=\Sigma\frac{m_k w_k^2}{2} \qquad (3,\ 1,\ 5)$$

Կենդանի ուժի թեորեմայի համաձայն՝

$$dJ=dW, \qquad (3,\ 1,\ 6)$$

այսինքն՝ նյութական կետի կամ սիստեմի կենդանի ուժի աճը հավասար է բոլոր ուժերի կատարած աշխատանքին։

(3, 1, 6) թեորեման շատ կարևոր է. մենք հաճախ կօգտվենք այս թեորեմայից ու նրա հետևություններից։ (3, 1, 6) թեորեմայից հետևում է.

(3, 1, 7) Եթե կինետիկ էներգիան հաստատուն է (և մասնավոր դեպքում ավասար է գրոյի), ապա բոլոր աշխատանքների գումարը հավասար է գրոյի։

Եվ ընդհակառակը։

(3, 1, 8) Եթե բոլոր աշխատանքների գումարը հավասար է գրոյի, ապա կինետիկ էներգիան չի կարող փոփոխվել։ Մասնավոր դեպքում, եթե աշխատանքների գումարը հավասար է գրոյի և սկզբնական մո-

մեծում սիստեմը հաճգիստ վիճակում էր, ապա սիստեմը չի դուրս գա հանգստի վիճակից:

Այստեղ կարելի է կանգ առնել հանգստի վիճակի մի առանձնահատկության վրա։ Շարժվող սիստեմի (J) *կինետիկ էներգիան դրական է. երբ սիստեմը գտնվում է հանգիստ վիճակում,* J=0։ *Այսպիսով,* J-*ն երբեք չի կարող բացասական լինել։*

Թող ժամանակի t *և* t′ *մոմենտներում կինետիկ էներգիան լինի* J *և* J′։ *Ենթադրենք* t′ *մոմենտը հաջորդում է* t *մոմենտին. այդ դեպքում եթե* t *մոմենտում սիստեմը գտնվում էր շարժման մեջ, այսինքն՝ եթե* J>0, *ապա կինետիկ էներգիայի* dJ *աճը կարող է լինել դրական, բացասական և հավասար զրոյի։ Եթե* t *մոմենտում սիստեմը գտնվում էր հանգիստ վիճակում, ապա կինետիկ էներգիայի* dJ *աճը չի կարող լինել բացասական։ Նկատի ունենալով (3, 1, 6)-ը, կարելի է այս միտքն արտահայտել հետևյալ կերպ՝*

$$\text{երբ } J=0, \text{ ապա՝ } dJ \lessdot 0,\ dW \lessdot 0 \qquad (3,\ 1,\ 9)$$

(3, 1, 9)-ից հետևում է.

(3, 1, 10) Սիստեմը կարող է դուրս գալ հանգիստ վիճակից միայն այն դեպքում, եթե բոլոր ուժերի աշխատանքը դրական լինի.

կամ՝

(3, 1, 11) Հանգստի վիճակից առաջանում է միայն այնպիսի շարժում, որին համապատասխանում է բոլոր ուժերի դրական աշխատանքը։

Եթե, օրինակ, բաց անենք քարը պահող ձեռքը (այսինքն՝ բաց թողնենք քարը, չհաղորդելով նրան արագություն), ապա քարը կսկսի ընկնել (քանի որ ընկնելու դեպքում քարի կշռի աշխատանքը դրական է), բայց բարձրանալ նա չի կարող։ Իսկ դեպի վեր նետված քարի դեպքում կշիռը կատարում է բացասական աշխատանք, որը փոքրացնում է նետման ժամանակ քարին հաղորդված կինետիկ էներգիան։

3. Այստեղ անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել պասսիվ ուժերի բնորոշ հատկության վրա։ Պասսիվ ուժեր կոչվում են կարծր մարմնի նորմալ հակազդումը, կարծր մարմնի շոշափող հակազդումը (շփման ուժ), միջավայրի դիմադրությունը և ներքին շփումը։ Այդ ուժերից առաջինը աշխատանք չի կատարում և չի քննարկվելու, իսկ մյուս երեքը, շարժման առկայության դեպքում, միշտ հակազդեցահեռ են արագությանը։ Այսպիսով, եթե անվանենք այդ երեք ուժերից մեկը R, *ապա, նկ. 3—3,*

$$\varphi=(R,\ ds)=\pi,\quad \cos\varphi=-1$$

Նկ. 3—3

և այդ պատճառով տարրական աշխատանքը

$$dW=|Rds|\cos\varphi=-|Rds|<0 \qquad (3,\ 1,\ 12)$$

այսինքն՝ յուրաքանչյուր պասսիվ ուժի աշխատանքը բացասական է։

(3, 1, 6)-ի համաձայն կարող ենք հաստատել, որ եթե շարժման ժամանակ աշխատանք են կատարում միայն պասսիվ ուժերը, ապա կինետիկ էներգիան նվազում է՝ $dJ \leqslant 0$։

Օրինակ, պատկերացնենք՝ հորիզոնական հարթության վրայով համընթաց շարժվող մի աղյուս։ Աղյուսի F կշիռը, որպես նորմալ ուժ, աշխատանք չի կատարում. շփման ուժը R=kF (որտեղ k-ն շփման գործակիցն է), իսկ նրա աշխատանքը՝

$$dW=-|kFds|<0, \qquad (3, 1, 13)$$

Հետևապես, (3, 1, 6)-ի համաձայն՝ աղյուսի շարժման ընթացքում նրա կինետիկ էներգիան գնալով կնվազի։ (3, 1, 12)-ն ու (3, 1, 6)-ը անմիջականորեն թույլ են տալիս հաստատել՝

Այն դեպքերում, երբ աշխատանք կարող են կատարել միայն պասիվ ուժերը, սիստեմը չի կարող դուրս գալ հանգստի վիճակից։ Այլ կերպ ասած, պասիվ ուժերը չեն կարող շարժում առաջացնել. նրանք կամ դիմադրում են շարժում առաջանալուն, կամ դանդաղեցնում են արդեն տեղի ունեցող շարժումը։

Ակտիվ ուժերը այն ուժերն են, որոնք կարող են կատարել և՛ դրական, և՛ բացասական աշխատանք։ (3, 1, 10)-ից հետևում է, որ՝

(3, 1, 14) Ակտիվ և պասիվ ուժերի համատեղ առկայության դեպքում շարժում առաջանալու համար անհրաժեշտ է, որ ակտիվ ուժերի աշխատանքը լինի դրական և ավելի մեծ, քան պասիվ ուժերի աշխատանքի բացարձակ մեծությունը:

Իսկապես, թող dW_a և dW_r լինեն համապատասխանաբար ակտիվ և պասիվ ուժերի աշխատանքները։ Այդ դեպքում բոլոր ուժերի էլեմենտար աշխատանքը կլինի՝

$$dW=dW_a+dW_r=dW_a-|dW_r| \qquad (3, 1, 15)$$

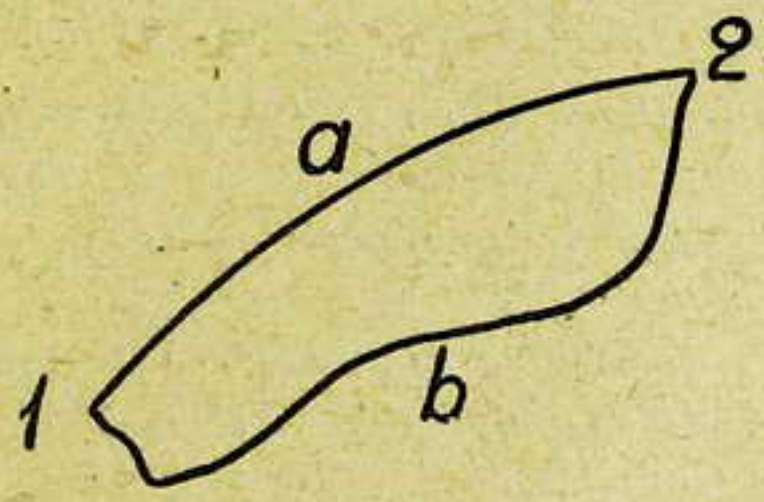
(3, 1, 10)-ից և (3, 1, 15)-ից անմիջականորեն բխում է (3, 1, 14)-ը։

§ 3, 2. ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ԷՆԵՐԳԻԱ

1. Դիցուք ուժի կիրառման կետը կարող է տեղափոխվել 1 դիրքից 2 դիրքը երկու ճանապարհով՝ 1a2 և 1b2 (նկ. 3—4).

(3, 2, 1) Ուժի այդ ճանապարհներին համապատասխանող աշխատանքները նշանակենք W_{1a2} և W_{1b2}: Ընդհանուր դեպքում ուժի աշխատանքը կախված է ոչ միայն երա կիրառման կետի սկզբնական և վերջնական դիրքերից, այլև ճանապարհից՝

$$W_{1a2} \neq W_{1b2}:$$



Նկ. 3—4

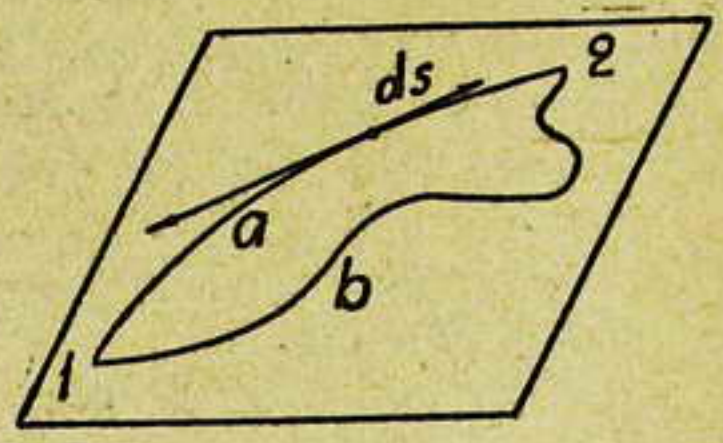
Որպես օրինակ, քննարկենք շըփման ուժի աշխատանքը։ Ենթադրենք՝ F կշիռ ունեցող աղյուսը կատարում

է համընթաց շարժում հորիզոնական հարթության վրա (նկ. 3—5)։ Շըփման ուժի տարրական աշխատանքը համաձայն (3, 1, 12)-ի կլինի՝

$$dW=-|Rds|=-|kFds|,$$

որտեղ k-ն շփման գործակիցն է։ Ամբողջ 1a2 ճանապարհի վրա աշխատանքը հավասար կլինի՝

$$W_{1a2}=-\int_{1a2}|kFds|=-|kFs_{1a2}|, \qquad (3,\ 2,\ 2)$$



Նկ. 3—5

որտեղ (s_{1a2})-ը 1a2 տրաեկտորիայի աղեղի երկարությունն է։

(3, 2, 2)-ը ցույց է տալիս, որ շփման ուժի աշխատանքը, իսկապես, կախված է ոչ միայն կետի սկզբնական և վերջնական դիրքերից, այլև ճանապարհից (այն է՝ ճանապարհի երկարությունից)։

Այնուամենայնիվ, որոշ դեպքերում ուժի աշխատանքը լիովին որոշվում է կետի սկզբնական և վերջնական դիրքերով (և բոլորովին էլ կախված չէ ճանապարհից), այսինքն՝ 1 և 2 կետերով անցնող ցանկացած 1a2, 1b2, ... գծերի համար

$$W_{1a2}=W_{1b2}\cdots$$

Այսպիսի դեպքերում ասում են, որ ուժը ունի պոտենցիալ, իսկ (P) պոտենցիալ անվանում են կետի այնպիսի

$$P=f(x, y, z)$$

ֆունկցիան, որը բավարարում է՝

$$dW=-dP$$

համ՝

$$W_{1a2}=-(P_2-P_1)=P_1-P_2 \qquad (3,\ 2,\ 3)$$

պայմանին, ըստ որում՝

$$P_1=f(x_1, y_1, z_1), \qquad P_2=f(x_2, y_2, z_2),$$

(Սրա վերաբերյալ ավելի մանրամասն տես գլուխ V)։ Հեշտ է ցույց տալ, որ ըստ մեծության և ըստ ուղղության հաստատուն ցանկացած ուժը (օրինակ, ծանրության ուժը) և ցանկացած կենտրոնական ուժը պոտենցիալ ունեն։

2. Դիցուք սիստեմը մի որևէ վիճակից անցել է հարևան, անվերջ մոտ մի այլ վիճակի։ Նշանակենք

$$dW_i \text{ և } dW_e\text{-ով},$$

համապատասխանաբար բոլոր ներքին և արտաքին ուժերի կատարած

տարբական աշխատանքները, բոլոր (ներքին և արտաքին) ուժերի լրիվ աշխատանքը հավասար կլինի՝

$$dW = dW_i + dW_e \qquad (3, 2, 4)$$

(i և e—interior— *ներքին և* exterior—*արտաքին լատինական բառերի սկզբնատառերն են)։*

Ընդհանուր պարզվում է, որ ներքին ուժերի աշխատանքը ամենևին կախված չէ սիստեմին մի վիճակից մյուսը տանող պրոցեսից և լիովին որոշվում է սկզբնական և վերջնական վիճակներով։ Այսպիսի դեպքերում ասում են, որ սիստեմն ունի պոտենցիալ էներգիա։

Պոտենցիալ էներգիա ունեցող սիստեմի օրինակ կարող է ծառայել հուկի օրենքին ենթարկվող իդեալական առաձգական մարմինը։ Այսպիսի մարմնի դեֆորմացիայի դեպքում նրա առաձգական դիմադրության աշխատանքը, ինչպես հայտնի է, կախված է միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից, այսինքն՝ դեֆորմացիայից, այլ ոչ թե նրանից, թե ինչ եղանակով է իրականացված դեֆորմացիան։

Պոտենցիալ էներգիա ունեցող սիստեմի այլ օրինակ կարող է ծառայել մեկուսացված էլեկտրականացած հաղորդիչներից բաղկացած սիստեմը։

Անհրաժեշտ է նկատի ունենալ, որ ոչ բոլոր սիստեմներն ունեն պոտենցիալ էներգիա։

Այսպես, օրինակ, ֆիստերեզիսի ենթարկվող պինդ մարմինը. չունի պոտենցիալ էներգիա։

Մենք կարող ենք նշանակել բոլոր ներքին ուժերի կատարած աշխատանքը 1 վիճակից 2 վիճակին անցնելիս $W_{i\,12}$-ով, երբ այդ աշխատանքը լիովին որոշվում է սկզբնական և վերջնական վիճակներով, ուստի և միևնույնն է 1 վիճակում սկսվող և 2 վիճակում վերջացող 1 a 2, 1 b 2, 1 c 2, ... բոլոր պրոցեսներում։

Այդ ժամանակ պոտենցիալ էներգիայի առկայության դեպքում՝

$$W_{i\,1a2} = W_{i\,1b2} = W_{i\,1c2} = \ldots = W_{i\,12}$$

և P_i պոտենցիալ էներգիան որոշում են որպես՝

$$dW_i = -dP_i$$

կամ՝

$$W_{i\,12} = -(P_{i2} - P_{i1}) = P_{i1} - P_{i2} \qquad (3, 2, 5)$$

պայմանին բավարարող ֆունկցիա, որտեղ 12-ը սիստեմին 1 վիճակից 2 վիճակը բերող ցանկացած պրոցես է։

3. (3, 1, 6), (3, 2, 4) և (3, 2, 5)-ի համաձայն, պոտենցիալ էներգիայի առկայության դեպքում, ունենում ենք՝

$$\left.\begin{aligned} dJ = dW = dW_i + dW_e = -dP_i + dW_e \\ \text{կամ՝} \\ dJ + dP_i = dW_e \end{aligned}\right\} \qquad (3, 2, 6)$$

Կինետիկ և պոտենցիալ էներգիանների գումարն անվանում են սիստեմի լրիվ մեխանիկական էներգիա (E)։

$$\left.\begin{aligned} E &= J + P_1 \\ dE &= dJ + dP_1 \end{aligned}\right\} \qquad (3,\ 2,\ 7)$$

Ուստի, (3, 2, 6)-ը կարող է գրվել այսպես՝

$$dE = dW. \qquad (3,\ 2,\ 6')$$

(3, 2, 6′)-ը ձևակերպվում է հետևյալ կերպ.

(3, 2, 6″) Պոտենցիալ էներգիա ունեցող սիստեմներում լրիվ մեխանիկական էներգիայի աճը հավասար է արտաքին աշխատանքին։

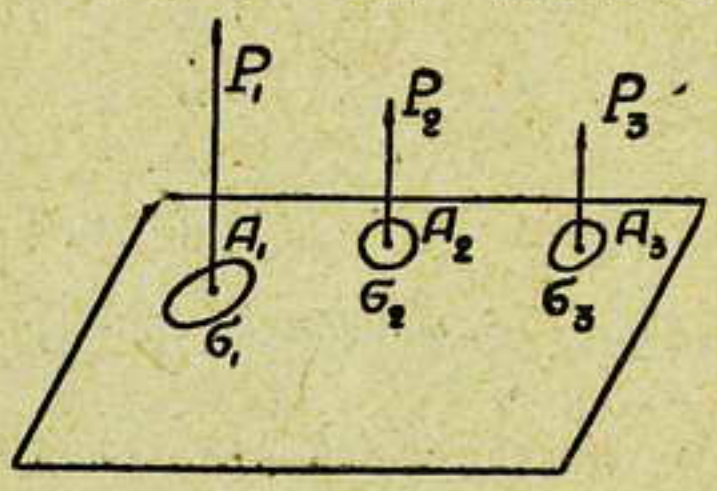
Այն դեպքերում, երբ արտաքին ուժեր չկան կամ երբ արտաքին ուժերի աշխատանքը հավասար է զրոյի, (3, 2, 6′)-ից հետևում է, որ $dE = 0$, *այսինքն՝*

(3, 2, 8) Պրոցեսները, որոնց դեպքում արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի, չեն փոփոխում լրիվ մեխանիկական էներգիան. ըստ որում, կինետիկ և պոտենցիալ էներգիան կարող են փոխարկվել մեկը մյուսի։

§ 8, 3. ՃՆՇՄԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔԸ

1. Հազվադեպ չեն այն դեպքերը, երբ ուժերը կիրառված են ոչ թե առանձին կետերում, այլ անընդհատ ձևով բաշխված են որևէ հարթ կամ ոչ հարթ մակերևույթի վրա։ Ուժերի այսպիսի անընդհատ բաշխում տեղի ունի, օրինակ, հեղուկի կամ գազի մեջ ընկղմված մարմնի մակերևույթի վրա, հեղուկով կամ գազով լցված անոթի ներքին մակերևույթի վրա։

Անընդհատ բաշխված ուժերի ազդեցությանը ենթարկված մակերևույթի միավոր մակերեսի վրա ազդող ուժը կոչվում է ճնշում։ Երբ անընդհատ բաշխված ուժերը մակերևույթի յուրաքանչյուր կետում նորմալ են այդ մակերևույթի նկատմամբ, ապա ճնշումը կոչվում է նորմալ։ Ճնշումը կոչվում է համասեռ կամ հավասարաչափ, երբ նրա մեծությունը քննարկվող մակերևույթի բոլոր մասերում միևնույնն է։



Նկ. 3—6

Թերմոդինամիկայում շատ կարևոր դեր է խաղում նորմալ, համասեռ ճնշումը։ Ուստի նպատակահարմար է փոքր ինչ կանգ առնել այս հասկացության վրա։

2. Անընդհատ բաշխված նորմալ ուժերի ազդեցությանը ենթարկված հարթության վրա (նկ. 3—6) տանենք մի քանի փակ կորեր։ Այդ կորերով սահմանափակված մակերեսները նշանակենք համապատասխանաբար $\sigma_1, \sigma_1, \sigma_3 \ldots, \sigma_k$ *մակերեսների կետերում կիրառված ուժերի համազորը նշանակենք* P_k*-ով, իսկ նրա ազդման կետը՝* A_k*-ով.* $\frac{P_k}{\sigma_k}$ *հարաբերությու-*

նը ցույց է տալիս σ_k մակերեսի միավորի վրա ընկնող ուժը։ Այս հարաբերության սահմանը, երբ σ_k մակերեսը ձգտում է զրոյի, կոչվում է նորմալ ճնշում A_k կետում։ Նշանակելով այդ ճնշումը p_k-ով, ունենք

$$p_k = \lim_{\sigma_k \to 0} \frac{P_k}{\sigma_k}, \qquad (3, 3, 1)$$

Եթե հարթության քննարկվող մասի բոլոր կետերում ճնշումը միևնույնն է, ապա այն կոչվում է համասեռ կամ հավասարաչափ։ Այսպիսով, համասեռ ճնշման դեպքում կարող ենք գրել՝

$$p_1 = p_2 = p_3 = \ldots = p$$

կամ՝

$$\frac{P_1}{\sigma_1} = \frac{P_2}{\sigma_2} = \frac{P_3}{\sigma_3} = \ldots = \frac{P_1 + P_2 + P_3 + \ldots}{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \ldots} = p; \qquad (3, 3, 2)$$

$P = P_1 + P_2 + P_3 + \ldots$ գումարը հարթության քննարկվող մասի վրա կիրառված նորմալ ուժերի համազորն է, իսկ $\sigma = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \ldots)$-ը այդ մասի մակերեսն է։

Ուստի, (3, 3, 2)-ի համաձայն, համասեռ ճնշման դեպքում՝

$$p = \frac{P}{\sigma}, \quad \text{կամ՝} \quad P = p\sigma; \qquad (3, 3, 3)$$

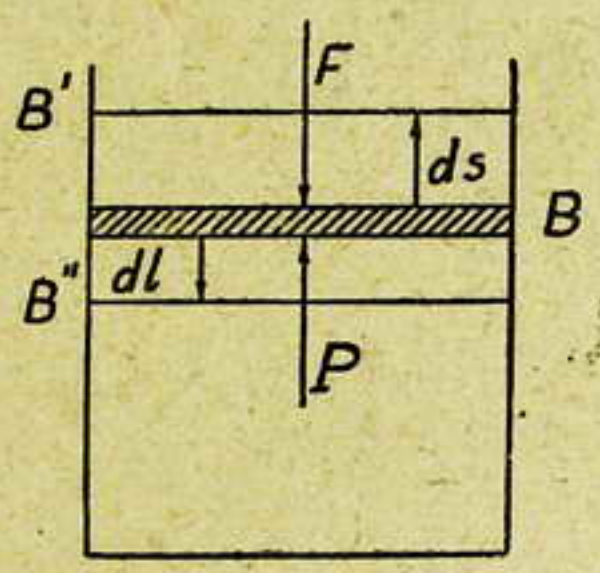
3. Դիցուք սիստեմը (օրինակ՝ մի որևէ գազ) պարփակված է A գլանի մեջ (նկ. 3—7) և գրավում է հատակի և B մխոցի միջև գտնվող V ծավալը։ Մխոցի վրա, որի մակերեսը σ է, ազդում է սիստեմի կողմից հավասարաչափ p ճնշում և շրջապատող միջավայրի կողմից՝ հավասարաչափ f ճնշում. f-ը անվանենք արտաքին ճնշում։

Ըստ (3, 3, 3,)-ի, p ճնշում առաջացնող նորմալ ուժերի համազորը կլինի՝

$$P = p\sigma. \qquad (3, 3, 3)$$

նույն կերպ արտաքին նորմալ ուժերի համազորը կլինի՝

$$F = f\sigma; \qquad (3, 3, 4)$$



նկ. 3—7

(Ակնհայտ է, եթե մխոցի ու գլանի պատերի միջև շփում չկա, և եթե մխոցն օժտված չէ կենդանի ուժով, ապա երբ P-ն և F-ը տարբեր են, մխոցը կսկսի շարժվել՝ կսկսի իջնել, եթե $F > P$, և կսկսի բարձրանալ, եթե $P > F$. հետագայում մենք պետք է հաշվենք առանձին-առանձին P և F ուժերի աշխատանքները, մխոցի որևէ տեղափոխման դեպքում, անկախ այդ տեղափոխությունն առաջացնող պատճառից)։

Ենթադրենք՝ մխոցը տեղափոխվել է իրեն զուգահեռ և գրավել է B′ դիրքը։ Հաս (3, 1, 1)-ի՝ P ուժի աշխատանքը կլինի

$$dW_1=|Pds|\cos(P,ds).$$

քանի որ ds-ը համազուգահեռ է P-ին (ds↑↑P), ապա՝

$$(P, ds)=0,\quad \cos(P, ds)=+1:$$

Հետևապես՝

$$dW_1=|Pds|>0$$

կամ ըստ (3, 3, 3)-ի՝

$$dW_1=|P\sigma ds|=|p|\,|\sigma|\,|ds|>0:$$

Թերմոդինամիկայում սիստեմի ճնշումը համարվում է դրական, երբ այն ուղղված է դեպի դուրս, ինչպես նկ. 3–7-ում։ Ուստի մեզ մոտ

$$|p|=p.$$

σ մակերեսը միշտ համարվում է դրական, այսինքն՝ $|\sigma|=\sigma$։ Պայմանավորվենք համարել տեղափոխումը դրական, երբ ds↑↑P։ Այդ ժամանակ նկ. 3—7-ում պատկերացված դեպքի համար $ds>0$, $|ds|=ds$ և մենք ունենք՝

$$dW_1=p\sigma ds>0:$$

Բայց σds արտադրյալը հավասար է սիստեմի V ծավալի dV աճին, երբ մխոցն անցնում է B դիրքից B′-ին, այսինքն՝

$$\sigma ds=dV:$$

Վերջնականապես հանգում ենք dW_1-ի համար հետևյալ արտահայտությանը՝

$$dW_1=pdV: \qquad (3, 3, 5)$$

Եթե մխոցը B դիրքից գար B″ դիրքը, ապա dl տեղափոխումը (նկ. 3—7) կլիներ P-ին հակազուգահեռ

$$dl\uparrow\downarrow P,\quad (P, dl)=\pi,\quad \cos(P, dl)=-1.$$

ուստի և՝

$$dW_1=|Pdl|\cos(P, dl)=-|Pdl|=-|p||\sigma||dl|<0$$

Նախորդի համաձայն՝

$$|p|=p,\quad |\sigma|=\sigma \text{ իսկ } dl\uparrow\downarrow ds:$$

Բայց այս դեպքում $ds>0$. հետևապես,

$$dl<0 \quad \text{և} \quad |dl|=-dl:$$

Այսպիսով՝

$$dW_1=p\sigma dl<0,$$

որտեղ σdl արտադրյալը հավասար է մխոցի գծած ծավալին B դիրքից B″ դիրքին անցնելիս և ներկայացնում է սիստեմի ծավալի բացասական dV աճը, որն առաջացել է մխոցի տեղափոխման պատճառով։

Վերջնականապես, ինչպես և նախկինում, (3, 3, 5)-ում,

$$dW_1=pdV. \qquad (3, 3, 5')$$

(3, 3, 5)-ն ու (3, 3, 5′)-ը տեսքով միանգամայն միևնույնն են. բայց (3, 3, 5)-ում $dV>0$ *և* $dW_i>0$, *իսկ (3, 3, 5′)-ում*

$$dV<0 \quad և \quad dW_i<0:$$

Այսպիսով, մենք կարողացանք մակերևույթի նորմալ ուժերի տարրական աշխատանքը արտահայտել ճնշման և ծավալի միջոցով։ pdV *արտադրյալը կոչվում է ճնշման տարրական աշխատանք։ (3, 3, 5)-ից ու (3, 3, 5′)-ից եզրակացնում ենք.*

(3, 3, 6) Սիստեմի դրական հավասարաչափ նորմալ ճնշման տարրական աշխատանքը հավասար է pdV արտադրյալին: Այս աշխատանքը դրական է սիստեմի ծավալի մեծացման դեպքում ($dV>0$) և բացասական է ծավալի փոքրացման դեպքում ($dV<0$):

4. Արտաքին ճնշման տարրական աշխատանքի արտահայտությունը ստանալու համար պետք է նկատի առնել (նկ. 3—7), որ արտաքին դրական ճնշումը միշտ հակազուգահեռ է սիստեմի դրական ճնշմանը, հետևաբար՝ ծավալի միևնույն աճին համապատասխանող p *և* f *ճնշումների աշխատանքները պետք է անպատճառ տարբերվեն, այսինքն՝ եթե* $dW_i=pdV$, *ապա* $dW_e=-fdV$։

Այսպիսով, հավասարաչափ նորմալ դրական արտաքին ճնշման տարրական աշխատանքը հավասար է՝

$$dW_e=-fdV. \qquad (3, 3, 8)$$

Այս աշխատանքը դրական է սիստեմի ծավալի փոքրացման դեպքում ($dV<0$) *և բացասական՝ նրա ծավալի մեծացման դեպքում* ($dV>0$):

(3, 3, 9) Ոչ սիստեմի ճնշումը և ոչ էլ արտաքին ճնշումը աշխատանք չեն կատարի, եթե սիստեմի ծավալը հաստատուն է՝ $dV=0$, $V=const.$։

5. Ճնշման աշխատանքը ծավալի վերջավոր փոփոխության դեպքում հաշվելու համար պետք է ինտեգրել (3, 3, 5) և (3, 3, 8) արտահայտությունները։

Սիստեմի ճնշման աշխատանքը 1 վիճակից 2 վիճակին անցնելիս՝ նշանակենք W_{i12}*-ով, նույն անցման դեպքում արտաքին ճնշման աշխատանքը նշանակենք* W_{e12}*-ով։*

Ըստ (3, 3, 5)-ի՝

$$W_{i12}=\int_{V_1}^{V_2} dW_i=\int_{V_1}^{V_2} pdV \qquad (3, 3, 10)$$

և ըստ (3, 3, 8)-ի՝

$$W_{e12}=\int_{V_1}^{V_2} dW_e=-\int_{V_1}^{V_2} fdV. \qquad (3, 3, 11)$$

Այս ինտեգրումները կատարելու համար անհրաժեշտ է իմանալ ճնշման և ծավալի միջև եղած առնչությունը։

1. Դիցուք ծավալը փոփոխվում է V_1-ից մինչև V_2 սիստեմի հաստատուն ճնշման դեպքում։ Այս դեպքում (3, 3, 10)-ում p-ն հաստատուն է, ուստի և

$$W_{i_{12}}=p\int_{V_1}^{V_2}dV=p(V_2-V_1)=p\Delta V, \qquad (3,\ 4,\ 1)$$

որտեղ ΔV-ն սիստեմի ծավալի վերջավոր աճն է։

(3, 4, 1) բանաձևն ունի բազմազան կիրառություններ։

ա) Օրինակ, ենթադրենք, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում տեղի է ունենում հեղուկի Δm_2 քանակության իզոբար-իզոթերմ փոխարկումը գոլորշու։

Այդ դեպքում (2, 7, 16) համաձայն $\Delta V=(v_2-v_1)\Delta m_2$, որտեղ v_2 և v_1-ը հագեցված գոլորշու և հագեցված հեղուկի տեսակարար ծավալներն են։

Այսպիսով, այս դեպքում՝

$$W_{i12}=p(v_2-v_1)\Delta m_2, \qquad (3,\ 4,\ 2)$$

բ) Գլանի մեջ ներմուծվում է հաստատուն p ճնշում ունեցող հեղուկ։ Հեղուկի ճնշման աշխատանքը կարտահայտվի (3, 4, 1)-ով, որտեղ ΔV-ն գլանի ծավալի աճն է, որը առաջացել է հեղուկի ներմուծման պատճառով և հավասար է այդ հեղուկի ծավալին։

գ) Իդեալական գազը իզոբար եղանակով ընդարձակվում է V_1 ծավալից մինչ V_2 ծավալը։ Այս դեպքում (3, 4, 1) բանաձևը կարելի է ձևափոխել։ Հետաքրքրություն են ներկայացնում երկու դեպք։

Եթե իզոբար ընդարձակման դեպքում գրամմոլերի n թիվը հաստատուն է, ապա

$$pV=nRT$$

հավասարման մեջ $n=\text{const.}$ և երբ $p=\text{const.}$, ունենք

$$pV_1=nRT_1,\quad pV_2=nRT_2$$

որտեղ T_1-ը և T_2-ը գազի բացարձակ ջերմաստիճաններն են 1 և 2 վիճակներում։ Այժմ (3, 4, 1)-ը կգրվի այսպես՝

$$W_{i12}=p(V_2-V_1)=nR(T_2-T_1)=nR\Delta t, \qquad (3,\ 4,\ 3)$$

որտեղ $\Delta t=T_2-T_1=t_2-t_1$ ջերմաստիճանի փոփոխությունն է, որն առաջանում է ծավալի իզոբար փոփոխության հետևանքով, հաստատուն n-ի դեպքում։

Եթե, ընդհակառակը, գազի ջերմաստիճանը հաստատուն է, և ծավալի իզոբար փոփոխության դեպքում փոփոխվում է գրամմոլերի n թիվը, ապա $pV=nRT$ հավասարումից ստանում ենք՝

$$pV_1=n_1RT,\qquad pV_2=n_2RT,$$

(3, 4, 1)-ի համաձայն կստանանք՝

$$W_{i12}=RT(n_2-n_1)=RT\Delta n,$$

որտեղ Δn-ը գրամմոլերի թվի աճն է գազի ծավալի իզոբար-իզոթերմ փոփոխման դեպքում։

Դիցուք գազը CO_2-ի, CO-ի և O_2-ի խառնուրդ է։ Եթե այս խառնուրդում տեղի է ունենում CO_2-ի իզոբար-իզոթերմ տարրալուծում ըստ

$$1CO_2 = 1CO + \frac{1}{2}O_2$$

հավասարման, ապա CO_2-ի 1 գրամմոլի տարրալուծման ընթրհիվ խառնուրդի գրամմոլերի n թիվը կմեծանա 0,5-ով։ CO_2-ի x գրամմոլերի տարրալուծման դեպքում խառնուրդի գրամմոլերի ընդհանուր թվի Δn աճը կլինի՝

$$\Delta n = \frac{x}{2},$$

և ըստ (3, 4, 4)-ի՝ սիստեմի ճնշման աշխատանքը հավասար կլինի՝

$$W_{112} = \frac{RTx}{2}:$$

Նմանապես կարելի է որոշել սիստեմի ճնշման աշխատանքը, երբ N_2, H_2, NH_3, գազերի խառնուրդի մեջ իզոբար-իզոթերմ եղանակով փոփոխվում է NH_3-ի քանակությունը (այսինքն՝ տեղի է ունենում NH_3-ի առաջացում N_2-ից ու H_2-ից կամ NH_3-ի տարրալուծում N_2-ի ու H_2-ի).

$$2NH_3 = 1N_2 + 3H_2$$

հավասարման համաձայն և այլն։

2. Իդեալական գազի ճնշման աշխատանքը նրա ծավալի իզոթերմ փոփոխության դեպքում V_1-ից մինչև V_2։

Եթե գազի գրամմոլերի թիվը չի փոփոխվում, ապա $p = \frac{nRT}{V}$ արտահայտության մեջ համարիչը հաստատուն է և

$$\int_{V_1}^{V_2} pdV = nRT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = nRT \ln \frac{V_2}{V_1}:$$

Այսպիսով, երբ

$$T = \text{const.}, \quad n = \text{const.},$$

$$W_{112} = nRT \ln \frac{V_2}{V_1} \qquad (3, 4, 5)$$

(3, 4, 5)-ը հաճախ արտահայտում են փոքր ինչ այլ կերպ։

Նախ և առաջ գրամմոլերի հաստատուն n թվի դեպքում ըստ Բոյլ-Մարիոտտի օրենքի

$$p_1V_1 = p_2V_2.$$

կամ՝

$$V_2 : V_1 = p_1 : p_2:$$

Բացի դրանից $nRT=pV=p_1V_1=p_2V_2$:
Ուստի (3, 4, 5)-ի փոխարեն կարելի է գրել՝

երբ $T=\text{const.}$, $n=\text{const.}$

$$W_{112}=nRT\ln\frac{p_1}{p_2} \qquad (3,\ 4,\ 6)$$

$$W_{112}=p_1V_1\ln\frac{V_2}{V_1}=p_1V_1\ln\frac{p_1}{p_2}, \qquad (3,\ 4,\ 7)$$

Վերջապես ամբողջ գազի V ծավալի փոխարեն կարելի է ներմուծել մի պրամոլի ծավալը, քանի որ

$V_1=n_1v_1$, $V_2=n_2v_2$ և $\frac{V_2}{V_1}=\frac{v_2}{v_1}$, երբ $n=\text{const.}$ այսինքն՝ $n_1=n_2$:

Այսպիսով, երբ $t=\text{const.}$ և $n=\text{const.}$,

$$W_{112}=nRT\ln\frac{v_2}{v_1}, \qquad (3,\ 4,\ 8)$$

3. Երբեմն գազային մարմնի (իդեալական գազ, հագեցած գոլորշի) ծավալի փոփոխությունը ենթարկվում է

$$bV^k=B=\text{const.} \qquad (3,\ 4,\ 9$$

պայմանին, որտեղ k աստիճանացույցը հաստատուն է. կամ

$$p=BV^{-k}, \qquad (3,\ 4,\ 9')$$

Այդ դեպքում՝

$$pdV=BV^{-k}dV=\frac{d(BV^{1-k})}{1-k},$$

Ուստի, (3, 3, 10)-ի համաձայն՝

$$W_{112}=\frac{BV^{1-k}}{1-k}\Bigg|_{V_1}^{V_2} \qquad (3,\ 4,\ 10)$$

(3, 4, 10)-ում $BV^{1-k}=pV^kV^{1-k}=pV$:

Հետևաբար (3, 4, 10)-ը կարելի է գրել այսպես՝

$$W_{112}=\frac{p_2V_2-p_1V_1}{1-k}, \qquad (3,\ 4,\ 10')$$

Սովորաբար գործնական հետաքրքրություն ներկայացնող դեպքերում $k>1$ և $1-k<0$.

Բացասական հայտարարից խուսափելու համար (3, 4, 10') արտահայտությունը գրում են հետևյալ կերպ՝

$$W_{112}=\frac{p_1V_1-p_2V_2}{k-1}; \qquad (3,\ 4,\ 10'')$$

Եթե սիստեմն իդեալական գազ է, ապա գրամմոլեկուլի համապատասխան թվի դեպքում

$$p_1V_1=nRT_1, \quad p_2V_2=nRT_2$$

և (3, 4, 10′)-ը

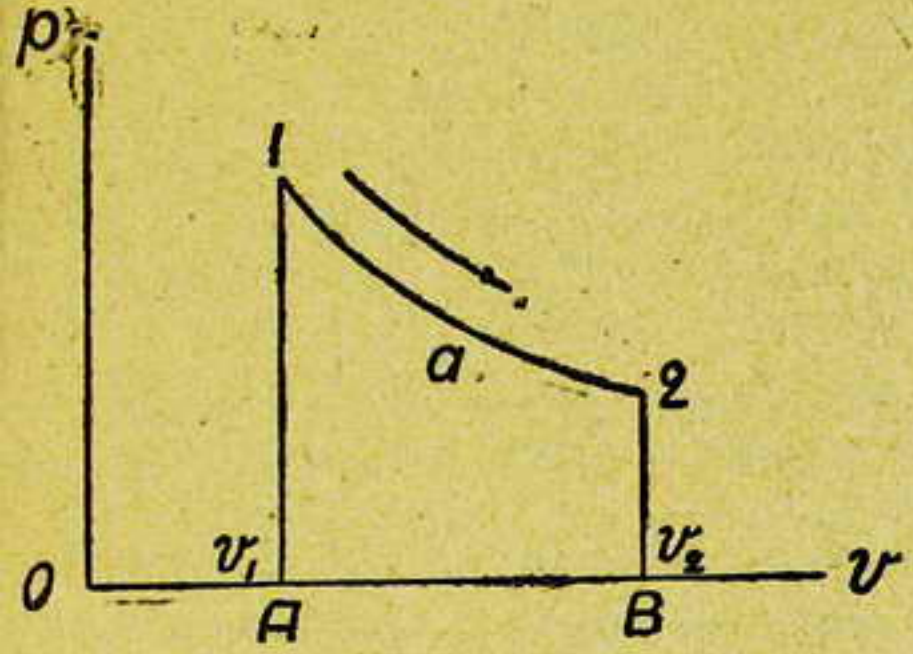
կարելի է արտահայտել ջերմաստիճանի փոփոխման միջոցով՝

$$W_{l12}=\frac{nB}{k-1}(T_1-T_2)=-\frac{nR}{k-1}\Delta t. \qquad (3,\ 4,\ 11)$$

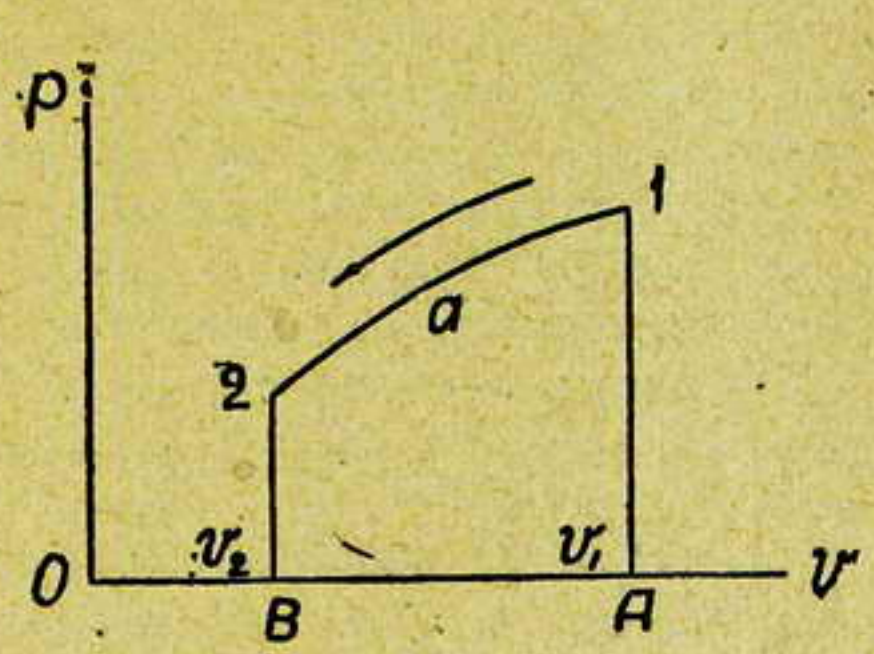
որտեղ $\Delta t=T_2-T_1$ *ջերմաստիճանի աճն է այդ պրոցեսի ընթացքում։*

§ 3, 5. ՃՆՇՄԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ՊՐՈՑԵՍԻՑ

1. Դիցուք 1a2 գիծը (նկ. 3—8) տալիս է ճնշման և ծավալի առնչությունը ծավալի փոփոխման պրոցեսում։



Նկ. 3—8



Նկ. 3—9

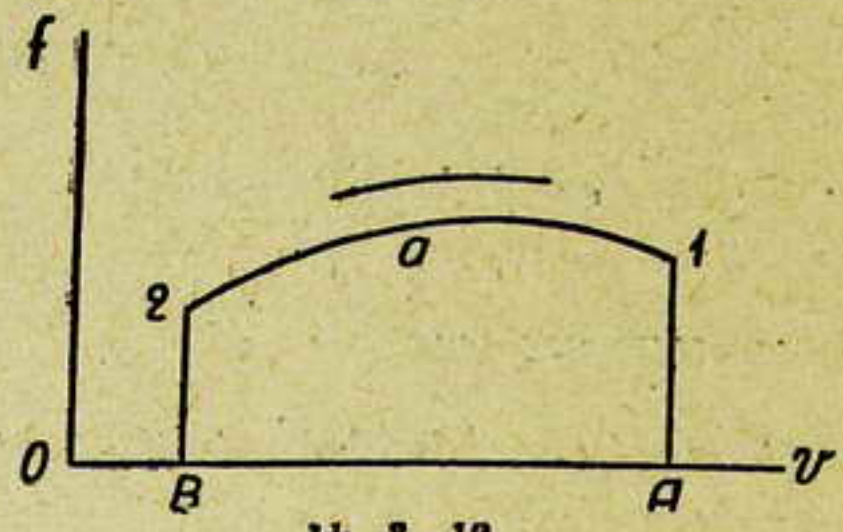
Ինչպես հայտնի է, $\int_{V_1}^{V_2} pdV$ *ինտեգրալը ներկայացնում է A1a 2BA մակերեսը, որը սահմանագծված է A1, B2 ծայրային օրդինատներով, պրոցեսի 1a2 գծով և աբսցիսների առանցքից ծայրային օրդինատներով անջատվող AB հատվածով։*

Այսպիսով, երբ պրոցեսի 1a2 գիծը տրված է, A1a 2 BA մակերեսը որոշում է սիստեմի ճնշման աշխատանքը։ Պետք է հիշել, որ սիստեմի ճնշման աշխատանքը դրական է ծավալի մեծացման դեպքում և բացասական՝ ծավալի փոքրացման դեպքում։ Հետևաբար, եթե պրոցեսի 1a2 գիծը ուղղված է ձախից աջ, ապա W_{l12} *աշխատանքը դրական է։ Իսկ եթե* $V_2<V_1$ *և 1a2 գիծը (նկ. 3—9) ուղղված է աջից ձախ, ապա*

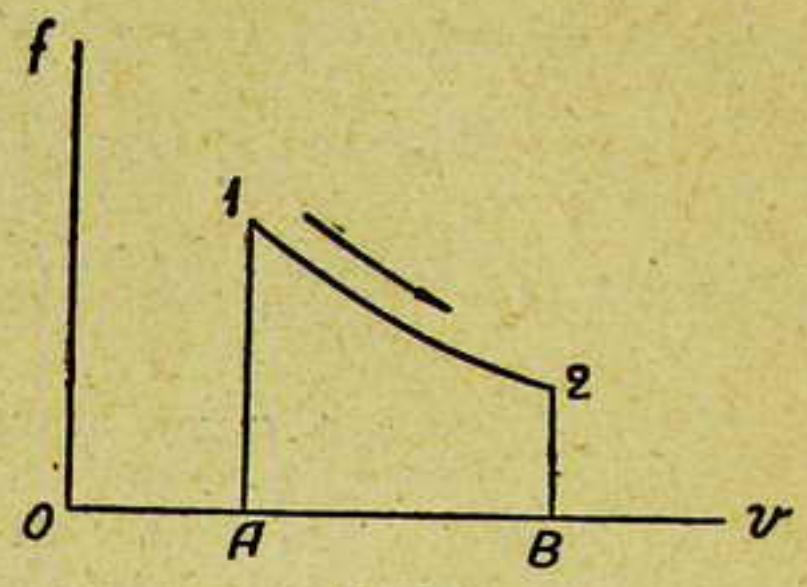
$$W_{l12}<0$$

ճիշտ նույնպես f—V դիագրամում (նկ. նկ. 3—10, 3—11) պրոցեսի 1a2 գծով ծայրային օրդինատներով և այդ օրդինատների միջև գտնվող աբսցիսների

առանցքի հատվածով ամհամնափակված A1a2BA մակերեսը պատկերում է արտաքին ճնշման W_{e12} աշխատանքը, բայց $W_{e12}>0$ ծավալի փոքրացման դեպքում $W_{e12}<0$, երբ ծավալը մեծանում է։



Նկ. 3—10



Նկ. 3—11

Հետևաբար, երբ 1 a 2 պրոցեսի գիծն ուղղված է աջից ձախ, արտաքին ճնշման աշխատանքը դրական է (նկ. 3—10). իսկ եթե պրոցեսի գիծն ուղղված է ձախից աջ (նկ. 3—11), այդ աշխատանքը բացասական է։

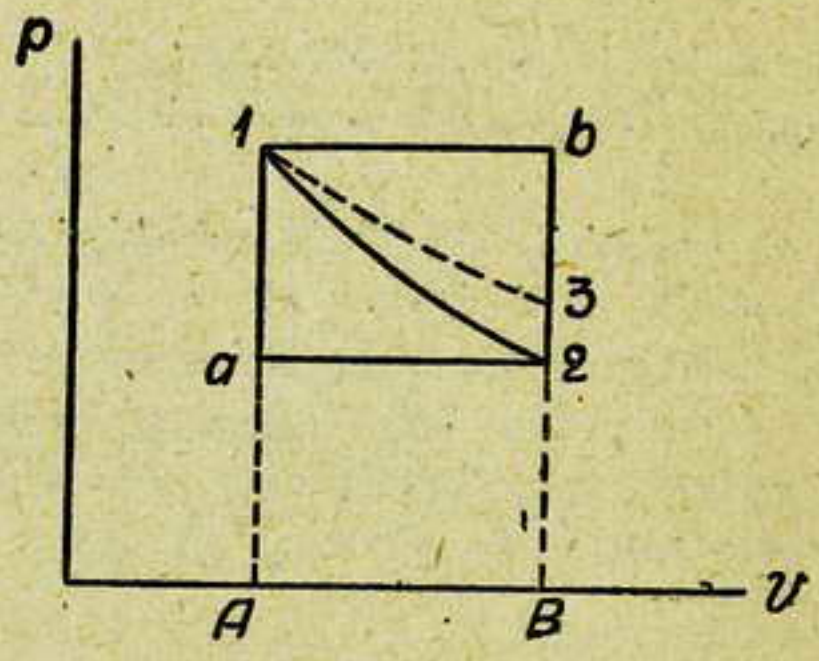
2. § 3,1-ում մենք տեսանք, որ ուժի աշխատանքն ընդհանուր դեպքում կախված է ոչ միայն կետի սկզբնական և վերջնական դիրքերից, այլև ճանապարհից։

Նույնը տեղի ունի և ճնշման աշխատանքի համար։ W_{i12}-ն ու W_{e12}-ը կախված են ոչ միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից, այլև սիստեմի ծավալը փոփոխող պրոցեսից։

Բերենք մի քանի օրինակներ։

Դիցուք 1 և 2 վիճակներում ջերմաստիճանները միևնույնն են ($t_1=t_2=t$), իսկ ծավալները՝ V_1 և V_2։

Այսպիսի պայմաններում մենք կարող ենք սիստեմը 1 վիճակից տանել 2 վիճակը 1—2 իզոթերմով կամ 1 a 2, 1 b 2 գծերով (նկ. 3—12)։



Նկ. 3—12

Առաջին դեպքում սիստեմի ճնշման աշխատանքը՝ W_{i12} = մակ. A12BA, իսկ երկրորդ և երրորդ դեպքերում՝ W_{i1a2}=մակ. A1a2BA, W_{i1b2}= մակ. A1b2BA և այսպիսով $W_{i1b2}>W_{i12}>W_{i1a2}$։

Մենք կարող էինք սիստեմը տանել 1 վիճակից 2 վիճակը նաև 132 գծով, ըստ որում 32-ը իզոթերմ է (նկ. 3—12)։ 132 պրոցեսին համապատասխանում է սիստեմի ճնշման

$$W_{i132}=\text{մակ. A132BA}$$

աշխատանքը։

Հետաքրքիր է նշել, որ 1 և 2 վի-

ճակնթերի ցանկացած ընտրության դեպքում կարելի է պատկերացնել 1 վիճակից 2 վիճակին այնպիսի անցում, որի դեպքում սիստեմի ճնշման աշխատանքը հավասար է զրոյի։ Իսկապես, տանենք սիստեմը 1 վիճակից 2 վիճակը հետևյալ երեք պրոցեսների միջոցով՝

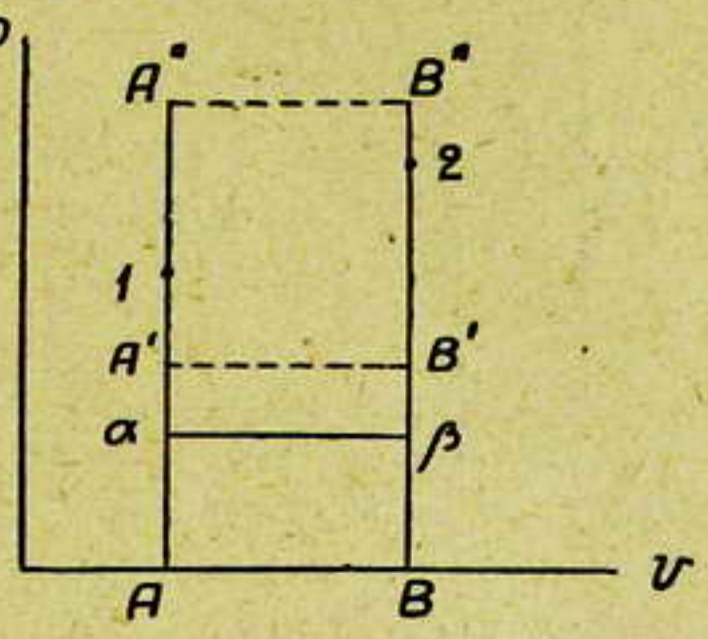
1A *իզոխորով, AB իզոբարով, որի վրա* p=0, B2 *իզոխորով (նկ. 3—13)։ Քանի որ, երբ* V=const, *ճնշման աշխատանքը հավասար է զրոյի, տես (3, 3, 9), ապա* 1A *և* B2 *իզոխորների վրա*

$$W_{i1A}=0, \quad W_{iB2}=0.$$

OV *առանցքի հետ համընկնող* AB *իզոբարի վրա*

$$p=0 \text{ և } W_{iAB}=p(V_B-V_A)=0:$$

Հետևապես, երբ սիստեմը տարվում է 1 վիճակից 2 վիճակը 1AB2 *պրոցեսների հաջորդականությամբ, սիստեմի ճնշման աշխատանքը հավասար է զրոյի։ Եթե սիստեմը 1 վիճակից տարվում է 2 վիճակը* 1A′B′2 *գծով կամ* 1A″B″2 *գծով (որտեղ* 1A′, B′2, 1A″, B″2-*ն իզոխորներ են) սիստեմի ճնշման աշխատանքը համապատասխանաբար հավասար է*



Նկ. 3—13

մակ. AA′B′BA, *մակ.* AA″B″BA:

Ասածից անմիջականորեն հետևում է, որ եթե V_1 *ծավալից անցնում ենք* V_2 *ծավալին 1αβ2 գծով, որտեղ 1α և β2 իզոխորները են, իսկ αβ-իզոբար, ապա սիստեմի ճնշման աշխատանքը, կախված αβ իզոբարի ընտրությունից, կարող է ընդունել ցանկացած բացարձակ արժեք.*

$$W_{i1\alpha\beta2} \gtreqless 0 \qquad \text{եթե } V_2 > V_1$$
$$W_{i1\alpha\beta2} \lesseqgtr 0 \qquad \text{եթե } V_2 < V_1.$$

Ակնհայտ է, որ սիստեմի ճնշման աշխատանքի կախված լինելը սիստեմին մի վիճակից մյուսը փոխադրող պրոցեսից ճիշտ է նաև արտաքին ճնշման նկատմամբ՝ W_{e12}*-ը նույնպես կախված է 12 պրոցեսից։*

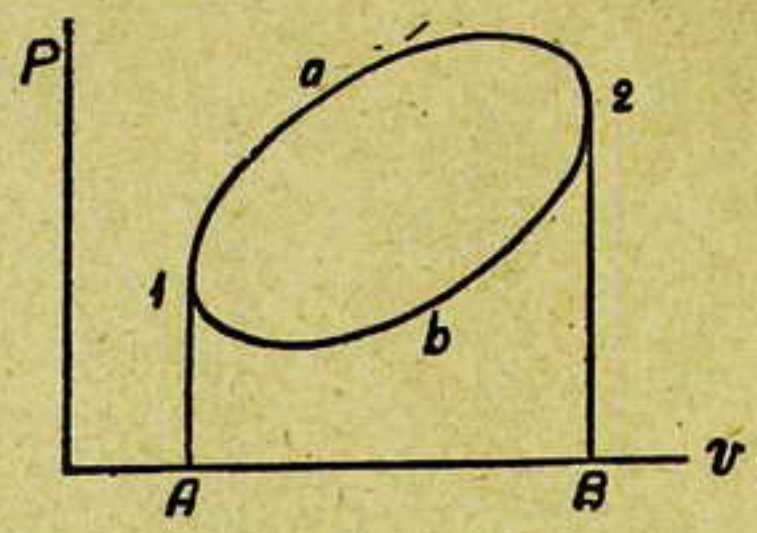
3. Հետագայում մեզ պետք կգա աշխատանքի գրաֆիկական որոշումը, երբ սիստեմը մի շարք պրոցեսներից հետո վերադառնում է իր սկզբնական վիճակին։

Պրոցեսների այդպիսի հաջորդականությունը, p-V դիագրամի վրա, ակնհայտորեն, կպատկերվի փակ կորով (նկ. 3—14)։

Այս կորի վրա ընտրենք Op *առանցքին ամենամոտ 1 կետը և* Op *առանցքից ամենահեռու 2 կետը՝ տանենք* A1 *և* B2 *ծայրային օրդինատները։ Թող սկզբում ծավալն աճի* 1 a 2 *գծով, իսկ այնուհետև նվազի* 2 b 1

Դծավ. Ծավալի մեծացման դեպքում սիստեմի ճնշումը կատարում է դրական աշխատանք. ուստի

$$W_{1a2}=\text{մակ. } A1a2BA>0.$$



Նկ. 3—14

Ծավալի փոքրացման դեպքում սիստեմի ճնշման աշխատանքը բացասական է. ուստի՝

$$W_{2b1}=\text{մակ. } B2b1AB<0.$$

ամբողջ աշխատանքը՝

$$W_{1a2b1}=W_{1a2}+W_{2b1}=\text{մակ. } A1a2BA+\text{մակ. } B2b1AB=\text{մակ. } 1a2b1$$

(Պետք է նկատի ունենալ, որ մակ. B2b1AB<0)*։ Այսպիսով, տվյալ դեպքում*

$$W_{1a2b1}=\text{մակ. } 1a2b1>0; \qquad (3, 5, 1)$$

եթե ծավալը մեծանար 1b2 գծով և փոքրանար 2a1 գծով, ապա կստանայինք

$$W_{1b2a1}=\text{մակ. } 1b2a1<0; \qquad (3, 5, 2)$$

(3, 5, 2)-ում 1b2a1 մակերեսը համարվում է բացասական, քանի որ՝

$$W_{1b2}=\text{մակ. } A1b2BA$$

դրական աշխատանքը փոքր է $W_{2a1}=$ *մակ.* B2a1AB *բացասական աշխատանքի բացարձակ արժեքից, և նրանց* W_{1b2a1} *գումարը կլինի բացասական։*

Շատ հեշտությամբ կարելի է մեր կողմից ստացված արդյունքն արտահայտել ընդհանուր կանոնի ձևով, եթե ուշադրություն դարձնենք այն հանգամանքի վրա, որ 1a2b1*-ը և* 1b2a1*-ը մի և նույն փակ կորն է. նրանով ընդգրկված մակերեսը համարվում է դրական, երբ կորը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ, և բացասական, երբ կորը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ։*

(3, 5, 3) Այն դեպքում, երբ պրոցեսը p-V դիագրամի վրա պատկերվում է փակ գծով, սիստեմի ճնշման աշխատանքը հավասար է այդ գծով սահմանափակված մակերեսին: Այդ աշխատանքը դրական է, եթե գիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ և բացասական՝ ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ շրջանցման դեպքում:

§ 3, 6. ԿԵՆԴԱՆԻ ՈՒԺԻ ԹԵՈՐԵՄԱՑԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Այս պարագրաֆում բերված են կենդանի ուժի թեորեմայի մի քանի կիրառություններ, որոնք օգտակար կլինեն թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի լավագույն ըմբռնման համար։

Ուսումնասիրվող օրինակներում էական դեր է խաղում ակտիվ ուժերի աշխատանքը։ Սակայն այդ աշխատանքը հաշվելու ժամանակ մենք այստեղ հաշվի չենք առնում այն ակտիվ ուժերի աշխատանքը, որոնք

ազդում են մեկնույն մոլեկուլի կամ տարբեր մոլեկուլների մասնիկների միջև։

Վարվելով այսպես, մենք զգալիորեն հեշտացնում ենք խնդիրը և մեծ ամանակ չենք աղավաղում վերջնական արդյունքը, քանի որ քննարկվող օրինակներում նշված ուժերի աշխատանքը կազմում է բոլոր ակտիվ ուժերի աշխատանքի փոքր մասը։

2. Կիրառենք կենդանի ուժի (3, 1, 6) թեորեման ծավալի փոփոխության նկատմամբ։ Բաժանենք ամբողջ աշխատանքը ակտիվ ուժերի dW_a աշխատանքի և պասիվ ուժերի dW_r աշխատանքի, (3, 1, 15)-ի համաձայն։ Այդ դեպքում կստանանք

$$dJ-dW_r=dW_a, \qquad (3, 6, 1)$$

Պատկերացնենք, որ սիստեմը ենթարկված է f արտաքին ճնշման և ուրիշ արտաքին ուժեր չկան։ Այս դեպքում կան միայն երկու հիմնական ակտիվ ուժեր՝ f-ը և սիստեմի p ճնշումը, ուստի և ծավալի փոփոխության դեպքում ակտիվ ուժերի աշխատանքը կլինի՝

$$dW_a=(p-f)dV. \qquad (3, 6, 2)$$

Ինչպես հայտնի է, պասիվ ուժերի աշխատանքը միշտ բացասական է։ Պայմանավորվենք «առանց շփման» սիստեմներ անվանել այն սիստեմները, որոնց մեջ միշտ $dW_r=0$։ «Շփումով» սիստեմներում $dW_r<0$ [տես (3, 1, 12)], ընդունենք, որ սիստեմը գտնվում է հանգստի մեջ։ Այդ դեպքում ըստ (3, 1, 9)-ի $dJ\geqslant 0$ և այսպիսով՝

$$dJ-dW_r\geqslant 0.$$

Ուստի (3, 6, 1)-ի և (3, 6, 2)-ի համաձայն ունենք՝

$$dW_a=(p-f)dV\geqslant 0. \qquad (3, 6, 3)$$

(3, 6, 3)-ում $dW_a=0$ դեպքը կարող է տեղի ունենալ, եթե միայն միաժամանակ

$$dJ=0,\ dW_r=0, \qquad (3, 6, 4)$$

այսինքն, եթե սիստեմը գտնվում է մեխանիկական հանգստի մեջ և հանդիսանում է սիստեմ առանց շփման։

(3, 6, 3)-ից բխում է հետևյալը.

(3, 6, 5) Հանգստի վիճակի մեջ գտնվող, «առանց շփումի» սիստեմում՝

ա) p և f ճնշումների տարբերությունն անխուսափելիորեն առաջացնում է ծավալի փոփոխություն, որի ընթացքում գոյանում և մեծանում է կինետիկ էներգիան։ Ըստ որում, եթե $(p-f)>0$, ապա $dV>0$, այսինքն՝ ծավալը մեծանում է. եթե $(p-f)<0$, ապա $dV<0$, այսինքն՝ ծավալը փոքրանում է։

բ) $p=f$ դեպքում հնարավոր է ծավալի անվերջ դանդաղ ցանկացած նշանի աճ, առանց կինետիկ էներգիայի առաջացման։

գ) Հանգստի մեջ գտնվող «շփումով սիստեմում» p-ի և f-ի տարբերությունն անհրաժեշտ է ծավալի փոփոխության համար, ըստ որում, ինչպես

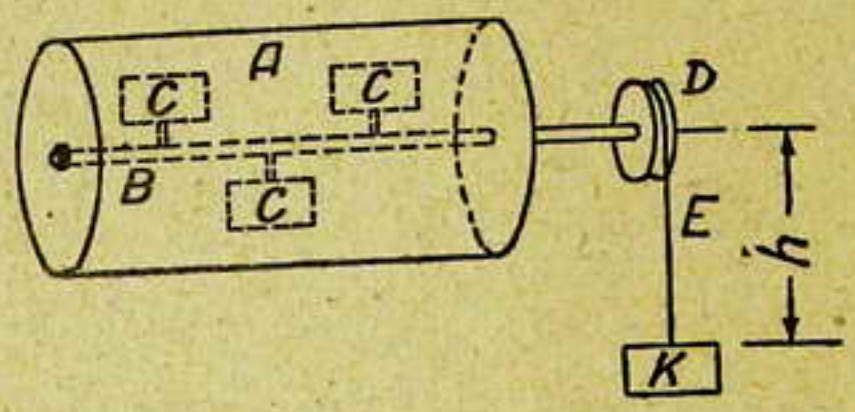
և ա) դեպքում, (p—f) տարբերությունն ու ծավալի dV աճը ունեն միևնույն նշանը: Սակայն ծավալի փոփոխությունը հնարավոր է միայն՝

$$(p—f)dV \geqslant |dW|_r$$

լրացուցիչ պայմանի դեպքում:

դ) կինետիկ էներգիայի առկայության դեպքում «շփումով սիստեմում» ծավալի աճը կարող է ունենալ ցանկացած նշան. բայց երբ $(p—f)dV<0$, ապա կինետիկ էներգիան անխուսափելիորեն կփոքրանա. երբ $(p—f)dV>0$, կինետիկ էներգիայի աճը կարող է ունենալ ցանկացած նշան:

3. Այժմ քննարկենք մի սիստեմ, որի մեջ ակտիվ ուժ է հանդիսանում ոչ թե ճնշումը, այլ սիստեմին չպատկանող որևէ մարմնի կշիռը:



Նկ. 3—15

Հաստատուն տարողության գլանը (նկ. 3 — 15) լցված է հեղուկով: Գլանի առանցքի հետ համընկնող առանցք ունեցող B բարակ լիսեռին ամրացված են C, C թիակները: Գլանից դուրս այդ լիսեռի վրա հագցված է փոկանիվը, որի վրա փաթաթված է E թելը: Թելի ազատ ծայրից կախված է F կշիռ ունեցող K ծանրոցը: Երբ ծանրոցն իջնում է, լիսեռն սկսում է պտտվել և շարժման մեջ է դնում գլանի մեջ եղած հեղուկը:

Այստեղ բացի հեղուկի ներքին շփումից, գոյություն ունի նաև շփում B լիսեռի և A գլանի կափարիչների միջև, ինչպես և թիակների ու հեղուկի միջև: Սիստեմի ճնշումն ու արտաքին ճնշումը աշխատանք չեն կատարում, քանի որ գլանի հաստատուն տարողության դեպքում հեղուկի ծավալը հաստատուն կլինի: Եթե թույլ տանք, որ ծանրոցը ընկնի, նրա կշիռը կկատարի դրական աշխատանք. ծանրոցի բարձրանալու դեպքում կշռի աշխատանքը բացասական կլիներ: Միակ ակտիվ ուժն այստեղ ծանրոցի F կշիռն է. ուստի

$$dW_a = Fdh,$$

որտեղ h-ը ծանրոցի հեռավորությունն է լիսեռի առանցքով ու D փոկանիվի կենտրոնով անցնող հորիզոնական հարթությունից և $dh>0$ ծանրոցի իջնելու դեպքում:

Այսպիսով, քննարկվող դեպքի համար (3, 6, 1)-ը կգրվի այսպես՝

$$dJ - dW_r = dW_a = Fdh: \qquad (3, 6, 6)$$

Նորից ընդունելով, որ սկզբնական վիճակում սիստեմը հանգստի մեջ էր, ունենում ենք $dJ \geqslant 0$. բացի դրանից մենք գիտենք, որ ընդհանրապես $dW_r<0$ և միայն «առանց շփման» սիստեմում $dW_r=0$, (3, 6, 6)-ը բերում է հետևյալ եզրակացություններին.

(3, 6, 7) Հանգստի մեջ գտնվող, «առանց շփման» սիստեմում.

ա) ծանկացած F կշռի դեպքում ծաներոցը կրնկնի, ըստ որում կառուցանա և աստիճանաբար կաճի սիստեմի կինետիկ էներգիան:

բ) Բեռի բացակայության դեպքում (F=0) հնարավոր է լիսեռի անվերջ դանդաղ պտտում այս կամ այն կողմը, ըստ որում սիստեմի կինետիկ էներգիան կմնա հավասար զրոյի:

գ) Սկզբնական մոմենտում հանգստի մեջ գտնվող «շփումով սիստեմում» ծաներոցի առկայությունն անհրաժեշտ է լիսեռն ու հեղուկը շարժման մեջ դնելու համար, ըստ որում հնարավոր է միայն ծաներոցի իջեցումը, սակայն դրա համար անհրաժեշտ է, որ

$$F\Delta h \geqslant |dW_r|.$$

դ) Կինետիկ էներգիայի առկայության դեպքում, «շփումով սիստեմում» հնարավոր է ծաներոցի իներցիոն իջեցումը, նույնպես և բարձրացումը. ծաներոցի բարձրացման դեպքում սիստեմի կինետիկ էներգիան կփոքրանա, իսկ անկման դեպքում կինետիկ էներգիայի աճը կարող է ունենալ ցանկացած նշան:

Համեմատենք (3, 6, 5) և (3, 6, 7) եզրակացությունները:

(3, 6, 5)-ում և (3, 6, 7)-ում (բ) և (դ) կետերը միանգամայն նման են. ծավալը կարող է մեծանալ կամ փոքրանալ, ծաներոցը կարող է իջնել կամ բարձրանալ, իսկ (ա) և (գ) կետերում գոյություն ունի արդեն աչքի ընկնող տարբերություն՝ չնայած (3, 6, 5)-ում և (3, 6, 7)-ում (ա) և (գ) կետերը հիմնված են այն բանի վրա, որ երբ $dJ \geqslant 0$, ապա $dW_a \geqslant 0$, այնուամենայնիվ ըստ (3, 6, 5)-ի՝ ծավալը կարող է, (p—f) տարբերության նշանից կախված, և՛ մեծանալ, և՛ փոքրանալ, իսկ ըստ (3, 6, 7)-ի՝ հնարավոր է միայն ծաներոցի իջնելը:

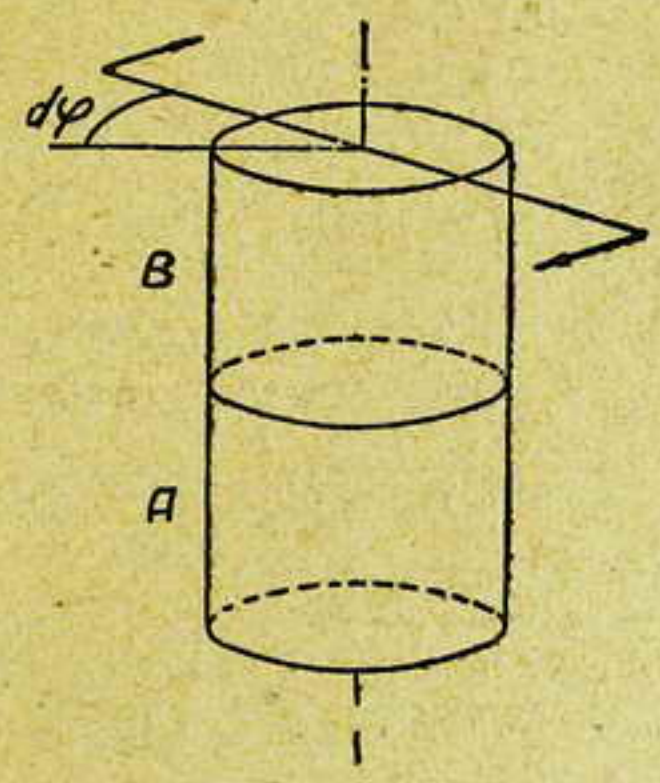
Այս տարբերությունը շատ էական է և բացատրված է հաջորդ պարագրաֆում:

4. Բերենք ևս մի օրինակ.

Սիստեմը բաղկացած է ընդհանուր առանցք ունեցող A և B երկու համասեռ գլաններից:

A գլանը անշարժ է, B-ն կարող է պտտվել առանցքի շուրջը (նկ. 3—16): B գլանին կիրառենք մի ուժազույգ, որի հարթությունն ուղղահայաց է առանցքին, իսկ մոմենտը հավասար է M-ի: B գլանի պտտման $d\varphi$ անկյանը համապատասխանում է $Md\varphi$ տարրական աշխատանքը: Ուրիշ ակտիվ ուժեր չկան:

Ուստի՝ $$dW_a = Md\varphi.$$



Նկ. 3—16

Պասիվ ուժերն այստեղ կլինեն օդի դիմադրությունը B գլանի պտտմանը, և շփումը՝ A գլանի վերին հիմքի ու B գլանի ներքին հիմքի միջև:

Այժմ (3, 6, 1)-ը կգրվի այսպես՝

$$dJ - dW_r = dW_a = M d\varphi: \qquad (3, 6, 8)$$

Ենթադրենք, որ, ինչպես և այս պարագրաֆի 1, 2 դեպքերում, սկզբնական մոմենտում սիստեմը գտնվում է հանգստի վիճակում։ Այդ դեպքում $dJ \geqslant 0$, $dW_r \leqslant 0$, $dJ - dW_r \geqslant 0$ *և համաձայն (3, 6, 8)-ի՝*

$$dW_a = M d\varphi \geqslant 0:$$

Եթե արհամարհենք օդի դիմադրությունը և գլանների հիմքերը համարենք լրեալապես հղկված, ապա $dW_r = 0$:

Այն եզրակացությունները, որոնց բերում է (3, 6, 8)-ը, լիովին նման են (3, 6, 6)-ից ստացված եզրակացություններին։

Հանգստի մեջ գտնվող, ազատ շփումից սիստեմում ուժազույգի կիրառման հետևանքով՝

(3, 6, 9) ա) Ուժազույգի մոմենտի ցանկացած բացարձակ M արժեքի դեպքում գլանը կսկսի պտտվել այն կողմը, որի ուղղությամբ ուժազույգի աշխատանքը դրական է, ըստ որում գլանի անկյունային արագություն ու կինետիկ էներգիան կաճեն:

բ) Ուժազույգի բացակայության դեպքում հնարավոր է B-ի անվերջ դանդաղ պտտում այս կամ այն կողմը, ըստ որում կինետիկ էներգիան մնում է հավասար զրոյի:

գ) Սկզբնական մոմենտում հանգստի մեջ գտնվող «շփումով սիստեմում» ուժազույգի առկայությունն անհրաժեշտ է B գլանը շարժման մեջ դնելու համար, ըստ որում հնարավոր է պտտումը միայն դեպի այն կողմը, որին համապատասխանում է ուժազույգի դրական աշխատանքը: Պտտումը կսկսվի միայն այն դեպքում, եթե ուժազույգի M մոմենտը այնքան մեծ է, որ

$$M d\varphi > |dW_r|,$$

դ) Եթե «շփումով սիստեմում» գլանն ունի վերջավոր անկյունային արագություն և, հետևապես, կինետիկ էներգիան զրո չէ, ապա կիրառված ուժազույգի մոմենտի ուղղությունից կախված $M d\varphi$ աշխատանքը կարող է լինել իճշպես դրական, նույնպես և բացասական: Վերջին դեպքում գլանի կինետիկ էներգիան կսկսի նվազել. իսկ ուժազույգի դրական աշխատանքի դեպքում կինետիկ էներգիայի աճը կարող է ունենալ ցանկացած նշան:

§ 3, 7. «ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐ» ԵՎ «ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ԿՈՈՐԴԻՆԱՏՆԵՐ»

1. Նախորդ պարագրաֆի 1, 2, 3-ում քննարկված օրինակներում ակտիվ ուժերի աշխատանքը կախված էր ծավալի, ծանրության բարձրության ու գլանի պտտման անկյան փոփոխություններից։

Մենք տեսանք նաև, որ (3, 6, 7) և (3, 6, 9) եզրակացությունները լիովին միանման են, իսկ (3, 6, 5)-ը ոչ-լիովին է համընկնում (3, 6, 7)-ին և (3, 6, 9)-ին։ Այս եզրակացությունների չհամընկնելը բացատրվում է նրանով, որ ծավալը սիստեմի հպակցնիչ է, իսկ պտտման անկյունը և

ծանրոցի բարձրությունը սիստեմի հատկանիշները չեն։ Իսկապես, K ծանրոցը (գծ. 3—15) սիստեմին չի պատկանում, (սիստեմը հաստատուն տարողության A գլանը լցնող հեղուկն է), ուստի և ծանրոցի դիրքը չի կարող սիստեմի հատկանիշ լինել։

Ճիշտ է, ծանրոցի բարձրության փոփոխման հետևանքով թիակները լիսեռը պտտվում է, սա առաջացնում է հեղուկի առանձին մասերի պտտում, որի հետևանքով հեղուկի առանձին մասերը խառնվում են իրար։ Բայց համասեռ հեղուկի առանձին մասերի խառնումը իրար բոլորովին չի փոփոխում նրա հատկությունները։ Հետևաբար, ծանրոցի h բարձրությունը, իսկապես, չի հանդիսանում սիստեմի հատկանիշ։

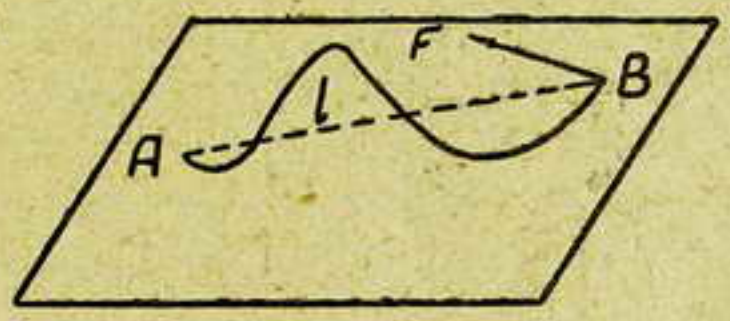
Ճիշտ նույն ձևով երկու գլաններով սիստեմում (նկ. 3—16) վերևի համասեռ գլանի առանցքի նկատմամբ պտտման անկյունը չի հանդիսանում սիստեմի հատկանիշ, քանի որ գլանի դիրքի փոփոխումն իր համասեռության հետևանքով չի արտացոլվում սիստեմի որևէ հատկության մեջ։

Սիստեմի այն հատկանիշները, որոնց փոփոխման դեպքում արտաքին ակտիվ ուժերը կարող են աշխատանք կատարել, պայմանավորվենք անվանել աշխատանքային հատկանիշներ (կամ աշխատանքային պարամետրներ), օրինակ՝ V ծավալը, առաձգական գլանի երկարությունը և այլն։

Իսկ այն մեծությունները, որոնք սիստեմի հատկանիշներ չեն հանդիսանում, բայց որոնց փոփոխման ժամանակ արտաքին ակտիվ ուժերը կարող են աշխատանք կատարել, անվանենք աշխատանքային կոորդինատներ։

Օրինակ՝ ծանրոցի h բարձրությունը, գլաններից մեկի պտտման φ անկյունը աշխատանքային կոորդինատներ են։

Պետք է նշել, որ որոշ սիստեմներում մշևնույն մեծությունը, սիստեմի վիճակից կախված, կարող է լինել մերթ աշխատանքային հատկանիշ, մերթ աշխատանքային կոորդինատ։ Օրինակ՝ դիցուք առաձգական թելը, որի A ծայրն ամրացված է, գտնվում հորիզոնական հարթության վրա (նկ. 3—17). Թելի A և B ծայրերի միջև եղած AB հեռավորությունը նշանակենք l-ով, իսկ l_0-ով՝ թելի նորմալ երկարությունը չձգված վիճակում։



Նկ. 3—17

Քանի որ չձգված թելի ձևը բոլորովին չի ազդում նրա հատկությունների վրա, ապա քանի դեռ $l < l_0$, l հեռավորությունը չի հանդիսանում հատկանիշ և պետք է համարվի աշխատանքային կոորդինատ։ Իսկ եթե թելը ձգված է, այսինքն՝ $l > l_0$, ապա l-ի փոփոխման հետ փոփոխվում են և թելի հատկությունները, հետևապես ձգված թելում l-ը աշխատանքային հատկանիշ է (որովհետև l-ի փոփոխման դեպքում B ծայրում կիրառված F ուժը կատարում է աշխատանք)։

Այն (արտաքին կամ ներքին) ուժը, որը կատարում է աշխատանք, որևէ աշխատանքային հատկանիշի կամ որևէ աշխատանքային կոորդինատի փոփոխման դեպքում, անվանենք տվյալ աշխատանքային հատկանիշի

կամ տվյալ աշխատանքային կոորդինատի հետ համաչափ ուժ։ Օրինակ՝ արտաքին ճնշումն ու սիստեմի ճնշումը հանդիսանում են ծավալի հետ համաչափ արտաքին և ներքին ուժեր։ Ծանրության կշիռը նրա բարձրության հետ համաչափ է. թելի B ծայրում կիրառված F ուժը (նկ. 3—17)—հավասարության հետ համաչափ ուժ է և այլն։

2. Աշխատանքային հատկանիշների ու աշխատանքային կոորդինատների դեպքի միջև եղած տարբերությունը պարզաբանելու համար ուշադրություն դարձնենք հետևյալի վրա։

«Առանց շփման» սիստեմում արտաքին ճնշման առկայության դեպքում մխոցը կարող է շարժվել, բայց կարող է և ճնշել անշարժ։ Նթե արտաքին ճնշման առկայության դեպքում «առանց շփման» սիստեմը գտնվում է հավասարակշռության վիճակում, ապա արտաքին ճնշման փոքրացումը կամ զրոյի հասցնելը («արտաքին ճնշման հեռացնելը») անպայման կառաջացնի հավասարակշռության խախտում։

Արտաքին ձգող ուժերի առկայության դեպքում առաձգական թելը կարող է գտնվել և՛ հավասարակշռության վիճակում, և՛ շարժման մեջ։ Եթե արտաքին ձգող ուժի առկայության դեպքում առաձգական թելը հավասարակշռության մեջ է, ապա այդ ուժի հեռացումից հետո հավասարակշռությունն անպայման կխախտվի։

Այս երկու օրինակները ցույց են տալիս, որ աշխատանքային հատկանիշի հետ համաչափ արտաքին ուժի առկայության դեպքում (առաջին օրինակում աշխատանքային հատկանիշ է ծավալը, երկրորդ օրինակում՝ ձգված թելի երկարությունը) միշտ գոյություն ունի նաև այդ հատկանիշի հետ համաչափ ներքին ուժ (առաջին օրինակում՝ սիստեմի ճնշումը, երկրորդ օրինակում՝ թելի առաձգական դիմադրությունը)։ Որևէ աշխատանքային հատկանիշի հետ համաչափ ներքին և արտաքին ուժերը, օրինակ՝ p և f ճնշումները, կամ ձգող F ուժն ու թելի առաձգական դիմադրությունը միասին սիստեմը կարող են պահել հավասարակշռության մեջ։ Բայց միայն մի համաչափ ուժի (օրինակ՝ p ճնշման) ազդեցության տակ սիստեմը չի կարող գտնվել հավասարակշռության մեջ, ուստի և աշխատանքային հատկանիշի հետ համաչափ արտաքին ուժի վերացման դեպքում (օրինակ՝ f ճնշման վերացման դեպքում) հավասարակշռությունն անմիջապես խախտվում է։

Աշխատանքային կոորդինատների հետ համաչափ ներքին ակտիվ ուժերը գոյություն չունեն։ Եվ քանի որ միայն մի ուժի առկայության դեպքում անպայման առաջանում է շարժում, ապա աշխատանքային կոորդինատի հետ համաչափ արտաքին ուժի կիրառումը «առանց շփման» ամեն մի սիստեմում կառաջացնի հավասարակշռության խախտում։ Այսպես, օրինակ, եթե A և B (նկ. 3—16) գլանների հիմքերն այնքան հղկված են, որ նրանց մեջ շփումը կարելի է արհամարհել, ապա ինչքան էլ փոքր լինի B գլանի վրա կիրառված ուժազույգի մոմենտը, գլանը կսկսի պտտվել։ Ինչքան էլ փոքր լինի դեռևս չձգված թելի B ծայրում կիրառված ուժը (նկ. 3—13), թելը կշարժվի, եթե տախտակի մակերևույթի և թելի միջև շփում չկա։

3. Արդեն տեսանք, որ ակտիվ ուժերը կարող են համապատասխան լինել ինչպես աշխատանքային հատկանիշների, նույնպես և աշխատանքային կոորդինատների հետ։ Նշանակելով աշխատանքային հատկանիշների հետ համապատասխան ակտիվ ուժերի տարրական աշխատանքը $dW_{aպ}$-ով, աշխատանքային կոորդինատների հետ համապատասխան ակտիվ ուժերի տարրական աշխատանքը՝ $dW_{aկ}$ ունենում ենք՝

$$dW_a=dW_{aպ}+dW_{aկ}: \qquad (3,\ 7,\ 1)$$

Քանի որ աշխատանքային հատկանիշների հետ համապատասխան են լինում և՛ արտաքին, և՛ ներքին ուժերը, իսկ աշխատանքային կոորդինատների հետ՝ միայն արտաքին ուժերը, ապա՝

$$\left.\begin{aligned} dW_{aպ}&=dW_{eaպ}+dW_{iaպ}\\ dW_{aկ}&=dW_{eaկ}\end{aligned}\right\} \qquad (3,\ 7,\ 2)$$

որտեղ e նիշը նշանակում է «արտաքին», իսկ i-ն՝ «ներքին»։

Այսպիսով՝

$$\left.\begin{aligned} dW_{ea}&=dW_{eaպ}+dW_{eaկ}\\ dW_{ia}&=W_{iaպ}\end{aligned}\right\}, \qquad (3,\ 7,\ 3)$$

§ 3, 8. ՀԱՆԳՍՏԻ ՎԻՃԱԿԻՑ ՍԿՍՎՈՂ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐ

1. Վերադառնանք § 3, 6-ին։

Հանգստի վիճակից ($J=0$) սկսվող բոլոր պրոցեսների համար $dJ\geqslant 0$։ Պասիվ ուժերը կամ չեն կատարում աշխատանք, կամ կատարում են բացասական աշխատանք՝ $dW_r\leqslant 0$։

Հետևապես $dJ-dW_r$ տարբերությունը չի կարող բացասական լինել, նա կամ դրական է, կամ, սահմանային իդեալական դեպքում, հավասար է զրոյի։ (3, 6, 1) և (3, 7, 1) դրույթներից՝

$$dJ-dW_r=dW_a=dW_{ea}+dW_{ia}=dW_{aպ}+dW_{aկ}$$

հետևում է, որ

(3, 8, 1) մեխանիկական հանգստի վիճակից կարող են սկսվել միայն այնպիսի պրոցեսներ, որոնց մեջ ակտիվ ուժերի աշխատանքը դրական է կամ հավասար է զրոյի:

Այսպիսով, այն հանգամանքը, որ կինետիկ էներգիան բացասական լինել չի կարող, իսկ պասիվ ուժերը դրական աշխատանք չեն կատարում, միանգամայն ազդում և սահմանափակում է հանգստի վիճակից սկսվող բոլոր պրոցեսները, այն է՝

$$dW_a\geqslant 0, \qquad (3,\ 8,\ 2)$$

2. Եթե միակ ակտիվ ուժ է հանդիսանում աշխատանքային կոորդինատի հետ համապատասխան ուժը (օրինակ՝ ծանրոցի կշիռը նկ. 3—15-ի սխեմում, կամ ուժազույգի մոմենտը նկ. 3—16-ի սխեմում), ապա՝

$$dW_a=dW_{aկ}$$

և ըստ (3, 8, 2)-ի՝

$$dW_{ակ} \geqslant 0.$$

Ավելի մանրամասն.

(3, 8, 3) Միմիայն աշխատանքային կոորդինատների հետ համալուծ ակտիվ ուժերի առկայության դեպքում բոլոր պրոցեսներում, որոնք կարող են սկսվել հանգստի վիճակից, այդ արտաքին ակտիվ ուժերի աշխատանքը կլինի կա՛մ դրական, կա՛մ հավասար զրոյի:

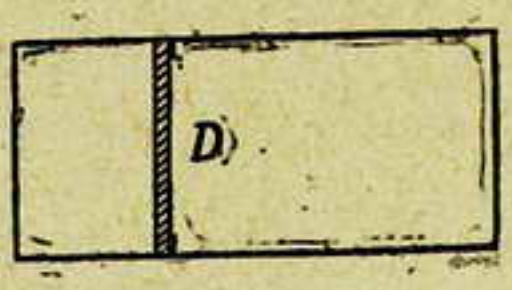
Եթե ոչ մի արտաքին ակտիվ ուժ չկա, ապա

$$dW_a = dW_{ներ} \geqslant 0,$$

այսինքն.

(3, 8, 4) Արտաքին ակտիվ ուժերի բացակայության դեպքում հանգրուտի վիճակից կարող են սկսվել միայն այնպիսի պրոցեսներ, որոնց մեջ ներքին ակտիվ ուժերի լրիվ աշխատանքը կա՛մ դրական է, կա՛մ հավասար է զրոյի:

Այսպես, օրինակ, եթե սիստեմը պարփակված է գլանի ձախ մասում, և B մխոցը պահվում է գամիկներով (նկ. 3—18), իսկ աջ մասում դատարկություն է, հետևապես, մխոցի վրա արտաքին f ճնշումը հավասար է զրոյի, ապա գամիկների հեռացման դեպքում մխոցը կսկսի շարժվել դեպի աջ, և սիստեմի V ծավալը կաճի: Այսպես պետք է լինի և (3, 8, 4)-ի հիման վրա: Միակ ակտիվ ուժը սիստեմի p ճնշումն է, արտաքին ճնշումը բացակայում է. ուստի (3, 8, 4)-ի համաձայն պետք է սկսվի մի պրոցես, որի ընթացքում p ճնշումը կատարում է դրական աշխատանք: Սա տեղի կունենա միայն ծավալի աճման դեպքում. Ընդհակառակը, այս պայմաններում ծավալի նվազումն անհնարին է, քանի որ այդ դեպքում սիստեմի p ճնշումը կկատարեր բացասական աշխատանք, իսկ դա հակասում է (3, 8, 4)-ին,



Նկ. 3—18

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

3. 1. Կիլոգրամմետրերով արտահայտված աշխատանքն արտահայտել լիտրմթնոլորտներով:

3. 2. Լիտրմթնոլորտներով արտահայտված աշխատանքն արտահայտել էրգերով, ջոուլներով, ընդունելով, որ սնդիկի տեսակարար կշիռը հավասար է 13,596 գր/սմ³, իսկ ազատ անկման արագացումը՝ 980,66 սմ/վայր². (աշխարհագրական լայնությունը՝ 45°):

3. 3. Նկատի առնելով, որ վան դեր Վաալսի

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

հավասարման մեջ ճնշման և $\frac{a}{v^2}$ անդամի չափելիությունները նույնն են, որոշել a գործակցի չափումը։

3. 4. Գտնել $p(v-b)=RT$ հավասարմանը ենթարկվող գազի ճնշման աշխատանքի արտահայտությունը v_1-ից մինչև v_2 իզոթերմ ընդարձակման դեպքում։ Կարելի է այդ աշխատանքն արտահայտել այնպիսի տեսքով, որը լրիվ համընկնի իդեալական գազի ճնշման աշխատանքի տեսքին՝ իզոթերմ ընդարձակման դեպքում։

3. 5. Գտնել $\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=RT$ հավասարմանը ենթարկվող գազի ճնշման աշխատանքի արտահայտությունը, ծավալի v_1-ից մինչև v_2 իզոթերմ ընդարձակման դեպքում։ Համեմատել այդ աշխատանքը նույն հատատուն ջերմաստիճանի և v_1-ից մինչև v_2 փոփոխվող իդեալական գազի ճնշման աշխատանքի հետ։

3. 6. CO, O_2 և CO_2 գազերի խառնուրդը իդեալական գազ համարելով, որոշել այդ խառնուրդի ճնշման աշխատանքը, երբ իզոբար իզոթերմ եղանակով տարրալուծվում է CO-ի և O_2-ի՝

ա) n գրամմոլ CO_2

բ) 132 գրամ CO_2

3. 7. 1 կգ հագեցած ջուրը իզոթերմորեն վեր է ածվում գազի, որի ճնշումն է p_2։ Օգտագործելով ադյուսակները ջուր-գոլորշի սիստեմի համար և դիտելով ջրային գոլորշին որպես իդեալական գազ, հաշվել սիստեմի ճնշման աշխատանքն այդ պրոցեսում, ընդունելով, որ $t=140^0C$.

$p_2=\frac{p}{2}$, որտեղ p-ն ջուր-գոլորշի սիստեմի ճնշումն է, երբ $t=140^0C$։

Գլուխ IV

ՋԵՐՄՈՒԹՅՈՒՆ

§ 4, 1. ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆ ԵՎ ՋԵՐՄՈՒԹՅՈՒՆ

1. Մանկությունից բոլորին լավ հայտնի տաքի և սառնի զգայողությունները բերում են ջերմաստիճանի գաղափարին։

Որպես օրինակ, դիտարկենք երկաթի երկու կտոր, որոնցից առաջինը երկրորդից տաք է։ Ժամանակի ընթացքում, անկախ այն հանգամանքից, թե հպվում են արդյոք այդ երկու կտորները, թե՛ գտնվում են միմյանցից որոշ հեռավորության վրա, առաջին կտորը կսկսի սառչել, իսկ երկրորդը՝ տաքանալ։ Բավականաչափ ժամանակ անցնելուց հետո երկու կտորն էլ կլինեն նույնչափ տաք։

*Այն հատկանիշը, որի՝ երկու մարմիններում տարբեր լինելու պատճառով՝ մեկը տաք է մյուսից, կոչվում է ջերմաստիճան։ Այս սահմանումից հետևում է, որ, օրինակ, երկաթի հավասար տաք երկու կտոր ունեն միևնույն ջերմաստիճանը**։

Ջերմաստիճան չափող գործիքները կոչվում են ջերմաչափներ։ Նրանց կառուցվածքի հիմնական գաղափարը շարադրված է § 4, 1, 6-ում։ Ջերմաչափի ցուցնակի վրա հաշվվող և միևնույն ջերմաստիճանին համապատասխանող թվային նիշերը կարելի է ընտրել կամայորեն։ Այսպես, օրինակ՝ (Ցելսիուսի) «հարյուրաստիճան» շկալայի և Ռեոմյուրի շկալայի վրա սառույցի հալման ջերմաստիճանին համապատասխանում է 0 թիվը, իսկ ջրի եռման ջերմաստիճանին (երբ p=1 մթն)՝ 100 թիվը հարյուրաստիճան շկալայի և 80 թիվը՝ Ռեոմյուրի շկալայի վրա։ Ֆարենհայտի ցուցնակի վրա այս ջերմաստիճաններին համապատասխանում են 32 և 212 թվերը։

Սակայն ոչինչ չի խանգարում սառույցի հալման ջերմաստիճանը 100-ով կամ 150-ով, իսկ ջրի եռման ջերմաստիճանը՝ 0-ով նշանակելուն։ Այսպիսի ջերմաչափներ եղել են մոտ 200 տարի առաջ, իսկ այժմ բոլորովին չեն օգտագործվում։ Այդ ջերմաչափների համար բնորոշ է այն հանգամանքը, որ որքան տաք է մարմինը, այնքան ցածր է նրա ջերմաստիճանը, այսինքն՝ այնքան փոքր է շկալայի վրա հաշվվող թիվը։

---

* *Տաքի և տաքի զգացողությունը փաստորեն կախում ունի ոչ միայն ջերմաստիճանից, այլև մի շարք հանգամանքներից՝ ջերմահաղորդականությունից, այն բանից, թե որքան աբար է ձեռքի և փորձարկվող մարմնի հպումը և այլն։*

Ուստի այդ զգացողությանը կարելի է վստահել, եթե փորձարկվող մարմինները միևնույն նյութերն են և գտնվում են միևնույն ագրեգատ վիճակում։

Ուժությունը, Ջաբենհայտի և բոլոր ժամանակակից չերմաչափները այնպիսին են, որ որքան տաք է մարմինը, այնքան բարձր է չերմաչափի ցուցումը։ Այս նույն պայմանին է բավարարում նաև գազային չերմաչափներով հեշտ հաշվվող T բացարձակ չերմաստիճանների շկալան (§ 1, 7)։

(1, 4, 1) դրույթը, որը պնդում է, թե մի շարք դեպքերում, հաստատուն ճնշման տակ ծավալը մեծանում է չերմաստիճանը մեծանալիս, իրավացի է միայն այն դեպքում, եթե ավելի տաք մարմինն համապատասխանում է ավելի բարձր չերմաստիճանի։

2. Բացարձակ չերմաստիճանի հատկություններից մեկը շատ կարևոր է և բացատրում է չերմաստիճանի ֆիզիկական իմաստը։ Սկսենք պարզագույն դեպքից, այսինքն՝ միատոմ իդեալական գազից, որի մոլեկուլները կարելի է դիտել որպես նյութական կետեր, որոնք կատարում են անկանոն համընթաց շարժում։ Դիցուք գազը, ամբողջությամբ վերցված, գտնվում է հանգստի վիճակում։ Պարզ դատողությունները բերում են $pV = \frac{2}{3}E$ առնչությանը, որտեղ E-ն համընթաց շարժման կինետիկ էներգիան է։ Համեմատելով $pV = nRT$ հավասարման հետ, ստանում ենք $\frac{2}{3}E = nRT = \frac{nNRT}{N}$, որտեղ N-ը մեկ գրամմոլում գտնվող մոլեկուլների թիվն է, nN-ը՝ ամբողջ ծավալում գտնվող մոլեկուլների թիվը, իսկ $\frac{R}{N} = k$-ն մեկ մոլեկուլի նկատմամբ հաշված գազային հաստատունն է, որը կոչվում է Բոլցմանի հաստատուն։ Ակնհայտ է, որ $E : nN = \varepsilon$-ը մեկ մոլեկուլի համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիան է։

Ունենք

$$\varepsilon = \frac{3}{2}kT, \quad T = \frac{2\varepsilon}{3k}, \qquad (4, 1, 1)$$

այսինքն՝ բացարձակ չերմաստիճանը համեմատական է մոլեկուլի համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիային։ Եթե գազի մոլեկուլները բարդ են, այսինքն՝ բազկացած են մի քանի ատոմից, մոլեկուլի շարժումը կարելի է վերլուծել (մասսաների կենտրոնի) համընթաց շարժման և մասսաների կենտրոնի շուրջ պտտման։ Հետևաբար, լրիվ կինետիկ էներգիան մեծ կլինի համընթաց շարժման կինետիկ էներգիայից, բայց (ինչպես այդ ապացուցվում է ստատիստիկական մեխանիկայում), կմնա վերջինիս համեմատական։ Այդ պատճառով, այս դեպքում բացարձակ չերմաստիճանը համեմատական կլինի մոլեկուլի ինչպես համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիային, այնպես էլ համընթաց և պտտական շարժման միջին կինետիկ էներգիային։

Ծանոթանալով այս հարցի քննարկման մանրամասնություններին, պետք է նշենք, որ այժմ բացարձակ չերմաստիճանը համեմատական է համարվում մոլեկուլի համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիային ոչ միայն իդեալական գազի դեպքում, այլև յուրաքանչյուր մարմնի համար (իրական գազի, պինդ և հեղուկ մարմինների)։

Մոլեկուլի համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիայի և բացարձակ ջերմաստիճանի միանդամային պարզ (4, 1, 1) կապը պարզում է ջերմաստիճանի ֆիզիկական իմաստը և շատ դեպքերում հեշտացնում մի շարք հարցերի քննարկումը։

3. Այս պարագրաֆի սկզբում երկաթի երկու կտորների օրինակը հաստատեց այդ կտորների փոխադրեցության հետևանքով առաջացած՝ նրանց ջերմաստիճանների փոփոխությունը։ Ակնհայտ է, որ ընդհանրապես այդ լրավացի է տարբեր ջերմաստիճան ունեցող մարմինների յուրաքանչյուր զույգի համար։ Այդ պատճառով, որպեսզի հետազոտենք միայն երկու մարմինների փոխադրեցությունը, կամ պարզենք, թե կարող է արդյոք փոփոխվել այն մարմնի ջերմաստիճանը, որը զերծ է բոլոր մնացած մարմինների ազդեցությունից, անհրաժեշտ է վերացնել կարողանալ նշված ազդեցությունները։ Դրա համար օգտագործում են այսպես կոչված ադիաբատ թաղանթները։

Դիտուճները ցույց են տալիս, որ բոլոր մնացած պայմանների միանշանության դեպքում, որևէցն թաղանթի մեջ գտնվող մարմի ջերմաստիճանը փոփոխվում է ավելի դանդաղ, քան առանց թաղանթի։ Թաղանթից կախված ջերմաստիճանի փոփոխման դանդաղեցումը կարող է լինել հազիվ նշմարելի կամ շատ դգալի. երբեմն, թաղանթի առկայության դեպքում, ջերմաստիճանի փոփոխությունը համարյա դադարում է, դառնում է արհամարհելիորեն փոքր։

Այսպիսով կարելի է պատկերացնել այնպիսի թաղանթ, որը միանգամայն վերացնում է շրջապատող մարմինների ազդեցությունը դիտարկվող մարմնի վրա։ Այդպիսի թաղանթները կոչվում են ադիաբատ թաղանթներ, իսկ ադիաբատ թաղանթի մեջ պարփակված սիստեմում կատարվող պրոցեսները՝ ադիաբատ պրոցեսներ։

Ադիաբատ թաղանթի մեջ պարփակված մարմինն իր հերթին չի կարող ազդել այլ մարմինների ջերմաստիճանների վրա։

4. Սովորաբար ադիաբատ պրոցեսի ընթացքում սիստեմի ջերմաստիճանը փոփոխվում է.

ա) Հաստատուն բաղադրություն ունեցող գազի ադիաբատ սեղմման դեպքում ջերմաստիճանը բարձրանում է։

բ) Հաստատուն ծավալի դեպքում բաղադրության ադիաբատ փոփոխման ժամանակ, ջերմաստիճանը փոփոխվում է (օրինակ, ջրի ադիաբատ-իզոխոր գոյացման ընթացքում ջրածնից և թթվածնից խառնուրդի ջերմաստիճանը բարձրանում է)։

գ) Իրական գազի (§ 3, 8) կամ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ, երբ չի կատարվում արտաքին աշխատանք, ջերմաստիճանը փոփոխվում է, մեծ մասամբ ընկնում է։

դ) Արտաքին աշխատանքի կատարումով ուղեկցված, հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ծավալի ադիաբատ փոփոխության ժամանակ ջերմաստիճանը փոփոխվում է։

ե) Ադիաբատ թաղանթով պատած հաղորդիչով հոսանք անցնելիս՝ ջերմաստիճանը բարձրանում է։

Բոլոր այս դեպքերում կամ ծավալն է փոփոխվում [ա), գ), դ) դեպքեր], կամ կատարվում է արտաքին աշխատանք [ա), դ), ե) դեպքեր], կամ փոփոխվում է բաղադրությունը [բ), դ), դեպքեր]։

Բայց եթե ա) և գ) դեպքերում ծավալը չփոփոխվեր, ապա ոչ մի պրոցես չէր լինի, և ջերմաստիճանը չէր փոփոխվի։ Նույնպես և բ) դեպքում՝ եթե բաղադրությունն ու ծավալը չփոխվեին, ապա սիստեմի վիճակը և նրա ջերմաստիճանը կմնային անփոփոխ։

Վերջնական եզրակացության գալու համար ընդհանրացնենք հետևյալ, նոր ասածը և ենթադրենք, թե ադիաբատ թաղանթի մեջ պարփակված մարմինը գտնվում է հավասարակշռության մեջ, ըստ որում պահպանված են բոլոր պայմանները, որոնք անհրաժեշտ են դարձնում հավասարակշռության խախտումը կամ որևէ պրոցեսի առաջացումը։ Համատեղության համար նշված պայմաններն անվանենք α պայմաններ։ α պայմանների թվին են պատկանում՝

ծավալի հաստատունությունը,
բաղադրության հաստատունությունը,
արտաքին աշխատանքի զրոյի հավասար լինելը։

Սակայն կարելի է պատկերացնել այնպիսի դեպքեր, երբ միշտ անհրաժեշտ այս երեք պայմաններն անբավարար են լինում հավասարակշռությունն ապահովելու համար և պետք է լրացվեն այլ պայմաններով։

Այսպիսով՝

(4, 1, 2) α պայմանների առկայության դեպքում՝ ադիաբատ թաղանթի մեջ պարփակված սիստեմում ոչ մի պրոցես հնարավոր չէ, հետևաբար հնարավոր չէ և ջերմաստիճանի փոփոխությունը։

Մինչդեռ, եթե ադիաբատ թաղանթի մեջ պարփակենք տարբեր ջերմաստիճան ունեցող երկու մարմին (A, B), ապա նրանցից յուրաքանչյուրի համար α պայմանների առկայության դեպքում, տաք մարմնի ջերմաստիճանը կսկսի իջնել, իսկ սառը մարմնի ջերմաստիճանը՝ բարձրանալ։

Այստեղ ադիաբատ թաղանթը վերացնում է հնացած բոլոր մարմինների ազդեցությունը A-ի և B-ի ջերմաստիճանների վրա, բայց արգելք չի հանդիսանում A-ի և B-ի փոխազդեցությանը։ (4, 1, 2)-ից հետևում է, որ եթե α պայմանների առկայության դեպքում որևէ մարմնի վրա ոչ մի այլ մարմին չի ազդում, ապա նրա ջերմաստիճանը չի կարող փոփոխվել։ Հետևաբար՝ A և B մարմինների ջերմաստիճանների փոփոխությունը կարող է բացատրվել միայն նրանց փոխազդեցությամբ։

Այդ փոխազդեցությունը, որը առաջացնում է A և B մարմինների ջերմաստիճանների փոփոխություն, երբ նրանցից յուրաքանչյուրի համար տեղի ունեն α պայմանները, մենք պատկերացնում ենք որպես ջերմության փոխանցումն ավելի տաք մարմնից պակաս տաք մարմնին, այսինքն՝ որպես պակաս տաք մարմնի կողմից ստացումն այն ջերմության, որը մինչուն ժամանակի ընթացքում կորցրել է ավելի տաք մարմինը։

Եթե ադիաբատ թաղանթի մեջ պարփակված A և B մարմինների ջերմաստիճանները լիովին միևնույնն են, ապա նրանցից յուրաքանչյուրի համար α պայմանների առկայության դեպքում, A-ի և B-ի ջերմաստի-

ճաննները կմնան անփոփոխ, այսինքն՝ ամենը կընթանա այնպես, կարծես A, B մարմիններից յուրաքանչյուրը պարփակված է առանձին ադիաբատ թաղանթի մեջ։

6. Երբ երկու մարմիններ մեկը մյուսից բաժանված չեն ադիաբատ թաղանթով, որի հետևանքով նրանցից մեկը կարող է մյուսին ջերմություն հաղորդել, ասում են, որ այդ մարմինները գտնվում են ջերմահաղորդակցության մեջ։

Այս սահմանումը կարելի է տարածել նաև այն դեպքերի վրա, երբ երկուսի փոխարեն ունենք կամայական թվով մարմիններ։ Երբ սիստեմը և միջավայրը չեն անջատված ադիաբատ թաղանթով, ապա նույնպես ասում են, որ նրանք գտնվում են ջերմահաղորդակցության մեջ։

Այս արտահայտության օգնությամբ կարելի է 4-ում շարադրված արդյունքները ձևակերպել հետևյալ կերպ.

Երբ ջերմահաղորդակցության մեջ գտնվող երկու մարմնի ջերմաստիճանները տարբեր են և առկա են (α) պայմանները, ապա ցածր ջերմաստիճան ունեցող մարմինը ջերմություն է ստանում ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմնից։

Արդյոք տեղի կունենան մի մարմնից մյուսին ջերմության այդպիսի անցումը, եթե (α) պայմանները բավարարված չեն։

Նախքան այս կարևոր հարցին պատասխանելը, նկատենք, որ եթե (α) պայմաններից բխող սահմանափակումները չլինեին, մենք իրավունք կունենայինք սիստեմի ջերմաստիճանի փոփոխությունը վերագրել նրա ծավալի, բաղադրության փոփոխությանը կամ արտաքին աշխատանք կատարվելուն և այլն։

(α) պայմանների մուծման միակ նպատակն էր ցույց տալ, որ երկու մարմինների ջերմաստիճանների դիտվող փոփոխությունը կարող է բացատրվել միայն նրանց այն փոխազդեցությամբ, որը սահմանվեց որպես ջերմության անցում մի մարմնից մյուսը։

(4, 1, 3) Դիտումները հաստատում են, որ ջերմահաղորդակցության մեջ գտնվող երկու մարմինների դեպքում ջերմությունը միշտ անցնում է ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմնից ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող մարմնին անկախ որևէ այլ հանգամանքներից։

Ջերմության անցումը մի մարմնից մյուսին չի կատարվում միայն հետևյալ երկու դեպքում.

ա) երբ այդ մարմինները չեն գտնվում ջերմահաղորդակցության մեջ (այսինքն՝ երբ նրանցից առնվազն մեկը պարփակված է ադիաբատ թաղանթի մեջ) և.

բ) երբ այդ մարմինների ջերմաստիճանները միևնույնն են։

Այժմ կարող ենք ասել. ադիաբատ են այն թաղանթները, որոնք չեն անցկացնում կամ չեն հաղորդում ջերմություն։ Ջերմահաղորդիչ թաղանթները կոչվում են դիաթերմ թաղանթներ։

6. Ջերմաչափների օգտագործումը հիմնված է (4, 1, 3) և բ) դրույթների վրա։ Որպես ջերմաչափ կարելի է վերցնել փոքր մասսա ունեցող որևէ D մարմին, որն ունի հետևյալ հատկությունները։

Ջերմունակություն տալու կամ առանձնալու դեպքում մարմնի ջերմաստիճանը փոփոխվում է։

D մարմնի հատկանիշներից մեկը՝ x-ը կախված է միայն ջերմաստիճանից (այսպես, օրինակ, եթե D-ն որևէ հոսպարամետր սխտեմ է և, եթե որպես պարամետրներ վերցված են m, p, t-ն, ապա, երբ m=const., p=const., V ծավալը կախված է միայն t ջերմաստիճանից։

Մնդիկային ջերմաչափում D-ն սնդիկն է, որի ծավալը, ինչպես ասվեց, կախված է միայն ջերմաստիճանից։ Գազային ջերմաչափում դրամոլեկի թիվը և ծավալի հաստատունության դեպքում p-ն կախված է t-ից, կամ դրամոլեկի թիվը ու ճնշման հաստատուն լինելու դեպքում, ծավալը կախված է t-ից։ Որպես x ընտրվում է այնպիսի հատկությունը, որի փոփոխությունը հեշտ է դիտել։

D մարմինը ջերմահաղորդակցենք մի այնպիսի A մարմնի հետ, որի մասսան զգալիորեն մեծ է D-ի մասսայից։ Եթե D-ի և A-ի ջերմաստիճանները տարբեր են, ապա D-ն կսկսի կամ ջերմություն առանալ, կամ տալ։ Դրա հետևանքով կփոփոխվեն t_D-ն և x հատկանիշը։ Որոշ ժամանակ անց x-ը կդադարի փոփոխվել. այդ նշանակում է, որ t_D-ն այլևս չի փոփոխվում, այսինքն՝ ջերմաչափը դադարել է ջերմություն առանալ կամ տալ։

Այս վերջինը, բ)-ի համաձայն, հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ ջերմաչափի և A մարմնի ջերմաստիճանները հավասարվեն։

7. Որպես ջերմության միավոր, որը կոչվում է կալորիա, ընդունված է ջերմության այն քանակը, որն անհրաժեշտ է մաքուր ջրի մեկ դրամը 14,5°-ից մինչև 15,5° տաքացնելու համար։ Երբեմն կալորիայի փոխարեն օգտագործում են մեծ կալորիան (կիլոկալորիա), որը հավասար է 1000 կալորիայի*։

Դիցուք A և B մարմինները գտնվում են ընդհանուր ադիաբատ թաղանթի մեջ և A-ի ջերմաստիճանը B-ի ջերմաստիճանից բարձր է $t_A > t_B$։ Այս պայմանների դեպքում ջերմությունը կանցնի A-ից B-ին, այսինքն՝ B մարմինը կստանա այն ջերմությունը, որը կորցրել է A-ն նույն ժամանակի ընթացքում։

Մենք կասենք, որ B մարմինը դրական ջերմաքանակ է ստացել A մարմնից (որի ջերմաստիճանն ավելի բարձր է), իսկ A մարմինը ջերմություն է կորցրել կամ ստացել B մարմնից (որի ջերմաստիճանը ավելի ցածր է) բացասական ջերմաքանակ։ Այսպես, օրինակ՝ եթե սիստեմը միջավայրից ստացել է (—8) կալորիա, այդ նշանակում է, որ միջավայրի ջերմաստիճանն ավելի ցածր է, քան սիստեմինը, և որ սիստեմը, ջերմահաղորդակցվելով միջավայրի հետ, կորցրել է 8 կալորիա։

8. (4, 1, 3) դրույթը միանգամայն ընդհանուր է. նրանով լիովին որոշում են ջերմահաղորդվող A և B մարմիններին ստացած ջերմություն-

---

* Գոյություն ունեն կալորիայի մի քանի տարբեր սահմանումներ, սակայն այդ սահմանումներին համապատասխանող ջերմության քանակները մեկը մյուսից տարբերվում են աննշան չափով։

ների նշանները, A և B մարմինների ջերմահաղորդակցության ընթաց
քում t_A-ի և t_B-ի փոփոխությունների նշանները հաստատող որևէ ընդ
հանուր դրույթ գոյություն չունի։

(α) պայմանների առկայության դեպքում դրական ջերմաքանակ
բարձրացնում է սիստեմի ջերմաստիճանը, իսկ բացասական ջերմաքա
նակն իջեցնում է ջերմաստիճանը, այսինքն՝ եթե $t_A > t_B$, ապա (α) պայ
մանների առկայության դեպքում t_A-ն կփոքրանա, t_B-ն կմեծանա։

Եթե (α) պայմանները չեն կատարվում, ապա A և B մարմինների
ջերմաստիճանների փոփոխման նշանները կամայական կլինեն։ Այսպես
օրինակ, հաստատուն արտաքին ճնշման տակ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի
ջերմաստիճանը հաստատուն է։ Այդ պատճառով, եթե այս սիստեմը ջեր
մահաղորդակցվի այլ մարմնի հետ, ապա սիստեմը ջերմություն ստանալու
կամ տալով, անփոփոխ կպահի իր ջերմաստիճանը։

Վերջապես, կարող են պատահել և այնպիսի պայմաններ, որ A-ի
B-ին ջերմություն անցնելիս (այսինքն՝ երբ $t_A > t_B$) կամ ավելի բարձ
ջերմաստիճանը (t_A-ն) կբարձրանա, կամ ավելի ցածր ջերմաստիճան
(t_B-ն) կիջնի, և կամ՝ թե մեկը և թե՛ մյուսը կկատարվեն միաժամանակ
Սովորաբար չնշվող այս դեպքի մասին տես § 4, 3։

§ 4, 2. ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ, ԹԱՔՆՎԱԾ ՋԵՐՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Սիստեմին (դրական կամ բացասական) ջերմություն հաղորդելիս
միշտ փոփոխվում են նրա մի շարք հատկանիշները՝ ջերմաստիճանը,
ճնշումը, ծավալը, քիմիական բաղադրությունը, չորության աստիճանը
և այլն։

Ջերմություն հաղորդելու ժամանակ ջերմաստիճանի փոփոխության
հետ կապված է ջերմունակության գաղափարը, իսկ հաստատուն ջերմաս
տիճանի տակ ուրիշ հատկանիշների փոփոխության հետ կապված է թաքնը
ված ջերմության գաղափարը։

2. Դիցուք սիստեմին Q_{12} ջերմություն հաղորդելիս, նրա ջերմաս
տիճանը t_1-ից անցավ t_2-ի, $\frac{Q_{12}}{t_2 - t_1}$ քանորդը ցույց է տալիս, թե ինչպիսի
ջերմաքանակ կպահանջվեր սիստեմի ջերմաստիճանը մեկ աստիճանով
բարձրացնելու համար (եթե ջերմաքանակը համեմատական լիներ ջեր
մաստիճանի աճին)։ Այդ քանորդը կոչվում է t_1 և t_2 ջերմաստիճաններին
միջև սիստեմի միջին ջերմունակություն։

$$\frac{Q_{12}}{t_2 - t_1} = C_{\text{միջին}}, \qquad (4, 2, 1$$

Եթե dQ տարրական ջերմաքանակը ջերմաստիճանը փոփոխում է t-ից
մինչև t+dt, ապա $\frac{dQ}{dt}$ քանորդը, որը դարձյալ ցույց է տալիս ջերմու
թյան այն քանակը, որն անհրաժեշտ կլիներ (ջերմության և ջերմաստի-

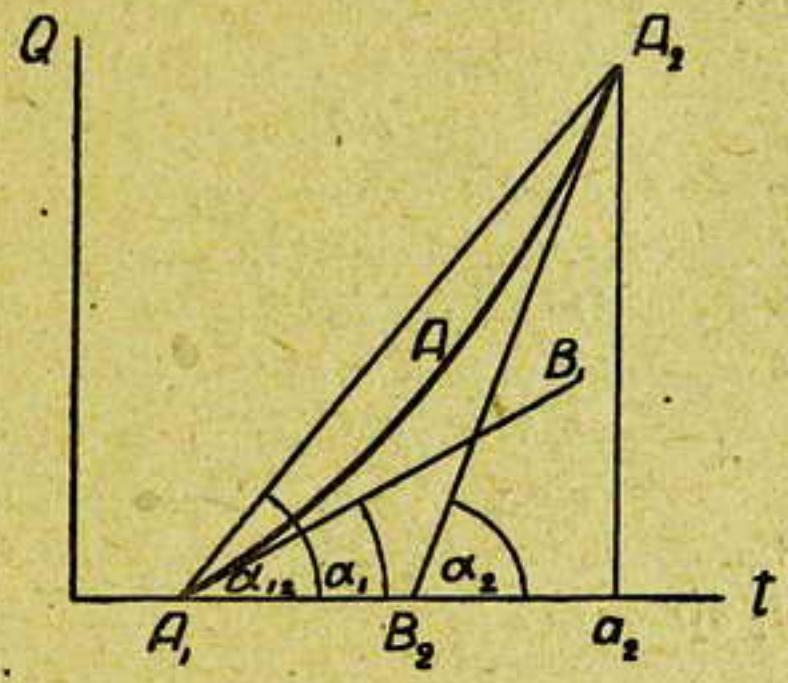
ջանի աճի համեմատականության դեպքում) սիստեմի ջերմատիճանը 1°-ով բարձրացնելու համար, կոչվում է սիստեմի ջերմունակություն տվյալ ջերմատիճանում կամ ընդհանրապես տվյալ վիճակում՝

$$\frac{\delta Q}{\delta t}=C, \qquad (4,\ 2,\ 2)$$

t_1 և t_2 ջերմատիճանների միջև միջին ջերմունակությունը և ջերմունակությունը t_1 կամ t_2 ջերմատիճաններում ընդհանրապես հավասար չեն մեկը մյուսին։

Որպեսզի այդ լավ հասկացվի, քննարկենք 4—1 նկարի Q—t գրաֆիկը, որի վրա A_1AA_2 գիծը պատկերում է մարմնին հաղորդած ջերմության և նրա ջերմատիճանի կապը։ Դիցուք A_1 և A_2 կետերում ջերմատիճանները համապատասխանաբար t_1 և t_2 են։ Այդ դեպքում ջերմատիճանը $t_1=OA_1$-ից մինչև $t_2=Oa_2$ բարձրացնելու համար մարմնին տված Q_{12} ջերմությունը հավասար է a_2A_2-ի և t_1-ի ու t_2-ի միջև միջին ջերմունակությունը՝

$$C_{\text{միջին}}=\frac{a_2A_2}{A_1a_2}=\text{tg}\alpha_{12},$$



Նկ. 4—1

A_1 կետում (t_1 ջերմատիճանում) ջերմունակությունը

$$C_1=\text{tg}\alpha_1,$$

որտեղ α_1-ը A_1AA_2 կորին A_1 կետում տարված A_1B_1 շոշափողի և ջերմատիճանների առանցքի կազմած անկյունն է։ Նույն ձևով C_2 ջերմունակությունը A_2 կետում (t_2 ջերմատիճանում) հավասար է $\text{tg}\alpha_2$, որտեղ α_2-ը A_1AA_2 կորին A_2 կետում տարված A_2B_2 շոշափողի և ջերմատիճանների առանցքի կազմած անկյունն է։

Քանի որ $\text{tg}\alpha_1\neq\text{tg}\alpha_{12}$, $\text{tg}\alpha_2\neq\text{tg}\alpha_{12}$, ապա C_1, C_2 և $C_{\text{միջին}}$ ջերմունակությունները հավասար չեն միմյանց։

Եթե A_1AA_2 գիծը լիներ ուղիղ գիծ, ապա տվյալ վիճակում ջերմունակությունը կլիներ միևնույնը բոլոր ջերմատիճանների համար և հավասար կլիներ երկու կամայական ջերմատիճանների միջև միջին ջերմունակությանը։

Սիստեմին հաղորդված ջերմաքանակը, հետևապես և ջերմունակությունը կախված են ոչ միայն ջերմատիճանից, ջերմատիճանի աճից, այլև նրանից, թե ջերմահաղորդակցության ընթացքում ինչպես են փոխվում ծնացած հատկանիշները, այլ կերպ ասած՝ սիստեմի ջերմունակությունը կախված է և՛ նրա վիճակից, և՛ պրոցեսից։ Դրա համար, որտեղ այդ հնարավոր է, որևէ նիշով նշանակենք պրոցեսը։

Այսպես, օրինակ՝ C_p-ն ջերմունակությունն է հաստատուն ճնշման

դեպքում, C_v-ն՝ ջերմունակությունը սիստեմի հաստատուն ծավալի դեպքում և այլն։ Այդ լրիվ գրվում է այսպես.

$$C_p = \frac{d_p Q}{d_p t} \quad \text{կամ՝} \quad C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_p$$
$$C_v = \frac{d_v Q}{d_v t} \quad \text{կամ՝} \quad C_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_v \qquad (4, 2, 3)$$

Դիցուք սիստեմը համասեռ է և m-ը նրա մասսան է, իսկ C-ն՝ որևէ պրոցեսի ջերմունակությունը։ $\frac{C}{m} = c$ քանորդը ցույց է տալիս սիստեմի միավոր մասսայի ջերմունակությունը այդ պրոցեսում և կոչվում է տեսակարար ջերմունակություն։

3. Նախորդ գլուխներում նշված էր, որ այն պրոցեսը, որի ընթացքում սիստեմի ջերմաստիճանը հաստատուն է, կոչվում է իզոթերմ։ Իզոթերմ պրոցեսի ընթացքում մարմնին հաղորդած ջերմությունը կոչվում է թաքնված ջերմություն։ Այսպես, օրինակ, սովորաբար քիմիական ռեակցիաների ժամանակ ադիաբատ թաղանթի մեջ պարփակված սիստեմի ջերմաստիճանը փոփոխվում է։ Որպեսզի ռեակցիան իզոթերմորեն ընթանա, անհրաժեշտ է սիստեմին (դրական կամ բացասական) ջերմություն հաղորդել, որը և կլինի ռեակցիայի թաքնված ջերմությունը։ Համանմանորեն կարելի է որոշել խառնման թաքնված ջերմությունը։

Դիցուք հեղուկ-գոլորշի սիստեմին Q_{ab} ջերմություն հաղորդելիս հաստատուն ջերմաստիճանում գոլորշու մասսան փոփոխվում է m_{2a}-ից մինչև m_{2b}։

$$\frac{Q_{ab}}{m_{2b} - m_{2a}} = L \qquad (4, 2, 4)$$

քանորդը, որը ցույց է տալիս, թե որքան ջերմաքանակ է անհրաժեշտ հագեցած հեղուկի միավոր մասսան իզոթերմորեն հագեցած գոլորշի դարձնելու համար, կոչվում է գոլորշիացման թաքնված տեսակարար ջերմություն։

Ջերմության $d_t Q$ տարրական քանակը կառաջացներ գոլորշու քանակի իզոթերմ փոփոխություն $d_t m$-ով (t ինդեքսը ցույց է տալիս պրոցեսի իզոթերմությունը) և՝

$$\frac{d_t Q}{d_t m} = \left(\frac{\partial Q}{\partial m}\right)_t = L \qquad (4, 2, 5)$$

քանորդը կլինի նույնպես գոլորշիացման թաքնված տեսակարար ջերմություն։

$\frac{Q_{12}}{z_2 - z_1}$ և $\frac{\delta Q}{\delta z}$ տիպի արտահայտությունները, ընդհանրապես, հավասար չեն միմյանց։ Վերը այդ ցույց տրվեց ջերմունակության օրինակով ($z = t$)։ Ծածուկ այդ ընդգծված է (4, 2, 6)-ը (4, 2, 7)-ի հետ համեմատելիս, ի տարբերություն այլ դեպքերի, (4, 2, 4) և (4, 2, 5)-ի ձախ

մասերը հավասար են միմյանց. դրա պատճառը բացատրվում է VIII գլխում։

Համանմանորեն սահմանված են հալման և սուբլիմացիայի թաքնված տեսակարար ջերմությունները։

Մենք լավ գիտենք նույնպես, որ ադիաբատ թաղանթի առկայությամբ սիստեմի ծավալի փոփոխության հետևանքով փոփոխվում է նաև ջերմաստիճանը։ Եթե, օրինակ՝ մխոցը և գլանի պատերը ադիաբատ են, ապա գազի սեղմումն առաջացնում է ջերմաստիճանի բարձրացում։ Հետևաբար, որպեսզի ծավալի փոփոխությունը լինի իզոթերմ, անհրաժեշտ է սիստեմին որոշ ջերմաքանակ հաղորդել։

Q_{12}-ով նշանակենք այն ջերմաքանակը, որն անհրաժեշտ է սիստեմի ծավալը V_1-ից մինչև V_2 իզոթերմորեն փոխելու համար։ Այդ դեպքում՝

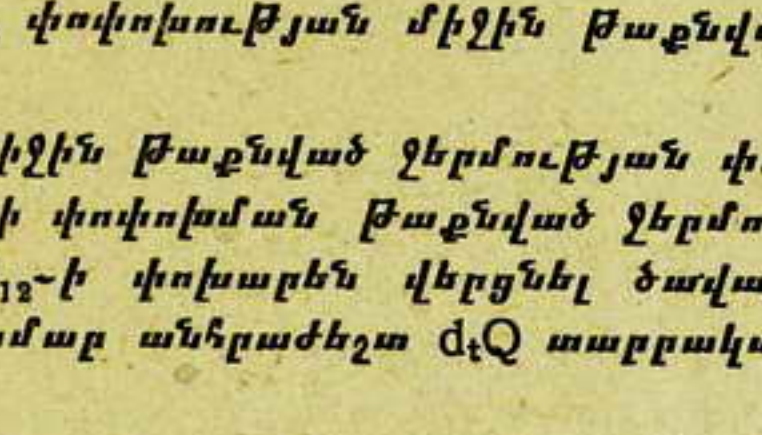
$$\frac{Q_{12}}{V_2-V_1}=l_{\text{միջ}} \qquad (4,\ 2,\ 6)$$

քանորդը կլինի ծավալի V_1-ից մինչև V_2 փոփոխության միջին թաքնված ջերմությունը։

Որպեսզի ծավալի փոփոխության միջին թաքնված ջերմության փոխարեն ստացվի տվյալ վիճակում ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունը, անհրաժեշտ է V_2-V_1-ի և Q_{12}-ի փոխարեն վերցնել ծավալի տարրական իզոթերմ աճ d_tV-ն և դրա համար անհրաժեշտ d_tQ տարրական ջերմաքանակը. այդ դեպքում՝

$$\frac{d_tQ}{d_tV}=\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t=l \qquad (4,\ 2,\ 7)$$

Ինչպես $l_{\text{միջ}}$-ը, այնպես էլ l-ը ցույց է տալիս ջերմության այն քանակությունը, որը կպահանջվեր սիստեմի ծավալը իզոթերմորեն մեկ միավորով մեծացնելու համար, պայմանով, որ ջերմաքանակը լինի համեմատական ծավալի իզոթերմ աճին։ $l_{\text{միջ}}$-ը և l-ը համեմատականության գործակիցներ են, որոնք միմյանց հավասար չեն։ Որպեսզի դրանում համոզվենք, քննարկենք 4—2 նկարի $Q-V$ գրաֆիկը, որի վրա A_1AA_2-ը ներկայացնում է հաստատուն ջերմաստիճանում սիստեմի ծավալի և այդ սիստեմին հաղորդված ջերմության կախումը։ Այս գրաֆիկը և դրա հետ կապված դատողությունները համանման են 4—1 գրաֆիկին և վերջինիս հետ կապված դատողություններին։



Նկ. 4—2

Դիցուք իզոթերմ պրոցեսում սիստեմի ճնշման d_tp աճին համապատասխանում է հաղորդված d_tQ ջերմություն։ Այդ դեպքում՝

$$\frac{d_tQ}{d_tp}=\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t=b \qquad (4,\ 2,\ 8)$$

հարաբերությունը կոչվում է ճնշման փոփոխման թաքնված ջերմություն։

4. Քանի որ միևնույն իզոթերմ պրոցեսում փոփոխվում են ոչ թե մեկ, այլ մի քանի հատկանիշներ, ապա ակնհայտ է, որ միևնույն իզոթերմ պրոցեսը կատարող սիստեմին կարելի է վերագրել մի քանի թաքնված ջերմություններ։

Այսպես, օրինակ՝ հաստատուն ջերմաստիճանում յուրաքանչյուր համասեռ սիստեմի [օրինակ՝ իդեալական գազի, հեղուկի, ամեն իզոթերմներըը (նկ 2—6)] ծավալը և ճնշումը փոփոխվում են միաժամանակ։ Դիցուք տարբական d_tQ ջերմաքանակը առաջացրել է սիստեմի ծավալի և ճնշման d_tV և d_tp իզոթերմ փոփոխություններ։ Այդ դեպքում ունենք երկու թաքնված ջերմություններ՝

$$l=\frac{d_tQ}{d_tV} \quad \text{և} \quad b=\frac{d_tQ}{d_tp},$$

Այս արտահայտությունների համարիչները հավասար են, իսկ հայտարարներից մեկը կախված է մյուսից (քանի որ, երբ t=const., ապա յուրաքանչյուր անփոփոխ բաղադրություն ունեցող սիստեմի V-ն կախված է p-ից)։

Գրելով $$\frac{d_tQ}{d_tp}=\frac{d_tQ}{d_tV}\cdot\frac{d_tV}{d_tp}$$

և հիշելով, որ $$\frac{d_tV}{d_tp}=\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t,$$

ստանում ենք՝ $$b=l\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t, \qquad (4,\ 2,\ 9)$$

Համանման դեպք ունենք նաև հեղուկ-գոլորշի սիստեմում։ Այստեղ հաստատուն ջերմաստիճանի և ճնշման դեպքում միաժամանակ փոփոխվում են ամբողջ սիստեմի V ծավալը և գոլորշու m_2 մասսան։ (2, 7, 16)-ի համաձայն ունենք՝

$$d_tV=(v_2-v_1)d_tm_2, \qquad \text{կամ} \qquad \frac{d_tV}{d_tm_2}=v_2-v_1,$$

որտեղ v_2-ը և v_1-ը հագեցած գոլորշու և հագեցած հեղուկի տեսակարար ծավալներն են։ Այս հավասարությունից օգտվելով, կարելի է կապ հաստատել գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմության և ծավալի

վոխհարաբերության թաքնված ջերմության միջև [տես (4, 2, 5) և (4, 2, 7)]։ Ունենք

$$L=\frac{d_tQ}{d_tm}=\frac{d_tQ}{d_tV}\cdot\frac{d_tV}{d_tm}=l(v_2-v_1),$$

Այսպիսով՝

$$L=l(v-v), \qquad (4,\ 2,\ 10)$$

§ 4, 3. ԱԴԻԱԲԱՏ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐ

1. Ինչպես ասվեց § 4, 1, 3-ում, ադիաբատ են կոչվում այնպիսի սիստեմներում կատարվող պրոցեսները, որոնք պարփակված են ադիաբատ, այսինքն՝ ոչ ջերմահաղորդիչ թաղանթի մեջ։ Ադիաբատ պրոցեսում սիստեմն ամենևին ոչ ստանում և ոչ էլ տալիս է ջերմություն. այսպիսի պրոցեսի յուրաքանչյուր տարրական հատվածում $dQ=0$։

Քանի որ մի մարմնից մյուսը ջերմության անցման համար պահանջվում է որոշ ժամանակ, ապա բոլոր շատ արագ կատարվող պրոցեսները կարող են ադիաբատ համարվել (օրինակ՝ պայթյունները, անպատ այն դեպքում, երբ սիստեմը ջերմահաղորդակցվում է արտաքին միջավայրի հետ)։

Պրոցեսը կլինի ադիաբատ նաև այն դեպքում (տես § 4, 1, 3), երբ սիստեմի ջերմաստիճանը լիովին համընկնում է արտաքին միջավայրի ջերմաստիճանին։

Հաճախ պատահող այն արտահայտությունը, թե մի մարմին ջերմություն է տանում նույն ջերմաստիճանն ունեցող այլ մարմնից, չի կարելի տառացիորեն հասկանալ, և նշանակում է, որ այդ մարմինների ջերմաստիճանների տարբերությունը չնչին է։

Անհավասար ջերմաստիճաններ ունեցող և միմյանց հետ ջերմահաղորդակցվող մասերից բաղկացած սիստեմում ջերմությունը կանցնի մի մասից մյուսը, անկախ այն հանգամանքից, թե ջերմություն տանում են այդ մասերը միջավայրից, թե ոչ։ Այդ պատճառով ոչ մի պրոցես չի կարող ադիաբատ լինել այդպիսի սիստեմի առանձին մասերի նկատմամբ։ Այնուամենայնիվ այն պրոցեսը, որի ընթացքում այդ սիստեմը ոչ ստանում է արտաքին միջավայրից և ոչ էլ հաղորդում նրան ջերմություն (օրինակ՝ երբ ամբողջ սիստեմը պարփակված է ադիաբատ թաղանթի մեջ), կլինի ադիաբատ ամբողջ սիստեմի նկատմամբ։

2. Սովորաբար ադիաբատ պրոցեսներում ջերմաստիճանը փոփոխվում է։ § 4, 1, 4-ում բերված օրինակներին կարելի է ավելացնել նաև մի շարք այլ օրինակներ։ Այսպես, երկու հեղուկների ադիաբատ խառնման ժամանակ, ադիաբատ քիմիական ռեակցիայի, ադիաբատ ապամագնիսացման ժամանակ ջերմաստիճանը փոփոխվում է։

Երբ արտաքին միջավայրը ջերմահաղորդակից է սիստեմին, ապա վերջինիս ջերմաստիճանը կփոփոխվի, բայց ջերմաստիճանը բարձրանալով չի կարող ավելի բարձր դառնալ միջավայրի ջերմաստիճանից, կամ իջնե-

լով՝ դառնալ նրանից ցածր։ Սակայն ադիաբատ սեղմման կամ ընդար
ձակման հետևանքով և կամ այլ ադիաբատ պրոցեսների օգնությամ
կարելի է ստանալ այնպիսի ջերմաստիճանները, որոնք կամայական տար
բեր են միջավայրի ջերմաստիճանից։ Օրինակ, ադիաբատ ապամագնիսա
ցումով ստացվում են այնպիսի ջերմաստիճանները, որոնք բացարձա
կրոյից բարձր են ստիճանի միայն մի քանի հազարերորդական մասով

Տեխնիկայում ադիաբատ պրոցեսների կարևոր նշանակությունը հենց
այն է, որ նրանց օգնությամբ կարելի է ստանալ շրջապատող միջավայր
ջերմաստիճանից զգալիորեն տարբերվող ջերմաստիճաններ։

3. Այժմ մենք հնարավորություն ունենք մի քանի խոսք ասե
տարբեր պրոցեսների ջերմունակությունների մասին։

(4, 2, 2)-ի համաձայն

$$C=\frac{\delta Q}{\delta t}, \qquad (4, 3, 1$$

Այս սահմանումից հետևում է, որ ադիաբատ պրոցեսի ընթացքու
սիստեմի ջերմունակությունը (կամ, համառոտ, ադիաբատ պրոցեսի ջեր
մունակությունը) հավասար է զրոյի։

Իսկապես, ադիաբատ պրոցեսի յուրաքանչյուր տարրական մասում
$\delta Q=0$, իսկ $\delta t\neq 0$, քանի որ ադիաբատ պրոցեսի ընթացքում սիստեմի
ջերմաստիճանն ընդհանուր առմամբ փոխվում է. այսպիսով $C=0$։

Բոլոր այլ ոչ-ադիաբատ պրոցեսների ջերմունակությունները պետք
է զրոյից տարբեր լինեն։

Այն պահանջը, թե ջերմունակությունները չեն կարող բացա
սական լինել, թվում է շատ բնական, սակայն միանգամայն սխալ է։ Փոր
ձերով ապացուցված է, որ մի շարք դեպքերում ջերմունակությունները
լինում են բացասական։

Դժվար չէ համոզվել, որ բացասական ջերմունակություններ, իրապես,
գոյություն ունեն։

Դիցուք AE ադիաբատ պրոցեսում գազի ծավալը մեծանում է 8 լիտ
րով, իսկ ջերմաստիճանն ընկնում 20^0-ով, այսինքն՝ $V_E-V_A=8$ լիտր,
$t_E-t_A=-20^0$ (նկ. 4—3)։ Գազն ընդարձակելով մենք կարող ենք նրան
ջերմություն հաղորդել։ Այդ դեպքում ծավալի 8 լիտրով մեծանալուն
համապատասխանի ջերմաստիճանի ավելի փոքր անկում, և պրոցեսի
գլխ֊ը կլինի ոչ թե AE-ն, այլ AD-ն և երբ $V_D-V_A=8$ լիտր, դիցուք
$t_D-t_A=-16^0$, իսկ հաղորդված ջերմաքանակը՝ $Q_{AD}=4$ կալ։ Համաձայն
(4, 2, 1) սահմանումի՝ AD պրոցեսում գազի միջին ջերմունակությունը՝

$$C_{միջին}=\frac{Q_{AD}}{t_D-t_A}=\frac{4}{-16}=-\frac{1}{4}\ \frac{\text{կալ.}}{\text{աստ.}},$$ այսինքն՝ միջին ջերմունակու֊

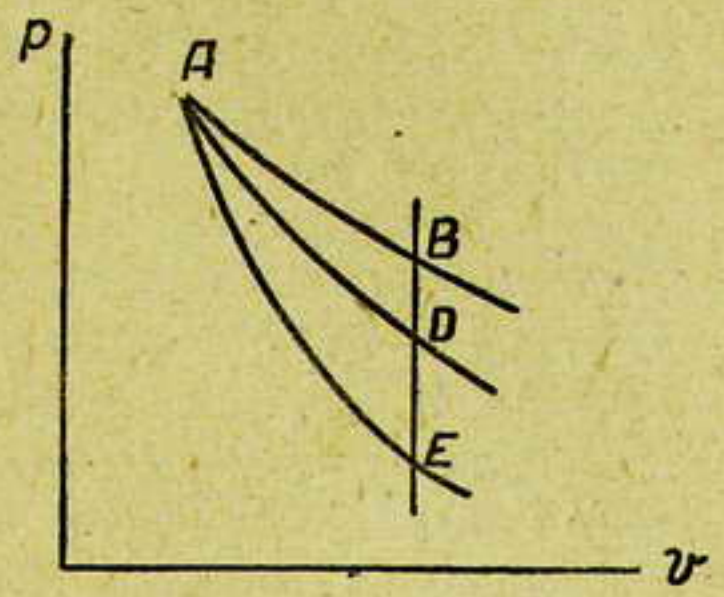
թյունը բացասական է։ Եթե ընդարձակման ժամանակ գազին հաղորդվեր
ոչ թե 4 կալ., այլ, ասենք, 100 կալ., ապա պրոցեսի վերջում ջերմաստի֊
ճանը ոչ թե կիջներ, այլ կբարձրանար, և միջին ջերմունակությունը
կլիներ դրական։

Անհավասիկ, բացասական ջերմունակության գոյությունը բացատրող
մի ավելի ընդհանուր դատողություն։ Դիցուք (նկ. 4—3) AB-ն և AE-ն

համապատասխանաբար իզոթերմ և ադիաբատ պրոցեսների գծերն են, իսկ AD-ն կամայական պրոցեսի դիծն է։ Ծավալի իզոթերմ մեծացման թաքնված ջերմունակությունը հաճախ դրական է լինում, այդ պատճառով ենթադրենք, որ $Q_{AB}>0$, $t_B=t_A$։ Սովորաբար ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ ջերմաստիճանն ընկնում է, այսինքն՝ $t_E<t_A$, $Q_{AE}=0$:

Դիցուք Q_{AD}-ն AD պրոցեսի ընթացքում սիստեմի ստացած ջերմությունն է։

Քանի որ AD դիծը գտնվում է AE-ի և AB-ի միջև, ապա Q_{AD}-ի թվական արժեքը նույնպես կգտնվի Q_{AE}-ի և Q_{AB}-ի թվական արժեքների միջև, այսինքն՝ $Q_{AD}>0$։ Ջերմաստիճանի t_D-t_A աճը AD պրոցեսում նույնպես կլինի միջանկյալը (t_E-t_A)-ի և (t_B-t_A)-ի. բայց $t_E-t_A<0$, իսկ $t_B-t_A=0$.



Նկ. 4—8

հետևաբար $t_D-t_A<0$ և այդ պատճառով $\frac{Q_{AD}}{t_D-t_A}<0$։ Այդ հարաբերությունը, (4, 2, 1)-ի համաձայն, հավասար է AD պրոցեսում սիստեմի միջին ջերմունակությանը։ Այսպիսով, ջերմունակությունները կարող են լինել բացասական։

Իզոթերմ պրոցեսում $\delta Q\neq 0$, իսկ $\delta t=0$, այդ պատճառով (4, 3; 1)-ից հետևում է, որ իզոթերմ պրոցեսի C_t ջերմունակության բացարձակ արժեքն անվերջ մեծ է, բացի որում, եթե $\delta Q>0$, ապա $C_t=+\infty$, իսկ եթե $\delta Q<0$, ապա $C_t=-\infty$։

Այս ամբողջից տեսնում ենք, որ սիստեմում կատարվող տարբեր պրոցեսների դեպքում նրա ջերմունակությունը տարբեր է և կարող է ընդունել յուրաքանչյուր արժեք $-\infty$-ից մինչև $+\infty$։

Հետագայում, համառոտագրության նպատակով, «սիստեմի ջերմունակությունն այսինչ պրոցեսում» արտահայտության փոխարեն պիտի բանեցնենք «այսինչ պրոցեսի ջերմունակությունը» արտահայտությունը։

4. $C=\frac{\delta Q}{\delta t}$ արտահայտությունից բխում է, որ այն պրոցեսների ընթացքում, որոնց ջերմունակությունը դրական է, սիստեմին հաղորդած դրական ջերմությունը $(\delta Q>0)$ բարձրացնում է նրա ջերմաստիճանը, իսկ երբ $\delta Q<0$, ապա և $\delta t<0$։ Եթե պրոցեսի ջերմունակությունը բացասական է, դրական ջերմության $(\delta Q>0)$ հաղորդումն իջեցնում է ջերմաստիճանը, իսկ բացասական ջերմության հաղորդումը $(\delta Q<0)$ բարձրացնում է ջերմաստիճանը $(\delta t>0)$։

Սրանից օգտվելով, կարելի է ցույց տալ (տես § 4, 1, 4), որ երբ ջերմությունը մի մարմնից անցնում է մյուսին, նրանց ջերմաստիճանների տարբերությունը հրբեմն մեծանում է։ Իրոք, եթե $t_A>t_B$, ապա A մարմինը ջերմություն է հաղորդում B-ին, այսինքն՝ B-ի ստացած տարրական ջերմությունը $\delta Q>0$։ Ենթադրենք, թե B մարմինը գտնվում է այնպիսի

պայմաններում, որ նրա մեջ հնարավոր են միայն այն պրոցեսները, որոնց C_B ջերմունակությունը բացասական է։ Այդ դեպքում, քանի որ $\delta Q>0$, իսկ $C_B<0$, ապա $\delta t<0$, այսինքն՝ A-ից B-ին անցնող ջերմությունն իջեցնում է B-ի ջերմաստիճանը։ Նման ձևով կարելի է պատկերացնել, որ այդ անցման ընթացքում A մարմնի ջերմաստիճանը բարձրանում է։

6. Մենք կարող ենք այստեղ մի դիտողություն անել որոշ սիստեմների թաքնված ջերմությունների վերաբերյալ։ § 6, 9-ում բերված է այնպիսի սիստեմի օրինակ, որտեղ ադիաբատ պրոցեսը միաժամանակ իզոթերմ է։

Դիցուք, իզոթերմ պրոցեսում սիստեմի մի որևէ x հատկանիշ, սիստեմին d_tQ ջերմություն հաղորդելու հետևանքով, ստանում է d_tx աճ։ Այդ դեպքում $\left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_t$-ն կլինի x հատկանիշի փոփոխման թաքնված ջերմություն։ Բայց, քանի որ իզոթերմ պրոցեսը այս դեպքում միևնույն ժամանակ և ադիաբատ է, ապա $d_tQ=0$, և այդ պատճառով ամեն մի թաքնված ջերմություն պետք է հավասար լինի զրոյի։

§ 4, 4. ՋԵՐՄՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԱՐՏԱՔԻՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԵՄԱՏՈՒՄԸ

1. Նախորդ պարագրաֆում նշվեց, որ գազի ադիաբատ սեղմումը մեծացնում է նրա ջերմաստիճանը։ Այն ադիաբատ ընդարձակումը, որի ընթացքում հաղթահարվում է արտաքին ճնշումը, այսինքն՝ որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը բացասական է, առաջացնում է գազի ջերմաստիճանի իջեցում։ Ընդհանրապես, գոյություն ունեցող փորձնական տվյալները ցույց են տալիս, որ ըստ մեծի մասի այնպիսի ադիաբատ պրոցեսի հետևանքով, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական է (ինչպես, օրինակ՝ գազի, հեղուկի սեղմման ընթացքում, զսպանակի կամ մի այլ ձողի ձգման ժամանակ), ջերմաստիճանը բարձրանում է, իսկ այն ադիաբատ պրոցեսները, որոնց ընթացքում արտաքին աշխատանքը բացասական է, իջեցնում են սիստեմի ջերմաստիճանը։

Սակայն այն իզոխոր պրոցեսներում, որոնց ընթացքում արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի, իսկ սիստեմին հաղորդվում է (դրական կամ բացասական) ջերմություն, ջերմաստիճանը նույնպես փոփոխվում է։

Այսպիսով, ջերմաստիճանը կարելի է փոփոխել ինչպես աշխատանքի միջոցով առանց ջերմություն հաղորդելու, այնպես էլ ջերմության միջոցով առանց աշխատանք կատարելու։

Այս պատճառով ծագում է հետևյալ հարցը՝ կարելի է արդյոք միայն արտաքին աշխատանք կատարելով (առանց ջերմություն հաղորդելու) սիստեմում առաջացնել այնպիսի փոփոխություններ, ինչպիսին կարելի է առաջացնել ջերմություն հաղորդելով (առանց արտաքին աշխատանք կատարելու)։

Այս հարցին պատասխանելու համար, քննարկենք մեկը մյուսից

առանձին արտաքին ուժերի աշխատանքը, համապատասխան արտաքին ուժերի աշխատանքային հատկանիշների և աշխատանքային կոորդինատների հետ (տես § 3, 7)։

Աշխատանքային հատկանիշների հետ համապատասխան արտաքին ուժերը կարող են աշխատանք կատարել միայն այդ հատկանիշների փոփոխման դեպքում։ Այսպես, օրինակ, արտաքին ճնշումն աշխատանք է կատարում միայն ծավալի փոփոխման դեպքում, առաձգական ձողին կիրառված ձգող ուժը կարող է աշխատանք կատարել միայն ձողի երկարության փոփոխման ժամանակ և այլն։

Մինչդեռ կարելի է սիստեմին ջերմություն հաղորդել, ամենևին չփոփոխելով նրա աշխատանքային հատկանիշները. այսպես կարելի է ջերմություն հաղորդել, ծավալը չփոփոխելով։

Այստեղից պարզ է, որ աշխատանքային հատկանիշների հետ համապատասխան՝ արտաքին ուժերի աշխատանքի ազդեցությունը չի կարող լինել լիովին նույնական ջերմության ազդեցությանը։ Այլ է դրությունը, երբ աշխատանք կատարող արտաքին ուժերը համապատասխան են աշխատանքային կոորդինատների հետ։

Աշխատանքային հատկանիշները ոչ մի կախում չունեն աշխատանքային կոորդինատներից։ Սրանից ելնելով, հեշտ է հաստատել այն ընդհանուրը, որ հատուկ է ինչպես աշխատանքային կոորդինատների հետ համապատասխան ուժերի աշխատանքին, այնպես էլ սիստեմին հաղորդված ջերմությանը։ Այդ ընդհանուրի էությունն այն է, որ հնարավոր է առանց աշխատանքային հատկանիշները փոփոխելու թե՛ արտաքին աշխատանք կատարել աշխատանքային կոորդինատների հետ չհամապատասխան ուժերով և թե՛ սիստեմին ջերմություն հաղորդել։

Հետևաբար, որոշ լրացուցիչ պայմանների դեպքում, ջերմությունը և աշխատանքային կոորդինատների հետ համապատասխան արտաքին ուժերի աշխատանքը կարող են բոլորովին միատեսակ ազդել սիստեմի վրա։

2. Սահմանափակվելով այն դեպքերով, երբ պրոցեսն սկսվում է դադարի վիճակից, հեշտ է հաստատել լրացուցիչ պայմանները։

Այս դեպքերում, ինչպես ցույց է տրված § 3, 8-ում, աշխատանքային կոորդինատների հետ համապատասխան ուժերի աշխատանքը կարող է միայն դրական լինել, ըստ որում «շփումով սիստեմներում» այդ աշխատանքի մի մասը ծախսվում է շփման ուժերի հաղթահարման վրա, որի հետևանքով սիստեմի ջերմաստիճանը միշտ բարձրանում է։ Աշխատանքի մի մասն էլ սիստեմին կենդանի ուժ է հաղորդում, որը բոլոր սիստեմներին ներհատուկ մածուցիկության հետևանքով հետզհետե մարում է և այսպիսով նույնպես բարձրացնում է սիստեմի ջերմաստիճանը։

Հետևաբար, աշխատանքային կոորդինատների հետ համապատասխան ուժերի աշխատանքը միշտ դրական է և ջերմաստիճանը բարձրացնում է ճիշտ այնպես, ինչպես հաստատուն աշխատանքային հատկանիշների դեպքում ջերմություն հաղորդելը։

Այդ պատճառով կարելի է ընդունել, որ աշխատանքային կոորդինատների հետ համապատասխան ուժերի աշխատանքը կունենա սիստեմի վրա

նուլյն աղդեցությունը, ինչ որ սխեմային հաղորդած դրական ջերմությունը։

3. Բացի աշխատանքային կոորդինատների հետ համապատասխան ուժերի աշխատանքից, ջերմությանը համարժեք է նաև կինետիկ էներգիայի մարումը։

Իրոք, ենթադրենք ճոճանակը ճոճվում է հեղուկի մեջ։ Ժամանակի ընթացքում ճոճանակի ճոճումները կսկսեն հետզհետե մարել, իսկ հեղուկի ջերմաստիճանը հետզհետե կբարձրանա։ Երբ ճոճանակը կանգնի, հեղուկի ջերմաստիճանը կհասնի մաքսիմումի։ Այսպիսով, հեղուկի մեջ ճոճանակի կինետիկ էներգիայի կորուստն առաջացնում է ճիշտ նույն էֆեկտը, ինչ որ կառաջացներ հեղուկին դրական ջերմություն հաղորդելը նրա հաստատուն ծավալի դեպքում։

§ 4, 6. ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ԿԱՑՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԱՆՀՐԱԺԵՇՏ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐ

1. Կայունության պայմանների գիտենալն ինքնին կարևոր է, քանի որ տեխնիկայում պետք է խուսափել անկայուն (անհավասարակշիռ) վիճակներից։ Բացի դրանից, ինչպես քիչ հետո կտեսնենք, կայունության պայմաններն արտահայտվում են այնպիսի անհավասարություններով, որոնք հաստատում են որոշ ածանցյալների նշանները [օրինակ՝ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0$]։ Այս ածանցյալներից յուրաքանչյուրը պարզ առնչություններով կապված է մյուս ածանցյալների հետ [օրինակ՝ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v = -1$ առնչությունը կապ է հաստատում $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t$, $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$ և $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v$ ածանցյալների միջև]։ Որևէ ածանցյալի նշանի գիտենալը հնարավորություն է տալիս եզրակացություններ անել մյուս ածանցյալների նշանների վերաբերյալ։

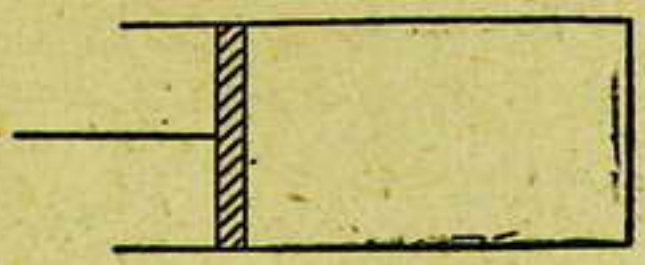
Այսպիսով, հավասարակշռության կայունության պայմանների խմբանալը որոշակիություն է մտցնում թերմոդինամիկայի մի շարք հարցերի մեջ։

Հավասարակշռության կայունության պայմանների լիովին խիստ արտածումը հիմնված է թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի վրա, կարող է բերվել դասընթացի վերջում, բայց դուրս է թողնված նեղ կրքի սահմաններից։

Այստեղ շարադրված ապացույցը հենվում է միայն հավասարակշռության կայունության գաղափարի վրա, կապված չէ թերմոդինամիկայի հիմնական դրույթների հետ և այդ պատճառով խիստ չէ։ Այս ապացույցից չի ստացվում կայունության պայմանների լրիվ արտահայտությունը։ Արտածումն արդարացվում է նրա պարզությամբ և այն հանգամանքով, որ այն կարելի է բերել դրքի սկզբում և այնուհետև օգտվել հավասարա-

կշռության կայունության պայմաններից ամբողջ շարադրանքի ընթացքում և ոչ թե միայն դրքի վերջում։

2. Դիտարկենք կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող կամայական մի սիստեմ (նկ. 4—4)։ Ենթադրենք, որ պլանի և մխոցի պատերի միջև շփում չկա։ Այս դեպքում հավասարակշռության համար անհրաժեշտ է, որ սիստեմի p ճնշումը հավասար լինի արտաքին f ճնշմանը՝ p=f։



Նկ. 4—4

Քանի դեռ տեղի ունի այս հավասարությունը, դադարի վիճակում գտնվող մխոցը չի շարժվի։ Այդ պատճառով, երբ f=const., սիստեմի ծավալը կարող է փոփոխվել միայն p ճնշման հետ մեկտեղ։

Ճնշման փոփոխման հետ միաժամանակ կարող է փոփոխվել նաև ծավալը։ Բայց ենթադրենք, թե ծավալի փոփոխությունը սկսվում է ճնշման δp փոփոխությունից հետո։

Այս ենթադրության դեպքում ճնշման p-ից p+δp փոփոխության ընթացքում ծավալը կմնա անփոփոխ։ Երբ ճնշումը կդառնա p+δp, կսկսվի V-ի փոփոխությունը, իսկ f=const.։ Ակնհայտ է, որ եթե p+δp>f, այսինքն՝ δp>0, ապա ծավալը կմեծանա, δV>0, իսկ եթե p+δp<f, այսինքն՝ δp<0, ապա ծավալը կփոքրանա, δV<0։

Այսպիսով, δp-ն և δV-ն պետք է ունենան միևնույն նշանը, և այդ պատճառով

$$\delta p : \delta V > 0, \qquad (4, 5, 1)$$

Ճնշման δp աճը կարող է առաջանալ սիստեմին տարբական d′Q ջերմաքանակ հաղորդելուց։ (Օրինակ, եթե հաստատուն ծավալի դեպքում գազին ջերմություն հաղորդենք, ապա կբարձրանա գազի ջերմաստիճանը, որի հետևանքով կմեծանա և նրա ճնշումը)։ Ճնշման այդ փոփոխությունը կարող է արտահայտվել հետևյալ կերպ.

$$\delta p = \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_v d'Q, \qquad (4, 5, 2)$$

որտեղ v նիշը ցույց է տալիս, որ ճնշումը աճել է δp-ով հաստատուն ծավալի դեպքում։

Սիստեմին հաղորդենք նոր d″Q ջերմաքանակ։ Եթե d″Q-ի նշանը հակառակ է d′Q-ի նշանին, ապա ճնշումը, որը հասել էր p+δp արժեքին, կփոքրանա, և ծավալի փոփոխություն չի լինի. իսկ, եթե d″Q-ն և d′Q-ն ունեն միևնույն նշանները, ապա d″Q-ի մեծությունը միշտ կարելի է այնպես ընտրել, որ երբ ծավալը փոփոխվի δV-ով, p+δp ճնշումը միևա հաստատուն։ Այս դեպքում δV-ն (4, 5, 2)-ի նման կարտահայտվի այսպես՝

$$\delta V = \left(\frac{\partial V}{\partial Q}\right)_{p+\delta p} d''Q,$$

δp-ի անվերջ փոքր լինելու պատճառով, կարելի է p+δp-ն փոխարինել p-ով և ստանալ,

$$\delta V=\left(\frac{\partial V}{\partial Q}\right)_p d''Q, \qquad (4, 5, 3)$$

որտեղ p ինդեքսը նշանակում է ընդունված ճնշման տակ. (4, 5, 1)—(4, 5, 3)-ից հետևում է

$$\frac{\delta V}{\delta p}=\left(\frac{\partial V}{\partial Q}\right)_p d''Q : \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_v d'Q>0 \qquad (4, 5, 4)$$

համ, քանի որ d″Q-ն և d′Q-ն ունեն միևնույն նշանը, ապա՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial Q}\right)_p : \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_v=\left(\frac{\partial V}{\partial Q}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v>0 \qquad (4, 5, 5)$$

համեմատելով (4, 5, 5)-ը՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial Q}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{dQ=0}=-1$$

առնչության հետ [տես (1, 5 5)] կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{dQ=0}<0,$$

Այն պրոցեսը, որի ընթացքում $dQ=0$, ադիաբատ է և կարելի է համատեղության համար նշանակել (ա) ինդեքսով. Այդ դեպքում $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{dQ=0}$ ածանցյալը կգրվի $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_a$ ձևով և այդ պատճառով վերն ստացված անհավասարությունը կարտագրվի այսպես.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_a<0, \qquad (4, 5, 6)$$

3. (4, 5, 6) անհավասարության արտածման մեջ էական դեր կատարեց d′Q և d″Q մեծությունների նշանների համընկնումը, իրոք (4, 5, 6)-ը ստացվել է (4, 5, 5)-ից, իսկ վերջինս էլ՝ (4, 5, 4)-ից այն պայմանի ներքո, որ d′Q-ն և d″Q-ն միևնույն նշաններն ունեն. Այդ պատճառով կարևոր է պարզել, թե արդյոք միշտ կարելի է իրագործել d′Q-ի և d″Q նշանների նույնը լինելը.

Եթե սիստեմի հավասարակշռությունը անկայուն լիներ, ապա $d'Q>0$ ջերմության հաղորդումը կարող էր առաջացնել, օրինակ, սիստեմի ջերմաստիճանի շատ արագ բարձրացում (ինչպես այդ կատարվում է այրվող խառնուրդների բռնավառման ժամանակ), և այդ դեպքում սիստեմը կսկսեր ջերմություն հաղորդել արտաքին միջավայրին, այսինքն՝ $d''Q<0$, իսկ $d'Q : d''Q$ քանորդը բացասական կլիներ.

Այս դեպքում նորից կրկնելով նախկին դատողությունները, (4, 5, 4)-ից կստանայինք $\left(\frac{\partial V}{\partial Q}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v < 0$, *և այստեղից էլ՝* $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_w > 0$ *անհավասարությունը, որն արտահայտում է հավասարակշռության անկայունությունը։*

Սակայն, երբ հավասարակշռությունը կայուն է, տարրական d'Q *ջերմությունը կառաջացնի սիստեմի հատկանիշների միայն անվերջ փոքր փոփոխություն, և միշտ կարելի կլինի իրագործել* d'Q-ի *և* d''Q-ի *նշանների համընկնումը։ Վերջինս կհաջողվի, եթե սիստեմին* d'Q+d''Q *ջերմություն հաղորդելու համար անհրաժեշտ ամբողջ ժամանակամիջոցում սիստեմի և միջավայրի ջերմաստիճանների տարբերության նշանը չփոխվի։*

(4, 5, 6)-ի արտածման ժամանակ ենթադրեցինք, որ եթե p=f, *ապա ծավալը կարող փոփոխվել միայն այն դեպքում, երբ* p *ճնշումը փոխվի* δp-*ով։*

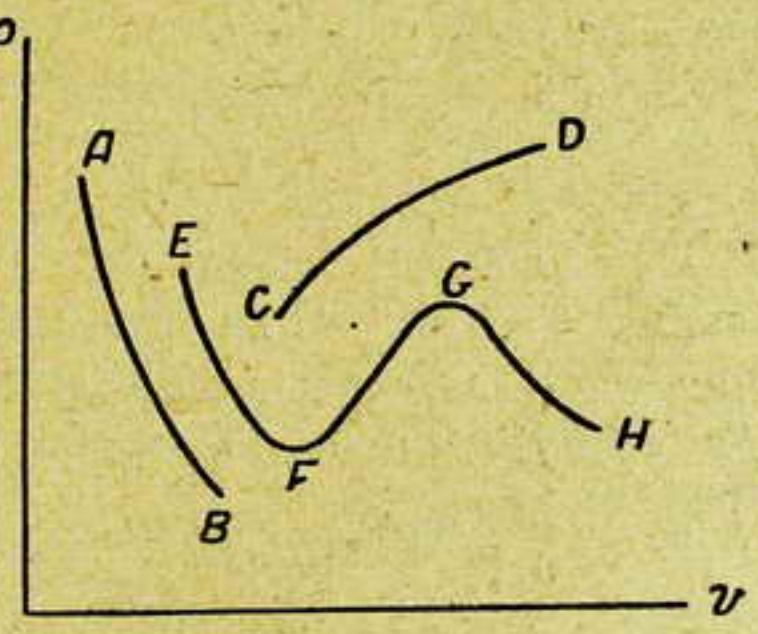
Այդ ենթադրությունը ընդունելի է միայն այն դեպքում, երբ սիստեմը գտնվում է կայուն հավասարակշռության վիճակում։ Իրոք, հավասարակշռության կայունության դեպքում, δp անվերջ փոքր աճը կարող է առաջացնել մյուս հատկանիշների միայն անվերջ փոքր փոփոխություններ, իսկ եթե հավասարակշռությունն անկայուն է, ապա δp փոփոխությունը կարող է առաջացնել որոշ հատկանիշների, օրինակ՝ ծավալի, վերջավոր փոփոխություններ։ Ծավալի անվերջ փոքր փոփոխությունները կարելի է անտեսել, սակայն վերջավոր փոփոխությունների անտեսումն անթույլատրելի է։

Այսպիսով, հենց նոր քննարկված երկու ենթադրություններն էլ իրավացի են սիստեմի միայն կայուն հավասարակշռության դեպքում։ Այդ պատճառով (4, 5, 6) անհավասարությունը ճշմարիտ է միայն կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող սիստեմների համար։ Այդ անհավասարությունն այսպես է կարդացվում.

(4, 5, 7) Կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող սիստեմում ադիաբատ պրոցեսը փոփոխում է ճնշումն ու ծավալը, ըստ որում այդ փոփոխությունների նշանները միշտ հակառակ են։

Այդ նշանակում է, որ կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող որևէ սիստեմի ադիաբատը p-V դիագրամի վրա իջնում է ձախից դեպի աջ։

Ակնհայտ է, որ ադիաբատի յուրաքանչյուր կետը ներկայացնում է սիստեմի որոշ վիճակը, այդ պատճառով ասածներից հետևում է.



Նկ. 4—5

(4, 5, 7′) Որպեսզի ադիաբատի կետերով արտահայտվող յուրաքանչյուր վիճակում սիստեմը գտնվի կայուն հավասարակշռության մեջ, անհրաժեշտ է, որ p-V դիագրամի վրա ադիաբատը իջնի ձախից դեպի աջ։

Օրինակ՝ AB ադիաբատը (նկ. 4—5) բավարարում է կայունության պայմանին. CD ադիաբատը այդ պայմանին չի բավարարում։

Ադիաբատի EF և GH հատվածների կետերով ներկայացվող վիճակներում կայուն հավասարակշռությունը հնարավոր է, իսկ նույն ադիաբատի FG հատվածի կետերով ներկայացվող վիճակներում այդպիսի հավասարակշռությունն անհնար է։

4. Այժմ անցնենք հավասարակշռության կայունության այլ պայմանների արտածմանը։ Դիցուք սիստեմն արտաքին միջավայրից անջատված է մի այնպիսի թաղանթով, որն իդեալական ջերմահաղորդիչ է։ Այս դեպքում հավասարակշռության հնարավորության համար սիստեմի t ջերմաստիճանը պետք է հավասար լինի միջավայրի τ ջերմաստիճանին։

Միջավայրի ջերմաստիճանը մենք հաստատուն ենք համարում. ուստի t—τ տարբերությունը կարող է տարբերվել զրոյից միայն այն դեպքում, երբ սիստեմի ջերմաստիճանը փոփոխվի։

Հետևաբար, եթե սիստեմի ծավալը սկսենք փոփոխել, ապա այդ փոփոխությունը սկզբում ադիաբատ կլինի, իսկ ջերմության անցումը (միջավայրից սիստեմին կամ ընդհակառակը) կսկսվի այն ժամանակ, երբ սիստեմի ջերմաստիճանը փոփոխվի dt-ով։ Ջերմության անցումն սկսվելուց հետո սիստեմի $t'=t+dt$ ջերմաստիճանը այլևս չի փոփոխվի, այսինքն՝ պրոցեսը իզոթերմ կդառնա։

Այսպիսով, $t=\tau$ ջերմաստիճանում սկսենք մեծացնել սիստեմի ծավալը. այս պրոցեսը սկզբում ադիաբատ կլինի, եթե ծավալի $d'V$ աճին համապատասխանում է ջերմաստիճանի dt աճ, ապա կարող ենք գրել՝

$$dt=d_-t=\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_- d'V, \qquad (4, 5, 8)$$

այստեղ (ա) նիշը ցույց է տալիս պրոցեսի ադիաբատությունը։

Դարձյալ մեծացնենք ծավալը $d''V$-ով. այդ ընթացքում, ինչպես վերը նշվեց, $t'=t+dt$ ջերմաստիճանը կմնա անփոփոխ. այս պրոցեսի ջերմությունը նշանակենք $d_{t'}Q$-ով։ Ակնհայտ է, որ

$$d_{t'}Q=\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_{t'} d''V; \qquad (4, 5, 9)$$

նույնպես ակնհայտ է, որ եթե $dt<0$ (այսինքն՝ ծավալի $d'V$-ով մեծանալուց սիստեմի ջերմաստիճանն իջել է), ապա ջերմությունը կանցնի միջավայրից սիստեմին, այսինքն՝ $d_{t'}Q>0$։ Իսկ եթե $dt>0$, ապա $d_{t'}Q<0$։ Այսպիսով, $\frac{d_{t'}Q}{d_-t}<0$ կամ, եթե օգտվենք (4, 5, 8) և (4, 5, 9)-ից,

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_{t'}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_- \frac{d''V}{d'V}<0;$$

Այս անհավասարության մեջ $d'V>0$, $d''V>0$, և այդ պատճառով $\frac{d''V}{d'V}>0$, բայլ դրանից, t' նիշը կարելի է փոխարինել t-ով, որովհետև

ներանք տարբերվում են (dt) անվերջ փոքրով. Այդ պատճառով նախորդ անհավասարությունից առանում ենք միանգամայն ընդհանուր հետևյալ անհավասարությունը.

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_w < 0. \qquad (4, 5, 10)$$

Համեմատելով (4, 5, 10)-ը՝

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_w \left(\frac{\partial t}{\partial Q}\right)_v = -1 \qquad (4, 5, 11)$$

առնչության հետ, առանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial Q}\right)_v > 0$$

կամ, քանի որ

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_v = C_v,$$

$$C_v > 0. \qquad (4, 5, 12)$$

(4, 5, 12) անհավասարությունը կայուն հավասարակշռության դեպքում միշտ պիտի տեղի ունենա և կարող է այսպես արտահայտվել.

(4, 5, 13) Կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող յուրաքանչյուր սիստեմում C_v ջերմունակությունը (հաստատուն ծավալի դեպքում) դրական է:

Այստեղ տեղին կլինի նկատել հետևյալը. § 4, 1, 8-ում նշված է, որ (α) պայմանների առկայության դեպքում մարմնին դրական ջերմություն հաղորդելը բարձրացնում է ջերմաստիճանը, այսպիսով $dt > 0$, երբ $dQ > 0$, այսինքն՝ (α) պայմանների առկայության դեպքում սիստեմի ջերմունակությունը դրական է՝ $C_\alpha > 0$: Կարող է թվալ, որ այդ անհավասարությունը համարժեք է (4, 5, 12)-ին, այսինքն՝ որ (4, 5, 12) ոչ մի նոր բան չի պարունակում: Բայց այդ այդպես չէ: (α) պայմանների մեջ մտնում է նաև բաղադրության հաստատունությունը, մինչդեռ $V = \text{const.}$-ի դեպքում բաղադրությունը կարող է փոփոխվել: Այդ տեղի ունի, օրինակ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում: Այսպիսով, $V = \text{const.}$ պայմանն ավելի ընդարձակ է, քան (α) պայմանները, և (4, 5, 12) դրույթը ամենևին էլ համարժեք չէ $C_\alpha > 0$ անհավասարությանը:

4. Եթե ծավալը $d'V$ և $d''V$-ով փոփոխելու փորձերին, սիստեմի ճնշումը փոփոխենք $d'p$ և $d''p$-ով այնպես, որ $d'p$-ն և $d''p$-ն ունենան միևնույն նշանը, ապա (4, 5, 10)-ի փորձերն կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_w < 0. \qquad (4, 5, 13)$$

(4, 5, 13) և

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_w \left(\frac{\partial t}{\partial Q}\right)_p = -1$$

առնչությունների միասեռ քննարկումը կբերի

$$C_p > 0 \qquad (4, 5, 14)$$

պրդյունքին, որը նշանակում է՝

(4, 5, 15) Կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող յուրաքանչյուր սիստեմում C_p ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում դրական է:

Ներկա պարագրաֆի 2-րդ կետում բացատրվեց, որ կայունության (4, 5, 7) պայմանների ընդհանրությունը հիմնված է այն փաստի վրա, որ $d'Q$-*ն և* $d''Q$-*ն միշտ կարող են միևնույն նշաններն ունենալ:*

Հավասարակշռության կայունության դեպքում $d'V$, $d''V$ *և* $d'p$, $d''p$ *փոփոխությունների նշանները կախված են մեր հայեցողությունից. հետևաբար միշտ էլ կարող ենք ընդունել, որ* $d'V$-*ն և* $d''V$-*ն միևնույն նշաններն ունեն և որ* $d'V : d''V > 0$: *Նմանապես կարելի է ընդունել, որ* $d'p : d''p$ *քանորդը դրական է: Այստեղից հետևում է, որ կայունության (4, 5, 13) և (4, 5, 15) պայմանները միանգամային ընդհանուր են, այսինքն՝ իրավացի են կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող բոլոր սիստեմների համար:*

6. *Կարելի է առանձնալ հավասարակշռության մի պայման ևս: Դիցուք*

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_m \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_v = -1, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = -1 \qquad (4, 5, 16)$$

տիպի առնչությունները վերաբերվում են միևնույն սիստեմի միևնույն վիճակին: Այդ դեպքում՝

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p : \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_p = C_p, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_v : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \left(\frac{\partial t}{\partial Q}\right)_v = \frac{1}{C_v}.$$

ուստի, բաժանելով (4, 5, 16) առնչություններից առաջինը երկրորդի վրա, կստանանք՝

$$(C_p : C_v)\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_m : \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t = 1.$$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t : \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_m = C_p : C_v, \qquad (4, 5, 17)$$

Բայց համաձայն (4, 5, 12) ու (4, 5, 14)-ի՝ կայուն հավասարակշռության դեպքում $C_p : C_v > 0$, *և համաձայն (4, 5, 6)-ի՝*

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_m < 0.$$

Հետևաբար, (4, 5, 17)-ից բխում է, որ հաստատուն ջերմատվությունում

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t < 0, \quad \text{կամ՝} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0 \qquad (4, 5, 18)$$

պայմանը հանդիսանում է հավասարակշռության կայունության անհրաժեշտ պայման։

(4, 5, 18)-ից բխում են երկու եզրակացություն, որոնք նման են (4, 5, 7)-ին և (4, 5, 7′)-ին։

(4, 5, 19) Կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող սիստեմում առաջացած իզոթերմ պրոցեսը փոփոխում է ճնշումն ու ծավալը. այդ փոփոխությունների նշանները հակառակ են:

(4, 5, 19′) Որպեսզի իզոթերմի կետերով պատկերացվող յուրաքանչյուր վիճակում սիստեմը գտնվի կայուն հավասարակշռության մեջ, p–V դիագրամում իզոթերմը պետք է իջնի ձախից աջ:

Վերջին եզրակացությունը հաստատվում է հեղուկ-գոլորշի սիստեմի իզոթերմով։ Իզոթերմի $A'A_1$ *և* A_2A *(նկ. 2—16), կամ* $A'A_1a_1$, a_2A_2A *(նկ. 2—16) ցած իջնող հատվածներում սիստեմը գտնվում է կայուն հավասարակշռության մեջ, իսկ* A_1A_2 *(նկ. 2—16) և* a_1aa_2 *հատվածներում, ինչպես բացատրվեց § 2,6-ում, սիստեմի վիճակը համապատասխանաբար անստաբիլ է և անկայուն։*

6. Երկու դիտողություն ևս։

Քանի որ

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = 1 : \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = 1 : \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p,$$

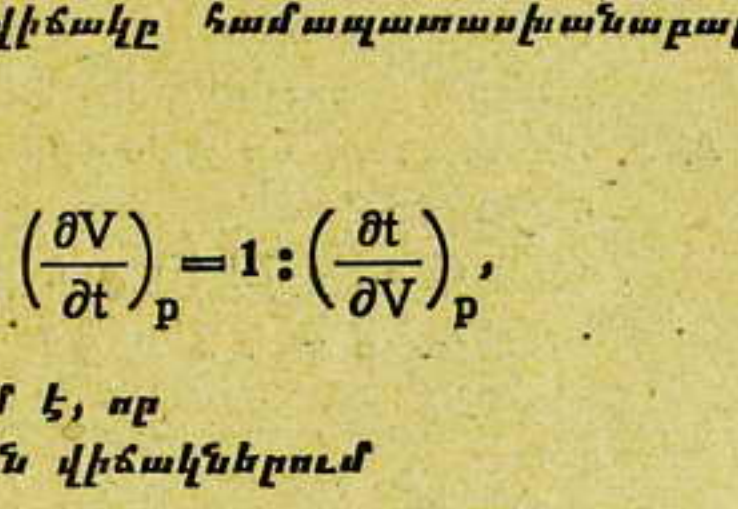
ապա (4, 5, 18)-ից և (4, 5, 5)-ից հետևում է, որ սիստեմի կայուն հավասարակշռության վիճակներում

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v, \ \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p \quad \left[\text{և } \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v, \ \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p\right] \qquad (4, 5, 20)$$

մասնական ածանցյալները միշտ ունեն միևնույն նշանը։

Ինչպես տեսանք, (4, 5, 18)-ը ստացվում է (4, 5, 6), (4, 5, 12) և (4, 5, 14)-ից. VII գլխում ցույց կտրվի, որ (4, 5, 14)-ը բխում է (4, 5, 12)-ից։ Այսպիսով՝ կայունության չորս պայմաններից անկախ են միայն երկուսը։

Վերջապես, նկատենք նաև, որ (4, 5, 7)-ի և (4, 5, 19)-ի և կամ (4, 5, 7′)-ի և (4, 5, 19′)-ի համաձայն, p–V դիագրամի վրա իզոթերմը և ադիաբատն իջնում են ձախից աջ, բայց մեր ստացած անհավասարությունները ոչ մի ցուցում չեն տալիս այն մասին, թե այս կորերից որն է ավելի թեք։ Այսպես, օրինակ (նկ. 4 – 6)՝ եթե A-ն կայուն հավասարակշռության վիճակ է և B′AB-ն իզոթերմ է, ապա մենք չգիտենք, թե ադիաբատը ինչ դիրք կունենա. C′AC *թե* D′AD։



Նկ. 4—6

ԽՆԴԻՐՆԵՐ

4. 1. *Ցույց տալ, որ եթե իրական ջերմունակությունը ջերմաստիճանի գծային ֆունկցիան է՝*

$C=a+bt$, *a և b-ն հաստատուններ են, ապա՝*

ա) t_1 *և* t_2 *ջերմաստիճանների միջև միջին ջերմունակությունը*

$$C_{12}=a+\frac{b(t_2+t_1)}{2},$$

բ) Ցուրաքանչյուր t_1 *ջերմաստիճանի դեպքում կարելի է* t *և* t_2 *ջերմաստիճաններն այնպես ընտրել, որ* $C=C_{12}$*։*

Արտահայտել C*-ն և* C_{12}*-ը* T, T_1, T_2 *բացարձակ ջերմաստիճաններով։*

(Իդեալականին մոտ գազերի համար հաճախ ընդունում են $C_p=\alpha+\beta T$, *որտեղ* α*-ն և* β*-ն հաստատուններ են. օրինակ՝* CO_2*-ի դեպքում* $\alpha=6.80$, $\beta=0.0072$, *օդի համար* $\alpha=6.50$, $\beta=0.0019$*)։*

4. 2. *Ցույց տալ, որ եթե իրական ջերմունակությունը այսպես է արտահայտվում՝*

$C=\alpha+\beta t+\gamma t^2$, α, β, γ*-ն հաստատուններ են, ապա՝*

ա) t_1 *և* t_2 *ջերմաստիճաններում միջև միջին ջերմունակությունը*

$$C_{12}=\alpha+\frac{\beta(t_2+t_1)}{2}+\frac{\gamma(t_2^2+t_2t_1+t_1^2)}{3},$$

բ) Ցուրաքանչյուր t_1 *ջերմաստիճանի դեպքում կարելի է* t_2*-ը այնպես ընտրել, որ*

$$C_{12}=\alpha+\gamma\frac{t_1^2}{3},$$

4. 3. *Իդեալական գազի սկզբնական ջերմաստիճանը, ճնշումը և ծավալը համապատասխանաբար հավասար են* t_1, p_1, V_1*։ 12 պրոցեսից հետո, որի ընթացքում ծավալն իզոբարորեն աճում է մինչև* $V_2=2V_1$*, կատարվում է ջերմաստիճանի իզոխոր անկում 23 մինչև* $t_3=t_1$*։*

Տված են t_1 *և* C_v*. հայտնի է, որ* $\frac{C_p}{C_v}$ *հարաբերությունը հաստատուն է և հավասար է* k*-ի* (>1)*։*

Որոշել 12 և 23 պրոցեսներում գազին հաղորդած ջերմության Q_{123} *քանակը։*

4. 4. *Ընդունելով, որ իդեալական գազի* C_p *և* C_v *ջերմունակությունները հաստատուն են.*

ա) որոշել Q_{123} *և* Q_{143} *ջերմությունների արտահայտությունները, որտեղ 123-ը երկու պրոցեսների հաջորդականություն է. 12-իզոբար և 23-իզոխոր, իսկ 143-ը պրոցեսների հետևյալ հաջորդականություն է՝ 14-իզոխոր և 43-իզոբար.*

բ) Ցույց տալ, որ $Q_{123}\neq Q_{143}$*։*

Ցուցում. Ներկայացնել այս պրոցեսները p–V կոորդինատային սիստեմում, օգտվելով $pV=nRT$ ($n=const.$) հավասարումից։

4. 6. Գլանը բաժանվում է 2 մասի՝ անշարժ դիաֆրագմայով։ Ձախ մասում, որի ծավալը հաստատուն է, գտնվում է C_v հաստատուն ջերմունակություն ունեցող գազը, որի սկզբնական ջերմաստիճանը t_1 է։ Գլանի աջ մասում, դիաֆրագմայի և մխոցի միջև, գտնվում է հեղուկ-գոլորշի սիստեմը, ընտ որում մխոցի վրա արտաքին ճնշումը հաստատուն է, մխոցի և գլանի պատերի միջև շփում չկա, իսկ գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը L է։

Որոշել՝ որքանով կփոփոխվի չորության աստիճանը սկզբից մինչև ջերմային հավասարակշռության հաստատվելը (մասնավորաբար, եթե աջ մասում ունենք ջուր-գոլորշի սիստեմը, կարելի է ընդունել $C_v=1\frac{կ.կալ.}{աստ.}$, $t_1=300^0$-ը, $f=1$ և $L=539,6$)։

Գլուխ V

ՊՐՈՑԵՍՆԵՐ: ՑԻԿԼԵՐ

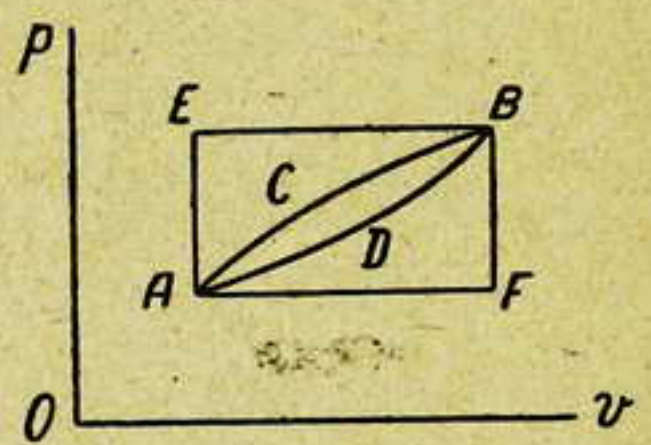
§ 5, 1. ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԱՆՎԱՆԱՑԱՆԿԸ ԵՎ ՋԱՆԱՁԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՕՐԻՆԱԿՆԵՐ

1. Ամեն անգամ, երբ սիստեմի վիճակը փոփոխվում է, այսինքն՝ փոփոխվում են սիստեմի հատկանիշները, մենք ասում ենք, որ սիստեմում պրոցես է տեղի ունենում։

Հեշտ է համոզվել, որ միմյանց մի հատկանիշի փոխոխումն անհնարին է. միշտ միաժամանակ փոփոխվում են մի քանի հատկանիշներ։ Իսկապես, եթե հատկանիշները կարող են ստորաբաժանվել պարամետրների և վիճակի ֆունկցիաների, ապա փոփոխվող հատկանիշը միշտ կարելի է դասել պարամետրների թվին, և այդ դեպքում երևան են գալիս երկու հնարավորություններ.

(ա) Բոլոր պարամետրներից փոփոխվում է միայն մեկը. այս դեպքում պետք է փոփոխվեն նաև այդ պարամետրներից կախված վիճակի բոլոր ֆունկցիաները։ Այսպիսով, փոփոխվող հատկանիշների թիվը մեծ կլինի մեկից։

(բ) Փոփոխվում է ոչ թե մեկ, այլ մի քանի պարամետրներ, հետևապես, այս դեպքում ևս փոփոխվող հատկանիշների թիվը մեծ է մեկից։



Նկ. 5—1

Պետք է նկատի ունենալ նաև, որ մի վիճակից մյուսը կարելի է անցնել տարբեր եղանակներով (այսինքն՝ տարբեր պրոցեսների միջոցով)։ Իսկապես (նկ. 5—1), դիցուք A-ն և B-ն սիստեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներն են։ Սիստեմը կարելի է A-ից B տանել այնպես, որ ծավալի և ճնշման փոփոխությունները արտահայտվեն կամ ACB գծով, կամ ADB գծով, կամ AE և EB գծերի հաջորդականությամբ, կամ AF և FB գծերի հաջորդականությամբ և այլն։

Հետևապես, պրոցեսի լրիվ բնութագրման համար պետք է նշել, թե ինչպես է փոփոխվում հատկանիշներից յուրաքանչյուրը մի վիճակից մյուսին անցնելիս։

Սակայն, սովորաբար պրոցեսները դասակարգվում են ըստ այն հատկանիշների, որոնք մնում են անփոփոխ։ Այսպես, օրինակ, ինչպես ասված

է նախկինն դլուխներում, այն պրոցեսը, որի մեջ սիստեմի ծավալը հաստատուն է, կոչվում է իզոխոր. ճնշման կամ ջերմաստիճանի անփոփոխ լինելու դեպքում պրոցեսը համապատասխանաբար կոչվում է իզոբար կամ իզոթերմ:

§ 4, 3-ում քննարկվեց ադիաբատ պրոցեսը. Ադիաբատ պրոցեսի ընթացքում արդյոք որևէ հատկանիշ անփոփոխ է մնում: Հետագայում մենք կտեսնենք, որ տարբեր ադիաբատ պրոցեսներում կարող են հաստատուն մնալ տարբեր հատկանիշներ, և չկա այնպիսի հատկանիշ, որը հաստատուն լինի բոլոր ադիաբատ պրոցեսների դեպքում:

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում կարող է տեղի ունենալ հաստատուն բաղադրության պրոցես (տես § 2, 7, 2):

Ադիաբատ պրոցեսների իրականացման մասին ասված է § 4, 2-ում: Այստեղ թվարկած մյուս պրոցեսները նույնպես հեշտությամբ են իրականացվում: Իսկապես, թող սիստեմը պարփակված լինի ջերմության լավ հաղորդիչ նյութից պատրաստված անոթում և ընկղմված լինի վաննայի մեջ, որի հեղուկի մասսան շատ անգամ գերազանցում է սիստեմի մասսային: Այս պայմանների դեպքում սիստեմի ջերմաստիճանը հավասար կլինի վաննայի ջերմաստիճանին: Այսպես է իրականացվում պրոցեսի իզոթերմությունը:

Եթե պատկերացնենք, որ սիստեմը միջավայրից անջատված է *անդիկային փականով* (փոքր տրամագիծ ունեցող խողովակի մեջ դանվող անդիկի կաթիլով), ապա անդիկի ծայրագույն շարժունության շնորհիվ, հաստատուն արտաքին ճնշման դեպքում սիստեմի ճնշումն էլ հաստատուն կլինի. պրոցեսը կլինի իզոբար:

2. Շատ դեպքերում վիճակի փոփոխության ամբողջ ընթացքում անփոփոխ է լինում ոչ թե մի, այլ մի քանի հատկանիշներ, օրինակ (§ 2, 2), հեղուկ-գոլորշի սիստեմում p, t երկու մեծություններից մեկի հաստատունությամբ առաջանում է մյուսի հաստատունությունը: Այն պրոցեսները, որոնց մեջ միաժամանակ հաստատուն են և՛ ճնշումը, և՛ ջերմաստիճանը, կոչվում են իզոբար-իզոթերմ պրոցեսներ:

Հեշտ է իրականացնել երկու հեղուկների կամ երկու գազերի իզոբար-իզոթերմ խառնում, որևէ իզոբար-իզոթերմ ռեակցիա և այլն:

Ճիշտ նույն կերպ հեշտ է պատկերացնել իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսները:

Նկարագրենք մի պրոցես, որի ընթացքում միաժամանակ հաստատուն են ծավալը, ճնշումը, գրամմոլեկուլի թիվը և ջերմաստիճանը: Դիցուք H_2 և J_2 իդեալական գազերի խառնուրդից բաղկացած սիստեմում տեղի է ունենում ռեակցիա բսա

$$1H_2 + 1J_2 = 2HJ$$

սխեմայի:

Այս ռեակցիան բնորոշ է նրանով, որ չի փոփոխում խառնուրդի գրամմոլների ընդհանուր թիվը. HJ-ի 2 մոլի առաջացման դեպքում անհետանում է 1 մոլ H_2, 1 մոլ J_2: Այսպիսով՝

$$pV = nRT$$

հավասարման մեջ գրամմոլերի ընդհանուր n թիվը հաստատուն է, եթե ռեակցիան կատարենք V=const. և T=const. դեպքում (որը միշտ հնարավոր է), ապա p-ն էլ հաստատուն կլինի։

Պետք է նկատի ունենալ, որ p, V, T-ի միաժամանակ հաստատուն լինելը այստեղ հնարավոր է միայն n-ի հաստատունության շնորհիվ։ Եթե խառնուրդը բաղկացած լինի CO, O_2, CO_2 իդեալական գազերից, ապա ռեակցիայի

$$2CO+1O_2=2CO_2$$

հավասարման համաձայն, CO_2 երկու մոլի առաջացման դեպքում կանհետանային երեք մոլեր, այնպես որ ռեակցիան ուղեկցվում է գրամմոլերի n թվի փոփոխությամբ, ուստի և հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում պետք է փոփոխվի pV արտադրյալը (այսինքն՝ կամ p-ն, կամ V-ն կամ էլ՝ p-ն, և՛ V-ն), իսկ հաստատուն pV արտադրյալի դեպքում՝ ջերմաստիճանը։

3. Մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում զանազան ադիաբատ պրոցեսները։

Եթե ապահովենք սիստեմի ծավալի հաստատունությունը և մեկուսացնենք նրան ադիաբատ թաղանթի մեջ, ապա տեղի ունեցող պրոցեսը կլինի ադիաբատ-իզոխոր։

Ահա ադիաբատ-իզոբար-իզոթերմ պրոցեսի օրինակ։ Հայտնի է, որ ջուրը, սառույցը և գոլորշին կարող են հավասարակշռության մեջ լինել միմյանց միակը միայն որոշ ճնշման դեպքում։ Քանի որ գոլորշիացման (կամ գոլորշու փոխարկվելու) թաքնված ջերմությունը դրական է, իսկ ջրի սառեցման թաքնված ջերմությունը՝ բացասական, ապա ջրի մի մասի սառեցման ժամանակ անջատված ջերմությունը կարելի է հեշտությամբ օգտագործել միաժամանակ նաև ջրի հավասարաստիճան քանակությունը գոլորշու վերածելու համար։

Այսպիսով ջրի քանակությունը նվազում է, սառույցի և գոլորշու քանակությունները՝ աճում, իսկ պրոցեսը լինում է ադիաբատ (քանի որ շրջապատող միջավայրից ջերմություն չի ստացվում և նրան ջերմություն չի հաղորդվում), իզոբար և իզոթերմ։

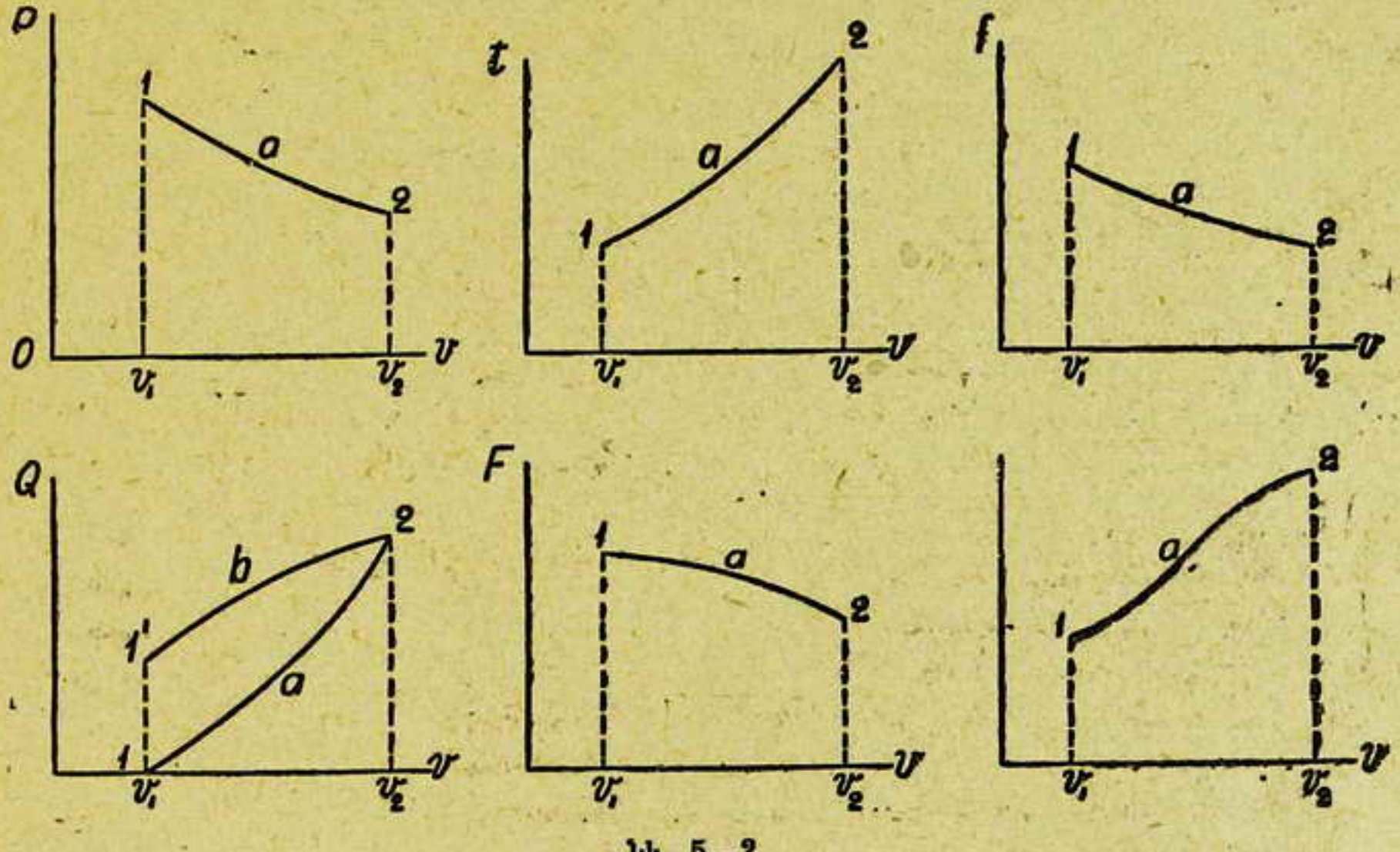
Այստեղ պետք է ընդգծել, որ ընդհանրապես ադիաբատ պրոցեսներում (ինչպես այդ արդեն նշված է § 4, 3-ում) ջերմաստիճանը փոփոխվում է, բայց մի շարք դեպքերում ադիաբատ պրոցեսը միաժամանակ և իզոթերմ է լինում։

§ 6, 2. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ԵՎ ԱՆՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐ

1. Բոլոր վերը ասածներից պարզ է, որ նշելով պրոցեսի ժամանակ անփոփոխ մնացող հատկանիշները, մենք լրիվ պատկերացում չենք տալիս պրոցեսի մասին։ Որևէ պրոցեսի ընթացքում սիստեմն ստանում է ջերմություն (դրական կամ բացասական), արտաքին ուժերը (և մասնավորապես արտաքին ճնշումը) աշխատանք են կատարում, կարող է մեծանալ

կամ փոքրանալ սիստեմի կինետիկ էներգիան. շփման ուժերի առկայության դեպքում այս վերջիններս կկատարեն բացասական աշխատանք. կարող է փոփոխվել սիստեմի քիմիական բաղադրությունը և այլն։

Պրոցեսի մասին լրիվ պատկերացում կարելի է տալ մի քանի համապատասխանորեն ընտրված դիագրամների միջոցով։ Այս բանի համար վերցնելով բավարար քանակությամբ հարթ կոորդինատային սիստեմներ (նկ. 5—2), բոլոր դիագրամների աբսցիսների առանցքների վրա նշանակենք պրոցեսի ժամանակ փոփոխվող մեծությունը, օրինակ՝ սիստեմի ծավալը, եթե պրոցեսը իզոխոր չէ. սիստեմին հաղորդած ջերմության քանակը, եթե պրոցեսը ադիաբատ չէ. արտաքին ճնշումը, եթե վերջինս հաստատուն չէ. սիստեմի ջերմաստիճանը ոչ իզոթերմ պրոցեսի դեպքում և այլն։ Իսկ օրդինատների յուրաքանչյուր առանցքի վրա տեղադրենք սիստեմի հատկանիշներից որևէ մեկը, կամ որևէ այլ՝ մեզ հետաքրքրող մեծություն, օրինակ՝ շրջապատող միջավայրի ջերմաստիճանը, սիստեմին հաղորդված ջերմության քանակը, արտաքին ճնշումը, գլանի պատերի և մխոցի միջև եղած շփման ուժը և այլն։



Նկ. 5—2

2. Ենթադրենք, որ պրոցեսն իզոխոր չէ և աբսցիսների առանցքի վրա նշանակենք սիստեմի փոփոխվող ծավալը (նկ. 5—2). այս գծապրի վրա պատկերացված են ընդամենը վեց դիագրամ, բայց դիագրամների թիվն իրականում կարող է ավելի շատ լինել. սիստեմի ծավալը, ճնշումը և ջերմաստիճանը համապատասխանաբար նշանակված են V, p, t, իսկ արտաքին ճնշումը, սիստեմին հաղորդված ջերմությունը, գլանի պատերի և մխոցի մեջ եղած շփման ուժը, սիստեմի կինետիկ էներգիան՝ համապատասխանաբար f, Q, F, J.

Դիցուք 1a2 պրոցեսում ծավալը փոփոխվում է մի ուղղությամբ V_1 արժեքից մինչև V_2 արժեքը (ճ—2 նկարում ծավալը մեծանում է՝ $V_2 > V_1$)։ V_2 արժեքին հասնելուց հետո սկսենք փոփոխել ծավալը հակառակ ուղղությամբ (մեր դեպքում ծավալը պետք է փոքրանա), ձգտելով վերադառնալ ծավալի սկզբնական V_1 արժեքին։ Այս պրոցեսը կոչենք վերադարձի պրոցես և նշանակենք 2b1'։

Բոլոր դիագրամների վրա համեմատելով վերադարձի պրոցեսների 2b1' գծերը 1a2 պրոցեսի գծի հետ, հայտաբերում ենք մի շատ կարևոր հանգամանք.

ա) Երբեմն հաջողվում է իրականացնել վերադարձի այնպիսի պրոցես, որի գծերը բոլոր դիագրամների վրա համընկնում են 1a2 պրոցեսի գծերի հետ կամ նրանից անսահման քիչ են տարբերվում։

բ) Երբեմն էլ անհնարին է իրականացնել ա) պահանջներին բավարարող վերադարձի պրոցես, այսինքն՝ բոլոր հնարավոր վերադարձի պրոցեսների գծերը մի քանի դիագրամների վրա (կամ առնվազն մի դիագրամի վրա) նկատելիորեն տարբերվում են 1a2 պրոցեսի գծերից։

Տարբեր բերված օրինակները ցույց են տալիս, որ վերադարձի պրոցեսի բնույթի վրա ուժեղ ազդեցություն է գործում 1a2 պրոցեսի բնույթը։

Սահմանում՝

(5, 2, 1) Յուրաքանչյուր 1a2 պրոցես, որից հետո հնարավոր է ա) պահանջին բավարարող վերադարձի պրոցես, կոչվում է հակադարձելի։

Յուրաքանչյուր 1a2 պրոցես, որից հետո հնարավոր չէ ա) պահանջին բավարարող վերադարձի պրոցես, կոչվում է անհակադարձելի։

Հակադարձելիության հասկացությունը թերմոդինամիկայի ամենահիմնական հասկացություններից մեկն է։ Անհակադարձելի պրոցեսների դերը բնության մեջ շատ մեծ է։

3. Դժվար չէ համոզվել, որ լիովին հակադարձելի պրոցեսներ գոյություն չունեն, ինչպես որ գոյություն չունեն իդեալական գազեր, բացարձակ պինդ մարմիններ և այլն։ Իրականության մեջ երբեք չի լինում այնպես, որ բոլոր դիագրամների վրա վերադարձի պրոցեսի գծերը համընկնեն 1a2 պրոցեսի գծերի հետ. նրանց մի մասը մի քանի դիագրամների վրա միշտ տարբերվում է 1a2 պրոցեսի գծերից. բայց երբ այդ տարբերությունը և ոչ մի դիագրամի վրա նշանակելի չէ (թեկուզ և անվերջ փոքր չէ), ապա 1a2 պրոցեսը գործնականորեն համարվում է հակադարձելի։ Սակայն անպամ պրոցեսների գործնականորեն հակադարձելի լինելու համար անհրաժեշտ է մի շարք պայմանների պահպանումը։

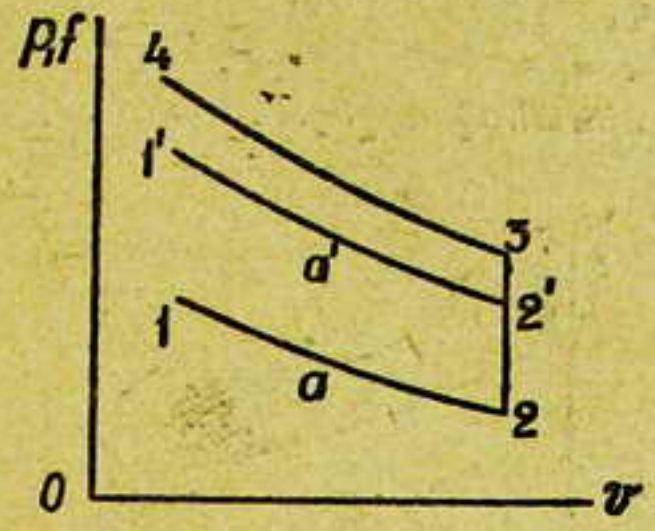
Այս ցույց տալու համար արտածենք հակադարձելիության անհրաժեշտ պայմանները։

(α) Ոչ-իզոխոր պրոցեսների հակադարձելիության համար անհրաժեշտ է, որ պրոցեսի (p) ճնշումը և արտաքին (f) ճնշումը լինեն կամ հավասար, կամ իրար անվերջ մոտ։

Իսկապես (նկ. 6—3), աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրենք (V) ծավալը, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ p և f ճնշումները (այսպիսով համատեղվում են p—V և f—V երկու դիագրամները)։

Ենթադրենք, թե սխեմի ծավալը մեծանում է. այս հնարավոր է միայն $p \geqslant f$ պայմանի դեպքում։ Ընդունենք, որ $p-f$ տարբերությունը վերջավոր է, և թող $1a2$ գիծը պատկերի f-ի և V-ի միջև եղած առնչությունը, իսկ $1'a'2'$ գիծը՝ p-ի և V-ի միջև եղած առնչությունը։

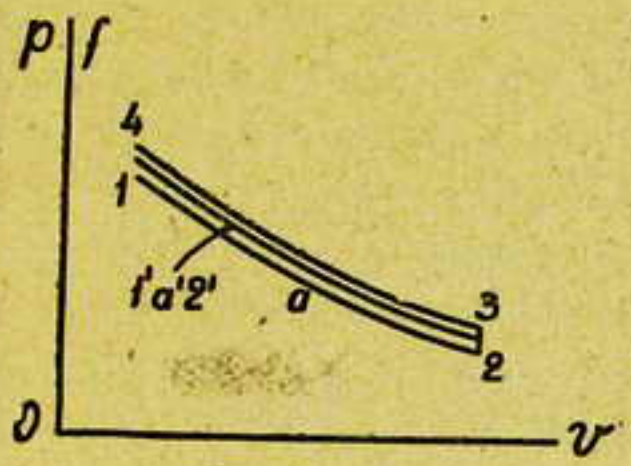
Հասնելով V_2 արժեքին, փորձենք իրականացնել վերադարձի պրոցեսը։ Սակայն ծավալը փոքրացնելու համար անհրաժեշտ է $f \geqslant p$ պայմանը։ Քանի որ 2 վիճակում $p > f$, ապա մենք պետք է նախ մեծացնենք արտաքին ճնշումը, հասցնենք p_2-ին հավասար կամ նրանից մեծ f_3 արժեքին, և միայն այն ժամանակ կսկսվի ծավալի փոքրացումը։ Այսպիսով՝ վերադարձի գիծը կազմված է 23 իզոխոր հատվածից և 34 մասից, որի վրա ծավալը փոքրանում է։



Նկ. 5—3

Այսպես ուրեմն, p-ի և f-ի վերջավոր (այսինքն՝ ոչ-անվերջ փոքր) տարբերության դեպքում վերադարձի 234 գիծը $f-V$ դիագրամի վրա զգալիորեն տարբերվում է $1a2$ պրոցեսի գծից. ուստի և (5, 2, 1)-ի համաձայն, 12 պրոցեսն անհակադարձելի է։

12 և 234 գծերը կարող են իրար անվերջ մոտ լինել միայն այն դեպքում, երբ ամբողջ $1a2$ պրոցեսի ընթացքում $1a2$ և $1'a'2'$ գծերը անվերջ փոքր չափով են տարբերվում իրարից, այսինքն՝ կամ $p=f$, կամ $p-f$ տարբերությունն անվերջ փոքր է (նկ. 5—4)։



Նկ. 5—4

Առաձներով լուվին բացատրվում է

(α) դրույթի իրավացիությունը։

(β) Իզոխոր պրոցեսում ոչ $(p-f)$ տարբերության առկայությունը և ոչ էլ այդ տարբերության չափը ազդեցություն չեն գործում պրոցեսի հակադարձելիության վրա։

(β) դրույթի իրավացիությունն անմիջականորեն բխում է այն բանից, որ $V=\text{const}$. դեպքում f ճնշումն ընդհանրապես ոչ մի ազդեցություն չի գործում սիստեմի և նրա մեջ տեղի ունեցող պրոցեսների վրա։

Հաջորդ (γ) և (δ) երկու դրույթները նման են (α) և (β) դրույթներին։

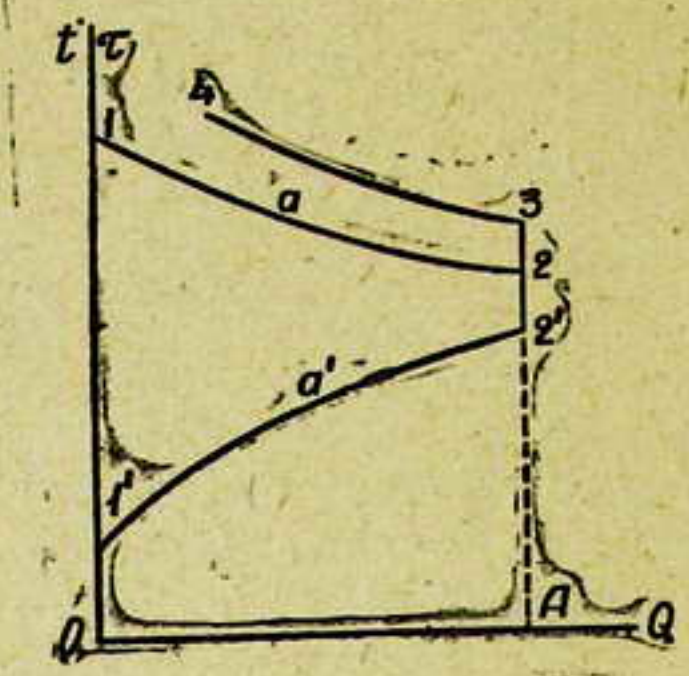
(γ) Ոչ-ադիաբատ պրոցեսի հակադարձելիության համար անհրաժեշտ է, որ սիստեմի (t) ջերմաստիճանը և շրջապատող միջավայրի (τ) ջերմաստիճանը կամ հավասար լինեն իրար, կամ իրար անվերջ մոտ լինեն։

(δ) Ադիաբատ պրոցեսում ոչ $(t-\tau)$ տարբերության առկայությունը և ոչ էլ այդ տարբերության չափին ազդեցություն չեն գործում պրոցեսի հակադարձելիության կամ անհակադարձելիության վրա։

(δ) դրույթը նույնպես ակներև է, ինչպես և (β)-ն, և հետևում է նրա-

նից, որ ադիաբատ պրոցեսում, երբ սիստեմը շրջապատող միջավայրից չի ստանում և նրան չի հաղորդում ջերմություն, միջավայրի (τ) ջերմաստիճանը սիստեմի վրա առհասարակ ոչ մի ազդեցություն չունի։

(γ) դրույթի իրավացիությանն մեջ համոզվելու համար քննարկենք դիագրամը (նկ. 5—5), որի մեջ աբսցիսների առանցքի վրա նշանակվում է սիստեմի ստացած (Q) ջերմությունը, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ սիստեմի t ջերմաստիճանը և շրջապատող միջավայրի (τ) ջերմաստիճանը։ (Այսպիսով, նկ. 5—5-ի վրա համատեղվում են t—Q և τ—Q երկու դիագրամները).



Նկ. 5—5

Ենթադրենք, որ սիստեմը միջավայրից ստանում է դրական ջերմություն. այս հնարավոր է միայն τ>t պայմանի դեպքում։ Դիցուք τ—t տարբերությունը ոչ թե անվերջ փոքր է, այլ վերջավոր է. ենթադրենք, որ 1a2 գիծը պատկերում է τ-ի և Q-ի միջև եղած առնչությունը (այսինքն՝ ցույց է տալիս, թե ինչպես է փոխվում միջավայրի ջերմաստիճանը՝ միջավայրից սիստեմին ջերմություն անցնելու դեպքում), իսկ 1'a'2' գիծը՝ t-ի և Q-ի միջև եղած առնչությունը։

Սիստեմին հաղորդելով Q=OA ջերմության քանակություն, փորձենք իրականացնել վերադարձի պրոցեսը, այսինքն՝ սիստեմից միջավայրին ջերմություն անցնելու պրոցեսը։ Բայց այս հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ սիստեմի ջերմաստիճանը բարձր է միջավայրի ջերմաստիճանից։ Հետևաբար, մեկուսացնելով սիստեմը միջավայրից, պետք է սիստեմի ջերմաստիճանն ադիաբատորեն բարձրացնել մինչև $t_2 > \tau_2$. այս նեծացումը կպատկերվի 23 գծով։ Վերականդնելով ջերմային կապը սիստեմի և միջավայրի միջև, մենք տեսնում ենք, որ ջերմությունն սկսում է սիստեմից անցնել միջավայրին, քանի որ $t > \tau_2$ կստացվի 34 գիծը։ Այսպիսով՝ վերադարձի 234 գիծը խիստ տարբերվում է 1a2 պրոցեսի գծից, ուստի և 1a2 պրոցեսը անհակադարձելի է։

t և τ ջերմաստիճանների անվերջ մոտիկության դեպքում վերադարձի գիծը անվերջ փոքր չափով կտարբերվեր 1a2 գծից, և 1a2 պրոցեսը կհամարվեր հակադարձելի։

Այս դատողություններով լիովին հիմնավորվում է (γ) դրույթը։

Պրոցեսի հակադարձելիության համար (α) և (γ) պայմանները անհրաժեշտ են, բայց նրանք կարող են անբավարար լինել։

§ 5, 3. ԱՆՇԱԿՍՊԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐ

1. Մտորև բերվում են պրոցեսների անհակադարձելիության հատկանիշներից մի քանիսը։

ա) Այն պրոցեսը, որի ընթացքում սիստեմի կինետիկ էներգիան զրո չէ և ոչ էլ՝ անվերջ փոքր, այլ վերջավոր է, անհակադարձելի է։

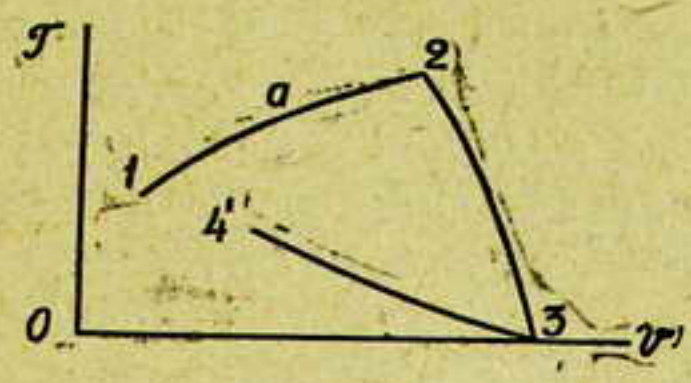
բ) Այն պրոցեսը, որի ընթացքում աշխատանք է կատարում աշխատանքային կոորդինատի հետ համապատասխանող ուժ, անհակադարձելի է։

գ) Երբ շփման ուժերն անվերջ փոքր չեն, այլ վերջավոր են, ապա այն պրոցեսը, որի ընթացքում այդ ուժերն աշխատանք են կատարում, անհակադարձելի է։

դ) Վերջավոր ուժ ունեցող էլեկտրական հոսանքի առկայության դեպքում պրոցեսն անհակադարձելի է։

2. Փնտրենք այս հատկանիշները. սկսենք ա)-ից։

J—V դիագրամում (նկ. 5—6) աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրվում է ծավալը, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ կինետիկ էներգիան։ Ենթադրենք, որ սիստեմը պարփակված է մխոցավոր գլանի մեջ։ Դիցուք 1a2 գիծը պատկերում է սիստեմի ծավալի և կինետիկ էներգիայի միջև եղած առնչությունը այնպես, որ սիստեմը հասնում է ծավալի V_2 արժեքին, երբ J_2-ը զրո չէ։ 2 վիճակում, կինետիկ էներգիայի առկայության դեպքում, չի կարելի անմիջականորեն սկսել ծավալի փոքրացումը։ Նախքան մխոցի շարժման ուղղությունը փոխելը, պետք է կինետիկ էներգիան հասցնել զրոյի։ Կինետիկ էներգիայի զրոյին հասցնելու պրոցեսը ներկայացվում է 23 գծով։ 3 վիճակում կինետիկ էներգիան հավասար է զրոյի, և այժմ հնարավոր է փոքրացնել ծավալը։ Այս պրոցեսը կարող է կատարվել ծավալների առանցքի հետ համընկնող կամ այդ առանցքից բարձրացող 34,34′ գծերից ցանկացածով։ Եթե պրոցեսի գիծը համընկնում է ծավալների առանցքի հետ, ապա $J=0$, այսինքն՝ ծավալի փոքրացումը անվերջ դանդաղ է կատարվում, և կինետիկ էներգիա չի առաջանում։ Իսկ 34′ գծի վրա ծավալի փոքրացման դեպքում առաջանում և աստիճանաբար աճում է կինետիկ էներգիան։



Նկ. 5—6

Ակնհայտ է, որ եթե $J_2 \neq 0$, ապա վերադարձի 234 (կամ 234′) գիծը չի կարող համընկնել 1a2 պրոցեսի գծին, բայց չէ՞ որ 2 վիճակը 1a2 գծի վրա ընտրվում է միանգամայն կամայականորեն։ Հետևապես, 1a2 պրոցեսը կարող է հակադարձելի լինել միայն այն դեպքում, երբ 1a2 գիծն իր բոլոր կետերով գտնվում է ծավալների առանցքի վրա կամ այդ առանցքից բարձրանում է անվերջ փոքր չափով, այսինքն՝ եթե սիստեմի կինետիկ էներգիան կամ անընդհատ զրո է, կամ միշտ անվերջ փոքր է։

3. բ) Դրույթի իրավացիությունը կարող է հաստատվել հետևյալ կերպ։ (3, 8, 3)-ի համաձայն՝ որևէ աշխատանքային կոորդինատի հետ համապատասխան ցանկացած (F) ուժի աշխատանքը դրական է։ Մածուցիկության կամ շփման առկայության դեպքում այս աշխատանքը համարժեք է դրական ջերմության և ադիաբատ պրոցեսում առաջացնում է ջերմաստիճանի բարձրացում (տես, օրինակ՝ նկ. 3—15, 3—16 սիստեմները)։ Այսպիսով,

եթե 1α2-ը F ուժի աշխատանքով ուղեկցվող ադիաբատ պրոցես է, ապա վերադարձի պրոցեսը պետք է լինի ջերմաստիճանի իջեցման և ուժի կողմից բացասական աշխատանք կատարվելու պրոցես։ Ջերմաստիճանի իջեցումը կարելի է իրականացնել, եթե ջերմային կապ հաստատվի սիստեմի և մի այլ մարմնի միջև, որի ջերմաստիճանը ցածր է սիստեմի ջերմաստիճանից։ Բայց ջերմաստիճանի այս իջեցումն անընդունակ է առաջացնելու այնպիսի շարժում, որ F ուժը կատարի բացասական աշխատանք։ Այսպես, օրինակ, նկ. 3—15-ում պատկերացված սիստեմում F ուժը կշիռն է. այս ուժի աշխատանքը բացասական կլինի ծանրոցի բարձրացման դեպքում, բայց այս սիստեմի ջերմաստիճանի իջեցումը ոչ մի դեպքում չի կարող ծանրոցի բարձրացում առաջացնել։

Այսպիսով, ինչպես այդ հաստատուն է բ) դրույթը, այն պրոցեսը, որի մեջ աշխատանքային կոորդինատների հետ համաձայնած ուժը կատարում է (դրական) աշխատանք, չի կարող լինել հակադարձելի։

4. Որպեսզի համոզվենք անհակադարձելիության բ) հատկանիշի իրավացիության մեջ, համեմատենք շփման ուժն աշխատանքային կոորդինատներին համաձայնած (F) ուժերի հետ։ F ուժերի բնորոշ առանձնահատկությունը միայն դրական աշխատանք կատարելու ընդունակությունն է և աշխատանքի նշանի փոփոխման անհնարինությունը։ Իսկ շփման ուժը միշտ կատարում է բացասական աշխատանք. այս աշխատանքի նշանը նույնպես չի փոխվում։

Եթե F ուժերի աշխատանքի նշանի փոփոխման անհնարինությունը բերում է այն պրոցեսների անհակադարձելիությանը, որոնց մեջ այդ ուժերը աշխատանք են կատարում, ապա շփման ուժի աշխատանքի նշանի փոփոխման անհնարինությունը պետք է բերի այն պրոցեսների անհակադարձելիությանը, որոնց մեջ շփման ուժն աշխատանք է կատարում։

5. Էլեկտրական հոսանքի անցման դեպքում, անկախ նրա ուղղությունից, միշտ ջերմություն է անջատվում։ Այսպես ուրեմն, հոսանքի անջատած ջերմությունը, ինչպես և կինետիկ էներգիան միշտ դրական են։ Ուստի էլեկտրական հոսանքը, ինչպես և կինետիկ էներգիան պրոցեսի անհակադարձելիության պատճառ են։

Եթե հոսանքի ուժն անվերջ փոքր է, կամ «շփման ուժն» անվերջ փոքր է, ապա հակադարձելիությունից նրանցով առաջ եկած շեղումները անվերջ փոքր են։

Այսպիսով, մենք հիմնավորեցինք անհակադարձելիության ա), բ), դ), դ) հատկանիշները։

§ 6, 4. ԱՆՇԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՕՐԻՆԱԿՆԵՐ։ ԱՆՇԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՆՇԱՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

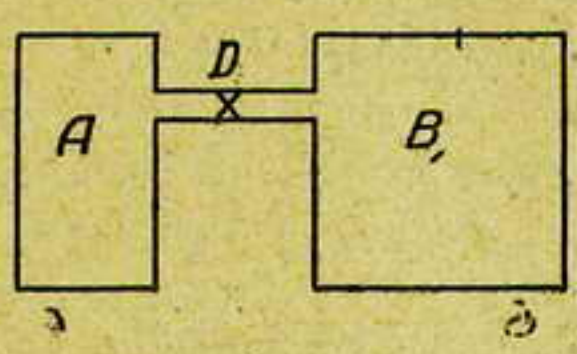
1. Ցույց տանք անհակադարձելի պրոցեսներից մի քանիսը։

ա) Ջերմության անցումը մի մարմնից մյուսին։ Եթե իրարից ջերմափոխանակությամբ չմեկուսացված երկու մարմինների ջերմաստիճանները միմյանց

հավասար չեն, ապա ջերմությունը մեկից անցնում է մյուսին (տես § 4, 2 և § 5, 2)։

Այս անհակադարձելի պրոցեսը շատ է տարածված տիեզերքում։ Մի երկնային մարմինը ջերմություն է ստանում մյուսից, մասնավորապես՝ երկրագունդն արևից. երկրագնդի վրա ջերմությունը մի մարմնից անցնում է մյուսին. սենյակի պատերը ջերմություն են ստանում վառարանից և այլն։ Այս պրոցեսի հետևանքները շատ զգալի են։

բ) § 3, 8, 2-ի վերջում (նկ. 3—18) նկարագրված է «ընդարձակում դեպի դատարկություն» պրոցեսը, որի էությունն այն է, որ սիստեմը գրավում է տարածության մինչ այդ դատարկ եղած մի նոր մասը։ Այսպես, օրինակ (նկ. 5—7), ենթադրենք, որ սիստեմը (գազ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմ և այլն) պարունակող A անոթը



Նկ. 5—7

կարող է B դատարկ անոթի հետ հաղորդակից լինել D ծորակի միջոցով։ Ծորակը բացելու դեպքում սիստեմը կդրավի նաև B անոթը. նրա ծավալը V_A-ից կմեծանա մինչև V_A+V_B։ 3—18 նկարի վրա ենթադրվում է, որ դլանի ձախ մասում դատարկություն է, մխոցի մասնան արհամարհելիորեն փոքր է և գլանի պատերի ու մխոցի միջև շփում չկա։

Ուստի, զամբիկները հեռացնելիս, մխոցը, որի վրա ազդում է միայն սիստեմի p ճնշումը, արագ կտեղափոխվի և կհենվի աջ կափարիչին. հետևաբար՝ սիստեմն ընդարձակվում է դեպի դատարկությունը։

Այս պրոցեսը շատ արագընթաց է, որովհետև ինչպիսի ձևով էլ որ նա իրականացվի (ծորակի բացման կամ մխոցը պահող զամբիկների հեռացման միջոցով), միևնույն է, սիստեմի ընդարձակմանը ոչ մի բան չի խանգարում. իսկ համաձայն § 4, 3, 1-ի՝ բոլոր արագընթաց պրոցեսներն ադիաբատ են։ Եթե մենք ցանկանում ենք այս պրոցեսը համարել խիստ ադիաբատ, ապա պետք է կամ պրոցեսը պատկերացնենք ակնթարթային, կամ ենթադրենք, որ սիստեմ պարունակող անոթը պատած է ջերմամեկուսիչ ժապավենով։

Այս պրոցեսում արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի. իսկապես (նկ. 3—18), գլանի աջ մասի դատարկության պատճառով մխոցի վրա արտաքին ճնշումը հավասար է զրոյի։

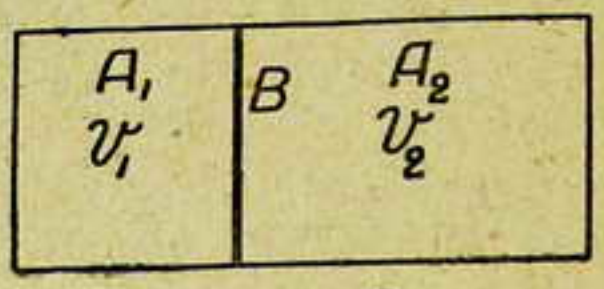
«Ընդարձակում դեպի դատարկությունը» պրոցեսը ծավալի մեծացման արագընթաց, անհակադարձելի ադիաբատ պրոցես է, որը տեղի է ունենում առանց արտաքին աշխատանքի կատարման։

Այս պրոցեսի անհակադարձելիությունը երևում է թեկուզ § 5, 2, α-ից, քանի որ արտաքին ճնշումը՝ $f=0$, իսկ $p\neq 0$, ուստի և $p\neq f$։

§ 3, 8, 2-ում նշվեց, որ սիստեմի ծավալի ադիաբատ փոքրացումն առանց արտաքին աշխատանքի կատարման անհնարին է։ Այս կարևոր դրույթը հետագայում կապացուցվի նաև ուրիշ եղանակով (§ 14, 6, 3)։

գ) Ստանում։ Դիցուք գլանի (կամ կամայական ձև ունեցող անոթի) 1 և 2 մասերում պարփակված են համապատասխանաբար A_1 և A_2 մարմին-

նները (նկ. 6—8), ըստ որում երկուսն էլ գտնվում են միևնույն ապրեգատ վիճակում՝ կամ երկու մարմիններն էլ հեղուկ են, կամ երկուսն էլ՝ գազ։ 1 և 2 մասերն իրարից անջատված են նյութի համար անթափանցելի B դիաֆրագմայով։



Նկ. 6—8

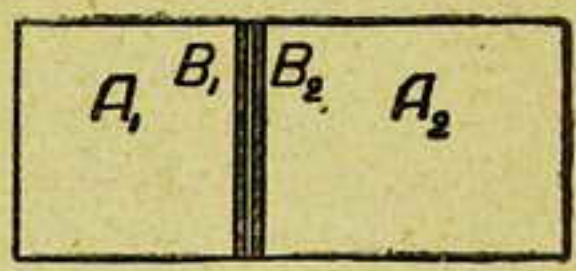
Եթե B-ն հեռացնենք, ապա որոշ ժամանակ անցնելուց հետո սիստեմն իրենից կներկայացնի A_1 և A_2 մարմինների համասեռ խառնուրդ (այն դեպքը, երբ երկու հեղուկներն առաջացնում են ոչ թե մի, այլ բազադրությամբ իրարից տարբեր երկու խառնուրդ, այստեղ չի քննարկվում. դրա մասին տես § 21, 1)։ Խառնուրդի V ծավալը հավասար է խառնվող մարմինների ծավալների V_1+V_2 գումարին. ուստի այսպիսի խառնումը կարող է կոչվել իզոխոր խառնում դիաֆրագման հեռացնելու միջոցով. այս խառնման ընթացքում արտաքին աշխատանք չի կատարվում (քանի որ V=const.)։

Արդյոք հնարավոր է այս դեպքում վերադարձի պրոցես, այսինքն՝ հնարավոր է արդյոք A_1-ի և A_2-ի լրիվ անջատումը խառնուրդից։ Այս հարցի պատասխանը կախված է կիսաթափանցիկ դիաֆրագմաների գոյություն ունենալուց։

Կիսաթափանցիկ կոչվում է այն դիաֆրագման, որը միանգամայն ազատ կերպով անցկացնելով որոշ մարմնի մոլեկուլները, բոլորովին անթափանցելի է մնացած բոլոր մարմինների համար։ Բնության մեջ կիսաթափանցիկ դիաֆրագմաները գոյություն ունեն և կարող են պատրաստվել արհեստականորեն։

Այսպես, օրինակ, շիկացած պլատինը միանգամայն ազատ կերպով անց է կացնում գազային ջրածինը և չի անց կացնում մնացած գազերը։

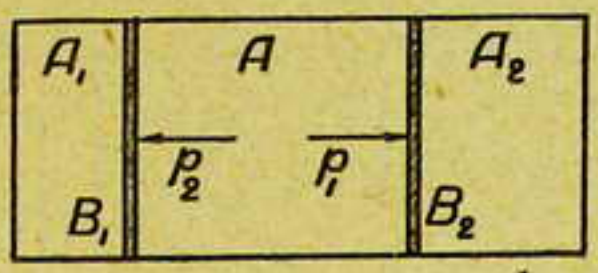
Ենթադրենք, որ B_1 մխոցը (նկ. 6—9) միանգամայն ազատ կերպով անց է կացնում A_1-ին և անթափանց է A_2-ի համար, իսկ B_2 մխոցը, ընդհակառակը, միանգամայն ազատ կերպով անց կացնելով A_2, անթափանցիկ A_1-ի համար։ Սկզբնական վիճակում իրար հպված B_1 և B_2 մխոցները անջատում են A_1-ը A_2-ից։ Քանի որ A_1-ն ազատորեն կարող է անցնել B_1-ի միջով, ապա B_1-ը A_1-ի կողմից ճնշում չի կրի։ B_1-ի վրա ճնշում է միայն A_2 մարմինը։ Այս ճնշումը նշանակենք p_2-ով։ Ճիշտ նույն կերպ B_2-ը կրում է միայն p_1 ճնշում A_1-ի կողմից։ Եթե այդ մխոցների վրա արտաքին ճնշումը բացակայում է, ապա B_1-ը p_2 ճնշման ազդեցության տակ և B_2-ը p_1 ճնշման ազդեցության տակ կսկսեն տեղափոխվել, մոտենալով գլանի կափարիչներին, B_1-ը՝ D_1-ին, իսկ B_2-ը՝ D_2-ին։ Ակներև է, որ A_1-ի մոլեկուլները կգտնվեն D_1-ի ու B_2-ի միջև, A_2-ի մոլեկուլները՝ D_2-ի ու B_1-ի միջև (նկ. 6—10) և այսպիսով B_1-ի ու B_2-ի միջև եղած ծավալի մեջ կգտնվի A_1 և A_2 մարմինների խառնուրդը։ Ուստի, երբ B_1-ը հպվի D_1-ին, իսկ B_2-ը՝ D_2-ին, ապա ամբողջ սիստեմը կներկայացնի A_1 և A_2 մարմինների համասեռ A խառնուրդ։



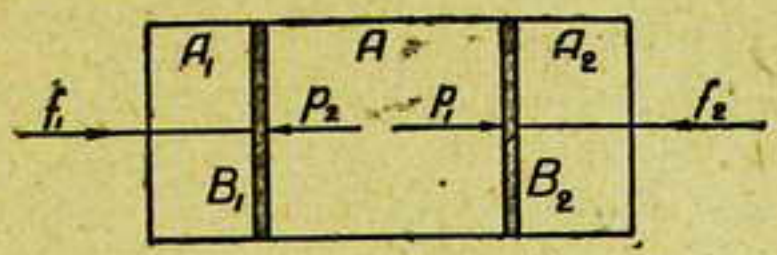
Նկ. 6—9

Այս կերպ կատարված խառնումը ոչնչով չի տարբերվում անթափանցիկ նյութից պատրաստված B դիաֆրագմայի հեռացումով իրականացված խառնումից (նկ. 5—8)։

Երկու դեպքում էլ արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի. B_1 մխոցը տեղափոխվում է ճիշտ այնպես, ինչպես եթե A_2 նյութը ընդարձակվելը դեպի դատարկություն, իսկ B_2-ը տեղափոխվում է այնպես, ինչպես եթե A_1-ը ընդարձակվելը դեպի դատարկություն։ Ինչպես այդ վերջին պրոցեսում, այնպես էլ այստեղ արտաքին ճնշումը հավասար է զրոյի. ուստի և մխոցը կրում է ճնշում մի կողմից։ Արտաքին ճնշման բացա-



Նկ. 5—10



Նկ. 5—11

կակությամբ դեպքում այսպիսի խառնումը, իհարկե՝ հանդիսանում է անհակադարձելի, իսկ եթե պատկերացնենք (նկ. 5—11), որ B_1 և B_2 մխոցների վրա արտաքին f_1 և f_2 ճնշումները զրոյից տարբեր են և համապատասխանաբար հավասար են՝

$$f_1=p_2,\quad f_2=p_1,$$

ապա հակադարձելիության § 5, 2-ի անհրաժեշտ պայմանն իրականացված կլինի, և խառնումը կարող է հակադարձելի լինել։

Իսկապես, ենթադրենք, որ p_2-f_1 և p_1-f_2 տարբերությունները դրական և շատ փոքր են. այդ դեպքում մխոցները կսկսեն հեռանալ միմյանցից, և խառնուրդի քանակությունը կաճի։ Իսկ եթե, ընդհակառակը, p_2-f_1 և p_1-f_2 տարբերությունները բացասական են, այսինքն՝ $f_1>p_2$, և $f_2>p_1$, ապա մխոցները կմոտենան իրար, և խառնուրդի մասսան կփոքրանա։

Սա նշանակում է, որ A_1 և A_2 մարմիններն անջատվում են խառնուրդից. իսկ երբ մխոցները մոտենալով հպվեն իրար, ապա խառնուրդ ընդհանրապես չի լինի, և A_1 ու A_2 մարմինները լիովին կանջատվեն իրարից։

Նկատենք, որ մխոցների վրա f_1 և f_2 արտաքին ճնշումների առկայության դեպքում, խառնուրդ առաջանալու համար անհրաժեշտ՝ մխոցների հեռացման ընթացքում պետք է կատարվի արտաքին բացասական աշխատանք։ Այսպիսով, հակադարձելի իզոթերմ խառնման (երբ $f_1=p_2$ և $f_2=p_1$) արտաքին աշխատանքն անխուսափելիորեն բացասական կլինի։

դ) Վերևում մենք քննարկում էինք խառնումը, ընդունելով, որ խառնվող մարմինները իրար հետ ռեակցիայի մեջ չեն մտնում, իսկ եթե խառնման հետ միաժամանակ կատարվում է ռեակցիա, այսինքն՝ առաջանում է նոր մարմին, ապա վերադարձի պրոցեսը, ակներևաբար, ավելի է դժվարանում։ Իսկապես, բնական է ենթադրել, որ համապատասխանաբար A_1 և A_2 մարմիններ անցկացնող կիսաթափանցիկ B_1 և B_2 դիաֆրագ-

մաներն անթափանցիկ են առաջացած նոր մարմնի համար։ Այս դեպքո
վերադարձի պրոցեսը հնարավոր չի լինի իրականացնել կիսաթափանցիկ
և B_2 մխոցների ներմուծման միջոցով։

Թողնելով շոշափված հարցի քննարկումը մինչև վերջին գլուխները
մեկը (§ 19, 5), այստեղ կարելի է միայն նշել, որ այս դեպքում հակա
դարձելիության պայմանները, որոնք բավարար էին առանց ռեակցի
կատարվող ժամանման ժամկետի, կարող են լինել միայն անհրաժեշտ, բա
արդեն անբավարար։

2. Անհակադարձելի պրոցեսների նշանակությունը բացառիկորեն կա
րևոր է հետևյալ պատճառով։ Եթե 1a2 պրոցեսը հակադարձելի է, ապ
որպես վերադարձի պրոցես կարելի է ընտրել նույնպես հակադարձել
2a1 պրոցեսը։ 1a2 և 2a1 պրոցեսների հաջորդականությունը և՛ սիստեմին
և՛ շրջապատող միջավայրին բերում է սկզբնական վիճակին։ Այսպիսով
1a2 հակադարձելի պրոցեսը կարող է լիովին չեզոքացվել 2a1 նույնպե
հակադարձելի պրոցեսի միջոցով։

Իսկ եթե 1a2 պրոցեսն անհակադարձելի է, ապա չի կարելի իրակա
նացնել 2a1 պրոցեսը։ Ուստի եթե նույնիսկ հաջողվի սիստեմը վերադարձ
նել սկզբնական վիճակին, ապա շրջապատող միջավայրը կլինի սկզբնակա
նից տարբեր վիճակում։ Այսպիսով, անհակադարձելի պրոցեսները բնու
թյան մեջ թողնում են անջնջելի, անհարթելի հետքեր։

§ 6, 6. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅՈՒՆ

1. § 6, 3-ի ա) դրույթը նշանակում է, որ հակադարձելի պրոցե
կարող է տեղի ունենալ միայն այն սիստեմում, որը գտնվում է մեխա
նիկական հավասարակշռության մեջ կամ անվերջ մոտ է մեխանիկակա
հավասարակշռությանը։

Իսկապես, այն վիճակը, որի մեջ կինետիկ էներգիան միշտ հավա
սար է զրոյի, մեխանիկական հավասարակշռության վիճակ է։ Իսկ եթե
կինետիկ էներգիան փոփոխվելով, ամբողջ ժամանակ մնում է անվերջ
փոքր, ապա մեխանիկական հավասարակշռության վիճակից սիստեմի շե
ղումները կլինեն անվերջ փոքր։

Մասամբ նույնպիսի արդյունքի է բերում և հակադարձելիության
§ 6, 2, (α) անհրաժեշտ պայմանը։ Իսկապես, § 6, 3 բ)-ի համաձայն, պրո
ցեսը կարող է հակադարձելի լինել միայն այն պայմանի դեպքում, երբ
շփման ուժերն աշխատանք չեն կատարում։ Բայց այնպիսի դեպքում,
երբ $p \neq f$, առաջանում է անընդհատ աճող կինետիկ էներգիայով շարժում.
իսկ եթե $p = f$, ապա շարժումը կարող է տեղի ունենալ հաստատուն արա
գությամբ և կամ տեղի կունենա հավասարակշռություն, կամ թե հավա
սարակշռությունից կատարված շեղումը կլինի անվերջ փոքր։

Այսպիսով, եթե աշխատանք են կատարում միայն p և f ճնշումները,
ապա § 6, 2-ի (α) պայմանը մեխանիկական հավասարակշռության պայ
մանն է։

§ 6, 2-ի (γ) պայմանն ապահովում է ջերմային հավասարակշռու-

թյունը։ Իրոք, համաձայն հավասար ջերմատիճանների սահմանման (4, 1, 1), եթե t=τ, ապա սիստեմի և միջավայրի միջև ջերմության փոխանցումն անհնարին է, այսինքն՝ տեղի ունի ջերմային հավասարակշռություն։ Իսկ եթե t-ն ու τ-ն իրար անվերջ մոտ են, ապա ջերմության անցումը սիստեմից միջավայրին (կամ ընդհակառակը) կլինի անվերջ դանդաղ, հետևապես՝ ջերմային հավասարակշռությունից կատարված շեղումը կլինի անվերջ փոքր։

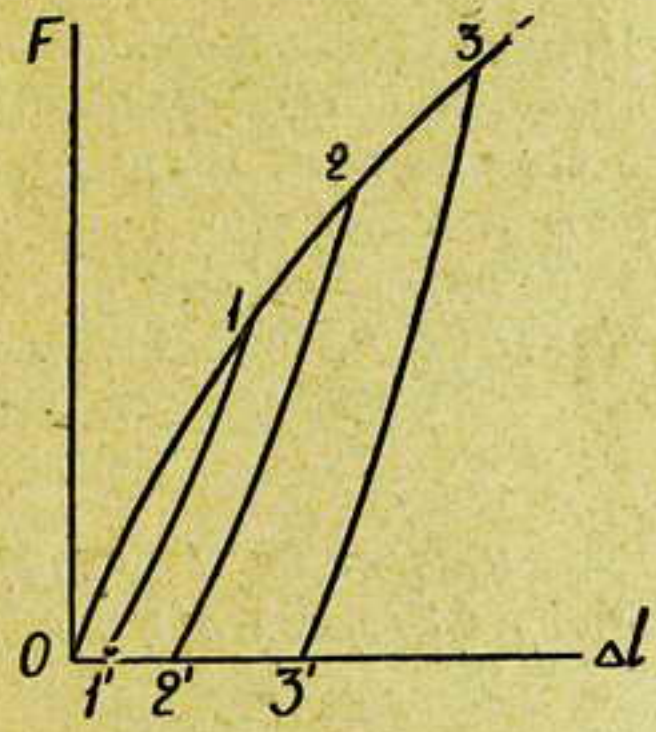
Վերջապես, եթե հնարավորություն ունենայինք այժմ մեթ հաղամանորեն քննարկել քիմիական պրոցեսների հակադարձելիության խնդիրը, ապա կհամոզվեինք, որ պրոցեսի հակադարձելիության համար անհրաժեշտ է, որ տեղի ունենա քիմիական հավասարակշռություն կամ այդ հավասարակշռությունից կատարված շեղումը լինի անվերջ փոքր։

Քանի որ մեխանիկական, ջերմային և քիմիական հավասարակշռությունների առկայության դեպքում, ժամանակի ընթացքում սիստեմը բոլորովին չի փոփոխվի, այսինքն՝ սիստեմը կգտնվի լրիվ հավասարակշռության վիճակում, ապա այս պարագրաֆում ասածները բերում են մեզ հետևյալ եզրակացությանը.

(5, 5, 1) Ամբողջ հակադարձելի պրոցեսի ընթացքում սիստեմը պետք է գտնվի կա՛մ հավասարակշռության վիճակում, կա՛մ վերջինիս անվերջ մոտ լինի։

2. Ակներև է, որ հավասարակշռությունը հակադարձելիության անհրաժեշտ, բայց ոչ բավարար պայմանն է։ Այս բանում համոզվելու համար նորից քննարկենք § 1, 6, 2-ում նկարագրված օրինակը։

Մենք կարող ենք գլանին կիրառված ձգող ուժը, սկսած զրոյից, մեծացնել շատ դանդաղ, միանգամայն աստիճանաբար, այնպես որ այդ ուժն ու գլանի առաձգական դիմադրությունը ժամանակի յուրաքանչյուր մոմենտում հավասար լինեն իրար, իսկ գլանի երկարացումը (և ծավալի փոփոխությունը) տեղի ունենա ծայրը աստիճան դանդաղ։ Այնուամենայնիվ (նկ. 5—12), հասցնելով ձգող ուժը որոշ արժեքի և սկսելով աստիճանաբար փոքրացնել այն, մենք կհամոզվենք, որ վերադարձի գիծը չի համընկնում գլանի երկարացման պրոցեսի գծի հետ։



Նկ. 5—12

F—ձգող ուժն է, Δl—երկարացումը, 0123—ձգման գիծը, 11′, 22′, 33′—վերադարձի գծերն են։

Այս երևույթը հիշեցնում է մագնիսական հիստերեզիսը և կոչվում է առաձգական հիստերեզիս։ Այս և նման երևույթներն առաջանում են շփման տարբեր տեսակների շնորհիվ և անգամ սիստեմի լրիվ հավասարակշռության դեպքում պրոցեսը դարձնում են անհակադարձելի։

Այսպիսով, կարելի է պնդել, որ հակադարձելի պրոցեսը հնարավոր է միայն հիստերեզիսի բոլոր տեսակներից ազատ սիստեմներում։

Եզրակացություն.

(5, 5, 2) Պրոցեսի հակադարձելիության համար անհրաժեշտ է և բավարար, որ սիստեմն ազատ լինի հիստերեզիսի բոլոր տեսակներից և կա՛մ գտնվի հավասարակշռության վիճակում, կա՛մ լինի հավասարակշռության վիճակին անվերջ մոտ։

Պետք է նկատել, որ անկայուն հավասարակշռության վիճակները գործնականորեն գոյություն չունեն. այս պարագրաֆում, ինչպես և ընդհանրապես ամբողջ գրքում հավասարակշռություն հասկացությամբ ենթադրվում է կայուն հավասարակշռություն։

3. Հետագայում մենք հաճախ օգտվելու ենք «մեխանիկորեն հակադարձելի» պրոցեսի գաղափարից։ Պրոցեսը կոչվում է մեխանիկորեն հակադարձելի, երբ բավարարված են հակադարձելիության բոլոր պահանջները, բացի այն պահանջից, որ սիստեմի ջերմաստիճանը անսահման քիչ տարբերվի միջավայրի ջերմաստիճանից։ Այսպիսի պրոցեսներում բոլոր տեսակի շփման ուժերը աշխատանք չպիտի կատարեն, սիստեմի կինետիկ էներգիան միշտ պետք է լինի արհամարհելիորեն փոքր և

$$dW_o = -dW_i = -pdV,$$

§ 5, 6. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ԱԴԻԱԲԱՏԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Ինչպես ասվեց (5, 4, 2)-ում, հավասարակշռության կայունությունը պրոցեսի հակադարձելիության անհրաժեշտ պայմանն է։ Ուստի հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը կարող է սկսվել միայն կայուն հավասարակշռության վիճակում։ Այսպիսով, հավասարակշռության կայունության (4, 5, 6) պայմանը պահպանում է իր ուժը և՛ հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի դեպքում։

Պայմանավորվելով նշանակել հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը s ինդեքսով, (4, 5, 6)-ը կարող ենք գրել այսպես՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s < 0, \qquad (5, 6, 1)$$

Սրա նման հավասարակշռության կայունության (4, 5, 19) պայմանը պահպանում է իր ուժը նաև հակադարձելի պրոցեսների դեպքում՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0. \qquad (5, 6, 2)$$

Հետևաբար՝ p—V դիագրամի վրա հակադարձելի ադիաբատն ու իզոթերմը պետք է իջնեն ձախից աջ։ Սակայն (5, 6, 1) և (5, 6, 2) անհավասարությունները ցուցում չեն տալիս այն բանի վերաբերյալ, թե այդ գծերից որն է ավելի թեք։

2. Որպես օրինակ այստեղ քննարկենք այն դեպքը, երբ հակադարձելի (B′AB) *ադիաբատն ավելի թեք է, քան* (C′AC) *իզոթերմը (նկ. 5—13)։*

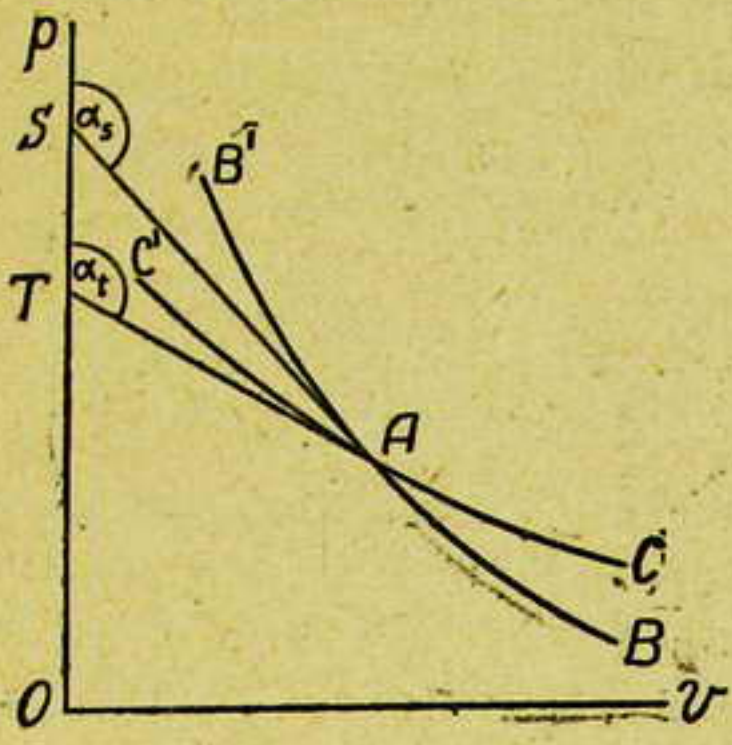
Հետագայում (§ 12, 7, 2) ցույց կտրվի, որ իզոթերմը հակադարձելի ադիաբատից ավելի թեք լինել երբեք չի կարող։

Ամենից առաջ ադիաբատի ավելի մեծ թեքության հետևանքով պետք է

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t > 1, \quad (5, 6, 3)$$

Իսկապես, թող AS-ը և AT-ն լինեն հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի շոշափողները A կետում, իսկ α_s-ն ու α_t-ն՝ այդ շոշափողների և OV առանցքի միջև կազմված անկյունները. այդ դեպքում՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s = \operatorname{tg}\alpha_s < 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = \operatorname{tg}\alpha_t < 0$$



Նկ. 5—13

α_s և α_t անկյունները բութ են։ Բացի դրանից, ադիաբատի ավելի մեծ թեքության հետևանքով $\alpha_s > \alpha_t$. հետևապես $|\operatorname{tg}\alpha_s| > |\operatorname{tg}\alpha_t|$ ուստի և

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = \operatorname{tg}\alpha_t : \operatorname{tg}\alpha_s = |\operatorname{tg}\alpha_t| : |\operatorname{tg}\alpha_s| > 1.$$

սա էլ հենց (5, 6, 3)-ն է.

$$\gamma_t = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t$$

մեծությունը մենք անվանեցինք իզոթերմ սեղմելիության գործակից (1, 5, 4). Ճիշտ նույն կերպ՝

$$\gamma_s = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s \quad (5, 6, 4)$$

մեծությունը կոչվում է հակադարձելի ադիաբատ սեղմելիության գործակից։

Քանի որ՝

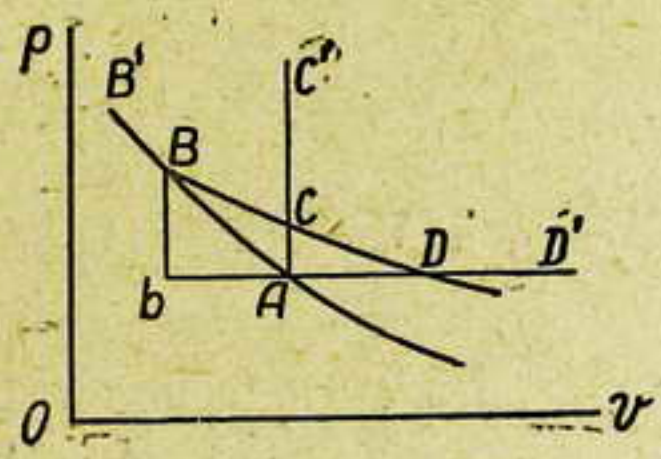
$$\frac{\partial V}{\partial p} = 1 : \frac{\partial p}{\partial V},$$

ապա (5, 6, 3)-ից հետևում է, որ

$$0 < \gamma_s : \gamma_t < 1, \quad (5, 6, 5)$$

այսինքն՝ միևնույն վիճակում հակադարձելի-ադիաբատ սեղմելիության գործակիցը փոքր է իզոթերմ սեղմելիության գործակցից։

3. Դիցուք (նկ. 5—14) ABB′ հակա-



Նկ. 5—14

դարձելի ադիաբատի A և B կետերը իրար անվերջ մոտ են և A-ից B-ին անցնելու դեպքում սիստեմի ծավալի, ճնշման և ջերմաստիճանի աճերն են

$$d_s V,\quad d_s p,\quad d_s t$$

$\frac{d_s t}{d_s V}=\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s$ածանցյալը ցույց է տալիս, թե ինչքանով է փոխվում ջերմաստիճանը ծավալի հակադարձելի ադիաբատ փոփոխման դեպքում մեկ միավորով։ Նման իմաստ ունի և $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$ածանցյալը։

Ավելի հաճախ օգտագործում են՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s=1:\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s \quad և \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s=1:\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$$

ածանցյալները։

Քանի որ, ըստ (5, 6, 1)-ի, $d_s V$-ն և $d_s p$-ն միշտ ունեն տարբեր նշաններ, ապա և

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s \quad և \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$$

ածանցյալների նշանները միշտ պետք է տարբեր լինեն (տես 4, 5, 22)։ Նրանցից յուրաքանչյուրի նշանը որոշելու համար B կետից տանենք BCD իզոթերմը, իսկ A կետից՝ ACC′ իզոխորն ու ADD′ իզոբարը, ըստ որում քննարկենք վերջիններիս՝ ադիաբատի և իզոթերմի միջև գտնվող AC և AD անվերջ փոքր հատվածները։ A, b, B, C, D կետերն իրար անվերջ մոտ են։

3-ի սկզբում ասվածի համաձայն

$$d_s V=V_B-V_A=Ab<0$$
$$d_s p=p_B-p_A=bB>0$$
$$d_s t=t_B-t_A$$

ծավալի, ճնշման և ջերմաստիճանի աճերն են A-ից B-ին անցնելու դեպքում։ Ճիշտ նույն կերպ

$$d_v p=p_C-p_A \quad և \quad d_v t=t_C-t_B$$

ճնշման և ջերմաստիճանի տարրական աճերն են A-ից C-ին անցնելու դեպքում (ACC′ իզոխորով), իսկ

$$d_p V=V_D-V_A=AD>0 \quad և \quad d_p t=t_D-t_A$$

ծավալի և ջերմաստիճանի տարրական աճերն են A-ից D անցնելու դեպքում (ADD′ իզոբարով)։

Քանի որ BCD-ն իզոթերմ է, ապա

$$t_B=t_C=t_D, \text{ ուստի և } d_s t=d_p t=b_v t.$$

Մեզ մոտ $d_s V<0$, $d_p V>0$, ուստի և, ինչպես արդեն ասվեց,

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s \quad և \quad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$$

ածանցյալները պետք է ունենան տարբեր նշաններ, իսկ

$$\frac{d_s p}{d_s t}=\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s \quad \text{և} \quad \frac{d_v p}{d_v t}=\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$$

ածանցյալները միանիշ են,

$$d_s p=bB \text{ և } d_v p=AC$$

մեծությունների նույնանշան լինելու պատճառով

Քանի որում $bB>0$, $AC>0$ և $bB>AC$, ուստի

$$\left|\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s\right|>\left|\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v\right|.$$

Այստեղ մենք մտցրինք $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$ և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալների բացարձակ արժեքները, որովհետև այս ածանցյալները կարող են կամ միաժամանակ դրական լինել, կամ միաժամանակ բացասական. Այսպես, օրինակ, եթե ABB′ ադիաբատի վրա ծավալի մեծացման հետ ջերմաստիճանն ընկնում է (սա իդեալական գազի դեպքն է), ապա՝

$$t_B>t_A,\ dt=d_s t=t_B-t_A>0,$$

և ածանցյալներից յուրաքանչյուրը դրական է։

Բայց կարող է պատահել, որ ABB′ ադիաբատի վրա ծավալի մեծացման հետ ջերմաստիճանն էլ բարձրանա (մաքուր ջրի դեպքը 0^0C-ի և 4^0C-ի միջև). այդ դեպքում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$ և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալները կլինեն բացասական։

Այս ածանցյալների մասին ասածները կարելի է արտահայտել

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 1$$

անհավասարության միջոցով։

Ստացված արդյունքները ամփոփելու համար հիշեցնենք, որ ըստ (4, 5, 20)-ի կայուն հավասարակշռության վիճակում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$ մասնակի ածանցյալները ունենում են միևնույն նշանը, որը, ըստ դեպքերի մեծ մասի, դրական է (այս ածանցյալները բացասական են, օրինակ, մաքուր ջրի դեպքում 0^0C-ի և 4^0C-ի միջև)։

(5, 6, 6) Սիստեմի կայուն հավասարակշռության միևնույն վիճակում՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v \text{ և } \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$$

ածանցյալների նշանները համընկնում են. $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$ ածանցյալի նշանը տարբեր է այս երեք ածանցյալների նշանից և դեպքերի մեծամասնության համար բացասական է։

$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$ ածանցյալի բացարձակ արժեքը մեծ է $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալի բացարձակ արժեքից:

(5, 6, 6)-ը իրավացի է այն ենթադրությամբ, որ p–V դիագրամի վրա հակադարձելի ադիաբատը իզոթերմից ավելի թեք է:

Հետագայում (§ 10, 5, 2 և § 8, 6, 2) մենք կտեսնենք, որ իդեալական գազի և հեղուկ-գոլորշի սիստեմի դեպքում հակադարձելի ադիաբատն ավելի թեք է լինում իզոթերմից, ուստի և (5, 6, 6)-ը նրանց նկատմամբ միանգամայն կիրառելի է: Իդեալական գազում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0$, *հեղուկ-գոլորշի սիստեմում* $p=\varphi(t)$ *(այսինքն՝ p-ն կախված է միայն t-ից), որի հետևանքով (տես նկ. 2—21)*

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{dp}{dt} = \varphi'(t) > 0: \qquad (5, 6, 7)$$

Հետևապես, այս երկու սիստեմներում էլ (5, 6, 6)-ի համաձայն՝ $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s < 0$, *այսինքն՝ հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակումը առաջ է բերում ջերմաստիճանի իջեցում: Իդեալական գազում* $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s > \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$, *այսինքն՝ եթե ջերմաստիճանի իջեցում և հակադարձելի-ադիաբատ բարձրացումներն սկսվում են իդեալական գազի միևնույն վիճակում, ապա ջերմաստիճանի միևնույն բարձրացմանը հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսում համապատասխանում է ճնշման ավելի մեծ աճ, քան թե իզոխոր պրոցեսում:*

Մաքուր ջրի դեպքում 0^0C-*ից մինչև* 4^0C-*ը ջերմաստիճանի իզոբար մեծացման ժամանակ խտությունը մեծանում է, այսինքն՝ ծավալը փոքրանում է, ուստի* $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p < 0$ *և (4, 5, 20)-ի համաձայն՝* $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0$, *իսկ ըստ (5, 6, 6)-ի՝*

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s > 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s < 0:$$

Սա նշանակում է, որ ջրի հակադարձելի-ադիաբատ սեղմումը 0^0C-*ի և* 4^0C-*ի միջև առաջացնում է ջերմաստիճանի իջեցում և ճնշման ավելի մեծ ավելացում, քան ջերմաստիճանի նույնպիսի իջեցումը՝ իզոխոր պրոցեսում (քանի որ* $\left|\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s\right| > \left|\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)\right|_v$*:*

Ըստ (5, 6, 7)-ի՝ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$, *իսկ ըստ (5, 6, 6)-ի՝ հավասարակշռության կայունության դեպքում՝*

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s > \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v:$$

Այս հակասությունը բացատրվում է նրանով, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի հավասարակշռության անոմալները է արտաքին ճնշման ի զորթերմոդինամիկան նկատմամբ և $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = 0$։

§ 5, 7. ՄԻ ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱԿԱՆ ԱՌՆՁՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Հետագայում մեզ հաճախ պետք կլինի օգտվել մի պարզ մաթեմատիկական առնչությունից. ստորև տրվում է նրա արտածումը։

Դիցուք տրված են

$$dz = Adx + Bdy \qquad (5, 7, 1)$$

$$d\omega = adx + bdy \qquad (5, 7, 2)$$

երկու արտահայտություններ, որոնց մեջ dx-ն ու dy-ը ցանկացած անկախ անվերջ փոքրեր են (մասնավորապես dx-ը և dy-ը կարող են լինել սիստեմի անկախ հատկանիշների դիֆերենցիալները). dz-ն ու dω-ն կարող են լինել ցանկացած անվերջ փոքր մեծություններ (օրինակ՝ $dz = dQ$, $dz = dV$, $d\omega = dp$, $d\omega = dW_e$), այսինքն՝ dz-ն ու dω-ն կարող են լինել ինչպես սիստեմի որևէ հատկանիշների դիֆերենցիալները, նույնպես և ջերմության ու աշխատանքի անվերջ փոքր քանակություններ և այլն, իսկ A, B, a, b-ն

$$\left.\begin{aligned} A &= \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{dy=0}, & B &= \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{dx=0} \\ a &= \left(\frac{\partial \omega}{\partial x}\right)_{dy=0}, & b &= \left(\frac{\partial \omega}{\partial y}\right)_{dx=0} \end{aligned}\right\} \qquad (5, 7, 3)$$

$d\omega = 0$ պայմանի դեպքում (5, 7, 2)-ից կստանանք՝

$$(dy)_{d\omega=0} = -\frac{a}{b}(dx)_{d\omega=0} \qquad (5, 7, 4)$$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_{d\omega=0} = -\frac{a}{b} \qquad (5, 7, 5)$$

(5, 7, 1)-ն ու (5, 7, 4)-ը տալիս են՝

$$(dz)_{d\omega=0} = \left[A + B\left(-\frac{a}{b}\right)\right](dx)_{d\omega=0},$$

Երկու մասերն էլ բաժանելով $(dx)_{d\omega=0}$-ի վրա, (5, 7, 3) և (5, 7, 5)-ի համաձայն ունենում ենք՝

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{d\omega=0} = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{dy=0} + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{dx=0} \cdot \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_{d\omega=0}, \qquad (5, 7, 6)$$

Սա հենց այն առնչությունն է, որը մենք պետք է արտածեինք։

Այն դեպքում, երբ dω, dx-ը և dy-ը սիստեմի որևէ հատկանիշների դիֆերենցիալներն են, կարելի է

$$d\omega = 0, \quad dx = 0, \quad dy = 0$$

պայմաններն արտահայտել և այսպես՝

$$\omega=\text{const.},\quad x=\text{const.},\quad y=\text{const.},$$

ըստ որում (5, 7, 6)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega=\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y+\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x\cdot\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega. \qquad (5,\ 7,\ 7)$$

(5, 7, 6) և (5, 7, 7) առնչությունները հաճախ անմիջականորեն բերում են շատ կարևոր եզրակացությունների։ Երբեմն ավելի հարմար է լինում փոքր ինչ ձևափոխել այս առնչությունները։

Այսպես, օրինակ, (5, 7, 7)-ի երկու մասերն էլ բաժանելով $\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y$-ի վրա, կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega:\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y=1+\frac{\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x\cdot\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega}{\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y},$$

բայց

$$\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z\left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_y=-1$$

առնչությունից հետևում է, որ

$$\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x:\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y=-\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z.$$

Ուստի, նախորդ հավասարությունը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega:\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y=1-\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega:\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z$$

կամ, ավելի սիմետրիկ, հեշտությամբ հիշվող տեսքով՝

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega:\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y+\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega:\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z=1, \qquad (5,\ 7,\ 8)$$

Այս առնչությունը հիշելու համար պետք է միայն ուշադրություն դարձնել այն բանի վրա, որ, եթե փոխենք z-ի և y-ի տեղերը, ապա ձախ մասի առաջին դումարելիից կստացվի երկրորդը։

2. Որպես (5, 7, 8)-ի կիրառություն, օրինակ, ուսումնասիրենք արդեն մեզ հայտնի հարցը։

Թող $z=p$, $x=t$, $y=V$, $d\omega=dQ$. այդ դեպքում այն պրոցեսը, որի մեջ $d\omega=0$, կլինի ադիաբատ։ Համաձայնելով այդ ադիաբատ պրոցեսը հակադարձելի և նշանակելով (ինչպես պայմանավորվեցինք) այն s նիշով, կստանանք ըստ (5, 7, 8)-ի՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s:\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v+\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s:\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p=1, \qquad (5,\ 7,\ 8')$$

Բայց (5, 6, 6)-ի համաձայն՝ յուրաքանչյուր համասեռ սիստեմում (հեղուկ, գազ) $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$-ն և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$-ը միշտ պետք է տարբեր նշաններ ունենան, ուստի և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p < 0$, իսկ (5, 7, 8′)-ի համաձայն՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 1.$$

Այսպիսով, մենք հանդեցինք (5, 6, 6) արդյունքին, որը ճիշտ է ցանկացած համասեռ սիստեմի համար։

Հեղուկ-գոլորշի (անհամասեռ) սիստեմում, ըստ (5, 6, 7)-ի,

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{dp}{dt} = \varphi'(t),$$

իսկ

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = \infty$$ (քանի որ, երբ $p = \text{const.}$, $dt = 0$, իսկ $dV \neq 0$)։

Այսպիսով, հեղուկ-գոլորշի սիստեմի դեպքում

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = 1, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = 0.$$

Այս արդյունքը համապատասխանում է (5, 7, 8′)-ին։

§ 5, 8. ՑԻԿԼԵՐ

1. Ցիկլ կոչվում է պրոցեսների այնպիսի հաջորդականությունը, որի հետևանքով սիստեմը վերադառնում է իր սկզբնական վիճակին։

Քանի որ վիճակը բոլոր հատկանիշների համախումբն է և լիովին որոշվում է պարամետրներով, ապա ցիկլի կատարումից հետո յուրաքանչյուր հատկանիշը, յուրաքանչյուր պարամետրը վերադառնում է իր սկզբնական արժեքին. եթե, օրինակ, V, p, t-ն ցիկլի վերջում ծավալը, ճնշումը և ջերմաստիճանն են, իսկ V_1, p_1, t_1-ն այդ մեծությունների արժեքներն են ցիկլի սկզբում, ապա

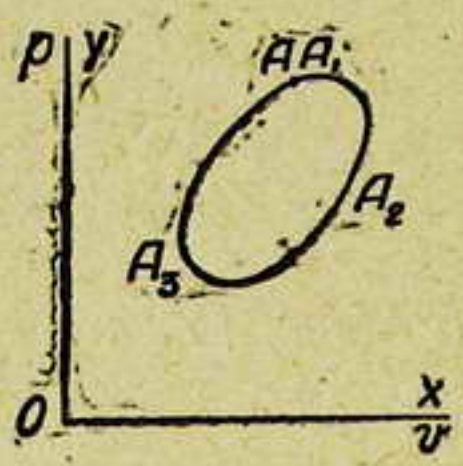
$$V = V_1, \quad p = p_1, \quad t = t_1.$$

Այսպիսով, կոորդինատների ցանկացած yox սիստեմում, որտեղ x, y-ը սիստեմի հատկանիշներ են, ցիկլը պատկերող գիծը կլինի փակ, օրինակ՝ (նկ. 5—15, 5—16, 5—18 և 5—21 դիագրամների վրա)։

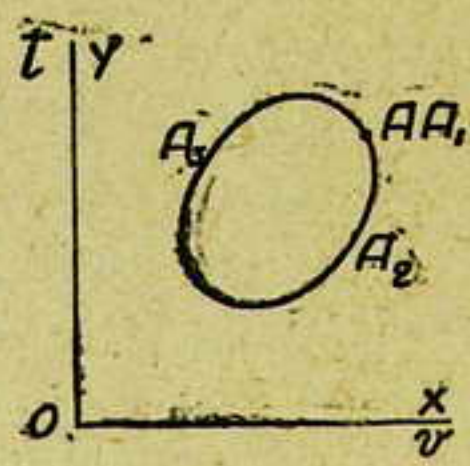
Այս փակ գիծը կոչվում է ցիկլի եզրագիծ։

Սիստեմի հատկանիշներ չհանդիսացող մեծությունները (օրինակ՝ արտաքին ճնշումը, միջավայրի ջերմաստիճանը, զանազան աշխատանքային կոորդինատները .....) ցիկլի կատարումից հետո կարող են չվերադառնալ իրենց սկզբնական արժեքներին։

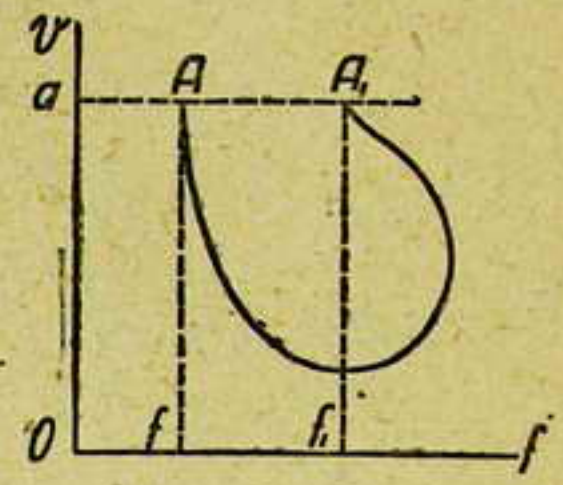
Այսպես, օրինակ, $A_1A_2A_3A$ ցիկլի սկզբում (նկ. 5—15) արտաքին ճնշումը կարող է հավասար լինել զրոյի, իսկ վերջում՝ $f=p=p_1$ (այսինքն՝ ցիկլի վերջում արտաքին ճնշումը հավասար է սիստեմի ճնշմանը ցիկլի սկզբում)։



Նկ. 5—15



Նկ. 5—16



Նկ. 5—17

Բոլոր այն դեպքերում, երբ առանցքներից մեկի վրա տեղադրվում է սիստեմի հատկանիշ չհանդիսացող մեծություն, ցիկլը պատկերող գիծը կարող է փակ լինել։

Օրինակ, V—f դիագրամում (նկ. 5—17) A_1 և A սկզբնական և վերջնական կետերը չեն համընկնում, քանի որ $f\neq f_1$, բայց որովհետև $V=V_1=Oa$, ապա V—f դիագրամի վրա ցիկլը պատկերող A_1A_2A գծի սկիզբն ու վերջը միացնող A_1A ուղիղը կլինի Of առանցքին զուգահեռ։

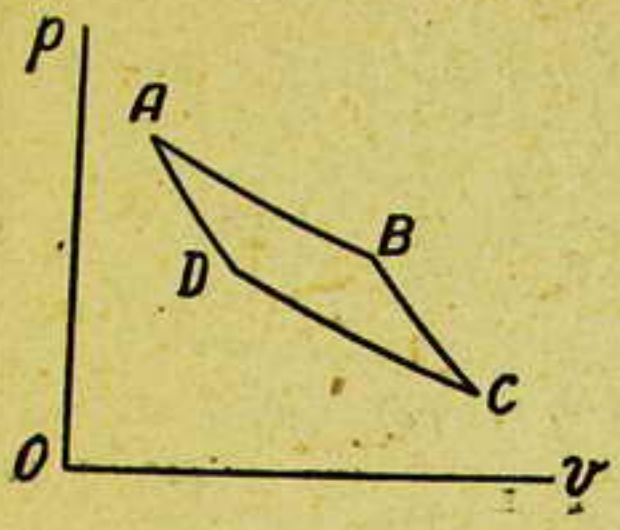
Մենք կարող ենք ընդհանրացնել և արտահայտել հետևյալ կանոնը. եթե y-ը սիստեմի հատկանիշ է, իսկ x մեծությունը հատկանիշ չէ, ապա yox կոորդինատային սիստեմում ցիկլը պատկերող գիծը փակ կլինի միայն այն դեպքում, երբ x մեծության վերջնական արժեքը հավասար է սկզբնական արժեքին։ Սակայն, ընդհանրապես, երբ $x\neq x_1$, ցիկլը պատկերող գիծը փակ չէ, իսկ ցիկլի սկիզբն ու վերջը միացնող AA_1 հատվածը զուգահեռ է ox առանցքին։

2. Այն ցիկլը, որի որևէ (վերջավոր կամ անվերջ փոքր) մասում պրոցեսն անհակադարձելի է, համարվում է անհակադարձելի։ Անհակադարձելի մասերի բացակայության դեպքում ցիկլը կլինի հակադարձելի։

Քանի որ հակադարձելի պրոցեսներում սիստեմի ճնշումը պետք է հավասար լինի արտաքին ճնշմանը, իսկ սիստեմի և միջավայրի ջերմաստիճանները պետք է միևնույնը լինեն, ապա V—f (կամ f—V), V—τ (որտեղ τ-ն միջավայրի ջերմաստիճանն է) դիագրամների վրա հակադարձելի ցիկլը պատկերող գիծը փակ կլինի։

Ցիկլերը հաճախ քննարկվում են թերմոդինամիկայում և ֆիզիկական քիմիայում զանազան եղրակացությունների արտածման համար և հաճախ իրականացվում են տեխնիկայում։ Ըստ որում ցիկլի առանձին մասերը կապված են որոշակի, իրարից տարբեր պրոցեսներից (օրինակ՝ իզոթերմ, ադիաբատ, իզոխոր, իզոբար պրոցեսները, ընդլայնակում դեպի դատարկություն)։

Ցիկլերը հաճախ բնութագրվում են ըստ այն տարբեր պրոցեսների թվի, որոնցից այդ ցիկլերը բաղկացած են։ Այսպիսով, n տարբեր պրոցեսներից բաղկացած ցիկլը կոչվում է n պրոցեսանի։ Այսպես, օրինակ, բացառիկ մեծ պատմական նշանակություն ունեցող Կառնոյի ցիկլը 4 պրոցեսանի է. այն բաղկացած է 4 տարբեր պրոցեսների հաջորդականությունից (նկ. 5—18)՝ իզոթերմ, ադիաբատ, իզոթերմ, ադիաբատ (AB, BC, CD, DA)։



Նկ. 5—18

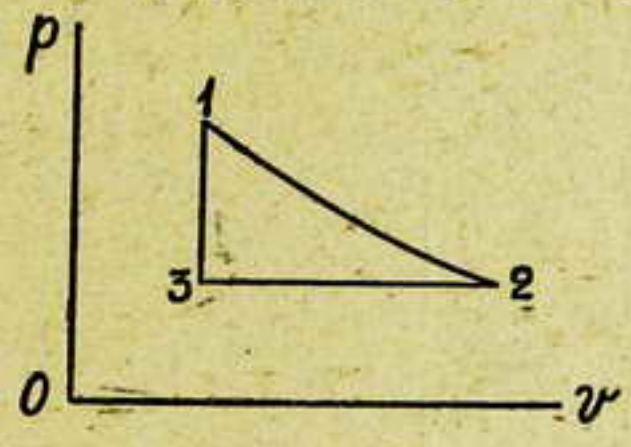
Կառնոյի ցիկլը մանրամասնորեն կքննարկվի XIII գլխում։

Այն ցիկլը, որի ընթացքում սիստեմի ջերմաստիճանն անփոփոխ է, կոչվում է իզոթերմ։

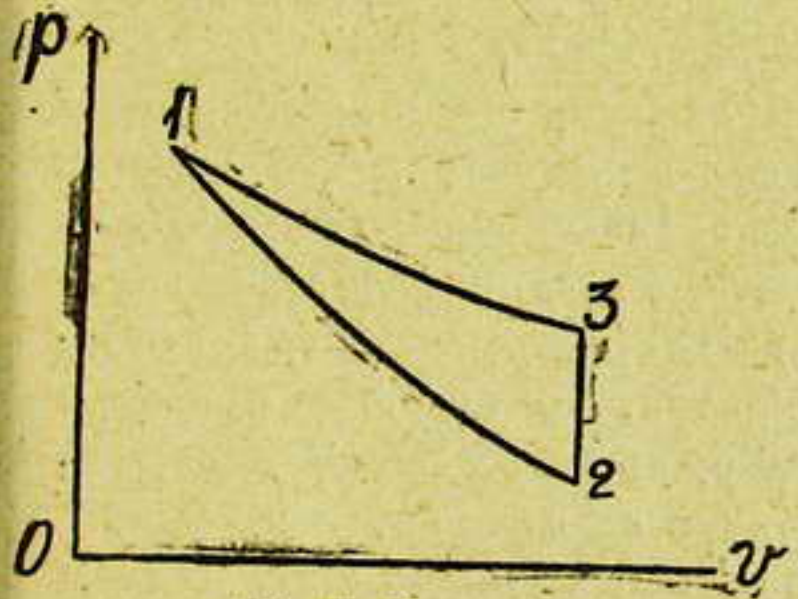
Ճիշտ նույն կերպ, եթե ամբողջ ցիկլի ընթացքում հաստատուն է մնում սիստեմի ծավալը, ճնշումը, ապա ցիկլը համապատասխանաբար կոչվում է իզոխոր, իզոբար,...

§ 5, 9. ՑԻԿԼԵՐԻ ՕՐԻՆԱԿՆԵՐ

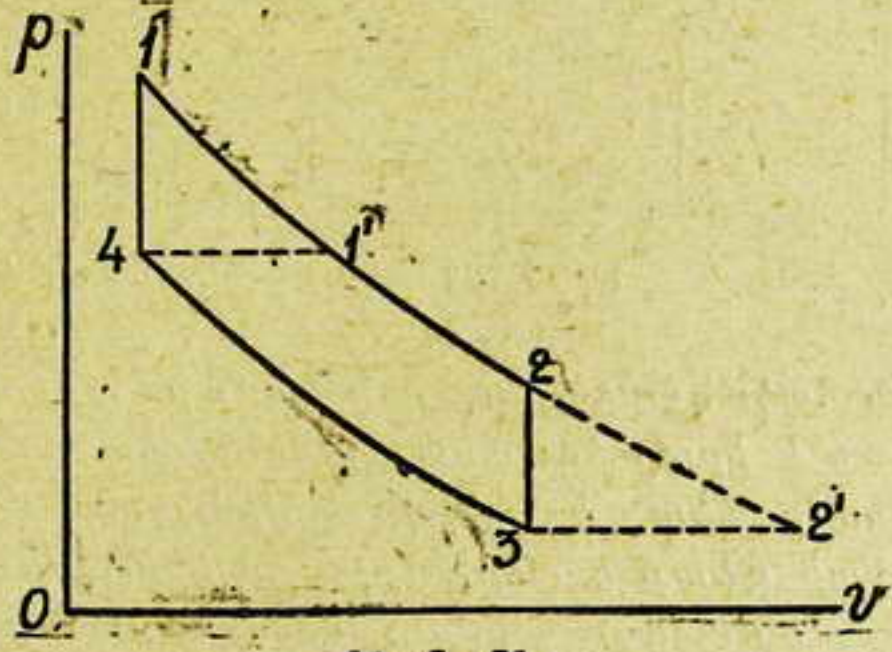
1. Նկ. 5—19-ում ներկայացված է եռպրոցեսանի ցիկլ, որի մեջ 1 2 պրոցեսը իզոթերմ է, հաջորդ 23 պրոցեսը՝ իզոբար, իսկ այնուհետև 31-ը՝ իզոխոր։ Նկ. 5—19 դիագրամում այս ցիկլի եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ։ Նկ. 5—20-ում ներկայացված է մի ուրիշ եռպրոցեսանի ցիկլ։ 12 հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակումից հետո տեղի է ունենում ճնշման 23 իզոխոր բարձրացում, իսկ այնուհետև՝ 31 իզոթերմ սեղմում։



Նկ. 5—19



Նկ. 5—20



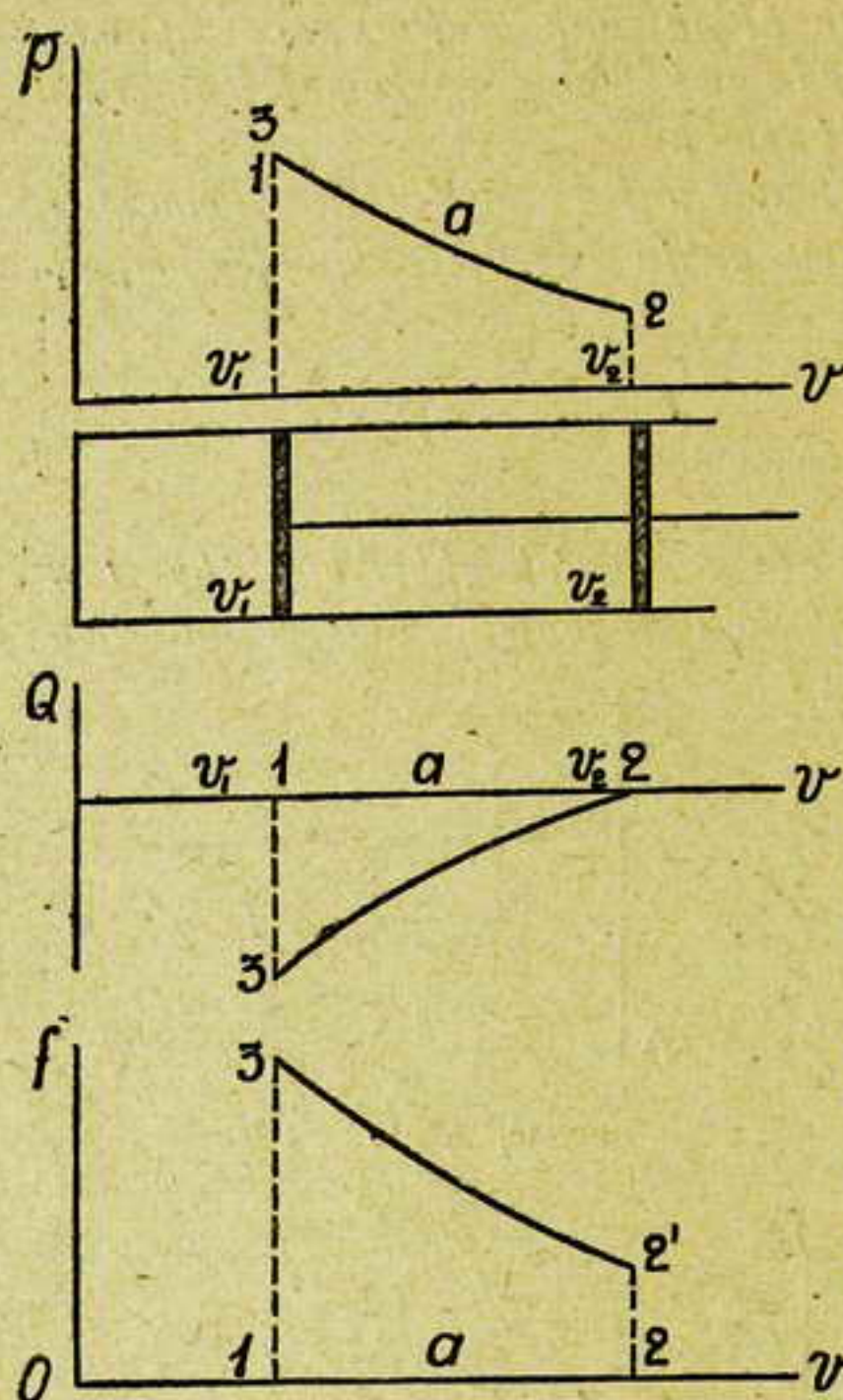
Նկ. 5—21

Այս ցիկլի եզրագիծը p—V դիագրամի վրա շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ.

12341 և 1′2′341′ շրջապրոցեսների ցիկլերը (նկ. 5—21) տեխնիկայում հաճախ են իրականացվում։

Այստեղ 12-ը այն հակադարձելի ադիաբատն է, որով կատարվում է ընդարձակումը. 34-ը՝ այն հակադարձելի ադիաբատը, որով տեղի է ունենում սեղմումը։ 23 իզոխորի վրա տեղի է ունենում ճնշման անկումը, իսկ 4 1 իզոխորի վրա ճնշումը բարձրանում է։

1′2′341′ ցիկլում իզոխորները փոխարինված են իզոբարներով։ 2′3 իզոբարի վրա ծավալը փոքրանում է, իսկ 4 1′ իզոբարի վրա՝ մեծանում։



Նկ. 5—22

2. Երկպրոցեսանի ցիկլ։ Իդեալական գազն ընդարձակվում է դեպի դատարկություն V_1 ծավալից մինչև V_2 ծավալը 1a2 գծով (նկ. 5—22)։ Քանի որ այս պրոցեսի ընթացքում ջերմաստիճանը չի փոփոխվում, ապա վերադարձի 2′3 պրոցեսը նույնպես պետք է իզոթերմ լինի։

Գծագիրը պատկերում է այդ ցիկլը p—V, Q—V, f—V դիագրամներում։ p—V դիագրամում 1a2 և 2′3 երկու իզոթերմ պրոցեսների գծերն համընկում են իրար։ 1a2 ընդարձակումը, ինչպես հայտնի է, ադիաբատ պրոցես է, ուստի Q—V դիագրամում 1a2 պրոցեսի գիծը համընկնում է OV առանցքին։

Իզոթերմ սեղմման 2′3 պրոցեսն ընդունվում է հակադարձելի։ Այս պրոցեսի ջերմությունը բացասական է, ուստի այս պրոցեսի 23 գիծը դասավորված է դիագրամի ծավալների առանցքից ցած։

Վերջապես, f—V դիագրամի վրա (որտեղ f-ը արտաքին ճնշումն է) 1a2 պրոցեսում արտաքին ճնշումը հավասար է զրոյի, իզոթերմ սեղմման հակադարձելիության համար արտաքին ճնշումը և գազի ճնշումը պետք է իրար հավասար լինեն։ Հետևապես՝ սեղմման սկզբում արտաքին ճնշումը պետք է հասցվի 2 վիճակում գազի p_2 ճնշմանը և սեղմման ժամանակ պետք է աճի, միշտ հավասար մնալով p ճնշմանը։

Համաձայն § 5, 8, 1-ում ասվածի, 13 հատվածը երկու Q—V և f—V դիագրամներում էլ ուղղահայաց է OV առանցքին։

3. Իզոթերմ ցիկլերը տեխնիկայում չեն կիրառվում. թերմոդինամիկայում և հատկապես ֆիզիկական քիմիայում հակադարձելի իզոթերմ ցիկլերի քննարկումը հաճախ բերում է շատ կարևոր եզրակացությունների։ Որպես օրինակ նկարագրենք հետևյալ ցիկլը։

Առաջին վիճակում սիստեմը բաղկացած է չցնդող A ալի լուծույթից՝ ցնդող (այսինքն՝ գոլորշի տվող) հեղուկի մեջ և այդ հեղուկի գոլորշուց, իսկ ջերմաստիճանն ու ճնշումը t_1 և p_1 են։ Ինչպես հայտնի է, մինչևույն t_1 ջերմաստիճանի դեպքում մաքուր հեղուկի վրա գտնվող գոլորշու p_0 ճնշումը p_1-ից մեծ կլինի, այսինքն՝ $p_0 > p_1$։

Առաջին (12) պրոցես. լուծույթում մասնակցող B հեղուկի dm քանակության իզոթերմ հակադարձելի փոխարկումը գոլորշու։

Երկրորդ (23) պրոցես. գոլորշու dm քանակության ճնշման իզոթերմ հակադարձելի մեծացումը p_1-ից մինչև p_0, որը. հատուկ է մաքուր հագիցած B հեղուկի հագեցած գոլորշուն՝ t_1 ջերմաստիճանի դեպքում։

Երրորդ (31) պրոցես. հագեցած գոլորշու dm քանակության իզոթերմ-իզոթերմ հակադարձելի վերածումը մաքուր հագեցած հեղուկի և նրա ներածումը լուծույթի մեջ։

Այս եռապրոցեսանի ցիկլը կլինի հակադարձելի, որովհետև բաղկացած է միայն հակադարձելի պրոցեսներից։

4. Քանի որ յուրաքանչյուր հակադարձելի պրոցես կարող է կատարվել երկու հակադիր ուղղություններով, ապա և յուրաքանչյուր հակադարձելի ցիկլ նույնպես կարող է կատարվել երկու հակադիր ուղղություններով։ Այսպես, օրինակ, 1231 ցիկլի փոխարեն (նկ. 5—20) կարելի է կատարել 1321 ցիկլը՝ ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ։

Իսկ անհակադարձելի ցիկլի ուղղությունը երբեմն կարելի է փոխել, իսկ երբեմն՝ ոչ։ Օրինակ, քննարկենք 12341 ցիկլը (նկ. 5—21)։ 23 իզոխոր պրոցեսի ընթացքում սիստեմի ջերմաստիճանը նվազում է t_2-ից մինչև t_3։ Եթե այս նվազումն իրականացվում է այն մարմնի հետ ջերմային փոխանակման շնորհիվ, որի τ ջերմաստիճանը ցածր է սիստեմի t_3 ջերմաստիճանից, ապա 23 պրոցեսը կլինի անհակադարձելի, և ամբողջ 12341 ցիկլը կլինի անհակադարձելի։ Ենթադրենք, որ 12, 34, 41 պրոցեսները հակադարձելի են։ Ակներև է, որ մենք հնարավորություն ունենք իրականացնել 14321 ցիկլը։

Իսկապես, մենք ընդունեցինք, որ 12, 34 և 41 պրոցեսները հակադարձելի են, հետևաբար նրանց հակադիր 21, 43, 14 պրոցեսները հնարավոր են։

Իսկ իզոխոր 32 պրոցեսի իրագործման համար կարելի է ջերմափոխանակության մեջ դնել մեր սիստեմը մի այնպիսի մարմնի հետ, որի τ' ջերմաստիճանը ոչ թե ցածր է t_3-ից (ինչպես այդ տեղի ուներ 12341 ցիկլում), այլ բարձր է t_2-ից, այսինքն՝ $\tau' > t_2$, հետևաբար՝ 32 պրոցեսի ընթացքում սիստեմը կստանա դրական ջերմություն։ Այսպիսով, իրականանալի են 12341 և 14321 երկու անհակադարձելի ցիկլերն էլ։

Անհակադարձելի ցիկլը հնարավոր չէ իրականացնել հակառակ ուղ-

ղությամբ, եթե ցիկլի անհակադարձելի պրոցեսներից մեկը բոլորովին չի կարող իրականացվել հակառակ ուղղությամբ։

Այսպես, օրինակ, մարմնի ադիաբատ սեղմում, որը իրագործվեր ինքն իրեն, առանց արտաքին դրական աշխատանք կատարելու, երբեք տեղի չի ունենում։ Հետևապես, ցիկլը, որի պրոցեսներից մեկում սխեմը ընդարձակվում է դեպի դատարկություն, չի կարելի իրականացնել հակառակ ուղղությամբ։ Այսպիսով, իդեալական գազի դեպի դատարկություն ընդարձակումից և նրա հակադարձելի իզոթերմ սեղմումից կազմված երկպրոցեսանի ցիկլը (նկ. 5—22) հնարավոր է։ Իսկ այն ցիկլը, որի սկզբում իրականացվող հակադարձելի իզոթերմ ընդարձակմանը պետք է հետևեր ադիաբատ, առանց արտաքին աշխատանքի կատարվող սեղմումը՝ անհնար է։

§ 5, 10. ԱՇԽԱՏԱՆՔԸ ՑԻԿԼԻ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ

1. Արտաքին աշխատանքը ամբողջ ցիկլի ընթացքում նշանակենք W_0, այսինքն՝

$$W_0=\oint dW_0, \qquad (5, 10, 1)$$

որտեղ $\oint$ նշանակում է որոշակի ինտեգրալ ամբողջ ցիկլի ընթացքում։

Ինտեգրվենք բոլոր հնարավոր դեպքերը։

Ընդհանրապես, բաժանելով ուժերը պարամետրայիններին և կոորդինատայիններին (տես § 3, 7) և դրանց նշանակման համար բերելով պ և կ նիշերը, կունենանք՝

$$dW_0=dW_{0պ}+dW_{0կ} \qquad (5, 10, 2)$$

ուստի և՝

$$\oint dW_0=\oint dW_{0պ}+\oint dW_{0կ}$$

կամ ըստ (5, 10, 1)-ի՝

$$W_0=W_{0պ}+W_{0կ}: \qquad (5, 10, 3)$$

Դիցուք ցիկլը հակադարձելի է։ Այդ դեպքում (3, 1, 1)-ի համաձայն՝

$$W_{0կ}=0 \quad և \quad dW_0+dW_1=0։$$

Ուստի՝

$$W_0=-W_1, \qquad (5, 10, 4)$$

որտեղ

$$W_1=\oint dW_1$$

սխեմի ճնշման աշխատանքն է ցիկլի ընթացքում։ Ինչպես հայտնի է (§ 3, 5, 3^0), այս աշխատանքը (W_1) հավասար է ցիկլի եզրագծի մակերեսին p—V դիագրամում և դրական է, երբ ցիկլի եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ. ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ շրջանցման դեպքում W_1 բացասական է։

Այսպիսով,

(5, 10, 4) Հակադարձելի ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը հավասար է p—V դիագրամում ցիկլի եզրագծով սահմանափակված մակերեսին և դրական է, երբ եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ. այդ աշխատանքը բացասական է, երբ ցիկլի եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ:

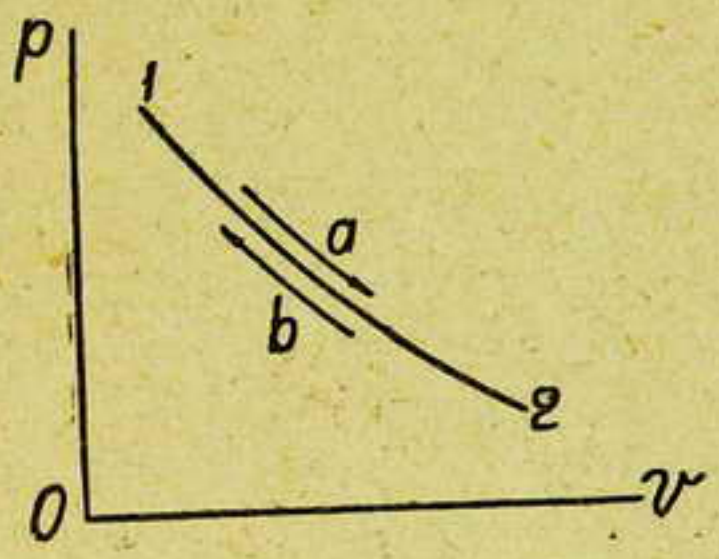
Ցիկլի եզրագծով պարփակված մակերեսն ընդհանրապես տարբեր է զրոյից, և հետևապես հակադարձելի ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը սովորաբար հավասար չէ զրոյի։

Այնուամենայնիվ մի շարք մասնավոր դեպքերում այս աշխատանքը հավասար է զրոյի։

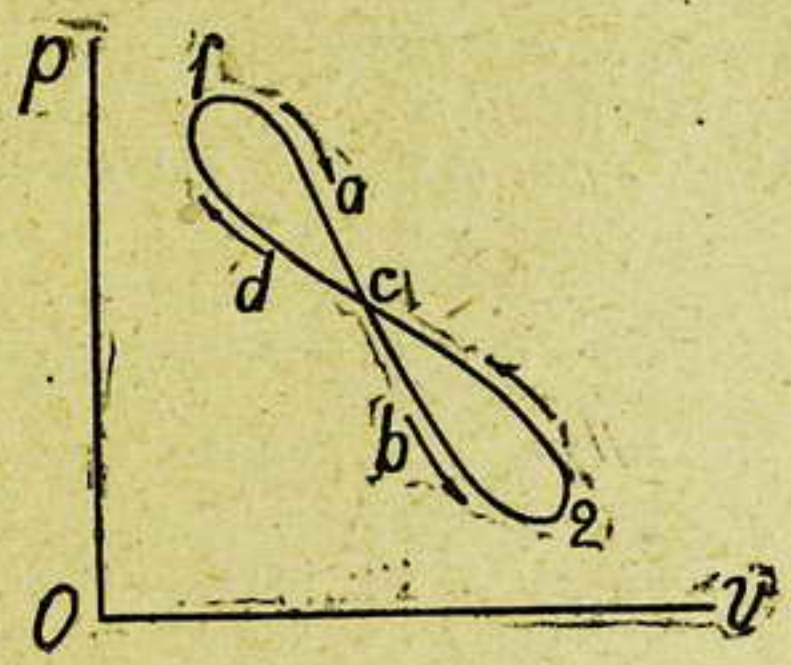
Այս բոլոր դեպքերը կարելի է հանգեցնել հետևյալ երկուսին՝

ա) p—V *(կամ* f—V*) դիագրամում ցիկլի եզրագիծը կազմված է երեք հետևողական համընկնող* 1a2 *և* 2b1 *գծերից (նկ. 5—23), որոնք ոչ մի մակերես չեն պարփակում։*

բ) p—V *դիագրամում եզրագիծը բաղկացած է երկու գծերից, որոնք երեք հետևողական հատվում են այնպես, որ առաջացնում են հակառակ ուղղություններով շրջանցվող երկու եզրագծեր, նկ. 5—24։ Այս գծագրի վրա* 1acb 2cd1 *եզրագիծը տրոհվում է* 1acd1 *և* cb2c *եզրագծերի, որոնցից*



Նկ. 5—23



Նկ. 5—24

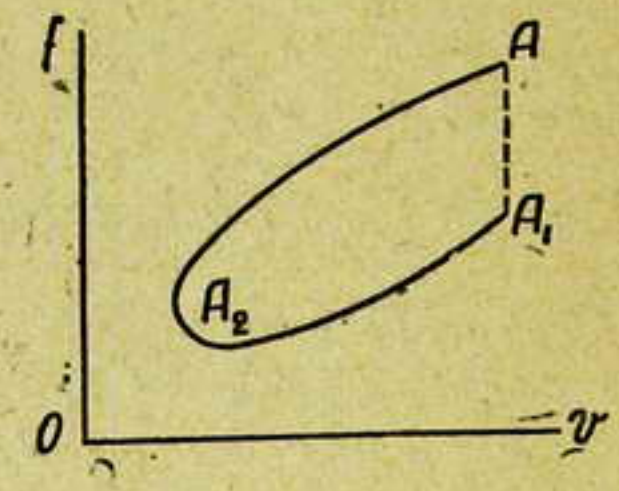
առաջինը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ, իսկ երկրորդը՝ ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ։

Ակնհայտ է, որ եթե այս երկու եզրագծերի մակերեսները բացարձակ արժեքով իրար հավասար լինեն, արտաքին աշխատանքն ամբողջ ցիկլի ընթացքում հավասար կլինի զրոյի։ (ա) դեպքը տեղի ունի, եթե ցիկլը իզոբար է, այսինքն՝ ամբողջ ցիկլի ընթացքում սիստեմի ճնշումը հաստատուն է, կամ իզոխոր է, այսինքն՝ ամբողջ ցիկլի ընթացքում սիստեմի ծավալը հաստատուն է:

Սակայն պետք է նկատել, որ ցիկլի իզոխորության դեպքում արտաքին ճնշման աշխատանքը զրոյի է հավասար ցիկլի բոլոր տարրական մասերում ($-\mathrm{f}dV=0$*, քանի որ* $dV=0$*), ուստի և* $dW_e=0$*, անկախ նրանից՝ հակադարձելի է ցիկլը, թե ոչ։*

Փոքր ինչ ավելի ուշ (§ 12, 6) մենք կտեսնենք, որ ցանկացած հակադարձելի իզոթերմ ցիկլում արտաքին աշխատանքը զրո է։

2. Երբ ցիկլն անհակադարձելի է, ապա (5, 10, 11)-ն ու (5, 10, 2)-ը մնում են ուժի մեջ, բայց արտաքին ճնշումն արդին անպայման հավասար չէ սիստեմի ճնշմանը, ուստի և f—V դիագրամում ցիկլը պատկերող A_1A_2A դիծը կարող է փակ չլինել (նկ. 5—25)։ Բայց այս դեպքում սկիզբը և վերջը միացնող AA_1 հատվածն ուղղահայաց է ծավալների առանցքին։ AA_1-ը կարելի է դիտել որպես իզոխոր, և եթե AA_1 իզոխոր պրոցեսը իսկապես տեղի ունենար, ապա նրա ընթացքում արտաքին աշխատանք չէր կատարվի։



Նկ. 5—25

Ուստի, արտաքին ճնշման աշխատանքը հաշվելիս կարելի է փոխարինել A_1A_2A դիծը $A_1A_2AA_1$ եզրագծով։ Այսպիսով.

Անհակադարձելի ցիկլում արտաքին ճնշման $W_{ա}$ աշխատանքը հավասար է $A_1A_2AA_1$ փակ եզրագծով սահմանափակված մակերեսին. այս աշխատանքը դրական է, երբ եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ, և բացասական՝ եթե եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ:

$W_{ա}$ *աշխատանքը յուրաքանչյուր դեպքում հաշվվում է առանձին ձևով. օրինակները բերված են § 3, 6-ում։*

§ 5, 11. ԱՇԽԱՏԱՆՔԸ ՑԻԿԼԻ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ (ԵԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

1. Այս պարագրաֆում ցույց է տրված հետևյալ կարևոր դրույթի իրավացիությունը.

(5, 11, 1) (ա) Ցիկլը, որի եզրագիծը տրված է (p—V, t—V կամ այլ դիագրամներում), կարող է իրականացվել տարբեր եղանակներով: (բ) Միշտ կարելի է ընտրել իրականացման այնպիսի եղանակ, որ ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական լինի: Ընդհակառակը, այնպիսի եղանակներ, որոնց դեպքում արտաքին աշխատանքը բացասական է, երբեմն են միայն հնարավոր:

Այս դրույթի (ա) կետը մանրամասն բացատրության կարիք է զգում։ Մենք արդեն գիտենք (§ 5, 1, նկ. 5—1), որ վիճակի միևնույն փոփոխությունը կարելի է իրականացնել տարբեր եղանակներով։ Ըստ որում հակադարձելի պրոցեսի ընթացքում սիստեմը [տե՛ս (5, 5, 2)] կպահվի հավասարակշռության վիճակում, նրա առանձին մասերի համասեռությունը չի խախտվի։ Իսկ անհակադարձելի պրոցեսում սիստեմը կարող է հավասարակշռության մեջ չգտնվել, և կարող է խախտվել նրա առանձին մասերի համասեռությունը։

Այսպես, օրինակ, դիցուք միջավայրի ջերմաստիճանը բավականին բարձր է սիստեմի ջերմաստիճանից։ Միջավայրի և սիստեմի միջև ջեր-

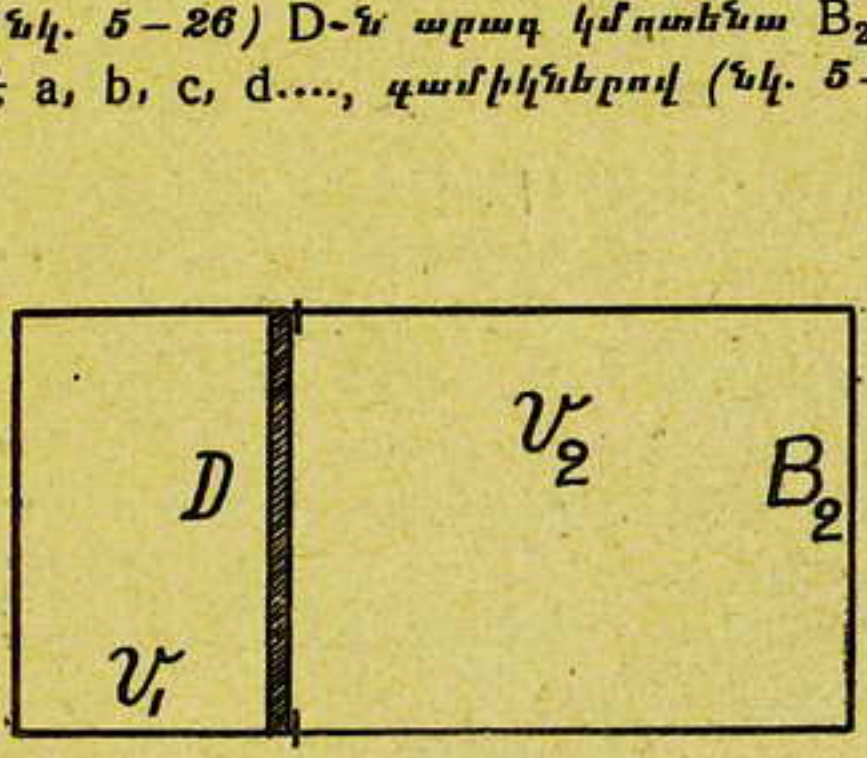
մային կապ հաստատելու դեպքում կսկսվի ջերմության անցումը միջավայրից սիստեմին, և սիստեմի միջավայրին ավելի մոտ դասավորված կետերի ջերմաստիճանը կսկսի ավելի արագ բարձրանալ, քան այն կետերի ջերմաստիճանը, որոնք ավելի հեռու են դասավորված միջավայրից։ Այսպիսով, սիստեմում ջերմային հավասարակշռությունը կխախտվի, նա կդառնա ջերմայնորեն անհամասեռ։

Սրա նման «ընդարձակում դեպի դատարկություն» պրոցեսում (§ 6, 4, 1, բ) սիստեմի տարբեր կետերում ճնշումը դառնում է տարբեր. ինչքան ավելի մոտ է կետը դիաֆրագմային (նկ. 5—26), այնքան ավելի փոքր է ճնշումը։ Այս պրոցեսում նույնպես սիստեմը դուրս է գալիս հավասարակշռությունից և դառնում է անհամասեռ։

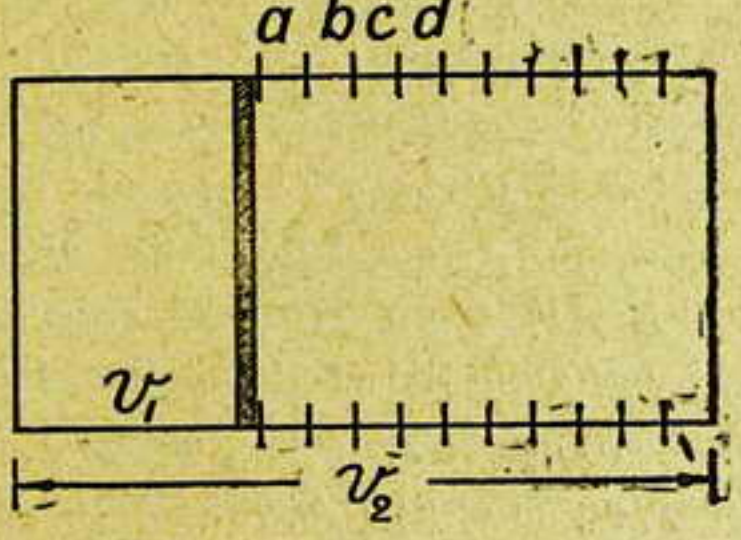
3. Ակնհայտ է, p—V դիագրամում մի կետով կարելի է բնորոշել միայն այնպիսի սիստեմի վիճակը, որի բոլոր կետերում ճնշումը միևնույնն է. t—V դիագրամում՝ միայն այնպիսի սիստեմի վիճակը, որի բոլոր կետերում ջերմաստիճանը միևնույնն է։ Այստեղից բխում է, որ միայն հակադարձելի պրոցեսները կարող են բոլոր դիագրամներում՝ p—V, t—V, p—t և այլն պատկերացվել մի գծով։ Իսկ անհակադարձելի պրոցեսները, որոնք խախտում են սիստեմի համասեռությունը (այսինքն՝ առաջ են բերում ճնշումների տարբերություն կամ ջերմաստիճանների տարբերություն և այլն), կարող են մի գծով պատկերացվել ոչ բոլոր դիագրամներում։

Հարց է առաջ գալիս, կարելի է անհակադարձելի պրոցեսները իրականացնել այնպես, որ նրանց հնարավոր լինի մի գծով պատկերացնել բոլոր դիագրամներում։

Այս հարցին պատասխանելու համար քննարկենք «ընդարձակում դեպի դատարկություն» պրոցեսը (§ 6, 4, 1, բ)։ Դիցուք V_1-ը և V_2-ը սկզբնական և վերջնական ծավալները են ($V_2 > V_1$)։ Եթե չարգելենք սիստեմը դատարկությունից անջատող D դիաֆրագմայի շարժումը, ապա (նկ. 6—26) D-ն արագ կմղտեներ B_2 կափարիչին։ Իսկ եթե գլանն օժտված է a, b, c, d...., գամիկներով (նկ. 5—27), ապա հեռացնելով գամիկների a



Նկ. 5—26



Նկ. 5—27

զուգը, մենք առաջ կբերենք միայն ծավալի փոքր մեծացում։ Այսպիսով, զուգ-զուգի հետևից հեռացնելով a, b, c, d.... գամիկները, հնարավոր է

վերջավոր ընդարձակումը դեպի դատարկութիւն փոխարինել տարրական ընդարձակումների հաջորդականութեամբ։

Ցուրաքանչիւր այսպիսի փոքր (սահմանում անվերջ փոքր) պրոցես անվանենք տարրական էտապ։ Ակնհայտ է, որ յուրաքանչիւր տարրական էտապից հետո կարելի է սպասել, մինչև սիստեմը հավասարակշռութեան վիճակի գա, նրա մասերը, որոնք պրոցեսից առաջ համասեռ էին, նորից դառնան համասեռ, և միայն դրանից հետո իրականացնել հաջորդ էտապը և այլն։

Իրականացման երկու եղանակների դեպքում էլ «ընդարձակում դեպի դատարկութիւն» պրոցեսն անհակադարձելի է։ Բայց, եթե չարգելենք դիաֆրագմայի շարժմանը, ապա նրա արագութիւնը շատ կմեծանա, սիստեմը խիստ կշեղվի հավասարակշռութիւնից, համասեռութեան խախտումը կարող է դառնալ շատ զգալի։ Իսկ եթե պրոցեսն իրականացվում է էլեմենտար էտապներով, ապա դիաֆրագմայի արագութիւնը միշտ կլինի շատ փոքր (անվերջ փոքր), հավասարակշռութիւնից շեղումները և համասեռութեան խախտումները կլինեն շատ փոքր, և դրա համար էլ, օրինակ, ճնշումները տարբեր կետերում (ժամանակի միևնույն մոմենտում) շատ քիչ կտարբերվեն իրարից. նույնը վերաբերում է և ջերմաստիճանին և այլն։

Ակնհայտ է, որ ոչ միայն ընդարձակումը դեպի դատարկութիւն, այլև ցանկացած յուրաքանչիւր պրոցես կարելի է իրականացնել տարրական էտապներով։ Ուստի, ասվածի հիման վրա, մենք կարող ենք անել հետևյալ եզրակացութիւնը։

Աբհամարհելով սիստեմի տարբեր կետերում ճնշումների շատ փոքր (անվերջ փոքր) տարբերութիւնները, սիստեմի տարբեր կետերի ջերմաստիճանների նույնպիսի տարբերութիւնները և այլն, մենք կարող ենք p—V, t—V և այլ դիագրամներում պատկերացնել մի կետով այն սիստեմի վիճակը, որի մեջ տարրական էտապների եղանակով անհակադարձելի պրոցես է կատարվում։

Իսկ ինքը անհակադարձելի պրոցեսը (որպես սիստեմի վիճակների հաջորդականութիւն), տարրական էտապներով իրականացվելու դեպքում, կարտահայտվի մի գծով։

3. Նախքան (5, 11, 1) դրույթի (ա) կետի բացատրմանն անցնելը, քննարկենք նաև կամայական պրոցեսի ABCDE գիծը (նկ. 5—28)։ Բաժանենք այդ գիծը անվերջ փոքր մասերի և դիտենք այդպիսի մասերից մեկը, օրինակ՝ KL-ը (նկ. 5—29)։

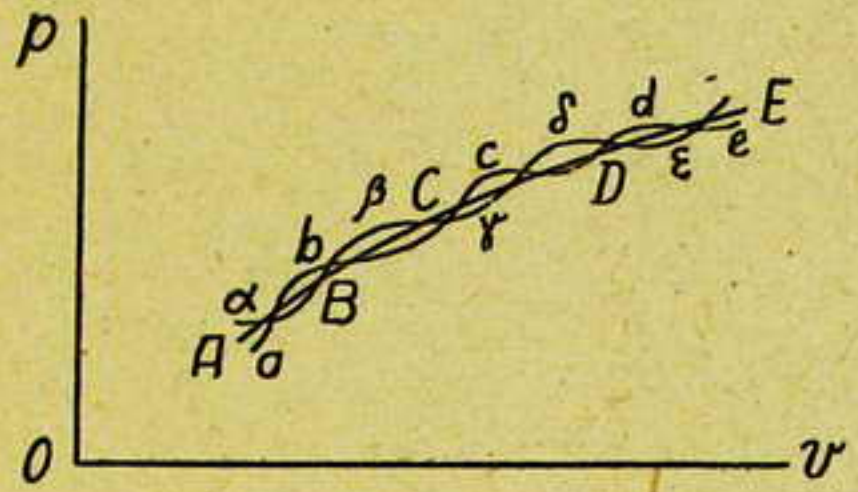
K-ից կարելի է գալ L-ի՝ տարրական էտապների եղանակով իրականացվող տարբեր տարրական պրոցեսների միջոցով։

1) KM ընդարձակում դեպի դատարկութիւն + ML իզոխոր պրոցես,
2) KN իզոբար ընդարձակում + NL իզոխոր պրոցես,
3) KO հակադարձելի-ադիաբատ պրոցես + OL իզոխոր պրոցես,
4) KP իզոխոր պրոցես + PL իզոբար պրոցես և այլն։

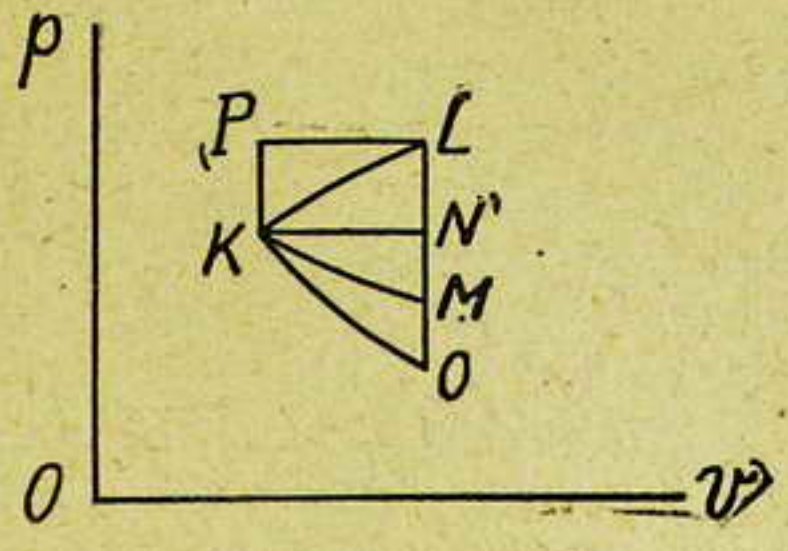
Տարրական պրոցեսների հաջորդականութեան ընտրութիւնից կախ-

ված KL *մասը կփոխարինվի* KML, KNL, KOL, KPL *և այլ գծերով, ըստ որում* M, N, O, P *կետերն անվերջ մոտ են* KL *մասի կետերին։*

Այսպիսով (նկ. 5—28), տարրական էտապների եղանակով սիստեմը A *վիճակից կարելի է տանել կամայական* E *վիճակը* abcde, αβγδε *և այլ գծերով, որոնք անվերջ քիչ են տարբերվում տվյալ* ABCDE *գծից։*



Նկ. 5—28



Նկ. 5—29

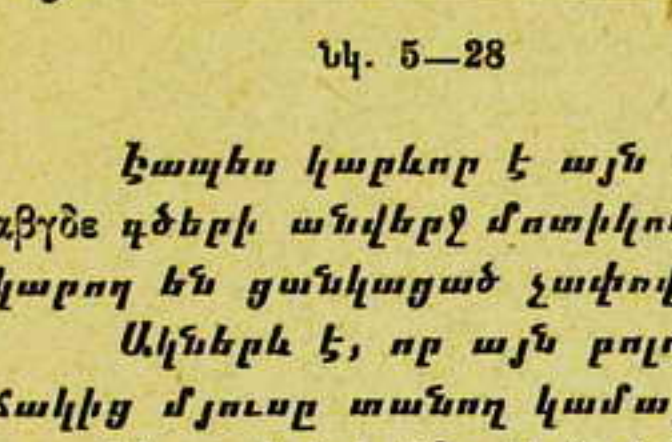
Էապես կարևոր է այն հանգամանքը, որ չնայած ABCDE, abcde αβγδε *գծերի անվերջ մոտիկությանը, նրանցով պատկերացվող պրոցեսները կարող են ցանկացած չափով տարբերվել իրարից։*

Ակներև է, որ այն բոլորը, ինչ որ ասվեց այստեղ սիստեմը մի վիճակից մյուսը տանող կամայականորեն ընտրված պրոցեսների վերաբերյալ, կիրառելի է և՛ ցիկլերի նկատմամբ։

Այս թույլ է տալիս ճշդրիտ ձևակերպել (5, 11, 1) դրույթի (ա) կետը. եթե որևէ դիագրամում (p—V, t—V և այլն) տրված փակ կորը որևէ ցիկլի եզրագիծ է, ապա տարրական պրոցեսների եղանակով կարելի է իրականացնել միանգամայն տարբեր ցիկլեր, որոնց եզրագծերն անվերջ մոտ են տված եզրագծին։ Հենց այս միտքն էլ կրճատ ձևով արտահայտված է (ա) կետում։

4. Անցնենք այժ դրույթի (բ) կետին։

Ինչպես գիտենք, որևէ ոչ իզոխոր ցիկլ, որի ABCDA *եզրագիծը տրված է* p—V *դիագրամում (նկ. 5—30)։ Դիցուք, օրինակ, ցիկլը կատարվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ։ Նշանակենք* A*-ով և* C*-ով եզրագծի ամենաձախ և ամենաաջ կետերը։ Այդ դեպքում ծավալը* ABC *մասում կաճի, իսկ* CDA *մասում կնվազի։*



Նկ. 5—30

«Տարրական-էտապային» պրոցեսի դեպքում ծավալի աճումը հնարավոր է միայն այն ժամանակ, երբ արտաքին ճնշումը փոքր է կամ հավասար սիստեմի ճնշմանը՝

$$dV>0, \quad \text{եթե} \quad f\leqslant p։ \qquad (5, 11, 2)$$

Ծավալի մեծացման ժամանակ արտաքին ճնշումը հանդիսանում է դիմադրություն, ուստի f-ի փոքրացումն աջակցում է պրոցեսին։ Այսպիսով, ABC պրոցեսը, որի գիծը p—V դիագրամում տրված է, կարող է իրականացվել այն ժամանակ, երբ արտաքին ճնշումն արտահայտվում է ABC *գծով (նկ. 5—31) կամ* ABC*-ից լիովին ցած դասավորված ցանկացած գծով (*abc, a′b′c′...)։

Մասնավորապես այս պրոցեսը հնարավոր է f=0 *դեպքում, երբ արտաքին ճնշում բոլորովին չկա։*

Ծավալի մեծացման դեպքում արտաքին ճնշումը կատարում է բացասական աշխատանք, որի բացարձակ արժեքն այնքան ավելի փոքր է, որքան ավելի ցածր է դասավորված արտաքին ճնշման գիծը f—V *դիագրամում։ Այս աշխատանքը հավասար է զրոյի, եթե արտաքին ճնշում բոլորովին չկա։*

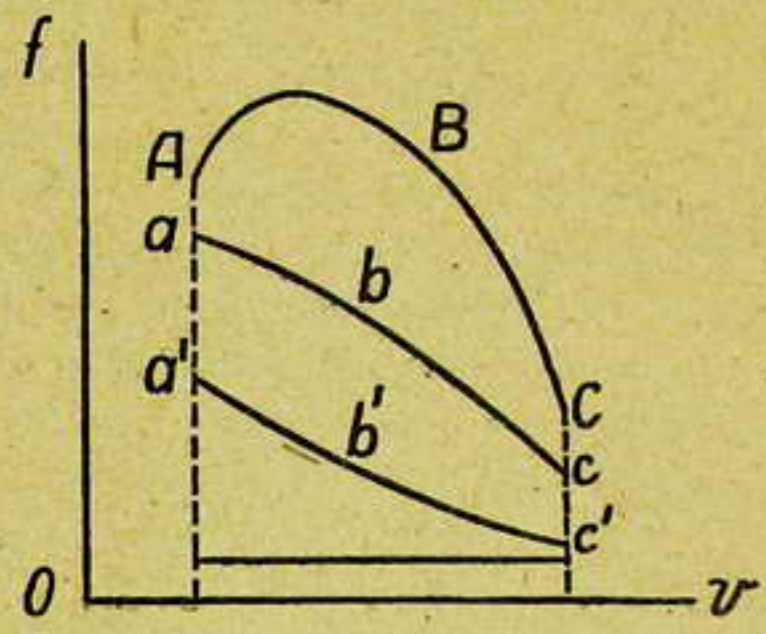
Գնահատենք ցիկլի CDA *մասը (նկ. 5—30)։*

Այս մասում ծավալը փոքրանում է, իսկ սա ջերմրական—էտապայինն պրոցեսի դեպքում հնարավոր է միայն, երբ արտաքին ճնշումը (որն այժմ շարժիչ ուժ է հանդիսանում) փոքր չէ սիստեմի ճնշումից՝

$$dV<0, \text{ եթե } f \geqslant p.$$

Ծավալի փոքրացման ժամանակ արտաքին ճնշման աշխատանքը դրական է և այնքան ավելի մեծ է, որքան ավելի մեծ է f*-ը։*

Ասվածից կարելի է անել հետևյալ ընդհանուր եզրակացությունը՝



Նկ. 5—31

(5, 11, 13) Ամեն մի ոչ-իզոխոր ցիկլում սիստեմի ծավալը ցիկլի մի մասում աճում է, մի ուրիշ մասում նվազում: Ծավալի նվազումը հնարավոր է միայն արտաքին ճնշման առկայության դեպքում և ուղեկցվում է այդ ճնշման դրական արտաքին աշխատանքով: Ծավալի մեծացման ժամանակ արտաքին ճնշումը կարող է լինել ցանկացած չափով փոքր կամ հավասար զրոյի. վերջին դեպքում արտաքին ճնշման աշխատանքը նույնպես հավասար է զրոյի:

Ամբողջ ոչ-իզոխոր ցիկլի ընթացքում կատարված արտաքին ճնշման աշխատանքը հավասար է ընդարձակման և սեղմման ժամանակ կատարված աշխատանքների գումարին և, հենց նոր ասվածի հիման վրա, միշտ կարող է դրական դարձվել։

§ 5, 12. ՍԻՍՏԵՄԻ ԵՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Սիստեմի և միջավայրի փոխազդեցությունը կարող է լինել զանազան ձևի։ Ամենից առաջ կարելի է պատկերացնել, որ նյութը միջավայրից անցնում է սիստեմ և ընդհակառակը։ Այսպես, օրինակ, եթե սիստեմը

հերմետիկ փականները չունեցող անոթի մեջ լցված ծծմբաթթու է, ապա մթնոլորտային օդում որոշակի քանակությամբ պարունակվող ջրային գոլորշին միշտ աստիճանաբար կկլանվի ծծմբաթթվի կողմից, և այսպիսով ժամանակի ընթացքում ջրի գոլորշիները օդից կանցնեն սիստեմի մեջ։

Ընդհակառակը, եթե սիստեմը պարունակում է գազային վիճակում գտնվող ջրածին, ապա վերջինս աստիճանաբար կցնդի շրջապատող մթնոլորտում, եթե փականների հերմետիկությունը լրիվ կերպով չի ապահովված։

Սակայն հետագայում մենք կքննարկենք միայն ընդհատակյա մեկուսացված սիստեմները, այսինքն՝ այնպիսի սիստեմները, որոնք շրջապատող միջավայրին նյութ չեն տալիս և միջավայրից նյութ չեն ստանում.

2. Նյութապես մեկուսացված սիստեմում հնարավոր են բաղադրության փոփոխությամբ ուղեկցվող զանազան պրոցեսները՝ սիստեմի մասերի խառնում, քիմիական ռեակցիա, մի ագրեգատային կամ ալոտրոպ վիճակից անցումը մյուսին և այլն։ Այս բոլոր պրոցեսներում յուրաքանչյուր էլեմենտի ատոմների թիվը մնում է անփոփոխ։

Գոյություն ունեն բաղադրության փոփոխման և այլ պրոցեսներ, որոնց դեպքում առանձին էլեմենտների ատոմների կամ ատոմը կազմող մասնիկների (էլեկտրոններ, պոզիտրոններ, պրոտոններ, նեյտրոններ,....) թիվը փոխվում է։

Այսպիսի պրոցեսներին են պատկանում էլեմենտների տրանսմուտացիան, երբ մի էլեմենտի ատոմները չքանում են և փոխարենը հանդես են գալիս այլ էլեմենտների ատոմներ (օրինակ՝ ուրանի փոխարկվելը կապարի)։

Էլեկտրոնային զույգերի (էլեկտրոնի և պոզիտրոնի) առաջացումն ու անհետացումը (աննիհիլացիա), նեյտրոնի հնարավոր փոխարկումը պրոտոնի և էլեկտրոնի՝ ճառագայթման քվանտի անջատմամբ և այլն։

Բայց այս պրոցեսներն զգալիորեն ազդում են սիստեմի վրա միայն հատուկ պայմանների դեպքում (շատ բարձր ջերմաստիճանի, շատ մեծ ճնշումների դեպքում, որոնք հանդիպում են մեծ երկնային մարմինների ներսում)։ Իսկ սովորական պայմաններում այս պրոցեսների ազդեցությունը չնչին է։

Դրա համար էլ հետագայում ատոմների և այլ մասնիկների փոխման հետ կապված պրոցեսները սովորաբար չեն քննարկվի, և մենք կընդունենք, որ նյութապես մեկուսացված սիստեմում յուրաքանչյուր էլեմենտի ատոմների թիվն անփոփոխ է։

3. Նյութապես մեկուսացված սիստեմի և շրջապատող միջավայրի միջև փոխազդեցությունն արտահայտվում է.

ա) Ջերմության անցումով միջավայրից սիստեմին կամ, ընդհակառակը, սիստեմից միջավայրին։

բ) Արտաքին ուժերի կողմից աշխատանքի կատարումով, այսինքն այն ուժերի, որոնք ազդում են սիստեմի վրա՝ շրջապատող միջավայրի կողմից։

Նայած հանգամանքներին, այս աշխատանքը կարող է լինել և՛ դրա-

կան, և՛ բացասական։ Մենք մեծ մասամբ կքննարկենք այն դեպքը, երբ աշխատանք է կատարում ճնշումը։ Ըստ որում, եթե արտաքին ճնշումը զրո չէ, ինչպես արդեն հայտնի է, նա բացասական աշխատանք է կատարում ծավալի մեծացման դեպքում և դրական աշխատանք՝ երբ ծավալը փոքրանում է։

§ 6, 13. Մի քանի թեորեմաներ ինտեգրալների վերաբերյալ

1. Ենթադրենք, որ սիստեմը կարելի է 1 վիճակից տանել 2 վիճակը 1a2 և 1b2 տարբեր պրոցեսների միջոցով։ Քննարկենք արտաքին ճնշման կամ սիստեմի ճնշման աշխատանքը։ Օրինակ՝ սիստեմի ճնշման աշխատանքն այդ երկու պրոցեսներում կլինի համապատասխանաբար

$$W_{1a2} = \int_{1a2} dW_1 = \int_{1a2} pdV, \quad W_{1b2} = \int_{1b2} dW_1 = \int_{1b2} pdV,$$

Մեզ հայտնի է, որ ընդհանուր դեպքում այս երկու աշխատանքները իրար հավասար չեն (§ 3, 6)։

Նույնը վերաբերում է և 1a2 և 1b2 պրոցեսների միջավայրից սիստեմ մտցված

$$Q_{1a2} = \int_{1a2} dQ, \qquad Q_{1b2} = \int_{1b2} dQ$$

ջերմության քանակություններին. Q_{1a2}-ը ընդհանրապես հավասար չէ Q_{1b2}-ին։ Այժմ իրար հետ համեմատենք $\int_{1a2} dV$ և $\int_{1b2} dV$ ինտեգրալները, որոնք համապատասխանորեն արտահայտում են ծավալի աճը 1a2 և 1b2 պրոցեսների ընթացքում։

Քանի որ 1 և 2 վիճակներից յուրաքանչյուրում ծավալն ունի միանգամայն որոշակի արժեք (V_1, V_2), ապա երկու դեպքերում էլ ծավալի աճը հավասար է $V_2 - V_1$, այսինքն՝

$$\int_{1a2} dV = \int_{1b2} dV = V_2 - V_1;$$

Այսպիսով, մի կողմից $\int_{1a2} dW_1$, $\int_{1b2} dQ$ ինտեգրալների և մյուս կողմից $\int_{1a2} dV$ ինտեգրալի միջև գոյություն ունի տարբերություն. $\int_{1a2} dW_1$ և $\int_{1a2} dQ$ ինտեգրալները կախված են ոչ միայն 1 և 2 վիճակներից, այլև 1 վիճակից 2 վիճակ տանող պրոցեսից, իսկ $\int_{1a2} dV$ ինտեգրալը լիովին որոշվում է 1 ու 2 վիճակներով և բոլորովին կախված չէ պրոցեսից։

Այդ տարբերությունը շատ էական է և իր արտահայտությունն է գտել թերմոդինամիկայի և հաշվումների մեջ։

Մենք ասում ենք՝ $\int_{1a2} dV$-ն հավասար է սիստեմի ծավալի աճին 1 վիճակից 2 վիճակը անցնելիս. բայց չի կարելի ասել, թե $\int_{1a2} dQ$ և $\int_{1a2} dW_i$ ինտեգրալները սիստեմի ջերմության և սիստեմի ճնշման աշխատանքի աճերն են 1 վիճակից 2 վիճակը անցնելիս. չի կարելի գրել

$$\int_{1a2} dQ = Q_2 - Q_1, \quad \int_{1a2} dW_i = W_{i2} - W_{i1}$$

$\int_{1a2} dW_i = W_{i1a2}$ սիստեմի ճնշման աշխատանքն է 1a2 պրոցեսում. $\int_{1a2} dQ = Q_{1a2}$ սիստեմին շրջապատից հաղորդված ջերմության քանակն է 1a2 պրոցեսի ընթացքում։

2. Կանգ առնենք $\int_{1a2} dQ$ տիպի ինտեգրալների և $\int_{1a2} dV$ տիպի ինտեգրալների միջև եղած այս տարբերության վրա։ Ապացուցենք մի քանի թեորեմաներ.

ա) Դիցուք dz-ը կամայական անվերջ փոքր մեծություն է. օրինակ՝ $dz = dV$, $dz = dp$, $dz = dW_i = pdV$, $dz = dQ$, $dz = dW_e = -fdV$ և այլն։

$\int_{1a2} dz$-ը նշանակում է ինտեգրալ, որը պրոցես ներկայացնող 1a2 գծի երկարությամբ, $\oint dz$-ով պայմանավորվենք նշանակել փակ կորի երկարությամբ, օրինակ՝ որևէ շրջանագծի երկարությամբ վերցված ինտեգրալը. այնպես որ, եթե 1a2b1-ը շրջանագիծն է, ապա՝

$$\oint dz = \int_{1a2b1} dz.$$

Ինչպես հայտնի է անալիզից, եթե 1abc2 գիծը, որի երկարությամբ կատարվում է ինտեգրումը, բաժանված է 1ab և bc2 մասերի, ապա ամբողջ գծի երկարությամբ վերցված ինտեգրալը հավասար է նրա մասերի երկարությամբ վերցված ինտեգրալների գումարին, այսինքն՝

$$\int_{1abc2} dz = \int_{1ab} dz + \int_{bc2} dz. \qquad (5, 13, 1)$$

Եթե գիծը բաժանենք մեծ թվով անվերջ փոքր մասերի այնպես, որ 1 *երրորդ մասին համապատասխանի* $d_i z$, *ապա՝*

$$\int_{1abc2} dz = \Sigma d_i z,$$

այսինքն՝ ինտեգրումը դծի երկարությամբ՝ անվերջ մեծ թվով անվերջ փոքր $d_i z$ *գումարելիների գումարն է։*

Մեզ հաճախ պետք կլինի օգտվել այն բանից, որ

$$\int_{1a2} dz = -\int_{2a1} dz, \qquad (5, 13, 2)$$

Այն դեպքերում, երբ ցանկանում են նշել ոչ թե $1a2$ *գիծը, որի երկարությամբ կատարվում է ինտեգրումը, այլ միայն նրա սկիզբն ու վերջը,* $\int_{1a2} dz$*-ի փոխարեն գրում են* $\int_1^2 dz$*։*

(5, 13, 3) **Թեորեմա:** *Եթե* z*-ը սիստեմի հատկանիշ է և ունի* z_1 *ու* z_2 *արժեքներ* 1 *և* 2 *վիճակներում, իսկ* $1a2$*-ը սիստեմը* 1 *վիճակից* 2 *վիճակը տանող կամայական պրոցես է, ապա* $\int_{1a2} dz = z_2 - z_1$*, այսինքն՝* $\int_{1a2} dz$ *ինտեգրալը լիովին որոշվում է* 1 *և* 2 *վիճակներով և բոլորովին կախված չէ* $1a2$ *պրոցեսից։*

Այս թեորեման ակնհայտ է։ Իսկապես, եթե z*-ը սիստեմի հատկանիշ է, ապա* dz*-ը տարրական պրոցեսի կողմից առաջացած այդ հատկանշի աճն է, իսկ* $\int_{1a2} dz$*-ը վերջավոր աճն է* $1a2$ *պրոցեսի ընթացքում։*

Բայց քանի որ յուրաքանչյուր վիճակում z*-ը ունի միանդամայն որոշակի արժեք, ապա այդ նույն աճը հավասար է* $z_2 - z_1$ *տարբերությանը։ Այսպիսով,* $1a2$ *պրոցեսից անկախ*

$$\int_{1a2} dz = z_2 - z_1,$$

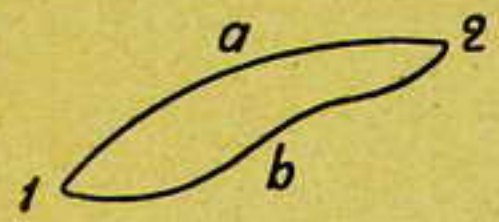
Ինչպես այս թեորեման, նույնպես և ստորև ապացուցված հակադարձ թեորեման միշտ գործ են ածվում։

(5, 13, 4) **Թեորեմա:** *Եթե* dz*-ը որևէ անվերջ փոքր մեծություն է, և* $\int_{1a2} dz$ *ինտեգրալը կախված է միայն* 1 *և* 2 *վիճակներից, ապա կամայական ցիկլի եզրագծի երկարությամբ վերցված* $\oint_J dz$ *ինտեգրալը հավասար է զրոյի։*

Իսկապես, դիցուք $1a2$*,* $1b2$ *տարբեր պրոցեսները (նկ. 5—32) սիստեմը տանում են* 1 *վիճակից* 2 *վիճակը։*

Քանի որ ըստ պայմանի $\int_{1a2} dz$ *ինտեգրալը լիովին որոշվում է 1, 2 վիճակներով և բոլորովին կախված չէ* 1a2, 1b2 *պրոցեսներից, ապա*

$$\int_{1a2} dz = \int_{1b2} dz, \qquad (5, 13, 5)$$



Նկ. 5—32

Մյուս կողմից, 1b2 *պրոցեսը փոխարինելով* 2b1 *պրոցեսով, մենք տեսնում ենք, որ* 1a2 *և* 2b1 *պրոցեսները միասին կազմում են* 1a2b1 *ցիկլը։ Համաձայն (5, 13, 1)-ի՝*

$$\int_{1a2b1} dz = \int_{1a2} dz + \int_{2b1} dz$$

կամ ըստ (5, 13, 2)-ի՝

$$\oint dz = \int_{1a2} dz - \int_{1b2} dz.$$

(5, 13, 3)-ի հիման վրա

$$\int_{1a2b1} dz = \oint dz = 0,$$

Բայց 1a2b1 *ցիկլը կամայական է, քանի որ* 1a2 *և* 1b2 *պրոցեսները կարող են ցանկացած պրոցեսներ լինել։ Հետևապես՝ Թեորեման ապացուցված է։*

(5, 13, 6) Հակադարձ թեորեմ։ Եթե dz-ը որևէ տիրույթում մեծություն է, իսկ $\oint dz$ ինտեգրալը կամայական ցիկլի եզրագծի երկարությամբ ճավասար է զրոյի, ապա $\int_{1a2} dz$ ինտեգրալը լիովին որոշվում է 1 ու 2 վիճակներով և ամենևին կախված չէ 1a2 պրոցեսից։

Իսկապես, դիցուք 1a2b1*-ը ցիկլի եզրագիծն է, բաժանենք այն երկու մասի՝* 1a2 *և* 2b1*։ Այդ դեպքում*

$$\oint dz = \int_{1a2b1} dz = \int_{1a2} dz + \int_{2b1} dz = 0,$$

Բայց

$$\int_{2b1} dz = -\int_{1b2} dz,$$

Ուստի ստանում ենք՝

$$\int_{1a2} dz = \int_{1b2} dz.$$

Քանի որ 1a2b1 *ցիկլը և* 1a2, 1b2 *պրոցեսները միանգամայն կամայական են, ապա Թեորեման ապացուցված է։*

Այստեղ տեղին է անել հետևյալ երկու դիտողությունները.

ա) Եթե $\int_{1a2} dz$ ինտեգրալը կախված չէ պրոցեսից, ապա կարիք չկա նշել այդ պրոցեսը, ուստի և կարելի է

$$\int_{1a2} dz\text{-ի փոխարեն գրել } \int_{1}^{2} dz, \qquad (5, 13, 6')$$

բ) Դիցուք սիստեմի վիճակը որոշվում է x, y,... պարամետրներով, 1 վիճակում այդ պարամետրներն ունեն x_1, y_1,... արժեքները, 2 վիճակում՝ x_2, y_2... արժեքները, Երբ ասում ենք, որ $\int_{1a2} dz$ կամ $\int_{1}^{2} dz$ ինտեգրալը կախված է միայն 1 և 2 վիճակներից, ապա այդ նշանակում է, որ ինտեգրալը լուծին որոշվում է պարամետրների x_1, y_1,..., x_2, y_2,... արժեքներով, այսինքն՝ ինտեգրալը պարամետրների 1 և 2 վիճակներում ունեցած արժեքների ֆունկցիա է $\varphi(x_1, y_1, \ldots, x_2, y_2, \ldots)$,

$$\int_{1a2} dz = \int_{1}^{2} dz = \varphi(x_1\, y_1, \ldots\, x_2,\, y_2 \ldots), \qquad (5, 13, 7)$$

(5, 13, 3) Թեորեմայից հակադարձ Թեորեմա.

(5, 13, 8) Եթե կամայական ցիկլի եզրագծի երկարությամբ $\oint dz = 0$, ապա՝ z-ը սիստեմի հատկանիշը է, իսկ dz-ն ու $\int_{1a2} dz$-ը այդ հատկանիշի աճերն են տարբական պրոցեսում և $1a2$ վերջավոր պրոցեսում:

Իսկապես, այս դեպքում 0 վիճակի և 102 պրոցեսի ցանկացած ընտրության դեպքում ըստ (5, 13, 6) Թեորեմայի ունենում ենք՝

$$\int_{12} dz = \int_{10} dz + \int_{02} dz,$$

Իսկ համաձայն (5, 13, 1)-ի և (5, 13, 6')-ի՝

$$\int_{12} dz = \int_{10} dz + \int_{02} dz = \int_{02} dz - \int_{01} dz = \int_{0}^{2} dz - \int_{0}^{1} dz \qquad (5, 13, 9)$$

կամ ըստ (5, 13, 7)-ի՝

$$\int_{12} dz = \varphi(x_2, y_2, \ldots, x_1, y_1, \ldots)$$

$$\left.\begin{aligned}\int_0^2 dz&=\varphi(x_2,\ y_2,\dots,\ x_0,\ y_0\dots)\\ \int_0^1 dz&=\varphi(x_1,\ y_1,\dots,\ x_0,\ y_0)\end{aligned}\right\}\qquad (5,\ 13,\ 10)$$

Եթե ընդունենք, որ մեկ ընդմիշտ ընտրված 0 վիճակում պարամետրերն ունեն $x_0,\ y_0,\dots$ *արժեքները, ապա* $x_0,\ y_0,\dots$ *կլինեն հաստատուններ, ուստի և (5, 13, 10)-ի աջ մասերը կարելի է դիտել որպես մեկ միայն* $x_2,\ y_2,\dots$ *և* $x_1,\ y_1,\dots$ *արժեքների ֆունկցիաները, այսինքն՝ ընդունել, որ*

$$\varphi(x_2,\ y_2,\dots\ x_0,\ y_0,\dots)=\psi(x_2,\ y_2\dots)$$
$$\varphi(x_1,\ y_1,\dots\ x_0,\ y_0,\dots)=\psi(x_1,\ y_1,\dots).$$

Հետևաբար (5, 13, 9)-ը կարտապերվի այսպես՝

$$\int_{1a2} dz=\int_1^2 dz=\psi(x_2,\ y_2,\dots)-\psi(x_1,\ y_1,\dots).$$

x, y,... սխեմեմի հատկանիշներն են, հետևապես $\psi(x,\ y\dots)$*-ը նույնպես սխեմեմի հատկանիշ է (պարամետր կամ վիճակի ֆունկցիա). Ուստի, եթե* $\psi(x,\ y,\dots)$ *ֆունկցիան նշանակենք z-ով, այսինքն՝ ընդունենք, որ*

$$z=\psi(x,\ y,\dots),$$

ապա կարելի է պնդել, որ

z-ը սխեմեմի հատկանիշ է.

$$\left.\begin{aligned}dz&=d\psi(x,\ y,\dots)=\frac{\partial\psi}{\partial x}dx+\frac{\partial\psi}{\partial y}dy\dots\\ \int_1^2 dz&=\int_{1a2} dz=\psi(x_2,\ y_2,\dots)-\psi(x_1,\ y_1,\dots)\end{aligned}\right\}\qquad (5,\ 13,\ 8')$$

(5, 13, 8′) հավասարություններն արտահայտում են (5, 13, 8) թեորեման։

Այս թեորեման լայն կիրառություն ունի թերմոդինամիկայում. մասնավորապես սրանից օգտվում են թերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ սկզբունքները շարադրելիս։

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

5. 1. p—V *և* T—V *կոորդինատային սխեմեմներում պատկերել 1231 հակադարձելի ցիկլը, որտեղ 12 իզոբար պրոցեսի ընթացքում սխեմեմի ծավալը մեծանում է, 23 իզոթերմ պրոցեսում ծավալը փոքրանում*

է, իսկ 31 իզոխորը պրոցեսում ճնշումն ընկնում է։ Որոշել այդ ցիկլի ընթացքում կատարվող արտաքին աշխատանքի նշանը։

Նկատի առնել հետևյալ դեպքերը՝ $\alpha_p > 0$, $\alpha_p < 0$, որտեղ

$$\alpha_p = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p .$$

5. 2. p—t և V—t կոորդինատային սիստեմներում պատկերել b կետում հատվող abc հակադարձելի ադիաբատը և ebf իզոխորը։ Նկատի առնել երկու հնարավոր դեպքերը՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0 \quad \text{և} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0.$$

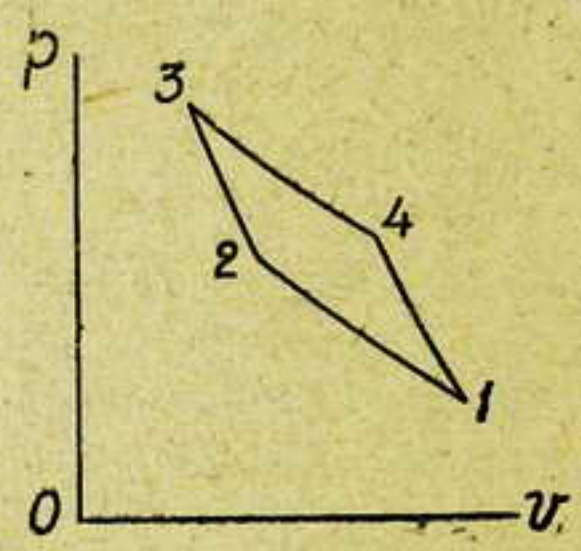
5. 3. Q—t կոորդինատային սիստեմում (t-ի առանցքով տեղադրվում է ջերմաստիճանը, Q-ի առանցքով՝ սիստեմին հաղորդած ջերմության քանակը) պատկերել իդեալական գազի անհակադարձելի «ընդարձակում դեպի դատարկություն» և այդ գազի հակադարձելի՝ իզոթերմ ընդարձակումը։

5. 4. (5, 6, 6) Թեորեման արտածված է այն ենթադրությամբ, որ p—V կոորդինատային սիստեմում հակադարձելի ադիաբատն ավելի թեք է իզոթերմից։ Պարզել, թե ինչպես կփոխվի (5, 6, 6)-ը, եթե ենթադրենք, որ, ընդհակառակը՝ p—V կոորդինատային սիստեմում իզոթերմն է ավելի թեք հակադարձելի ադիաբատից։

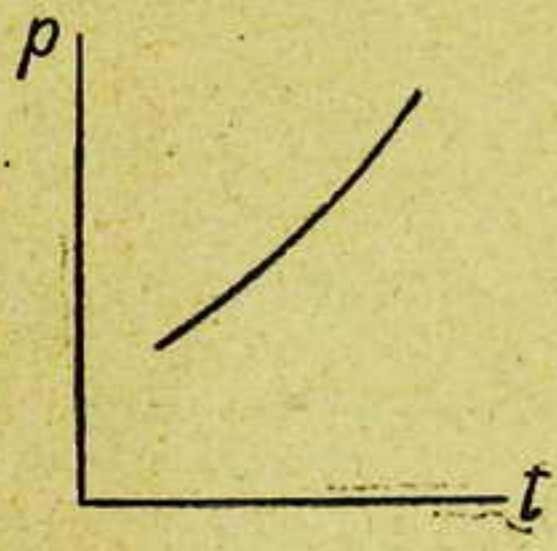
5. 5. Նկ. 5—33-ը պատկերացնում է Կարնոյի հակադարձելի 12341 ցիկլը։

ա) որոշել չորս գծերից որոնք են իզոթերմները և որոնք՝ ադիաբատները.

բ) պատկերել այդ ցիկլը t—V և Q—t կոորդինատային սիստեմներում (Q-ի առանցքով տեղադրվում է սիստեմին հաղորդած ջերմության քանակը).



Նկ. 5—33



Նկ. 5—34

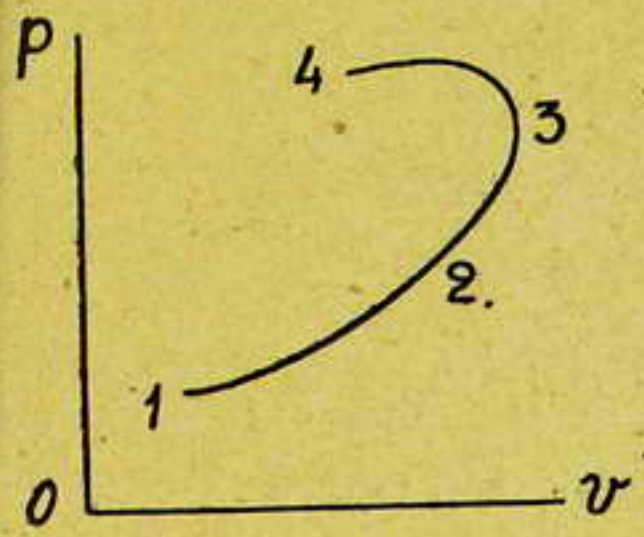
գ) որոշել այդ ցիկլի ընթացքում կատարված արտաքին աշխատանքի նշանը։

5. 6. Սիստեմում, որի հակադարձելի ադիաբատը պատկերված է նկ. 5—34-ում, իրականացվում է Կարնոյի ցիկլը, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը բացասական է։

Ձյդ ցիկլը պատկերել t—V կոորդինատային սիստեմում։

5. 7. V—t կոորդինատային սիստեմում պատկերել մաքուր ջրի, 0°C-ից մինչև 10°C, իզոբարը և հակադարձելի աղիաքատը,

5. 8. p—V դիագրամի վրա որոշել սիստեմի ճնշման աշխատանքը (նկ. 5—35), պատկերված 1234 պրոցեսի ընթացքում։



Նկ. 5—35

5. 9. Ցույց տալ, որ ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը բացասական է լինում, եթե ընդարձակման ժամանակ միջին ճնշումը ավելի փոքր է, քան սեղմման ընթացքում։

Ցուցում. — Օգտվել ճնշումաձավալ դիագրամից, նկատի ունենալով միջին (y_m) օրդինատի սահմանումը՝ y—x կոորդինատային սիստեմում՝

$$y_m = \frac{\int_1^2 y\,dx}{x_2 - x_1}.$$

5. 10. Օգտվելով $\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega$ կապակցությունից, դուրս բերել

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t + C_v \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p$$

առնչությունը և ցույց տալ, որ իդեալական գազի դեպքում

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p > \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t.$$

Ցուցում. — d_pQ և d_tQ-ն համապատասխանաբար իզոբար և իզոթերմ պրոցեսներում սիստեմին հաղորդած տարրական ջերմության քանակներն են։

ԵՐԿՐՈՐԴ ԲԱԺԻՆ

ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ ԵՎ ՆՐԱ ԿԻՐԱՌՈՒՄՆԵՐԸ

Գլուխ VI

ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ

§ 6, 1. ՑԻԿԼԵՐԻ ՄԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՀԱՏԿՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Առաջին կարգի հավերժական շարժիչ

1. Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը կարելի է շաղկապել ցիկլերի հետ. այդ պատճառով, նախքան նրա շարադրմանն անցնելը, նպատակահարմար է ուշադրություն դարձնել ցիկլերի մի ընդհանուր հատկության վրա։

Համառոտության համար նշանակենք՝

$$\oint dQ=Q, \qquad \oint dW_e=W_e, \tag{6, 1, 1}$$

այսինքն՝ ամբողջ ցիկլի ընթացքում սիստեմի միջավայրից ստացած ջերմության քանակը նշանակենք Q-ով, իսկ արտաքին աշխատանքը՝ W_e-ով։

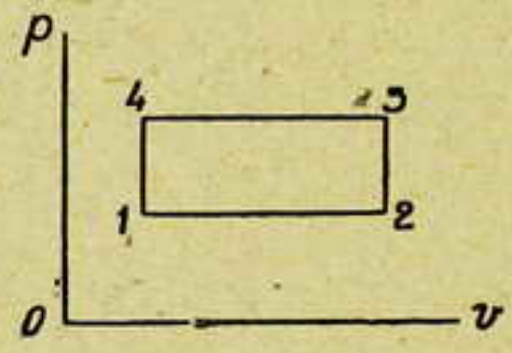
Դիտումները ցույց են տվել, որ երբ Q և W_e մեծություններից մեկը զրո չէ, ապա նրանք միշտ ունենում են տարբեր նշաններ, այսինքն՝ սիստեմի մի ցիկլում արտաքին աշխատանքը և միջավայրից ստացված ջերմությունն ըստ նշանի հակառակ են։

Այս ցույց տանք օրինակներով։ Դիտարկենք երկպրոցեսանի ցիկլը, § 5, 9, 2, որը կատարվում է իդեալական գազով և բաղկացած է երկու պրոցեսներից ա) 1a2 «ընդարձակում դեպի դատարկություն», բ) 2b1 հակադարձելի իզոթերմ սեղմում։ Ինչպես հայտնի է, 1a2 պրոցեսում $Q_{1a2}=0$, $W_{e1a2}=0$։

Սեղմման սիստեմի մի պրոցեսում արտաքին աշխատանքը դրական է, $W_{e1a2}>0$։ Մենք գիտենք, որ իդեալական գազի հակադարձելի իզոթերմ սեղմման ջերմությունը բացասական է, այսինքն՝ $Q_{2b1}<0$։ Հետևաբար քննարկված ցիկլում

$$Q=Q_{1a2}+Q_{2b1}=Q_{2b1}<0$$

$$W_e=W_{e1a2}+W_{e2b1}=W_{e\,b1}>0$$



Նկ. 6—1

այսպիսով, Q-ն և W_e-ն ըստ նշանի տարբեր են։

Այլ օրինակ։ Դիցուք իդեալական գազի մեջ կատարվում է 12341 հակադարձելի ցիկլը (նկ. 6—1), որում 12-ը իզոթերմ ընդարձակումն է, 34-ը՝ իզոթերմ սեղմումը, իսկ 23 և 41-ը ճնշման իզոխոր մեծացման և իզոխոր փոքրացման պրոցեսներն են։

Քանի որ ցիկլը հակադարձելի է և կատարվում է ժամացույցի սլաքի շարժմանը հակառակ, ապա (տես § 5, 10, 4) արտաքին աշխատանքը դրական է և p—V դիագրամում արտահայտվում է ցիկլի եզրագծի մակերեսով.

$$W_e=(p_4-p_1)(V_2-V_1)>0, \qquad (6,\ 1,\ 2)$$

Q ջերմության պարզաբանման համար ընդունենք, որ իդեալական գազի C_p և C_v ջերմունակությունները հաստատուն են։ Ապա, նշանակելով 1, 2, 3, 4 վիճակներում իդեալական գազի ջերմաստիճանները t_1, t_2, t_3, t_4 և բացարձակ ջերմաստիճանները համապատասխանաբար T_1, T_2, T_3, T_4, նկատի ունենալով C_p-ի հաստատուն լինելը՝ կունենանք

$$Q_{12}=\int_{t_1}^{t_2} C_p dt = C_p(t_2-t_1)=C_p(T_2-T_1),$$

Նույն կերպ կարող ենք գրել՝

$$Q_{34}=C_p(T_4-T_3), \quad Q_{23}=C_v(T_3-T_2), \quad Q_{41}=C_v(T_1-T_4),$$

Ամբողջ ցիկլի ընթացքում իդեալական գազի դրսից ստացած ջերմության քանակը կլինի՝

$$Q=C_p(T_2-T_1+T_4-T_3)+C_v(T_3-T_2+T_1-T_4)=$$

$$=(C_p-C_v)[(T_2-T_1)+(T_4-T_3)],$$

Այս արտահայտությունը կարելի է մի քիչ ձևափոխել, օգտվելով այն բանից, որ մեր ցիկլում՝

$$p_2=p_1, \quad p_3=p_4, \quad V_3=V_2, \quad V_4=V_1$$

և Մենդելեև—Կլապեյրոնի հավասարման հիման վրա $T=\frac{pV}{nR}$, այն ժամանակ

$$T_2-T_1=\frac{p_1(V_2-V_1)}{nR}, \qquad T_4-T_3=\frac{p_3(V_4-V_3)}{nR}=\frac{P_4(V_1-V_2)}{nR}$$

և

$$Q=\frac{C_p-C_v}{nR}(p_1-p_4)(V_2-V_1)$$

կամ, համեմատելով (6, 1, 2)-ի՝

$$Q=-\frac{C_p-C_v}{nR}W_e. \qquad (6,\ 1,\ 3)$$

Ինչպես հայտնի է $C_p > C_v$. ուստի $\frac{C_p - C_v}{nR} > 0$ և (6, 1, 3)-ից հետևում է, որ 12341 ցիկլում Q-ն և W_e-ն անպայման հակառակ նշաններ ունեն։

2. Այս արդյունքը մխանգամայն ընդհանուր բնույթ ունի։ Ցուրաքանչյուր սիստեմում կատարվող ցանկացած ցիկլում՝

$$W_e > 0, \text{ եթե } Q < 0$$
$$W_e < 0, \text{ եթե } Q > 0. \qquad (6, 1, 4)$$

Այստեղից էլ բխում է, որ՝

$$\text{եթե } W_e = 0, \text{ ապա՝ } Q = 0. \qquad (6, 1, 5)$$

(6, 1, 4)-ի և (6, 1, 5)-ի ողջ պրակտիկ կարևորությունն ըմբռնելու համար պետք է ուշադրություն դարձնել այն բանի վրա, որ իր գործունեության ընթացքում մարդուն միշտ վիճակված է «հաղթահարել» զանազան ուժեր։ Այսպես, օրինակ, ծանրություն բարձրացնելու դեպքում հաղթահարվում է նրա կշիռը, մետաղը հատելու ժամանակ հաղթահարվում է «մետաղի հատման դիմադրությունը» և այլն։

Ամեն անգամ հաղթահարվող ուժերը կատարում են բացասական աշխատանք (օրինակ, մարմնի կշիռը՝ այն բարձրացնելու ժամանակ)։

Այն մեքենաները, որոնք ընդունակ են զանազան ուժեր հաղթահարելու, այսինքն՝ այնպիսի տեղափոխություններ առաջացնելու, որոնց հետևանքով հաղթահարվող ուժերը բացասական աշխատանք են կատարում, կոչվում են շարժիչներ։

Շարժիչ հանդիսացող սիստեմները կարող են կատարել կամ չկատարել ցիկլեր։ Առաջին դեպքում նրանք կոչվում են ջերմային շարժիչներ։ Համաձայն հենց նոր ասածի՝ շարժիչի ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը պետք է բացասական լինի, իսկ ըստ (6, 1, 4)-ի՝ այդ հնարավոր է միայն այն դեպքում, եթե ցիկլի ընթացքում շարժիչի՝ միջավայրից ստացած ջերմությունը (Q) դրական է։

Ըստ (6, 1, 4)-ի և (6, 1, 5)-ի, այն ցիկլերը, որոնց ընթացքում $Q < 0$ կամ $Q = 0$, չեն կարող շարժիչի ցիկլեր լինել, քանի որ առաջին դեպքում $W_e > 0$, երկրորդում՝ $W_e = 0$, իսկ շարժիչի ցիկլում պետք է լինի $W_e < 0$։

Ջերմություն ստանալն ու այն շարժիչին հաղորդելը պահանջում են նյութերի ծախս և զանազան հարմարանքներ, ուստի ամենահարմար շարժիչը կլիներ այն, որի մեջ առանց ջերմություն ծախսելու հնարավոր լիներ բացասական արտաքին աշխատանքով ($W_e < 0$) ցիկլի իրականացումը։

Այսպիսի երևակայական շարժիչը կոչվում է «առաջին տեսակի հավերժական շարժիչ»։ (6, 1, 5)-ից հետևում է, որ առաջին տեսակի հավերժական շարժիչի իրականացումն անհնար է։

§ 6, 2. ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ՋԵՎԱԿԵՐՊՈՒՄԸ: ՆԵՐՔԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱ

1. (6, 1, 4)-ից հետևում է, որ $\frac{W_e}{Q}$ *հարաբերությունը միշտ բացասական է։*

Այս հանգամանքը, փոքր ինչ լրացնելով, կարելի է դնել առաջին սկզբունքի հիմքում։

Առաջին սկզբունքի նախնական ձևակերպումը.

(6, 2, 1) Ցանկացած սիստեմում կատարվող ցանկացած ցիկլի դեպքում արտաքին աշխատանքի հարաբերությունը ամբողջ ցիկլի ընթացքում միջավայրից ստացած ջերմության քանակին լինում է բացասական, $\frac{W_e}{Q} < 0$:

Այս հարաբերությունը կախված է միայն այն միավորներից, որոնցով չափվում են աշխատանքը և ջերմությունը (և բոլորովին կախված չէ ցիկլի և ոչ էլ ցիկլն իրականացնող սիստեմի բնույթից):

Փորձերով հաստատված է, որ եթե ջերմությունը չափենք մեծ կալորիաներով, իսկ աշխատանքը՝ կիլոգրամմետրերով, ապա

$$\frac{W_e}{Q} = -426{,}6 \frac{\text{կգ. մ.}}{\text{մեծ կալ.}}$$

Ընդունենք $\frac{W_e}{Q} = -J$։ *J-ն կոչվում է ջերմության մեխանիկական համարժեք և ցույց է տալիս արտաքին աշխատանքի բացարձակ արժեքը կիլոգրամմետրերով այնպիսի ցիկլի համար, որի ընթացքում սիստեմի՝ միջավայրից ստացած ջերմության քանակը հավասար է մեկ մեծ կալորիայի։*

Ինչպես արդեն ասված է, որոշ միավորներից մի այլ միավորի անցնելու դեպքում ջերմության մեխանիկական համարժեքի թվային արժեքը փոփոխվում է։ Այսպես, օրինակ՝ 10,33 կգ. մետր=1 լիտր մթն. հետևաբար

$$J = \frac{426{,}6 \text{ լիտր. մթն.}}{10{,}33 \text{ մեծ կալ.}} = 41{,}29 \frac{\text{լիտր. մթն.}}{\text{մեծ կալ.}}$$

Ակներև է, որ միշտ կարելի է աշխատանքի և ջերմության չափման համար այնպիսի միավորներ ընտրել, որ J=1։

Այսպես, օրինակ, եթե մեծ կալորիայի փոխարեն մտցնենք ջերմության չափման նոր միավոր, որը կազմում է մեծ կալորիայի $\frac{1}{426{,}6}$ *մասը, այսինքն՝ մոտավորապես հավասար է 2,343 փոքր կալորիայի, ապա 1 մեծ կալ.=426,6 ն.մ. (ն. մ.—նոր միավորն է) և մենք կունենանք՝*

$$J = 426{,}6 \frac{\text{կգ. մ.}}{\text{մեծ կալ.}} = \frac{426{,}6}{426{,}6} \frac{\text{կգ. մ.}}{\text{ն. մ.}} = 1 \frac{\text{կգ. մ.}}{\text{ն. մ.}}$$

Իհարկե, ջերմության և աշխատանքի չափման համար այնպիսի միավորներ, որոնց դեպքում J-ի թվային արժեքը հավասար է միակի, կարելի է ընտրել ցանկացած չափով։ Մենք համաձայնության համար նրանց կանվանենք համալուծ միավորներ։

Համալուծ միավորներով $\frac{W_e}{Q} = -1$

կամ՝

$$W_e + Q = 0, \qquad (6, 2, 2)$$

այսինքն՝

(6, 2, 3) **Միշտ հնարավոր է աշխատանքի և ջերմության միավորների այնպիսի ընտրություն, որի դեպքում ցանկացած սիստեմում կատարվող ցանկացած ցիկլում արտաքին աշխատանքի և միջավայրից ստացված ջերմության գումարը հավասար լինի զրոյի,**

$$W_e + Q = 0, \qquad (6, 2, 2)$$

Սակայն ըստ (6, 1, 1)-ի $Q = \oint dQ$, $W_e = \oint dW_e$,

Ուստի (6, 2, 2)-ը կարտահայտվի այսպես՝

$$\oint dQ + \oint dW_e = 0$$

կամ՝ (6, 2, 4)

$$\oint (dQ + dW_e) = 0,$$

$dQ + dW_e$ *դումարը նշանակելով* dU*-ով, այսինքն՝ ընդունելով*

$$dU = dQ + dW_e, \qquad (6, 2, 5)$$

(6, 2, 4)-ի հիման վրա կունենանք՝

(6, 2, 6) Ցանկացած սիստեմում կատարվող, ցանկացած ցիկլում՝

$$\oint dU = 0.$$

2. (5, 13, 8)-ից և (6, 2, 6)-ից եզրակացնում ենք, որ գոյություն ունի սիստեմի այնպիսի հատկանիշ, որի աճը յուրաքանչյուր տարրական և յուրաքանչյուր վերջավոր 1a2 պրոցեսում

$$dU = dQ + dW_e \qquad (6, 2, 5)$$

$$\int_{1a2} dU = \int_{1a2} dQ + \int_{1a2} dW_e, \qquad (6, 2, 7)$$

Քանի որ U*-ն սիստեմի հատկանիշ է, ապա § 5, 11-ում շարադրածի հիման վրա (որը հաստատուն կերպով գիտենալը միանգամայն անհրաժեշտ է առաջին սկզբունքը հասկանալու համար)* $\int_{1a2} dU$ *բոլորովին*

կախված չէ 1a2 պրոցեսից և լրիվ որոշվում է 1 և 2 սկզբնական և վերջնական վիճակներով։

Այդ վիճակներում U հատկանիշի արժեքները նշանակելով U_1-ով և U_2-ով, կունենանք $\int_{1a2} dU = U_2 - U_1$։

Ջերմությունը և արտաքին աշխատանքը կախված են պրոցեսից. և ընդհանրապես 1a2 և 1b2 պրոցեսներում

$$Q_{1a2} \neq Q_{1b2}, \qquad W_{e1a2} \neq W_{e1b2}.$$

Ասած, ընդունելով $\int_{1a2} dQ = Q_{1a2}$ (կամ համառոտակի Q_{12})

և $\int_{1a2} dW_e = W_{e1a2}$ (կամ համառոտակի W_{e12}), (6, 2, 7)-ը կարող ենք արտահայտել այսպես՝

$$\left.\begin{aligned} U_2 - U_1 &= Q_{1a2} + W_{e1a2} \\ U_2 - U_1 &= Q_{12} + W_{e12}, \end{aligned}\right\} \qquad (6,\ 2,\ 8)$$

կամ՝

U հատկանիշը կոչվում է ներքին էներգիա։ (6, 2, 5)—(6, 2, 8)-ը թույլ են տալիս թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը ձևակերպելու հետևյալ կերպ.

(6, 2, 9) Բոլոր սիստեմներին հատուկ է ներքին էներգիա կոչվող հատկանիշը։

Նյութապես մեկուսացված սիստեմում ներքին էներգիայի աճը միշտ հավասար է արտաքին աշխատանքի և սիստեմի միջավայրից ստացված ջերմության գումարին։

(6, 2, 9)-ը առաջին սկզբունքի վերջնական արտահայտությունն է, որը ավելի հարմար է գործածման համար, քան (6, 2, 2)-ը։

3. Շատ հաճախ թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքն անվանում են էներգիայի պահպանման օրենք, երբեմն էլ՝ համարժեքության սկզբունք։

Սա ունի հետևյալ բացատրությունը.

Պատկերացնենք նյութապես մեկուսացած սիստեմ, որը պարփակված է ադիաբատ կոշտ թաղանթի մեջ։ Թաղանթի կոշտության հետևանքով արտաքին ուժերն աշխատանք չեն կարող կատարել, իսկ թաղանթի ադիաբատության պատճառով սիստեմը ջերմություն չի ստանում։ Հետևաբար, ըստ (6, 2, 9)-ի, ինչպիսի պրոցեսներ էլ որ տեղի ունենան այդպիսի սիստեմում, նրա ներքին էներգիան մնում է անփոփոխ, «պահպանվում է»։

Այսպիսով, ընդհանրացնելով, կարելի է ասել, որ այնպիսի պայմաններում, երբ արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի և սիստեմը ջերմություն չի ստանում, ցանկացած պրոցեսի դեպքում սիստեմի ներքին էներգիան «պահպանվում է»։

Այստեղից էլ ծագել է «էներգիայի պահպանման օրենքը»։

Սակայն, ինչպես տեսնում ենք, էներգիայի պահպանման օրենքը հանդիսանում է առաջին սկզբունքի հետևությունը, ճիշտ այնպես, ինչպես մեխանիկայում շարժման քանակի պահպանման օրենքը հանդիսանում է իմպուլսների թեորեմայի (ամբողջ համակարգի շարժման քանակի աճը հավասար է բոլոր արտաքին ուժերի իմպուլսների գումարին) մասնավոր դեպքը։

Այժմ ենթադրենք, որ նյութապես մեկուսացված սիստեմում առաջանում են նրա ներքին էներգիան չփոխող ոչ-ադիաբատ պրոցեսներ։ Համաձայն (6, 2, 9)-ի այս հնարավոր է միայն այն պայմանի դեպքում, երբ ջերմության և արտաքին աշխատանքի գումարը հավասար է զրոյի, այսինքն՝ համալուծ միավորներով $Q_{12}+W_{e12}=0$, իսկ միավորների ցանկացած սիստեմում

$$W_{e12}+JQ_{12}=0 \quad \text{կամ} \quad \frac{W_{e12}}{Q_{12}}=-J,$$

Այս նշանակում է, որ ներքին էներգիայի հաստատուն լինելու դեպքում, կամ թե բոլոր պրոցեսներում, որոնց սկզբում և վերջում ներքին էներգիան միևնույնն է, W_{e12} արտաքին աշխատանքը համարժեք է Q_{12} ջերմությանը, այսինքն՝ արտաքին ուժերով W_{e12} դրական աշխատանք կատարելու ժամանակ պետք է անջատվի Q_{12} ջերմությունը, իսկ եթե W_{e12} աշխատանքը բացասական է, ապա սիստեմը պետք է ստանա դրական ջերմություն, ընդ որում երկու դեպքում էլ $|Q_{12}|=\frac{W_{e12}}{J}$։

Այստեղից էլ ծագել է «համարժեքության սկզբունք» անունը։

Սակայն, պետք է հիշել, որ աշխատանքը և ջերմությունը «համարժեք են» միմյանց (այսինքն՝ արտաքին աշխատանքի որոշակի քանակին համապատասխանում է միշտ որոշակի քանակի ջերմություն) միայն ներքին էներգիայի անփոփոխ մնալու պայմանի դեպքում։

Այսպիսով, «համարժեքության սկզբունքը» նույնպես (6, 2, 9)-ի հետևանքն է։

§ 6, 3. ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԱՆՄԻՋԱԿԱՆ ՀԵՏԵՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ՄԻ ՔԱՆԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄՆԵՐ

1. Ինչպիսին է, եթե ինչ հետևությունների է բերում այն հանգամանքը, որ U-ն սիստեմի հատկանիշ է։

Ամենից առաջ՝ սիստեմի միևնույն վիճակներում նրա ներքին էներգիան պետք է ունենա միևնույն արժեքը։ Այս անմիջապես հետևում է «վիճակ» հասկացությունից։

Ուստի, եթե սիստեմը կատարել է որևէ ցիկլ և, հետևաբար, վերջնական (2) վիճակը համընկնում է սկզբնական (1) վիճակին, ապա $U_1=U_2$ և ըստ (6, 2, 8)-ի՝

$$Q+W_e=0, \qquad (6,\ 3,\ 1)$$

որը լրիվ համընկնում է (6, 2, 3)-ին։

Ջ. Բոլոր հատկանիշները բաժանվում են վիճակի պարամետրերի և ֆունկցիաների. Դիցուք, օրինակ պարամետրները ընդունված են x, y, z,... հատկանիշները և ներքին էներգիան չի մտցված պարամետրերի թվի մեջ. Այդ դեպքում U-ն պետք է լինի վիճակի ֆունկցիա, այսինքն՝

$$U=f(x,\ y,\ z,\ \ldots) \qquad (6,\ 3,\ 2)$$

և այստեղից

$$dU=\frac{\partial U}{\partial x}dx+\frac{\partial U}{\partial y}dy+\frac{\partial U}{\partial z}dz+\ldots \qquad (6,\ 3,\ 3)$$

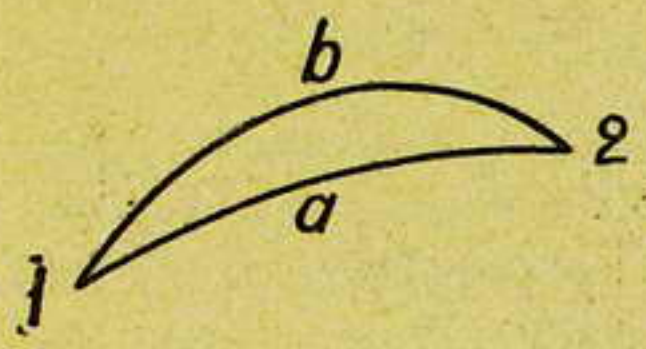
Եթե $f(x, y, z,\ldots)$ ֆունկցիայի տեսքը հայտնի լիներ, ապա մենք կիմանայինք յուրաքանչյուր վիճակում ներքին էներգիայի թվական արժեքը, օրինակ՝ 1 վիճակում $U_1=f(x_1, y_1, z_1,\ldots)$ և այլն.

Սա մեզ հնարավորություն կտար անմիջապես որոշելու մի վիճակից մյուսին անցնելու համար անհրաժեշտ ջերմության և աշխատանքի գումարը, օրինակ՝ 1 վիճակից 2 վիճակին անցնելու ժամանակ, ըստ (6, 2, 8)-ի,

$$Q_{12}+W_{e12}=U_2-U_1=f(x_2, y_2, z_2,\ \ldots)-f(x_1, y_1, z_1,\ \ldots),$$

Սակայն $f(x, y, z,\ \ldots)$ ֆունկցիայի տեսքն անհայտ է. Այս հանգամանքը կարող է կասկածանք առաջացնել առաջին սկզբունքի օգտակարության հարցում. Իսկապես, իմաստ ունի մտցնել նոր մեծություն (ավյալ դեպքում՝ ներքին էներգիան), որի թվական արժեքը մենք չգիտենք.

Հաջորդ պարբերությունները ցույց կտան, թե որքան ընդարձակ է առաջին սկզբունքի կիրառման բնագավառը և որքան նա օգտակար է մեզ համար.



Նկ. 6—2

Այստեղ բերենք մեկ այն մի օրինակ.

Դիցուք սիստեմը 1 վիճակից 2 վիճակը կարող է փոխադրվել 1a2 և 1b2 պրոցեսների միջոցով (նկ. 6—2).

Ապա, քանի որ ներքին էներգիան 1 և 2 վիճակներում ունի թեկուզ մեզ անհայտ, բայց որոշակի U_1 և U_2 արժեքները, մենք, ըստ (6, 2, 8)-ի կարող ենք գրել

$$U_2-U_1=Q_{1a2}+W_{e1a2},$$

$$U_2-U_1=Q_{1b2}+W_{e1b2},$$

և այստեղից

$$Q_{1a2}+W_{e1a2}=Q_{1b2}+W_{e1a2}, \qquad (6,\ 3,\ 4)$$

կամ՝

$$Q_{1a2}-Q_{1b2}=W_{e1b2}-W_{e1a2}. \qquad (6,\ 3,\ 5)$$

Մենք գիտենք, որ թե՛ ջերմությունը և թե՛ աշխատանքը կախված են պրոցեսից, հետևաբար ընդհանուր դեպքում՝

$$Q_{1a2}\neq Q_{1b2}, \qquad W_{e1a2}\neq W_{e1b2}.$$

(6, 3, 4)-ը ցույց է տալիս, որ չնայած ջերմությունը և աշխատանքը կախված են պրոցեսից, միջավայրից ստացած ջերմության և արտաքին աշխատանքի գումարը, սիստեմը 1 վիճակից 2 վիճակը փոխադրող բոլոր պրոցեսների համար, միևնույնն է։

Այս գումարը կարելի է որոշել փորձնական ճանապարհով, որևէ 1a2 պրոցեսում, չափելով Q_{1a2} և W_{e1a2}։

Օրինակ՝ «ընդարձակումը դեպի դատարկություն» V_1 ծավալից մինչև V_2-ը, § 6,4,1ը ադիաբատ է և կատարվում է առանց արտաքին աշխատանքի.

$$Q_{1a2}=0, \qquad W_{e1a2}=0.$$

Իդեալական գազի դեպքում այս պրոցեսը միաժամանակ լինում է իզոթերմ։

Դիցուք 1b2 պրոցեսը իդեալական գազի հակադարձելի իզոթերմ ընդարձակումն է։ Այն ժամանակ ըստ (6, 3, 4)-ի

$$Q_{1b2}+W_{e1b2}=Q_{1a2}+W_{e1a2}=0.$$

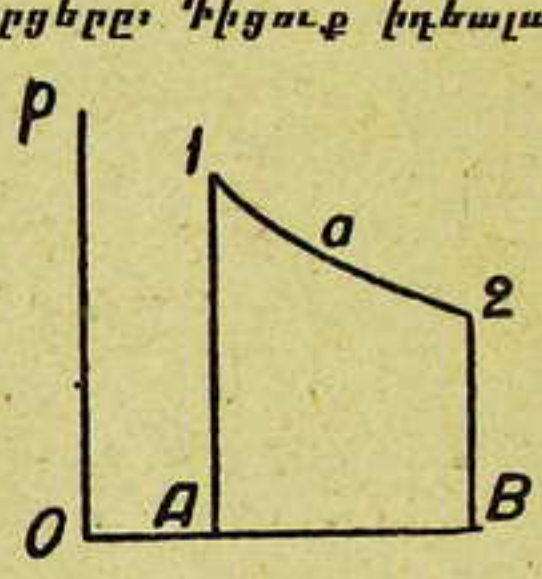
Մենք կարող ենք պատկերացնել իդեալական գազը 1 վիճակից 2 վիճակը փոխադրող 1c2 որևէ այլ պրոցես։ Լինի այդ պրոցեսը հակադարձելի կամ անհակադարձելի, իզոթերմ, թե ոչ իզոթերմ, մենք կրկին կունենանք՝

$$Q_{1c2}+W_{e1c2}=0.$$

Այստեղից բխում է հետևյալ արդյունքը.

(6, 3, 6) Եթե իդեալական գազի սկզբնական և վերջնական ջերմաստիճանները նույնն են, ապա այդ գազը սկզբնական վիճակից վերջնականը փոխադրող յուրաքանչյուր պրոցեսում արտաքին աշխատանքի և միջավայրից ստացված ջերմության գումարը հավասար է զրոյի։

Նման ձևով կարելի է քննարկել հետևյալ հարցերը։ Դիցուք իդեալական գազը 1 վիճակից 2 վիճակը կարելի է փոխադրել 1a2 հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի միջոցով (նկ. 6—3), $V_1 \neq V_2$, § 3, 5, 2-ում ցույց է տրված, որ ծավալի յուրաքանչյուր փոփոխում կարելի է իրականացնել այնպիսի 1AB2 պրոցեսի միջոցով, որի ժամանակ արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի. պահանջվում է որոշել այս պրոցեսի Q_{1AB2} ջերմությունը։



Նկ. 6—3

Համաձայն (6, 3, 4)-ի՝

$$Q_{1a2}+W_{e1a2}=Q_{1AB2}+W_{e1AB2}.$$

Սակայն 1a2 պրոցեսը ադիաբատ է, ուստի $Q_{1a2}=0$, 1AB2 պրոցեսում $W_{e1AB2}=0$։

Հետևաբար, $Q_{1AB2}=W_{e1a2}$, Շնորհիվ 1a2 պրոցեսի հակադարձելիության $W_{e1a2}+W_{i1a2}=0$, ընդ որում

$$W_{i1a2}= \text{մակերես } A1a2BA,$$

Այսպիսով,

$$Q_{1AB2}+W_{i1a2}=0,$$

այսինքն՝ $|Q_{1AB2}|=$ մակ. A1a2BA, հետևաբար $Q_{1AB2}<0$, եթե $V_2>V_1$,

$$Q_{1AB2}>0, \quad \text{եթե} \quad V_2<V_1.$$

3. Ըստ (6, 3, 2)-ի, (6, 3, 3)-ի՝

$$\frac{\partial U}{\partial x}=\frac{\partial f(x, y, z, \ldots)}{\partial x}, \qquad \frac{\partial U}{\partial y}=\frac{\partial f(x, y\, z, .—)}{\partial y} \qquad (6,\ 3,\ 7)$$

և այլն, $f(x, y, z, \ldots)$ ֆունկցիայի մասնական ածանցյալները ըստ x-ի, y-ի, z-ի նույնպես ֆունկցիա են x-ից, y-ից, z-ից, այսինքն՝ վիճակի ֆունկցիաներ են:

Այսպիսով, (6, 3, 3)-ի աջ մասում $\frac{\partial U}{\partial x}$, $\frac{\partial U}{\partial y}$, $\frac{\partial U}{\partial z}$-ը վիճակի ֆունկցիաներ են (և բոլորովին կախված չեն սիստեմում առաջացած պրոցեսից):

Հետագայում ցույց կտրվի այն ընդհանուր եղանակը, որը մի շարք դեպքերում թույլ է տալիս որոշելու ներքին էներգիայի $\frac{\partial U}{\partial x}$, $\frac{\partial U}{\partial y}$, $\frac{\partial U}{\partial z}$, ... մասնական ածանցյալները, Իսկ հիմա ենթադրենք, որ այդ ածանցյալները հայտնի են: Այն ժամանակ (6, 3, 3)

$$dU=\frac{\partial U}{\partial x}dx+\frac{\partial U}{\partial y}dy+\frac{\partial U}{\partial z}dz+\ldots.$$

արտահայտությունից հետևում է, որ գիտենալով dx, dy, dz, . . ., կարելի է որոշել dU-ն: Այսպիսով՝

(6, 3, 8) Եթե ներքին էներգիայի մասնական ածանցյալները հայտնի են, ապա ներքին էներգիայի աճը լիովին որոշվում է սիստեմի պարամետրերի աճերով:

Սա նշանակում է, որ անկախ պրոցեսի ընթացքից և արտաքին աշխատանքից, ներքին էներգիայի աճը կարող են որոշվել միայն պարամետրերի աճերով:

Այն կարևորագույն արդյունքները, որոնց հանգեցնում է առաջին սկզբունքը, ստացվում են երկու հետևյալ հավասարությունները համեմատելուց.

$$dU=dQ+dW.$$

$$dU=\frac{\partial U}{\partial x}dx+\frac{\partial U}{\partial y}dy+\ldots.$$

ընդ որում ներքին էներգիայի աճն առաջին հավասարության մեջ արտա-

հայտվում է աշխատանքի և ջերմության միջոցով, իսկ երկրորդում՝ պարամետրների աճերի միջոցով։

Այսպիսով, առաջին սկզբունքի բովանդակությունը կազմում են [տես (6, 2, 9) հետևյալ դրույթները].

ա) ներքին էներգիան սիստեմի հատկանիշ է.

բ) ներքին էներգիայի աճը հավասար է ջերմության և աշխատանքի գումարին։

Եվ հենց այս երկու դրույթների համատեղ կիրառումն է, որ հասցնում է կարևորագույն արդյունքների, իսկ նրանց անջատ կիրառումն անհամեմատ ավելի պակաս արդյունքներ է տալիս։

Հետագայում մենք կօգտագործենք նախորդ երկու հավասարությունների տարբերումը։

4. Ներկա պարագրաֆի 2-րդ կետում ասված է, որ $U=f(x, y, z, \ldots)$ ֆունկցիայի տեսքն անհայտ է։ Անհրաժեշտ է առանձնապես ընդգծել, որ թերմոդինամիկան ինքն իրեն հնարավորություն չի տալիս ներքին էներգիայի թվային արժեքը որևէ վիճակում որոշելու. օգտվելով թերմոդինամիկայից, մենք կարող ենք որոշել միայն ներքին էներգիայի աճը մի վիճակից մյուսին անցնելու դեպքում։

Իրոք, ներքին էներգիայի բոլոր հիմնական հատկությունները որոշվում են առաջին սկզբունքով։ Այս սկզբունքի (6, 2, 5), (6, 2, 8) ընդհանուր հավասարումները որոշում են ոչ թե ներքին էներգիան, այլ միայն նրա աճը։

5. Այս գրքի շրջանակները թույլ չեն տալիս քննարկել առաջին սկզբունքի կիրառումները ֆիզիկայի զանազան բնագավառներում։ Սակայն պետք է ամենայն հաստատակամությամբ ընդգծել առաջին սկզբունքի լիակատար ընդհանրությունը, այսինքն՝ նրա կիրառելիությունը բոլոր երևույթների նկատմամբ։ Սրանում կարելի է համոզվել, եթե դիմենք

$$dU = dQ + dW_e. \qquad (6, 2, 5)$$

արտահայտությանը, որտեղ dW_e-ն արտաքին աշխատանքն է, այսինքն՝ արտաքին ուժերի աշխատանքն է, ինչպիսի բնույթի էլ որ լինեն այդ ուժերը։

Մենք առավելապես քննարկելու ենք այնպիսի սիստեմները, որոնցում արտաքին ճնշումն է, որ կատարում է աշխատանքը։

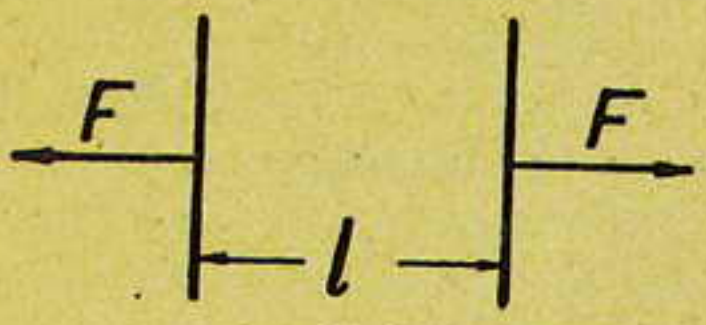
Քննարկենք մի քանի այլ սիստեմներ (և դեպքեր)։

Դիցուք z-ը սիստեմի ծանրության կենտրոնի բարձրությունն է, իսկ P-ն նրա կշիռն է։ Ծուրաքանչյուր սիստեմում, ծանրության կենտրոնի բարձրության dz փոփոխումը արտաքին աշխատանքի արտահայտության մեջ կմտցնի կշռի Pdz աշխատանքը։ Եթե փոփոխվում է նաև սիստեմի ծավալը, ապա լրիվ արտաքին աշխատանքը կլինի

$$dW_e = -fdV + Pdz.$$

Եթե սիստեմը կազմում է փակ շղթայի մի մասը, որի մեջ կա էլեկտրական հոսանք, ապա արտաքին աշխատանքի արտահայտության մեջ կմտնի $(V_a - V_b)dm$ անդամը, որտեղ V_a էլեկտրաստատիկ պոտենցիալն է հոսանքի ներմուծման տեղում, V_b պոտենցիալն է դուրս բերելու տեղում, իսկ dm-ը հոսած էլեկտրականության քանակն է։

Ինչպես կիմանանք հաջորդ կոնդենսատորը, որի թիթեղների միջև հեռավորությունն l է, իսկ պոտենցիալների տարբերությունը՝ ΔV։



Նկ. 6—4

Հակառակ նշանի լիցքերի առկայությամբ թիթեղներն իրար կձգեն և, որպեսզի նրանց հավասարակշռության մեջ պահենք, պետք է միջավայրից կիրառել F ուժերը (նկ. 6—4)։ Եթե լիցքը փոփոխվեր dm-ով, իսկ թիթեղների հեռավորությունը՝ dl-ով, ապա արտաքին աշխատանքը կլիներ՝

$$dW_e = F dl + \Delta V \cdot dm.$$

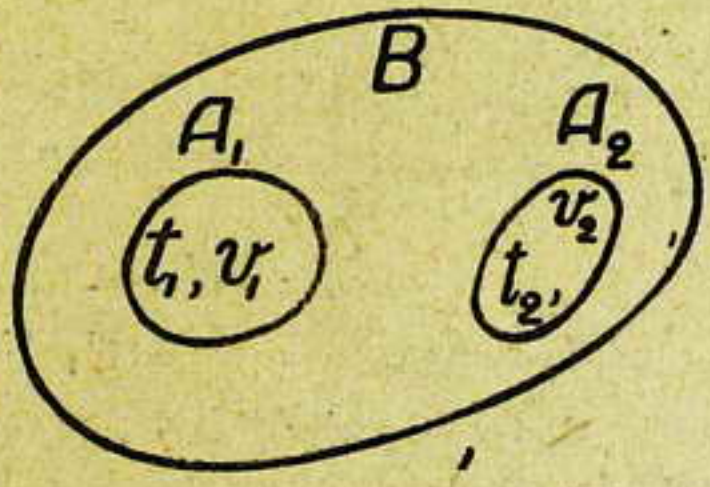
այս մտցնելով (6, 2, 6) արտահայտության մեջ, մենք կարող ենք կիրառել առաջին սկզբունքը կոնդենսատորի նկատմամբ։ Իսկ ընդհանրապես առաջին սկզբունքը կարելի է կիրառել այն բոլոր նյութական մեկուսացված սիստեմների նկատմամբ, որոնց համար հայտնի է արտաքին աշխատանքի արտահայտությունը։

§ 6, 4. ՆԵՐՔԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՑԻ, ՋԵՐՄՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՀԱՄԵՄԱՏՈՒՄԸ

1. Ներքին էներգիայի, ջերմության և աշխատանքի հասկացությունների մասին ավելի լավ պատկերացում կազմելու համար քննարկենք մի քանի օրինակներ։

Հիշենք, որ շրջապատող միջավայրը, որը մենք սովորաբար հակադրում ենք քննարկվող սիստեմին, ինքն իր հերթին հանդիսանում է սիստեմ կամ մի քանի սիստեմների համախումբ։

Ուստի, պարզագույն դեպքում կարելի է պատկերացնել, որ շրջապատող միջավայրը կազմված է մի սիստեմից, և սիստեմի ու շրջապատող միջավայրի համախմբի փոխարեն կարելի է դիտել երկու սիստեմներ։ Դիցուք երկու A_1 և A_2 սիստեմները (նկ. 6—5) պարփակված են ադիաբատ B թաղանթի մեջ, ե՛վ A_1, և՛ A_2 սիստեմներին վերաբերող համապատասխան մեծությունները կնշանակենք 1 և 2 ինդեքսով։ Ենթադրենք, որ այդ սիստեմների t_1 և t_2 ջերմաստիճանները միևնույնը չեն՝ $t_1 > t_2$, իսկ V_1 և V_2 ծավալները հաստատուն են։ Այն ժամանակ ջերմությունը A_1-ից կանցնի A_2-ին,



Նկ. 6—5

այսինքն՝ եթե Q_1-ով և Q_2-ով նշանակենք A_1 և A_2 սիստեմների ստացած ջերմաքանակները, ապա

$$Q_2 > 0, \quad Q_1 < 0 \quad և \quad Q_1 + Q_2 = 0. \qquad (6, 4, 1)$$

բայց ջերմության անցման իզոխոր լինելու շնորհիվ, արտաքին աշխատանք բոլորովին չի կատարվում, ուստի համաձայն (6, 2, 8)-ի՝ A_1 և A_2 սիստեմների ներքին էներգիայի ΔU_1 և ΔU_2 աճերը կլինեն՝

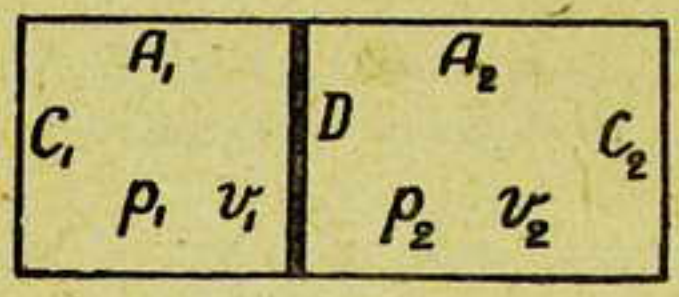
$$\Delta U_1 = Q_1, \qquad \Delta U_2 = Q_2$$

և ըստ՝ (6, 4, 1)-ի

$$\Delta U_1 + \Delta U_2 = 0, \qquad (6, 4, 2)$$

(6, 4, 2)-ը նշանակում է, որ երկու սիստեմների ծավալների հաստատուն լինելու դեպքում, նրանց ջերմատեխճանների անհավասարության շնորհիվ էներգիայի մի մասը սիստեմներից մեկի ներքին էներգիայի մեծացում է հաշվին մյուսի ներքին էներգիայի, այսինքն՝ էներգիան մի սիստեմից անցնում է մյուսին։ Էներգիայի այս փոխանցումը կատարվում է ջերմության ձևով. մի սիստեմը, ջերմության տեսքով, կորցնում է էներգիա, իսկ մյուսն էներգիա է ստանում նույնպես ջերմության տեսքով։

Դիտարկենք ուրիշ դեպք (նկ. 6--6). A_1 և A_2 սիստեմները պարփակված են B գլանի մեջ, որի C_1 և C_2 կափարիչները անշարժ են, իսկ պատերը բոլորովին ջերմություն չեն հաղորդում։



Նկ. 6—6

Ադիաբատ նյութից պատրաստած D մխոցը անջատում է A_1 սիստեմն A_2-ից։

A_2 սիստեմի p_2 ճնշումը A_1 սիստեմի նկատմամբ հանդիսանում է արտաքին, նույն կերպ էլ p_1-ը արտաքին ճնշումն է A_2-ի նկատմամբ։ Սիստեմի ընդհանուր ծավալը՝

$$V = V_1 + V_2$$

հաստատուն է, քանի որ C_1 և C_2 կափարիչները անշարժ են,

հետևաբար $$dV_1 = -dV_2, \qquad (6, 4, 3)$$

Դիցուք $$p_1 = p_2 + \varepsilon, \qquad (6, 4, 4)$$

որտեղ ε անվերջ փոքր դրական մեծություն է։

Այդ պայմաններում մխոցը կսկսի տեղափոխվել ձախից աջ։ Այս պրոցեսն ադիաբատ է և համաձայն (6, 2, 5)-ի՝

$$dU_1 = dW_{e1} = -p_2 dV_1, \qquad dU_2 = dW_{e2} = -p_1 dV_2.$$

Այստեղից՝ $$d(U_1 + U_2) = (p_2 - p_1)\, dV_2 = \varepsilon dV_2.$$

Արհամարհելով εdV_2՝ երկրորդ կարգի անվերջ փոքր մեծությունը, կունենանք՝

$$dU_1 + dU_2 = 0,$$

այսինքն՝ A_2 սիստեմի ներքին էներգիան մեծանում է այնքանով, որքանով փոքրանում է A_1 սիստեմի ներքին էներգիան։ Նկարագրված պրոցեսն ադիաբատ է, և այստեղ էներգիայի փոխանցումը մի սիստեմից մյուսին կատարվում է աշխատանքի տեսքով։

Դիտարկված երկու դեպքերում էներգիայի փոխանցումը մի սիստեմից մյուսին իրականացվում է կամ ջերմության, կամ աշխատանքի տեսքով։

Սակայն դժվար չէ պատկերացնել նաև առավել ընդհանուր դեպքը, երբ էներգիայի փոխանցումը կատարվում է միաժամանակ և՛ աշխատանքի, և՛ ջերմության միջոցով։ Այսպես, եթե D մխոցը (նկ. 6—6) ջերմության հաղորդիչ է, իսկ A_1 և A_2 սիստեմների ջերմատիճանները միատեսակ չեն, ապա անկախ $-p_2dV_1$ և $-p_1dV_2$ աշխատանքներից, տեղի կունենա էներգիայի փոխանցում ջերմության տեսքով, որը կատարվում է մխոցի միջոցով։

2. Նշանակենք p-ով և J-ով սիստեմի պոտենցիալ և կինետիկ էներգիաները։ Այն ժամանակ սիստեմի լրիվ մեխանիկական էներգիան կլինի $E = P + J$։ § 3, 2, 2-ում ցույց է տրված, որ ոչ բոլոր սիստեմներն են ունենում պոտենցիալ էներգիա, և որ պոտենցիալ էներգիա ունեցող սիստեմների դեպքում

$$dE = dW_e \qquad (6, 4, 5)$$

կամ, եթե սիստեմի կինետիկ էներգիան հաստատուն է ($dJ=0$) ապա՝

$$dP = dW_e\text{։} \qquad (6, 4, 6)$$

Համեմատելով (6, 4, 5)-ը և (6, 4, 6)-ը առաջին սկզբունքի (6, 2, 5) արտահայտության հետ՝

$$dU = dQ + dW_e,$$

մենք նկատում ենք, որ (6, 2, 5)-ը հանդիսանում է (6, 4, 5)-ի կամ (6, 4, 6)-ի ընդհանրացում և որ «ներքին էներգիա, «լրիվ մեխանիկական էներգիա և «պոտենցիալ էներգիա հասկացությունները համանման են։

Սակայն, համաձայն (6, 2, 9)-ի, յուրաքանչյուր սիստեմ ունի ներքին էներգիա, բայց ոչ բոլոր սիստեմներն են, որ ունեն պոտենցիալ կամ լրիվ մեխանիկական էներգիա (§ 3, 2, 2)։

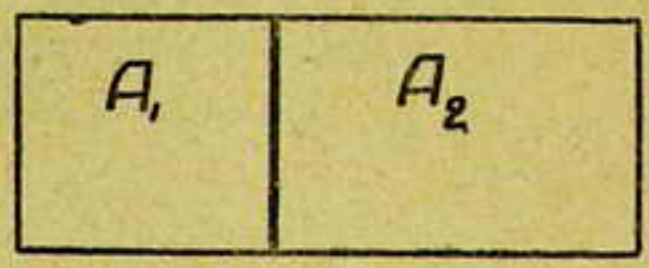
Այս պատճառով էլ (6, 2, 5)-ը կիրառելի է բոլոր սիստեմների նկատմամբ, իսկ (6, 4, 5)-ը, (6, 4, 6)-ը՝ միայն որոշ սիստեմների նկատմամբ։

§ 6, 6. ՄԱՍԵՐԻՑ ԲԱՂԿԱՑԱԾ ՍԻՍՏԵՄԻ ՆԵՐՔԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ

1. Օգտագործելով առաջին սկզբունքը, հաճախ հարկ է լինում սիստեմի ներքին էներգիան արտահայտել սիստեմի մասերի ներքին էներգիաների միջոցով։

Ամենից առաջ պետք է պարզաբանել, թե ինչ ենք հասկանում սիս-

տեմի մաս ասելով, հիշնարկենք մի քանի դեպքեր. Հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ սիստեմը բաղկացած է երկու մասից՝ հեղուկից և գոլորշուց, որոնցից յուրաքանչյուրը համասեռ է. Այս մասերը տարածության մեջ զբաղեցնում են տարբեր տեղեր.



Նկ. 6—7

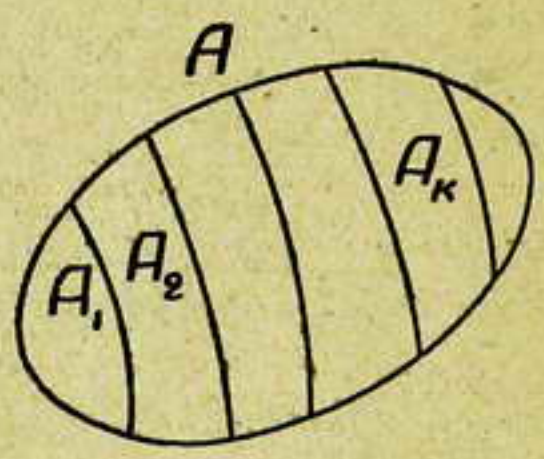
A_1 և A_2 գազերը, (նկ. 6—7) անթափանց թաղանթով իրարից բաժանված լինելով, ներկայացնում են A անհամասեռ սիստեմի մասերը և նույնպես տարածության մեջ զբաղեցնում են պատահական տեղեր. Թաղանթը հեռացնելիս ստացվում է համասեռ խառնուրդ. Այժմ A_1 և A_2 գազերը զբաղեցնում են տարածության միևնույն տեղը՝ խառնուրդի ծավալը.

Վերջապես, յուրաքանչյուր համասեռ սիստեմ մաքուր կարելի է բաժանել տարածության տարբեր տեղեր գրավող մասերի. Մենք ընդունում ենք հետևյալ դրույթը.

(6, 5, 1) Տարածության մեջ տարբեր տեղեր գրավող մասերից բաղկացած սիստեմի ներքին էներգիան հավասար է նրա առանձին մասերի ներքին էներգիաների գումարին:

Ընդ որում մասերը ցանկացած չափով կարող են տարբերվել միմյանցից՝ ունենալ տարբեր բաղադրություն, զանազան ջերմատևողականներ և այլն. Նշանակելով A սիստեմի ներքին էներգիան U-ով, իսկ սիստեմի A_k մասի էներգիան՝ U_k-ով (նկ. 6—8), ըստ (6, 5, 1)-ի կստանանք՝

$$U=\Sigma U_k=U_1+U_2+\ldots+U_k+\ldots, \qquad (6, 5, 2)$$



Նկ. 6—8

(6, 5, 1)-ը կիրառելի չէ այն սիստեմների նկատմամբ, որոնց մասերն զբաղեցնում են տարածության ընդհանուր տեղը.

Այսպես, օրինակ, եթե A սիստեմը ներկայացնում է B և C հեղուկների խառնուրդ, իսկ U_A, U_B և U_C-ն A խառնուրդի, B և C հեղուկների ներքին էներգիաներն են, ապա B, C-ից յուրաքանչյուրը զբաղեցնում է խառնուրդի ողջ ծավալը, ապա

$$U_A \neq U_B + U_C.$$

դրանում մենք կհամոզվենք շուտով.

2. (ա) (6, 5, 1)-ում կամ (6, 5, 2)-ում k-րդ մասի U_k ներքին էներգիա ասելով պետք է հասկանալ այն ներքին էներգիան, որ կունենար այդ մասը, եթե նա, լիակատար մեկուսացված լինելով ճնացած սիստեմի փոխազդեցությունից, իր վիճակն անփոփոխ պահպաներ.

Մեզ հարկավոր է որոշել այն պայմանները, որոնց դեպքում (6, 5, 2) առնչությունը ճիշտ է, քանի որ մի շարք օրինակներ ցույց են տալիս, որ նման առնչություն մեխանիկայում ամեն անգամ չէ, որ տեղի ունի. Այսպես, օրինակ, արեգակնային համակարգության բոլոր մասնիկները ենթա-

կա են նյուտոնյան ձգողականության ազդեցությանը։ Այս սիստեմն ունի պոտենցիալ և լրիվ մեխանիկական էներգիա։

Սակայն նրա պոտենցիալ էներգիան հավասար չէ առանձին-առանձին վերցրած արևի և մոլորակների պոտենցիալ էներգիաների գումարին։ Իսկապես, յուրաքանչյուր մոլորակի պոտենցիալ էներգիան նրա բոլոր մասնիկների փոխազդեցության արդյունքն է։ Իսկ արեգակնային համակարգության պոտենցիալ էներգիան հավասար է արևի և մոլորակների առանձին վերցրած պոտենցիալ էներգիաների գումարին, ավելացրած արևի և մոլորակների փոխազդեցությունից առաջացած պոտենցիալ էներգիան։

Սոլորական թերմոդինամիկ սիստեմներում երկու ցանկացած մասնիկների միջև նյուտոնյան ձգողական ուժերն արհամարհելիորեն փոքր են և այդ պատճառով հաշվի չեն առնվում, հաշվի առնվող փոխազդեցության ուժերն ունեն էլեկտրական ծագում։ Իրոք, յուրաքանչյուր ատոմ կազմված է դրական լիցքից, միջուկից և էլեկտրոններից, էլեկտրոնների և միջուկների փոխազդեցությունը ոչ միայն առեղծում է ատոմների և ատոմներից կազմված մոլեկուլների կայունություն, այլև հանդիսանում է յուրաքանչյուր երկու մոլեկուլների միջև ձգող և վանող ուժերի պատճառը։

Թեպետ երկու «կետային» լիցքերի միջև գործող ուժերը հակադարձ համեմատական են նրանց միջև եղած հեռավորության քառակուսուն (կուլոնի օրենքը), սակայն մոլեկուլների միջև գործող ուժերն այդպիսին չեն։ Սա չպետք է մեզ զարմացնի, քանի որ «կարծր» դիպոլը կետային լիցքի վրա գործում է երրորդ աստիճանին հակադարձ համեմատական ուժով, իսկ մոլեկուլներն ունեն շատ ավելի բարդ կազմվածք, քան կարծր դիպոլները։

Մենք կուսումնասիրենք էլեկտրականորեն չեզոք մոլեկուլներ, այսինքն՝ այնպիսիները, որոնցից յուրաքանչյուրում բոլոր միջուկների և էլեկտրոնների լիցքերի գումարը հավասար է զրոյի։

Էլեկտրականորեն չեզոք մոլեկուլների միջև գործող ուժերն զգալիորեն արագ են փոխվում, քան նրանց կենտրոնների միջև եղած հեռավորությունների քառակուսին։ Մոլեկուլների միջև հեռավորությունը մեծանալու դեպքում նրանց փոխադարձ ձգողականությունը շատ արագ նվազում է, մոլեկուլների կենտրոնների միջև այն ամենամեծ հեռավորությունը, որի վրա դեռ նշմարելի է ձգողականությունը, կոչվում է գործողության շառավիղ. նրա մեծության կարգն է՝ 10^{-7} սմ, հեռավորությունն աստիճանաբար փոքրացնելու դեպքում, սկսած գործողության շառավիղից, ձգողականությունը սկզբում արագ աճում է, այնուհետև փոքրանում է և անցնում վանմանը, որը չափազանց արագ աճում է մոլեկուլների և հեռավորության փոքրանալու հետ զուգընթաց։

(բ) Դիցուք համասեռ սիստեմը պարփակված է թաղանթի մեջ։ Սիստեմի այն շերտը, որի հաստությունը հավասար է գործողության շառավղին և որը սահմանակից է թաղանթին, անվանենք «մակերևութային»։ Սիստեմի ներսում տեղավորված մոլեկուլի վրա գործում են միայն սիստեմի մոլեկուլները։ Մակերևութային շերտի մոլեկուլի վրա գործում են մասամբ սիստեմի, մասամբ էլ թաղանթի մոլեկուլները. թաղանթի մոլե-

կուլոնների ազդեցությունը մակերևութային շերտի մոլեկուլի վրա, քնդհանուր դեպքում, տարբերվում է նույն մոլեկուլի վրա սիստեմի մոլեկուլների ազդեցությունից։

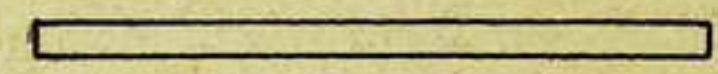
Այդ պատճառով մակերևութային շերտը պետք է տարբերվի սիստեմի ներսում գտնվող մասերից։ Հետևապես, սովորաբար համասեռ համարվող սիստեմը իրականում լինում է անհամասեռ. մակերևութային շերտի միջին խտությունը տարբերվում է ներսում գտնվող մասի խտությունից. եթե սիստեմը խառնուրդ է ներկայացնում, ապա խառնուրդի բաղադրությունը մակերևութային շերտում տարբերվում է սիստեմի ներսում գտնվող մասի բաղադրությունից և այլն։



Նկ. 6—9

Թաղանթի ազդեցությունը շատ զգալի կարող է լինել. նա այնքան մեծ է, որքան մեծ է մակերևութային շերտի ծավալը ներսում գտնվող ծավալի նկատմամբ, այսինքն՝ որքանով մակերևութային շերտի մոլեկուլների թիվը մեծ է սիստեմի ներսում գտնվող մասի մոլեկուլների թվի համեմատությամբ։

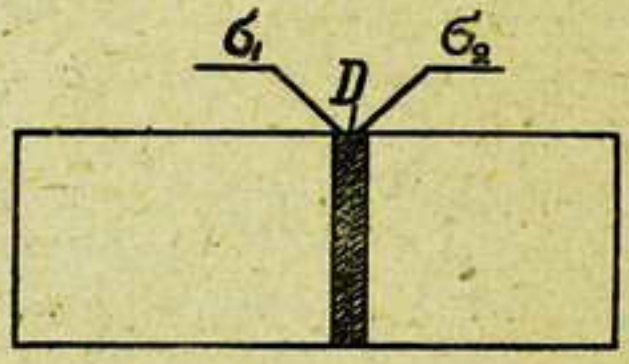
Այսպես, օրինակ, որքան փոքր է կապիլյար խողովակի (մազանոթի) տրամագիծը, այնքան հեղուկը շատ է բարձրանում նրա մեջ։ Նկ. 6—9-ի թաղանթում մակերևութային շերտը բավականին փոքր է, իսկ նկ. 6—10-ում պատկերացված թաղանթի մակերևութային շերտն այնքան զգալի է, որ նրա և սիստեմի ներսում գտնվող մասի միջև եղած տարբերությունը չի կարելի արհամարհել։



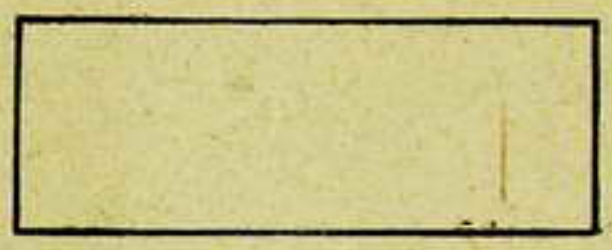
Նկ. 6—10

Եթե ամբողջ սիստեմի հատատուն ծավալի և ջերմաստիճանի դեպքում թաղանթի ձևը փոխվի այնպես, որ նրա մակերևույթը մեծանա, ապա կմեծանա նաև մակերևութային շերտի ծավալը, կփոխվի սիստեմի վիճակը։

(գ) Դիտարկենք շատ բարակ թաղանթով երկու մասի բաժանված համասեռ սիստեմը (նկ. 6—11)։



Նկ 6—11



Նկ. 6—11 ա

Քանի որ մենք արհամարհել ենք 1 և 2 մասերի նյութանյան փոխադարձ ձգողականությունը, ապա այդ մասերի իրարից հեռացնելը բոլորովին չի փոխի նրանց վիճակը, մասնավորապես նրանց ներքին U_1 և U_2 էներգիանները։

Պատկերացված σ_1 և σ_2 մակերևութային շերտերը սահմանակից են, D թաղանթը հեռացնելու դեպքում σ_1 և σ_2 շերտերը անհետանում են (նկ. 6—11ա)։ Արհամարհելով այդ շերտերի տարբերությունը սիստեմի ներքին շերտերից, նկատում ենք, որ D թաղանթի հեռացումը սիստեմի վիճակը չի փոփոխում։ Հետևաբար՝ առանց թաղանթի (նկ. 6—11ա) վերցված սիստեմի U ներքին էներգիան հավասար է U_1 և U_2 ներքին էներգիաների գումարին, $U=U_1+U_2$։

Այստեղից անմիջապես հետևում է, որ մի քանի (n) մասերի բաժանված համասեռ սիստեմի դեպքում՝

$$U=\sum_1^n U_k, \qquad (6,\ 5,\ 2)$$

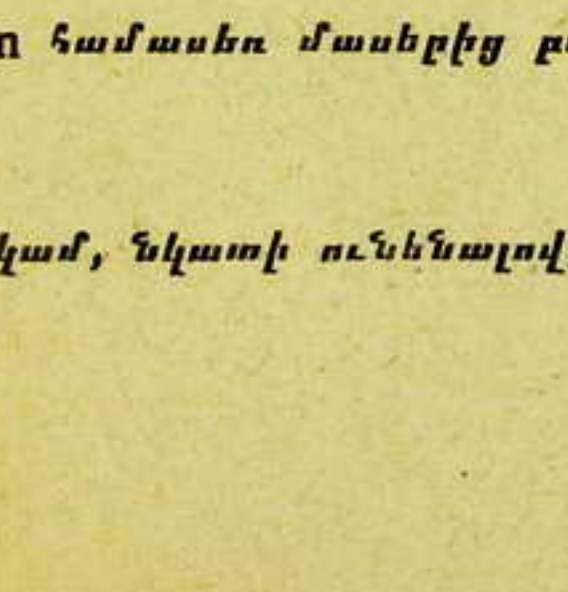
(6, 5, 2)-ից անմիջապես ստացվում է

$$U=mu, \qquad (6,\ 5,\ 3)$$

որտեղ u-ն համասեռ սիստեմի տեսակարար ներքին էներգիան է, իսկ m-ը՝ մասսան։ (6, 5, 2)-ից (6, 5, 3)-ին անցնելու համար բավական է ենթադրել, որ սիստեմը բաժանված է մասերի, որոնց յուրաքանչյուր մասսան հավասար է մեկ մլռավորի։

(6, 5, 3)-ը լրիվ համանման է համասեռ սիստեմի ծավալը, տեսակարար ծավալը և մասսան շաղկապող $V=mv$ առնչությանը։

(դ) Այժմ անցնենք երկու համասեռ (բայց իրարից տարբերվող) մասերից կազմված անհամասեռ սիստեմին, (նկ. 6—12)։ Դիցուք D-ն այդ մասերը բաժանող մակերևույթն է, իսկ σ_1 և σ_2 նրանց մակերևութային շերտերն են։ σ_1 շերտի մոլեկուլների վրա ազդում են 1 մասի և σ_2 շերտի մոլեկուլները, σ_2 շերտի մոլեկուլների վրա ազդում են 2 մասի և σ_1 շերտի մոլեկուլները։ σ_1 և σ_2 շերտերի առաջացմամբ հենց արտահայտվում է 1 և 2 մասերի փոխազդեցությունը, քանի որ մենք այդ մասերի նյուտոնյան ձգողական ուժերն արհամարհում ենք և մոլեկուլները համարում ենք էլեկտրականորեն չեզոք։ Դիցուք իրարից հեռացրած 1 և 2 մասերի ներքին էներգիաներն են U_1 և U_2։ Մոտեցնենք նրանց այնքան, որ նրանք շոշափեն D անջատող մակերևույթը։ Այս մոտեցումը կառաջացնի միայն σ_1 և σ_2 շերտերը։ Արհամարհելով այս շերտերի առաջացման հետ կապված փոփոխությունները, մենք նկատում ենք, որ ներքին էներգիան՝



նկ. 6—12

$$U=U_1+U_2,$$

n համասեռ մասերից բաղկացած անհամասեռ սիստեմի դեպքում՝

$$U=\sum_1^n U_l \qquad (6,\ 5,\ 4)$$

կամ, նկատի ունենալով, որ $U_l=m_lu_l$, որտեղ m_l-ն և u_l-ն i-րդ համա-

ևեռ մասի մասսան և ներքին տեսակարար էներգիան են, (6, 5, 4)-ը կարող ենք գրել այսպես՝

$$U = \sum_{1}^{n} m_i u_i . \qquad (6, 5, 5)$$

օրինակ, եթե 1 և 2 նիշերը վերաբերում են համապատասխանաբար հեղուկին և գոլորշուն, ապա հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ներքին էներգիան՝

$$U = U_1 + U_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2,$$

ճիշտ այնպես, ինչպես այդ սիստեմի ծավալը՝

$$V = V_1 + V_2 = mv_1 + mv_2.$$

3. dU-ն բաղադրիչ մասերի բաժանելու մասին.

ա) Այն հարցը, թե կարելի է արդյոք ներքին էներգիան կամ նրա տեսակարար ներքին էներգիան բաժանել բաղադրիչ մասերի, մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում և կարող է այս կամ այն չափով լուծվել, կախված սիստեմի կազմի մասին մեր ունեցած իմացության լրիվ լինելու աստիճանից.

բ) Իդեալական գազը դիտելով որպես անընդհատ շարժման մեջ գտնվող և իրար վրա չփոխազդող նյութական կետերի համախումբ, մենք պետք է ընդունենք, որ հանգիստ վիճակում գտնվող գազի ներքին էներգիայի փոփոխությունը (այսինքն՝ այն գազի, որը որպես ամբողջություն չի շարժվում, տես § 11,1) հավասար է գազը կազմող բոլոր նյութական կետերի $K_\text{կ}$ կինետիկ էներգիայի փոփոխությանը ($K_\text{կ}$-ի h նիշը նշանակում է «համընթաց շարժում». նյութական կետերի յուրաքանչյուր շարժումը կարելի է դիտել որպես համընթաց),

$$dU = dK_\text{կ}, \qquad (6, 5, 6)$$

Եթե իդեալական գազի մոլեկուլները դիտենք ո՛չ որպես նյութական կետեր, այլ որպես պինդ առաձգական գնդիկներ, կամ որպես շատ փոքր չափերի պինդ առաձգական մարմիններ, ապա յուրաքանչյուր մոլեկուլի շարժումը կարելի է կազմված պատկերացնել մասսաների կենտրոնի համընթաց շարժումից և մասսաների կենտրոնով անցնող առանցքի նկատմամբ պտտումից. Հետևաբար, յուրաքանչյուր մոլեկուլի կինետիկ էներգիան հավասար է համընթաց և պտտողական շարժումների կինետիկ էներգիաների գումարին.

Այդ պատճառով լրիվ կինետիկ էներգիան՝

$$K = K_\text{կ} + K_\text{պ},$$

որտեղ K-ն բոլոր մոլեկուլների համընթաց շարժման լրիվ կինետիկ էներգիան է, իսկ $K_\text{պ}$ բոլոր մոլեկուլների պտտողական շարժման լրիվ կինետիկ էներգիան է.

Այն ենթադրությամբ, որ այդպիսի գազի միջմոլեկուլային փոխազդեցությունը բացակայում է, ներքին էներգիայի աճը կլինի՝

$$dU = dK\ (= dK_\text{կ} + dK_\text{պ}),$$

Ենթադրենք, որ գոյություն ունեն բյուրեղներ, որոնց մասնիկները

պրակտիկում են միանգամայն որոշակի դեպքեր. եթե մասնիկների միջև ազդում են կենտրոնական (ձգող կամ վանող) ուժեր, ապա բյուրեղը կունենա փ պոտենցիալ էներգիա, բյուրեղի ձևի ամեն մի փոփոխություն (օրինակ, արտաքին ուժերի միջոցով) կառաջացնի պոտենցիալ էներգիայի փոփոխություն և $dU = d\varphi$*։*

Իրականում չկա այնպիսի սիստեմ, որի մասնիկները չգտնվեին մշտական շարժման մեջ (համընթաց, պտտողական, ճոճական) և փոխազդեցություն չունենային մեկը մյուսի վրա։ Ուստի, հարկավոր է հաշվի առնել թե՛ կինետիկ և թե՛ պոտենցիալ էներգիաների առկայությունը, որի հետևանքով ներքին էներգիայի աճը որևէ պրոցեսում՝

$$dU = dK + d\varphi, \qquad (6, 5, 7)$$

գ) (6, 5, 6)-ի և (6, 5, 7)-ի ինտեգրումից առաջ եկող ինտեգրման հաստատունները յուրաքանչյուր առանձին վիճակում ներքին էներգիայի արժեքը դարձնում են անհայտ։ Այսպես, օրինակ, ինտեգրելով (6, 5, 6)-ը, ստանում ենք՝

$$U = K_i + b,$$

որտեղ ինտեգրման b *հաստատունը հանդիսանում է հանգստի ներքին էներգիան, այսինքն՝ հավասար է իդեալական գազի այնպիսի վիճակի ներքին էներգիային, երբ բոլոր մոլեկուլներն անշարժ են։*

(6, 5, 7)-ը կիրառված է § 9, 6-ում։

§ 6, 6. ԴԵՊՔԵՐ, ԵՐԲ ՋԵՐՄՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԱՇԽԱՏԱՆՔԸ ԿԱԽՎԱԾ ՉԵՆ ՊՐՈՑԵՍԻՑ։ ՀԵՍՍԻ ՕՐԵՆՔԸ

1. Արդեն մի քանի անգամ նշվել է, որ ջերմությունը և աշխատանքն ընդհանրապես կախված են ո՛չ միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից, այլև սիստեմը սկզբնական վիճակից վերջնականին փոխադրող պրոցեսից։

Սակայն մի շարք դեպքերում աշխատանքը և ջերմությունը լրիվ որոշվում են սիստեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներով։ Օրինակ, հաստատուն արտաքին ճնշման դեպքում՝

$$W_{e12} = -f(V_2 - V_1), \qquad (6, 6, 1)$$

այսինքն՝ արտաքին աշխատանքը լրիվ որոշվում է սկզբնական և վերջնական ծավալներով։

Շատ կարևոր կիրառություններ ունի հետևյալ թեորեմը.

(6, 6, 2) Եթե Q_{12}*,* W_{e12} *մեծություններից մեկը կախված չէ պրոցեսից կամ հավասար է զրոյի, ապա երանցից մյուսը լրիվ որոշվում է սիստեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներով։*

Ջննարկենք երկու հնարավոր դեպքերն էլ։ Օրինակ, ենթադրենք, որ W_{e12}*-ը կախված չէ պրոցեսից։ Արտագրելով (6, 2, 3)-ը այս տեսքով՝*

$$U_2 - U_1 - W_{e12} = Q_{12}, \qquad (6, 6, 3)$$

մենք նկատում ենք, որ երբ, ըստ պայմանի, W_{e12}-ը կախված չէ պրոցեսից, ապա (6, 6, 3)-ի ձախ մասը լրիվ որոշվում է սկզբնական և վերջնական վիճակներով և այդ պատճառով Q_{12}-ը նույնպես պետք է լրիվ որոշվի սիստեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներից։

(6, 6, 3)-ի ձախ մասն անկախ է լինում պրոցեսից և այն ժամանակ, երբ $W_{e12}=0$։ Ակնհայտ է, որ այս դեպքում նույնպես Q_{12} կախված կլինի միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից։

Այսպիսով, (6, 6, 2) թեորեմը լրիվ ապացուցված է։ (6, 6, 2)-ը երբեմն կոչվում է սկզբնական և վերջնական վիճակների կանոն։

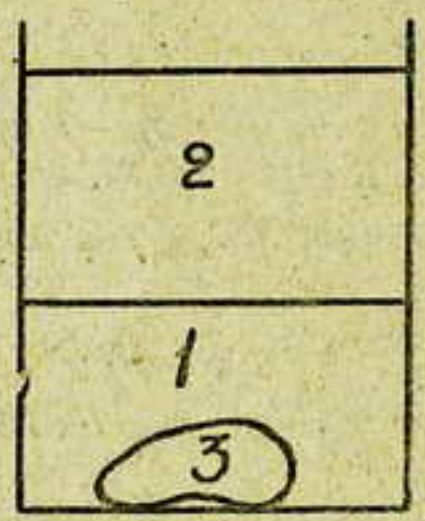
2. Մենք կսահմանափակվենք այն դեպքերի քննարկմամբ, երբ աշխատանք է կատարում միայն ճնշումը։ Այն ժամանակ իզոխոր պրոցեսում $W_{e12}=0$։ Համաձայն (6, 6, 1)-ի, երբ

$$f=\text{const.},\ \text{ապա}\ W_{e12}=-f(V_2-V_1),$$

այսինքն՝ հաստատուն արտաքին ճնշման դեպքերում արտաքին աշխատանքը կախված չէ պրոցեսից։ Հետևաբար (6, 6, 2) թեորեման կարելի կլինի արտահայտել այսպես.

(6, 6, 4) Եթե վիճակի միևնույն փոփոխմանը կարելի է հասնել զանազան իզոխոր պրոցեսներով, ապա այդ պրոցեսների ջերմությունները կլինեն նույնը։

(6, 6, 5) Եթե վիճակի միևնույն փոփոխմանը կարելի է հասնել հաստատուն արտաքին ճնշման տակ կատարվող զանազան պրոցեսների միջոցով, ապա այդ պրոցեսների ջերմությունները կլինեն նույնը։



նկ. 6—13

Հարկավոր է նշել, որ այն պրոցեսները, որոնց մասին խոսվում է (6, 6, 4)-ում և (6, 6, 5)-ում, կարող են միաժամանակ լինել և իզոթերմ։

Դիտենք այդպիսի մի քանի պրոցեսներ։

Ա) Դիցուք սիստեմը կազմված է միևնույն նյութի երեք ագրեգատային վիճակներից (գինդ, հեղուկ, գազային), որոնք համապատասխանաբար նշված են 3, 1, 2 նիշերով։

Դիցուք սիստեմի ջերմաստիճանը և ճնշումը (t և p) այնպես են ընտրված, որ տեղի ունի հավասարակշռություն, իսկ արտաքին ճնշումը f հաստատուն է և հավասար է p-ի (նկ. 6—13)։ Հնարավոր են երեք պրոցեսներ, որոնց ընթացքում t, f, և p-ն հաստատուն են.

ա) Գինդ մարմնի հալումը այդ պրոցեսի տեսակարար թաքնված ջերմությունը նշանակենք L_{31}.

բ) Սուբլիմացիա, այսինքն՝ գինդ վիճակի անմիջական փոխանցումը գոլորշու։ Սուբլիմացիայի տեսակարար թաքնված ջերմությունը նշանակենք L_{32}.

գ) Գոլորշիացում, այսինքն՝ հեղուկի վոխանցումը գոլորշու. այդ պրոցեսի տեսակարար թաքնված ջերմությունը թող լինի L_{13}։

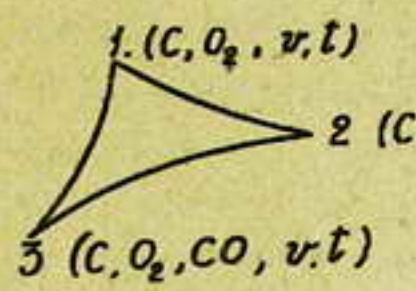
Ակնհայտ է, որ 32 սուբլիմացիան կարելի է վոխարինել 31 (հալում) և 12 (գոլորշիացում) պրոցեսներով հաջորդականությամբ, ընդ որում բոլոր պրոցեսներում

$$f = p = \text{const.},$$

համաձայն (6, 6, 5)-ի՝

$$L_{32} = L_{31} + L_{12}, \qquad (6, 6, 6)$$

այսինքն՝ հաստատուն արտաքին ճնշման դեպքում սուբլիմացիայի թաքնված ջերմությունը հավասար է հալման և գոլորշիացման թաքնված ջերմությունների գումարին։



Նկ. 6—14

բ) Դիցուք սխեմը կազմված է թթվածնից և ածխածնից։ Սխեմի (V) ծավալը և (t) ջերմաստիճանը հաստատուն են։ Թթվածինը և ածխածինը կարելի է միացնել և ստանալ CO_2։ Նկ. 6—14-ի վրա, C-ի և O_2-ի միջև ստորակետը ցույց է տալիս, որ 1 վիճակում թթվածինը և ածխածինը դեռ չեն միացել, 2 վիճակում C-ի և O_2-ի մի մասն առաջացրել է որոշ քանակի CO_2, իսկ C-ի և O_2-ի ելացած մասը դեռ ազատ վիճակում է։

Բայց վոխանակ անմիջապես CO_2 ստանալու, կարելի է նախ C-ից և O_2-ից ստանալ CO միացումը, ապա այնուհետև CO-ից և O_2-ից՝

$$CO_2 \qquad (C + O_2 = CO_2, \quad C + \frac{1}{2}O_2 = CO, \quad CO + \frac{1}{2}O_2 = CO_2),$$

Այսպիսով, 13 և 32 իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսների հաջորդականությունը հանգեցնում է վիճակի այնպիսի վոխհոխման, ինչ որ 12 իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսը։ Նշանակելով 12, 13, 32 պրոցեսների թաքնված ջերմությունները համապատասխանաբար Q_{12}, Q_{13}, Q_{32}, (6, 6, 4)-ի հիման վրա կարող ենք գրել՝

$$Q_{12} = Q_{13} + Q_{32}, \qquad (6, 6, 7)$$

գ) Սովորական պայմաններում ծծմբաթթվի SO_3 անհիդրիդը և բարիումի BaO օքսիդը հանդիսանում են պինդ մարմիններ, այս պատճառով՝

$$BaO + SO_3 = BaSO_4 \qquad (6, 6, 8)$$

ռեակցիան անմիջականորեն անիրագործելի է։

Որպեսզի $BaSO_4$ ստանանք BaO և SO_3-ից, կարելի է այս միացումներից յուրաքանչյուրը լուծել ջրի մեջ և հետո խառնել ստացված լուծույթները։ Ընդ որում (6, 6, 8) ռեակցիան առաջանում է ջրի մեջ և $BaSO_4$-ը նստվածք է տալիս, քանի որ նա ջրում անլուծելի է։

Այսպիսով, 1 վիճակում սիստեմը պարունակում է BaO, SO_3 պինդ մարմինները և ջուրը։

12 պրոցեսում BaO-ն լուծվում է ջրի մի մասի մեջ, 2 վիճակում ունենք SO_3, ջուրը և BaO-ի լուծույթը ջրի մեջ։ 23 պրոցեսում SO_3 անհիդրիդը լուծվում է ջրի ևացած մասի մեջ. 3 վիճակում սիստեմը բաղկացած է երկու լուծույթներից, 34 պրոցեսում խառնում ենք լուծույթները, որի հետևանքով առացվում է $BaSO_4$-ի պինդ նստվածք։ Եթե BaO-ն և SO_3-ը վերցված են ստեխիոմետրիկ քանակներով, ապա 4 վիճակում սիստեմը բաղկացած կլինի մաքուր ջրից և $BaSO_4$ պինդ նստվածքից։

Համեմատելով 1 և 4 վիճակները և դիտենալով, որ այդ վիճակներում ջուրը միևնույնն է, դժվար չէ պատկերացնել վերատրոնն չլրակատացվող 14 պրոցեսը, որի ժամանակ պինդ BaO-ն ու SO_3-ն անհետանում են և հանդես է գալիս $BaSO_4$-ը պինդ տեսքով։

Պարզենք, որքան է 14 երևակայական պրոցեսի Q_{14} թաքնված ջերմությունը։

12, 23, 34 բոլոր պրոցեսները հեշտությամբ իրականացվում են արտաքին հաստատուն ճնշման տակ, նրանք կարող են կատարվել նաև V հաստատուն ծավալի դեպքում։

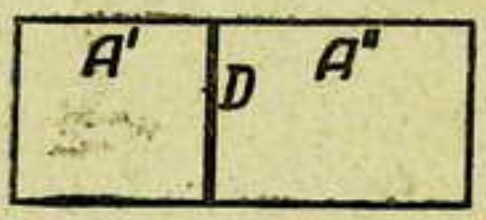
Առաջին դեպքում հարկավոր է օգտագործել (6, 6, 5)-ը, երկրորդ դեպքում՝ (6, 6, 4)-ը, և այսպես կունենանք՝

$$Q_{14} = Q_{12} + Q_{23} + Q_{34},$$

Ըստ փորձի տվյալների՝ մեկ գրամմոլ BaO-ի և մեկ գրամմոլ SO_3-ի դեպքում.

$Q_{12} = -27{,}800$ մեծ կալորիայի,
$Q_{23} = -37{,}400$ մեծ կալորիայի,
$Q_{34} = -36{,}800$ մեծ կալ. և այս պատճառով
$Q_{14} = -102{,}00$ մեծ կալորիայի։

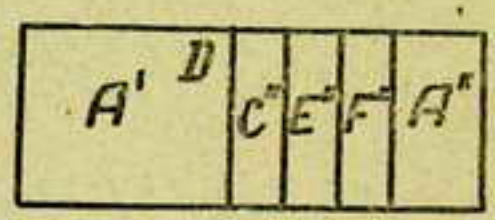
2. Դիցուք սիստեմը (նկ. 6—15) բաղկացած է A′ և A″ գազերից, որոնք 1 վիճակում անջատված են D անթափանցիկ դիաֆրագմայով և ունեն միևնույն t ջերմաստիճանը, V'_1, V''_1 ծավալները և m'_1, m''_1 մասսաները։



Նկ. 6—15



Նկ. 6—16



Նկ. 6—17

Ամբողջ սիստեմի ծավալը՝

$$V = V'_1 + V''_1 \quad \text{հաստատուն է։}$$

2 վիճակում սիստեմը ներկայացնում է այդ գազերի համասեռ A խառնուրդը. որի ջերմաստիճանը, ծավալը և մասսան են t, V, $m = m'_1 + m''_1$։ A′ և A″ գազերը խառնելու համար (նկ. 6—15) բավական է հեռացնել D դիաֆրագման։ Նկ 6 – 16-ի վրա C′, E′, F′ դիաֆրագմանները A գազը բա-

ժանուամ են n հավասար մասերի, որոնցից յուրաքանչյուրի մասսան է $\frac{m_1'}{n}$, *իսկ C″, E″, F″ դիաֆրագմանները A″ գազը բաժանում են n հավասար մասերի, որոնցից յուրաքանչյուրի մասսան է* $\frac{m_1''}{n}$:

Եթե նախօրոք հեռացնենք D թաղանթը, իսկ այնուհետև հեռացնենք զույգ-զույգ C′, C″, E′, E″ դիաֆրագմանները և այլն, ապա խառնուրդի քանակն ատոմճանաբար կմեծանա, իսկ A′ և A″ գազերի կշռաբաժինները խառնման ողջ պրոցեսի ընթացքում միշտ կլինեն հավասար σ′-ի և σ″-ի:

Վերջապես (նկ. 6-17), կարելի է պատկերացնել, որ C′, E′, F′ դիաֆրագմանները չկան և մխոյն A″ գազը C″, E″, F″ դիաֆրագմաններով բաժանված է մասերի: Այն ժամանակ D, C″, E″ դիաֆրագմանների հաջորդական հեռացումով առաջանում է A խառնուրդը, որի մասսան ատոմճանաբար m_1'*-ից աճում է մինչև* $m_1'+m_1''$: *Այս դեպքում խառնուրդի մասսայի մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է նաև A″ գազի կշռամասը՝ 0-ից մինչև σ″:*

Համաձայն (6, 6, 4)-ի՝ բոլոր այս իզոխոր խառնման պրոցեսների Q_{12} *ջերմունակությունը միևնույնն է:*

3. Մինչև թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի հրապարակումը, Հեսսը առաջադրել էր հետևյալ կանոնը, որը մի շարք դեպքերում լրիվ համապատասխանում է փորձի տվյալներին.

(6, 6, 8) Եթե քիմիական բաղադրության միևնույն փոփոխումը կարելի է իրականացնել գանազան իզոթերմ եղանակներով, ապա այս բոլոր պրոցեսների թաքնված ջերմությունը նույնն է:

(6, 6, 8)-ը հիշեցնում է (6, 6, 4)-ը և (6, 6, 5)-ը, սակայն չի կարող լինել ճիշտ, քանի որ ջերմունակությունը, ընդհանրապես, կախված է պրոցեսից և ինչպես տեսանք (6, 6, 4)-ը և (6, 6, 5)-ը, ջերմունակությունը դառնում է պրոցեսից անկախ, եթե սիստեմի ծավալը կամ արտաքին ճնշումը հաստատուն են:

Ելնելով այս ճշտումը, Հեսսի (6, 6, 8) մեկ կանոնի փոխարեն առանձնացնում ենք Հեսսի երկու ճշգրիտ օրենքները:

(6, 6, 9) Եթե քիմիական բաղադրության միևնույն փոփոխումը կարելի է իրականացնել գանազան իզոխոր-իզոթերմ եղանակներով, ապա այս պրոցեսների թաքնված ջերմությունը նույնն է:

(6, 6, 10) Եթե սիստեմի քիմիական բաղադրության միևնույն փոփոխումը կարելի է իրականացնել գանազան իզոթերմ միջոցներով, որոնց ընթացքում արտաքին ճնշումը հաստատուն է, ապա այս պրոցեսների թաքնված ջերմությունը նույնն է:

Հեսսի այս երկու օրենքները հանդիսանում են (6, 6, 4)-ի և (6, 6, 5)-ի մասնավոր դեպքերը (այս մասին տե՛ս § 6, 13, 7):

Այն հանգամանքը, որ (6, 6, 8)-ը չլինելով միանգամայն ճշգրիտ, հաճախ հաստատվում է փորձերի տվյալներով, բացատրվում է հետևյալ կերպ: Անկախ այն բանից, ռեակցիան ընթանում է իզոբարորեն, թե այլ կերպ, բազմաթիվ դեպքերում նրան համապատասխանող արտաքին աշխատանքը ռեակցիայի ջերմունակության փոքր մասն է կազմում: Երբ այս տեղի

ունի, ռեակցիայի ջերմության համեմատությամբ արտաքին աշխատանքը կարելի է արհամարհել, այսինքն՝ ենթադրել $W_e=0$։

Ն.յապխով, երբ արտաքին աշխատանքի համեմատությամբ ռեակցիայի ջերմությունը մեծ է, (6, 6, 8)-ը պրակտիկորեն համընկնում է (6, 6, 9)-ի հետ։

§ 6,7. (6, 3, 9)-Ը ՀԱՎԱՍԱՐՄԱՆ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ ԵՌԱՊԱՐԱՄԵՏՐ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ՆԿԱՏՄԱՄԲ

1. Ֆիննաբկենք երեք պարամետրներով որոշվող որևէ սիստեմ (օրինակ, հաստատուն քաղադրությամբ համասեռ սիստեմ)։ Որպես պարամետրներ ընդունենք m, V, t, *ընդ որում* m *մասսան հաստատուն է։*

Ֆանի որ $dm = 0$,

ապա՝

$$dU = \frac{\partial U}{\partial V}dV + \frac{\partial U}{\partial t}dt, \qquad (6,\ 7,\ 1)$$

և (6, 3, 9)-ը կարտապրվի այսպես՝

$$dU = \frac{\partial U}{\partial V}dV + \frac{\partial U}{\partial t}dt = dQ + dW_e, \qquad (6,\ 7,\ 2)$$

Ենթադրենք սիստեմում առաջանում է իզոխոր պրոցես. այն ժամանակ $dV=0$, $dW_e=0$, *ըստ (4, 2, 3)-ի* $dQ=C_v dt$, *և (6, 7, 2)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը.*

$$\frac{\partial U}{\partial t}dt = C_v dt \qquad (6,\ 7,\ 3)$$

կամ կրճատելով dt*-ով՝*

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v = C_v, \qquad (6,\ 7,\ 4)$$

Համաձայն § 6, 3, 3-ի՝ ներքին էներգիայի մասնական ածանցյալները վիճակի ֆունկցիաներ են, այդ պատճառով (6, 7, 4)-ը կարելի է ձևակերպել այսպես.

(6, 7, 5) Եթե եռապարամետր սիստեմում ծավալը մտցված է պարամետրերի թվի մեջ, ապա իզոխոր պրոցեսում այս սիստեմի ջերմունակությունը հավասար է ներքին էներգիայի մասնական ածանցյալին ըստ ջերմաստիճանի և հանդիսանում է վիճակի ֆունկցիա:

Վերջին հանգամանքը շատ կարևոր է. լինելով վիճակի ֆունկցիա, C_v *ջերմունակությունը կախված չէ իզոխոր պրոցեսի որևէ մասնավոր առանձնահատկություններից։ Օրինակ՝* C_v*-ն բոլորովին կախված չէ նրանից, թե իզոխոր պրոցեսը կլինի հակադարձելի, կամ անհակադարձելի,*

(եթե շրջապատող միջավայրի ջերմաստիճանը վերջավոր մեծությամբ տարբերվում է սիստեմի ջերմաստիճանից, ապա ցանկացած իզոխոր պրոցեսը դառնում է անհավասարձելի. հնարավոր են, իհարկե, անհավասարձելիության և այլ պատճառները):

Տեղադրենք (6, 7, 4)-ը (6, 7, 2)-ի մեջ, այն ժամանակ կամայական նատպարամետր սիստեմի համար կարող ենք գրել՝

$$dU=\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)dV+C_v dt=dQ+dW_e. \qquad (6,\ 7,\ 6)$$

2. Այն պրոցեսը, որի ընթացքում սիստեմի ներքին էներգիան չի փոխվում ($U=const.$, $dU=0$), կոչվում է իզոդինամիկ

$$dU=dQ+dW_e,$$

հետևաբար՝

(6, 7, 7) Յուրաքանչյուր պրոցես, որի ընթացքում $dQ+dW_e=0$, կլինի իզոդինամիկ և, ընդհակառակը, իզոդինամիկ պրոցեսում $dQ+dW_e=0$:

$dQ+dW_e=0$ պայմանը կկատարվի, եթե dQ տարրական ջերմությունը և տարրական արտաքին աշխատանքը առանձին-առանձին հավասար լինեն 0-ի, այսինքն՝

$$dQ=0, \qquad dW_e=0. \qquad (6,\ 7,\ 8)$$

Այսպիսով, «դեպի դատարկություն ընդարձակումը» [որի ընթացքում (6, 7, 8)-ը տեղի ունի], հանդիսանում է իզոդինամիկ:

(6, 7, 6)-ի հիման վրա, ցանկացած իզոդինամիկ պրոցեսի դեպքում կամայական նատպարամետր սիստեմում՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t dV+C_v dt=0, \qquad (6,\ 7,\ 9)$$

Ինչպես արդեն ասացուցված է (4, 5, 12)-ում, C_v ջերմունակությունը չի կարող բացասական լինել: Եթե սահմանափակվենք «դեպի դատարկություն ընդարձակման» պրոցեսի քննարկմամբ, ապա $dV>0$, բացի այդ, $C_v>0$, և այդ պատճառով էլ (6, 7, 9)-ից հետևում է, որ այս պրոցեսում $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t$-ն և dt-ն պետք է ունենան հակառակ նշաններ: Սակայն մատնահան ածանցյալները վիճակի ֆունկցիաներ են և պրոցեսից կախված չեն: Այսպիսով, ստացված արդյունքը նշանակում է, որ սիստեմը դեպի դատարկություն ընդարձակվելիս, նրա ջերմաստիճանի փոփոխման նշանից կարելի է եզրակացնել, թե ինչպե՞ս է կախված ներքին էներգիան սիստեմի ծավալից:

(6, 7, 10) Եթե դեպի դատարկություն ընդարձակվելու դեպքում սիստեմի ջերմաստիճանը իջնում է, ապա $\left(-\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t$ ածանցյալը դրական է, $\left[dt<0,\ \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t>0\right]$: Եթե ջերմաստիճանը բարձրանում է $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t$,

ծանցյալը բացասական է, $\left[dt>0,\ \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t<0\right]$: Վերջապես, եթե ջերմատարածությունը բոլորովին չի փոխվում, ապա $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t$ ածանցյալը հավասար է 0-ի $\left[dt=0,\ \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t=0\right]$:

Այս վերջինս տեղի է ունենում իդեալական գազի դեպքում, ինչպես նշված է § 6, 3, 1-ում, իդեալական գազի ընդարձակումը դեպի դատարկություն չի առաջացնում ջերմատարածության փոփոխում, dt=0։

Հետևաբար՝

(6, 7, 11) Եթե ջերմատարածությունը մտցված է իդեալական գազի պարամետրերի թվի մեջ, ապա նրա ներքին էներգիայի մասնական ածանցյալը ըստ ծավալի հավասար է զրոյի,

$$\left(\frac{\partial U}{dV}\right)_t=0, \qquad (6,\ 7,\ 12)$$

(6, 7, 12)-ը և (6, 7, 6)-ը տալիս են իդեալական գազի դեպքում

$$dU=C_v dt=dQ+dW_e, \qquad (6.\ 7,\ 13)$$

Քանի որ (6, 7, 11)-ը տեղի ունի իդեալական գազի ցանկացած վիճակում, ապա այստեղից բխում է, որ ի հակադրություն բոլոր այլ հարաբարմեր սիստեմների, որոնց ներքին էներգիան կախված է m, V, t պարամետրներից, իդեալական գազի ներքին էներգիան կախված է միայն m-ից և t-ից։

Համաձայն (6, 5, 3)-ի $U=mu$, *որտեղ u-ն տեսակարար ներքին էներգիան է. հետևաբար՝ իդեալական գազի ներքին տեսակարար էներգիան միայն ջերմատարածության ֆունկցիա է։*

Այսպիսով, նյութական մեկուսացած իդեալական գազում ($m=const.$), *որի բաղադրությունը հաստատուն է, ներքին էներգիան փոխվում է միայն ջերմատարածության փոփոխման դեպքում։ Եթե միևնույն վիճակից հնարելով՝ իրականացնել ջերմատարածության նույն փոփոխությունն առաջացնող միանգամայն տարբեր պրոցեսներ, ապա ներքին էներգիայի աճը բոլոր այս պրոցեսներում կլինի միևնույնը։*

(6, 7, 11)-ից և (6, 7, 12)-ից բխող հետևությունները լրիվ ուսումնասիրված են իդեալական գազի հատկություններին նվիրված X գլխում։

Այստեղ հարկավոր է միայն նշել, որ ըստ (6, 7, 13)-ի՝ dt-ն և dU-ն զրո են դառնում միաժամանակ, այսինքն՝ իդեալական գազում իզոթերմ և ընդհակառակը։ Այստեղից և (6, 7, 13)-ից հետևում է, որ

(6, 7, 14) Հաստատուն բաղադրությամբ իդեալական գազում տեղի ունեցող կամայական իզոթերմ պրոցեսի ընթացքում միջավայրից ստացված ջերմության և արտաքին աշխատանքի գումարը 0 է:

§ 6,8. (6, 3, 9) ՀԱՎԱՍԱՐՄԱՆ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ ԵՐԵՔԻՑ ՇԱՏ ՊԱՐԱՄԵՏՐՆԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ՆԿԱՏՄԱՄԲ

1. Եթե սիստեմի պարամետրների թիվը լինեք երեքից ավելի և որպես պարամետրներ ընդունված լինեին m*-ը,* V*-ն,* t*-ն,* x*-ը,* y*-ը... ապա (6, 7, 2)-ի, (6, 7, 3)-ի, (6, 7, 4)-ի փոխարեն մենք (քանի որ* m=const.*) կըստանայինք՝*

$$dU=\frac{dU}{\partial V}\partial V+\frac{\partial U}{\partial t}dt+\frac{\partial U}{\partial x}dx+\frac{\partial U}{\partial y}dy+\ldots=dQ+dW_e \qquad (6,\ 8,\ 1)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{v,\ x,\ y,}dt=C_{v,\ x,\ y,}\,dt \qquad (6,\ 8,\ 2)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{v,\ x,\ y,}=C_{v,\ x,\ y} \qquad (6,\ 8,\ 3)$$

(6, 8, 3)-ը նշանակում է, որ

(6, 8, 4) եթե ծավալը մտցված է պարամետրների թվի մեջ, ապա այն պրոցեսի ջերմունակությունը, որում բոլոր պարամետրներից փոխվում է միայն սիստեմի ջերմաստիճանը, հավասար է ներքին էներգիայի մասնական ածանցյալին ըստ ջերմաստիճանի և հանդիսանում է վիճակի ֆունկցիա:

2. Դիցուք m, V, t, x, y... *պարամետրներ ունեցող սիստեմում առաջանում է այնպիսի պրոցես, որի ընթացքում փոխվում է միայն* x *պարամետրը։*

Այն ժամանակ (6, 8, 1)-ը կարտահայտվի այսպես՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)d_{t,\ v,\ y}x=d_{t,\ v,\ y}\ Q$$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{t,\ v,\ y}=\left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{t,\ v,\ y} \qquad (6,\ 8,\ 5)$$

t=const., V=const. *դեպքում* $d_{t,\ v,\ y}$ Q*-ն* x *պարամետրի* dx *մասնակի փոփոխման թաքնված ջերմունակությունն է, ուստի* $\left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{t,\ v,\ y}$ *-ը* x *պարամետրի մեկ միավոր փոփոխման թաքնված ջերմունակությունն է հաստատուն* y*-ի և* V*-ի դեպքում։*

Նշանակելով այս թաքնված ջերմունակությունը $L_{v,y,}$*-ով, կունենանք*

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{t,\ v,\ y}=L_{v,y,}$$

այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{t,\ v,\ y}=L_{v,y,} \qquad (6,\ 8,\ 6)$$

(6, 8, 7) եթե սիստեմի պարամետրների թիվը մեծ է երեքից և այդ թվում մտցված են ծավալը և ջերմաստիճանը, ապա այն պրոցեսի թաքնված

ջերմությունը, որի ընթացքում բոլոր պարամետրերից փոխվում է միայն x-ը հավասար է ներքին էներգիայի մասնակի ածանցյալին ըստ x-ի և նաև դիսա նում է վիճակի ֆունկցիա:

Բերենք § (6, 6, 2)-ում մասամբ քննարկված օրինակը:

A′ և A″ գազերը (նկ. 6—16) D, C′, C″, E′, E″ *դիաֆրագմանների հա ջորդական հեռացումով խառնվում են, ընդ որում մեծանում է խառնուրդ մասսան, իսկ A′ և A″ գազերի σ′ և σ″ կշռային մասերը մնում են անփոփոխ*

Որպես պարամետրներ այս սիստեմի համար կարող են ընդունվել t *ջերմաստիճանը, որը միևնույնն է սիստեմի բոլոր մասերում, ամբող սիստեմի* V *ծավալը, սիստեմի ընդհանուր* m *մասսան, A խառնուրդի մասսան, որն աստիճանաբար 0-ից մեծանում է մինչև* m *և σ′, σ″,* m′, m″ *մեծություններից որևէ մեկը:*

Այսպիսով, (6, 8, 1)—(6, 8, 6) հավասարումների մեջ մտնող x *պարամետրի փոխարեն մենք կընդունենք խառնուրդի* μ *մասսան, իսկ* y *պարամետրի փոխարեն՝ σ′, σ″,* m′, m″ *հաստատուն մեծություններից որևէ մեկը:*

Այստեղ ենթադրվից, որ A′ և A″ գազերն ընդունակ չեն ռեակցիայի մեջ մտնելու: Սրա փոխարեն կարելի է ենթադրել, որ A′-ը և A″-ը երկու հեղուկներ են, որ A′-ը A″ հեղուկի մեջ լուծվող կարծր մարմին է, որ A′-ը և A″-ը նոր քիմիական միացում տալու ընդունակ գազեր են:

Հետագայում «խառնուրդ» ասելով պետք է նկատի ունենանք հենց այժմ թված հնարավորությունների յուրաքանչյուրը: (6, 8, 1)—(6, 8, 6) առնչությունները այս բոլոր դեպքերում ճիշտ կլինեն:

Փոխարինելով (6, 8, 3)-ում, (6, 8, 6)-ում և (6, 8, 1)-ում x *և* y*-ը* μ*-ով և հաստատուն* m′ *մեծությամբ (և ընդունելով* dy=dm′=0*), համապատասխանաբար գտնում ենք՝*

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{v,\,\mu} = C_{v,\,\mu}, \qquad (6,\ 8,\ 7)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \mu}\right)_{t,\,v,} = L_v, \qquad (6,\ 8,\ 8)$$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial v}\right) dv + L_v d\mu + C_{v,\,\mu}\, dt = dQ + dW_e. \qquad (6,\ 8,\ 9)$$

3. Եթե գլանի կափարիչները (նկ. 6—16) ամրացված են, ապա սիստեմի V *ծավալը կլինի հաստատուն: Այս պատճառով միշտ կարելի է ենթադրել, որ A′ և A″ գազերի խառնումը կատարվում է ադիաբատ և իզոխոր կերպով* ($dQ = 0,\ dV = 0,\ dW_e = 0$)*:*

Ակնհայտ է, որ իզոխոր-ադիաբատ պրոցեսը ($dQ = 0,\ dW_e = 0$) *կլինի միաժամանակ իզոդինամիկ* ($dU = 0$) *և, ընդհակառակը, իզոխոր-իզոդինամիկ պրոցեսը* ($dV = 0,\ dW_e = 0,\ dU = 0$) *կլինի նաև ադիաբատ:*

Ադիաբատ պրոցեսը նշանակելով a *նիշով, իսկ իզոխորը՝* v*, (6,8,2)-ից կունենանք՝*

$$dU = L_v\, d_{a,\,v}\mu + C_{v,\,\mu}\, d_{a,v}\, t = 0. \qquad (6,\ 8,\ 10)$$

Բանի որ μ-ն խառնուրդի մասսան է, որի քանակը միշտպես մեծանում է, ապա $d\mu > 0$:

Բացի այդ, ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում չի կարող բացասական լինել:

Ուստի $C_{v,\mu} > 0$, $d\mu > 0$ *և (6, 8, 10)-ից հետևում է, որ* L_v*-ն և* $d_{a,v}\,t$*-ն պետք է ունենան տարբեր նշաններ: Այս էական արդյունքը կարելի է գրել այսպես.*

(6, 8, 11) Տարբեր նյութերի իզոխոր-ադիաբատ (կամ, որ միևնույնն է, իզոխոր-իզոդինամիկ) խառնման դեպքում ջերմաստիճանի $d_{v,a}\,t$ աճի նշանը հակառակ է իզոխոր-իզոթերմ խառնման L_v թաքնված ջերմության նշանին:

Եթե $d_{v,a}\,t$ և L_v մեծություններից մեկը հավասար է 0-ի, ապա մյուսը նույնպես պետք է հավասար լինի 0-ի:

(6, 8, 11)-ը միանգամայն համաձայնության է (6, 7, 10)-ին: Հետևյալ օրինակը կարող է լուսաբանել (6, 8, 11)-ը: Դիցուք A′-ը և A″-ը ջրածին և թթվածին են. խառնվելիս այս գազերը մտնում են

$$2H_2 + O_2 = 2H_2O$$

ռեակցիայի մեջ, որից առաջանում է ջուր:

Հայտնի է, որ երբ H_2*-ից և* O_2*-ից գոյանում է ջուր իզոխոր-իզոթերմ եղանակով, ապա թաքնված ջերմությունը բացասական է, իսկ եթե* H_2*-ից և* O_2*-ից ջուրը գոյանում է իզոխոր-ադիաբատ եղանակով, ապա ունի ջերմաստիճանի խիստ բարձրացում:*

Այս օրինակում $L_v < 0$, $d_{v,a}\,t > 0$, *այսինքն* L_v*-ն և* $d_{v,a}\,t$*-ն տարանիշ են, ինչպես այս հետևում է (6, 8, 11)-ից:*

4. $\left(\frac{\partial U}{\partial \mu}\right)_{t,\,v}$ *ածանցյալը ցույց է տալիս սիստեմի ներքին էներգիայի աճը, խառնուրդի մասսան մեկ միավորով իզոխոր-իզոթերմորեն մեծանալու դեպքում: Փորձենք այս հաշվել:*

Դիցուք μ, μ′, μ″-ը համապատասխանաբար խառնուրդի և նրա մասերը կազմող A′ և A″ գազերի մասսաներն են, m′-ը և m″-ը A′-ի և A″-ի մասսաներն են դեռ չխառնված վիճակում, իսկ m_i'*-ը և* m_i''*-ը սիստեմում A′-ի և A″-ի մասսաներն են խառնման սկզբում: Այն ժամանակ՝*

$$\mu = \mu' + \mu''$$

A′ և A″ գազերի σ′ և σ″ կշռաբաժիններըը խառնուրդում կլինեն՝

$$\sigma' = \frac{\mu'}{\mu}, \qquad \sigma'' = \frac{\mu''}{\mu}, \tag{6, 8, 12}$$

$$\left.\begin{aligned} &m' + \mu' = m_i' = \text{const.}, \quad m'' + \mu'' = m_i'' = \text{const.} \\ &\text{և} \qquad d\mu' = -dm_i', \quad d\mu'' = -dm_i'': \end{aligned}\right\} \tag{6, 8, 13}$$

Խառնման մեր ընդունած եղանակի դեպքում, D, C′, C″ դիաֆրագմաների աստիճանական հեռացման միջոցով, σ′ և σ″ կշռաբաժիններըը հաստատուն են, հաստատուն են նաև սիստեմի ջերմաստիճանը և A′, A″, A գազերի ճնշումները:

Ուստի (6, 8, 12)-ը և (6, 8, 13)-ը տալիս են՝

$$\left.\begin{aligned} \mu' &= \sigma'\mu, \qquad d\mu' = -dm_1' = \sigma' d\mu \\ \mu'' &= \sigma''\mu, \qquad d\mu'' = -dm_1' = \sigma'' d\mu \end{aligned}\right\} \qquad (6, 8, 1$$

Այժմ մենք կարող ենք հաշվել սիստեմի ներքին էներգիայի աճը երբ խառնուրդի մասսան մեծանում է $d\mu$-ով։

Նշանակենք A′, A″ և A գազերի ներքին տեսակարար էներգիանե u', u'' և u. սիստեմի ներքին էներգիան ըստ (6, 5, 6)-ի կլինի՝

$$U = m'u' + m''u'' + \mu u,$$

Սակայն տեսակարար ներքին էներգիաները կարելի է դիտել որպե ջերմատեւիճանի և ճնշման ֆունկցիա, որոնք խառնման դեպքում չե փոխվում։ Ուստի m', m'' և մասսաների dm', dm'' և $d\mu$ աճերը համապա տասխանում են ներքին էներգիայի

$$dU = u'dm' + u''dm'' + udμ$$

աճին, կամ ըստ (6, 8, 14)-ի՝

$$dU = (u - \sigma'u' - \sigma''u'')d\mu.$$

այստեղից

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \mu}\right)_{t,\, v,} = u - (\sigma'u' + \sigma''u''), \qquad (6, 8, 15$$

Բայց ըստ (6, 8, 8)-ի ունենք՝

$$L_v = u - (\sigma'u + \sigma''u'').$$

Սակայն լուծոր-լուծվեր խառնման L_v թաքնված ջերմություն ընդհանրապես գրո չէ, $L_v \neq 0$, այդ պատճառով ընդհանուր առմամբ

$$u \neq \sigma'u' + \sigma''u'',$$

Որպեսզի կամ պատկերացնենք առաջացած անհամասեռության էությունը, դիմենք նկ. 6—18-ին. Անոթի ձախ մասում պարունակվում է A′ գազից σ′ գրամ, աջ մասում A″ գազից σ″ գրամ, ընդ որում $\sigma' + \sigma'' = 1$ գր և գազերն ունեն միևնույն ջերմաստիճանը։

A′	A″
σ', u'	σ'', u''
v', t	v'', t

Նկ. 6—18

Այս սիստեմի ծավալը $v = V' + V''$, իսկ ներքին էներգիան ըստ (6, 5, 6)-ի հավասար է

$$\sigma'u' + \sigma''u'',$$

Դիաֆրագման հեռացնելիս առաջանում է 1 գրամ խառնուրդ, որի ջերմաստիճանը, ծավալը և ներքին էներգիան են՝

$$t,\ v = V' + V'' \text{ և } u.$$

Համաձայն հենց այժմ ասածի, ընդհանրապես,

$$u \neq \sigma' u' + \sigma'' u'',$$

Այսպիսով՝

(6, 8, 16) երբ A′ և A″ գազերն անշատված են, այսինքն՝ նրանցից յուրաքանչյուրը զբաղեցնում է տարածության առանձին տեղամաս, ապա նրանցով կազմված սիստեմի ներքին էներգիան ընդհանուր առմամբ տարբերվում է (միևնույն t-ի և v-ի դեպքում) նրանց խառնուրդի ներքին էներգիայից (խառնուրդում երկու գազն էլ գրավում են տարածության միևնույն մասը):

Այս կարևոր հանգամանքի նկատմամբ էլ ցուցում է արված § 6, 5,1-ը վերջում:

§ 6, 9. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐ

1. Դիտումներով հաստատված է, որ երբ A′ և A″ իրական գազերը իդեալական գազի վիճակից քիչ են շեղվում, ապա նրանց ադիաբատ-իզոխոր խառնման դեպքում ջերմաստիճանի փոփոխումը փոքր է, և այնքան ավելի փոքր, որքան A′-ն ու A″-ը մոտ են իդեալական գազի վիճակին:

Այստեղից հարկավոր է եզրակացնել, որ

(6, 9, 1) Իդեալական գազերի ադիաբատ-իզոխոր խառնումը ջերմաստիճանի ոչ մի փոփոխում չի առաջացնում:

Ընդունելով այս ճշմարտությունը (6, 8, 9)-ի հիման վրա, պետք է ուշնանք ընդունենք, որ

(6, 9, 2) Իդեալական գազերի իզոխոր-իզոթերմ խառնման թաքնված ջերմությունը հավասար է 0-ի, այսինքն՝

$$L_v = \left(\frac{\partial U}{\partial \mu}\right)_{v,t} = 0,$$

Այստեղ μ-ն խառնուրդի մասսան է (համաձայն § 6, 8-ի նշանակությունների):

Ներքին էներգիայի աճի համար արտապրելով (6, 8, 9) արտահայտությունը՝

$$dU = \frac{\partial U}{\partial \mu} d\mu + \frac{\partial U}{\partial v} dv + \frac{\partial U}{\partial t} dt$$

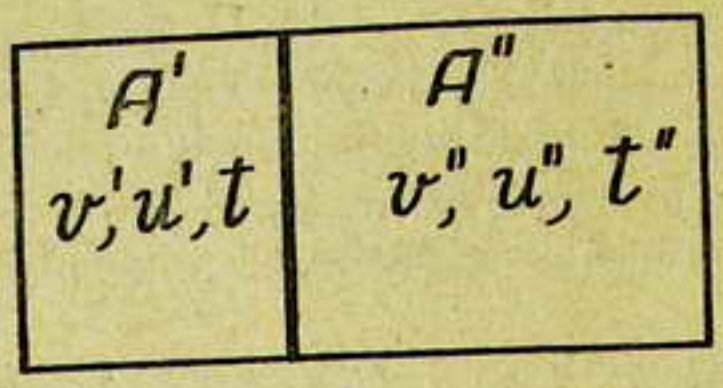
ի նկատի ունենալով (6, 9, 2)-ը, տեսնում ենք, որ իդեալական գազերի համար մի իզոխոր խառնման դեպքում $d_v U = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v d_v t$.

Այստեղից բխում է, որ

(6, 9, 3) Իդեալական գազերի յուրաքանչյուր իզոխոր-իզոթերմ խառնուրդ կլինի նաև իզոդիաբատիկ՝

$U = \text{const.}$, *երբ* $V = \text{const.}$ *և* $t = \text{const.}$:

Այսպիսով, եթե մինչ խառնելը A′ և A″ իդեալական գազերն ունեն միևնույն t ջերմաստիճանը, V′ և V″ ծավալները U′, U″ ներքին էներգիաները (նկ. 6—19), իսկ նրանց խառնուրդի ջերմաստիճանը, ծավալը և ներքին էներգիան են՝



Նկ. 6—19

$$t,\ V = V' + V'' \text{ և } U,$$

ապա ըստ (6, 9, 3)-ի՝

$$U = U' + U'', \qquad (6, 9, 4)$$

§ 6,8-ում ցույց է տրված, որ այն դեպքում, երբ A′-ը և A″-ը իդեալական գազեր չեն, այլ օրևէ այլ մարմիններ, ապա (6, 9, 4)-ը տեղի չունի։ Հետևաբար, (6, 9, 3)-ը և (6, 9, 4)-ը տահայտում են իդեալական գազերի խառնուրդների առանձնահատկությունը, ինչ որ իդեալական գազերի խառնուրդը նույնպես հանդիսանում է իդեալական գազ, ապա վերևում ստացված արդյունքները ճիշտ են ոչ միայն երկու գազերի խառնուրդի, այլև կամայական թվով իդեալական գազերի խառնուրդի համար։

2. (6, 9, 3)-ի ճշտության համար անհրաժեշտ է միայն մի պայման՝ այն է՝ խառնվող գազերը պետք է լինեն իդեալական. գազերի առանձին հատկանիշները (նրանց մասսաները, ծավալները և այլն), բացի խառնման պրոցեսի իզոթերմության համար անհրաժեշտ ջերմաստիճաններն հավասարությունից, ոչ մի նշանակություն չունեն։

Պատկերացնենք, որ D, C″, E″ դիաֆրագմաների աստիճանական հեռացման միջոցով խառնվում են A′ և A″ գազերը (նկ. 6—17)։

Եթե A″ գազի մասսան ընդունենք հավասար 0-ի, ապա գլանի ամբողջ մասում դատարկություն կլինի, և փոխանակ A′ և A″ գազերի խառնման տեղի կունենա «A′ գազի ընդարձակումը դեպի դատարկություն»։

Այսպիսով, (6, 9, 1)-ի և (6, 9, 3)-ի փոխարեն, համապատասխանաբար կստանանք.

(6, 9, 5) Իդեալական գազի իզոխոր-ադիաբատ ընդարձակումը դեպի դատարկությունը չի փոփոխում նրա ջերմաստիճանը։

(6, 9, 6) Հաստատուն մասսա և բաղադրություն ունեցող իդեալական գազի ծավալի յուրաքանչյուր իզոթերմ փոփոխումը կլինի նաև իզոդինամիկ։

(6, 9, 5)-ը և (6, 9, 6)-ը լրիվ համընկնում են (6, 7, 14)-ին և (6, 7, 15)-ին։

Սա ցույց է տալիս, որ (6, 7, 14)-ը և (6, 9, 1)-ը ինքնուրույն դրույթներ համարելու փոխարեն կարելի է որպես ինքնուրույն դրույթ ընդունել միայն (6, 9, 1)-ը, իսկ (6, 7, 14)-ը՝ համարել նրա հետևանք։

(6, 9, 6)-ի հիման վրա չփոխելով խառնվող գազերի և նրանց խառնուրդի ներքին էներգիաները, ցանկացած չափով կարելի է փոխել նրանց ծավալները հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում։ Այս պայմանն (6, 9, 3)-ում իզոխորության պայմանն անհրաժեշտ չէ, և (6, 9, 3)-ը պետք է փոխարինել հետևյալ դրույթով։

(6, 9, 7) Իդեալական գազերի յուրաքանչյուր իզոթերմ խառնումը կլինի իզոդիճամիկ, այսինքն՝ եթե խառնուրդը և բոլոր խառնվելիք իդեալական գազերն ունեն միևնույն ջերմաստիճանը, ապա խառնուրդի ներքին էներգիան հավասար է խառնվելիք գազերի ներքին էներգիաների գումարին:

§ 6, 10. ՍԻՍՏԵՄԻ ՋԵՐՄԱՊԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ (ԷՆԹԱԼՊԻԱ)

1. Թերմոդինամիկայում բացի ներքին էներգիայից, քննարկվում է նաև ներքին էներգիան հիշեցնող, բայց տեխնիկայում նրանից ավելի հաճախ օգտագործվող մի նոր հատկանիշ:

Որպեսզի հանդենք այս հատկանիշին, պատկերացնենք, որ կամայական սիստեմում կատարվում է մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցես (տես § 5,3). ինչպես հայտնի է, պրոցեսի մեխանիկորեն հակադարձելիության անհրաժեշտ պայմանն է հանդիսանում այն, որ արտաքին f ճնշումը հավասար պետք է լինի սիստեմի p ճնշմանը՝

$$f = p,$$

Ընդ որում տարրական արտաքին աշխատանքը՝

$$dW_e = -fdV = -pdV$$

և առաջին սկզբունքը կգրվի այսպես՝

$$dU = dQ - pdV, \qquad (6, 10, 1)$$

Ձախ մասին ավելացնենք $d(pV)$*, իսկ աջ մասին՝ որան հավասար* $pdV+Vdp$ *դումարը:*

Այն ժամանակ, քանի որ $dU+d(pV)=d(U+pV)$*,*

կունենանք

$$d(U+pV)=dQ+Vdp, \qquad (6, 10, 2)$$

U, p և V *սիստեմի հատկանիշներն են: Հետևաբար* $U+pV$*-ն նույնպես սիստեմի հատկանիշ է:*

Այս հատկանիշը տեխնիկայում կոչվում է ջերմապարունակություն, իսկ ֆիզիկայում՝ ջերմային ֆունկցիա կամ էնթալպիա:

Նշանակելով ջերմապարունակությունը H*-ով, կունենանք՝*

$$H = U + pV, \qquad (6, 10, 3)$$

իսկ մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսներում՝

$$dH = dQ + Vdp, \qquad (6, 10, 4)$$

2. Ինչպես և ներքին էներգիայի դեպքում, մենք ընդունում ենք, որ (6, 10, 5) Տարածության վանող տեղամասեր զբաղեցնող մասերից կազմված սիստեմի ջերմապարունակությունը հավասար է այդ մասերի ջերմապարունակությունների գումարին:

Այստեղից անմիջապես պարզ է, որ եթե սիստեմի որևէ k*-րդ մասի

ջերմապարունակությունը, տեսակարար ջերմապարունակությունը և զանազան համապատասխանաբար նշանակենք H_k, h_k, m_k, ապա՝

$$H_k = m_k h_k, \qquad (6, 10, 6)$$

իսկ ամբողջ սիստեմի ջերմապարունակությունը՝

$$H = \Sigma H_k = \Sigma m_k h_k. \qquad (6, 10, 7)$$

Որպեսզի ուսումնասիրենք ջերմապարունակության մյուս հիմնական հատկությունները, վարվենք այնպես, ինչպես §§ 6, 5, 6, 7 և 6, 8-ում ներքին էներգիայի հատկությունները պարզաբանելու ժամանակ։

Դիտենալով եռապարամետր սիստեմները և նկատի ունենալով հետազոտելու ներքին էներգիայի հատկությունները, մենք որպես պարամետրներ ընտրեցինք m-ը, V-ն, t-ն։

Կանգ առնենք այս պարամետրների առանձնահատկությունների վրա, որպեսզի ջերմապարունակության հատկությունների պարզաբանման համար նույնպես հարմար պարամետրներ ընտրենք։ Ամենից առաջ՝ նյութաքանակս մեկուսացած սիստեմներում մասսան (m) հաստատուն է։ Ուստի, երբ m-ը մտնում է պարամետրների թվի մեջ, ներքին էներգիայի լրիվ դիֆերենցիալը կազմվում է երկու անդամից՝

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t dV + \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v dt:$$

Պարամետրների թվի մեջ ծավալի (V) մուծումը հարմար է, քանի որ արտաքին ճնշման աշխատանքը արտահայտվում է

$$(-fdV)\text{-ով և երբ } V = \text{const.}, \; dV = 0,$$

ապա առաջին սկզբունքի (6, 7, 2)

$$dU = \frac{\partial U}{\partial V} dV + \frac{\partial U}{\partial t} dt = dQ + dW_e$$

հավասարման մեջ $\frac{\partial U}{\partial V} dV$ և dW_e գումարելիները դուրս են ընկնում և այսպիսով մնում է՝

$$d_v U = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v dt = dQ:$$

t պարամետրը հարմար է, քանի որ միայն ջերմատեւճանի փոխոխման դեպքում ջերմության տարրական քանակը՝

$$d_v Q = C_v dt,$$

որտեղ C_v գործակիցը ունի պարզ ֆիզիկական իմաստ։

Այստեղից պարզ է, որ ջերմապարունակության հատկությունները հետազոտելու դեպքում եռապարամետր սիստեմում առավել նպատակահարմար հանդիսանում է m, p, t խումբը, իրոք այս պարամետրների

ընտրման դեպքում և երբ m=const., *ջերմապարունակության դիֆֆ բննցիալը կլինի՝*

$$dH=\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t dp+\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p dt. \qquad (6,\ 10,\ 8)$$

Համեմատենք այս (6, 10, 4)-ի հետ

$$dH+dQ+Vdp,$$

երբ dp=0, *յուրաքանչյուր հավասարման աջ մասում մեկական անդամ դուրս է ընկնում և մնում է՝*

$$d_pH=\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p dt=d_pQ. \qquad (6,\ 10,\ 9)$$

Սակայն, երբ p=const., $d_pQ=C_pdt$,

որտեղ C_p *սիստեմի ջերմունակությունն է հաստատուն ճնշման դեպքում. ուստի, կրճատելով* dt*-ի վրա, կունենանք՝*

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p=C_p. \qquad (6,\ 10,\ 10)$$

Վերցնելով (6, 10, 9)-ի միայն ծայրերի անդամները, կստանանք՝

$$d_pH=d_pQ \qquad (6,\ 10,\ 11)$$

(6, 10, 12) Մեխանիկորեն հակադարձելի իզոբար պրոցեսներում սիստեմի ջերմապարունակության աճը հավասար է միջավայրից ստացված ջերմության քանակին:

Երբ սիստեմը ջերմություն է արձակում, այսինքն՝ $d_pQ<0$, *ապա ջերմապարունակությունը փոքրանում է:*

Այստեղից հասկանալի է, թե ինչո՞ւ H*-ը կոչվում է ջերմապարունակություն:*

(6, 10, 10)-ը (6, 7, 5)-ի նման, կարելի է ձևակերպել այսպես.

(6, 10, 13) Եթե եռապարամետր սիստեմում ճնշումը մոցված է պարամետրերի թվի մեջ, ապա այս սիստեմի ջերմունակությունը իզոբար, մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսում հավասար է ջերմապարունակության մասնական ածանցյալին ըստ ջերմաստիճանի և հանդիսանում է սիստեմի վիճակի ֆունկցիա:

Այն պնդումը, որ C_p*-ն վիճակի ֆունկցիա է, հետևում է (6, 10, 10)-ից, քանի որ ջերմապարունակության բոլոր մասնական ածանցյալները վիճակի ֆունկցիաներ են:*

3. Դիցուք սիստեմի պարամետրների թիվը մեծ է երեքից, եթե որպես պարամետրներ ընդունված են m, p, t, x, y, *ապա*

$$dH=\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{t,x,y}dp+\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{p,x,y}dt+\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{t,p,y}dx+\ldots=dQ+Vdp$$

և (6, 8, 1)—(6, 8, 6) բանաձևերի նման մենք հանգում ենք հետևյալ առնչություններին՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{p,x,y} = C_{p,\,x,\,y} \qquad (6,\ 10,\ 14)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{t,p\,y} = \left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{t,\,p,\,y}$$

կամ, եթե նշանակինք x պարամետրի մեկ միավոր չափով փոփոխման թաքնված ջերմությունը $L_{p,\,y,}$-ով, ապա՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{t,\,p,\,y,} = L_{p,\,y,} \qquad (6,\ 10,\ 15)$$

(6, 10, 14)-ը և (6, 10, 15)-ը նշանակում են, որ

(6, 10, 16) եթե ճնշումը մտցված է պարամետրերի թվի մեջ, ապա այն պրոցեսի ջերմունակությունը, որի մեջ բոլոր պարամետրերից փոխվում է միայն սիստեմի ջերմաստիճանը, հավասար է ջերմապարունակության մասնական ածանցյալին ըստ ջերմաստիճանի և հանդիսանում է վիճակի ֆունկցիա:

(6, 10, 17) եթե սիստեմի պարամետրերի թվի մեջ մտցված են ճնշումը և ջերմաստիճանը, ապա այն պրոցեսի թաքնված ջերմությունը, որի մեջ բոլոր պարամետրերից փոխվում է միայն x-ը, հավասար է ջերմապարունակության մասնակի ածանցյալին ըստ x-ի և հանդիսանում է վիճակի ֆունկցիա:

Իբրև օրինակ, ինչպես և § 6,8-ում, կարելի է բերել գազերի խառնման տարբեր եղանակները, պինդ մարմնի լուծվելը հեղուկի մեջ, երկու հեղուկների խառնումը և այլն, բայց իզոխորության պայմանն այստեղ փոխարինվում է իզոբարության պայմանով:

Քննարկենք ուրիշ օրինակ: Դիցուք հեղուկ-գոլորշի սիստեմում հաստատված է իզոբար-իզոթերմ եղանակով: Նշանակելով գոլորշու մասսան m_2-ով և ընդունելով $x=m_2$, (6, 10, 15)-ի փոխարեն կունենանք՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial m_2}\right)_{t,\,p,} = L_{p,} \qquad (6,\ 10,\ 18)$$

որտեղ L_p-ն գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունն է:

§ 6,11. C_v ԵՎ C_p ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Եթե հետազոտած սիստեմում որպես պարամետրներ ընդունված են $m=\text{const.}$, V, t, *ապա համաձայն (6, 7, 4)-ի*

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v. \qquad (6,\ 11,\ 1)$$

Եթե պարամետրների թիվը երեքից մեծ է և պարամետրները են՝ m V, t, x, y, ապա քան (6, 8, 3)-ի՝

$$C_{v,x,y}=\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{v,x,y}, \qquad (6,\ 11,\ 2)$$

Համասեռ սիստեմի դեպքում ողջ սիստեմի ջերմունակությունը և ներքին էներգիան փոխարինելով տեսակարար c_v ջերմունակությամբ և տեսակարար ներքին էներգիայով, կստանանք՝

$$c_v=\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_v, \qquad C_{v,x,y}=\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{v,x,y}. \qquad (6,\ 11,\ 3)$$

Եթե սիստեմը կազմվում է մասերից, որոնցից յուրաքանչյուրի մասսան և ծավալը հաստատուն են, ապա նշանակելով որևէ մասի ներքին էներգիան, մասսան, ծավալը և նրա ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում u_k, m_k, v_k, c_{v_k}, քան (6, 11, 1)-ի կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial U_k}{\partial t}\right)_{v_k}=C_{v_k},$$

Իսկ քան (6, 5, 2)-ի՝ $\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v=\Sigma\left(\frac{\partial U_k}{\partial t}\right)_{v_k}$,

և այդ պատճառով՝ $$C_v=\Sigma C_{v_k}, \qquad (6,\ 11,\ 4)$$

կամ՝ ընդունելով $C_{v_k}=m_k c_{vk}$, $$C_v=\Sigma m_k c_{v_k}, \qquad (6,\ 11,\ 5)$$

(6, 11, 4)-ի մանրամասն ձևակերպումը կլինի.

(6, 11, 6) Եթե սիստեմը բաղկացած է չխառնվող մասերից, որոնցից յուրաքանչյուրի մասսան և ծավալը հաստատուն է, ապա սիստեմի C_v ջերմունակությունը հավասար է մասերի C_{v_k} ջերմունակությունների գումարին:

Ինչպես § 6,5-ում ցույց տրված է եղել, խառնուրդի ներքին էներգիան ընդհանրապես հավասար չէ խառնվող մասերի ներքին էներգիաների գումարին, ուստի (6, 11, 4)-ը ընդհանուր առմամբ խառնուրդների նկատմամբ կիրառելի չէ:

Սակայն, քան (6, 9, 4)-ի, իդեալական գազերի խառնուրդի ներքին էներգիան հավասար է խառնվող գազերի ներքին էներգիաների գումարին, այսինքն՝

$$U=\Sigma U_k$$

և այդ պատճառով՝

$$C_v=\Sigma C_{kv}, \qquad (6,\ 11,\ 7)$$

որտեղ C_{kv}-ն խառնուրդում մասնակցող A_k գազի ջերմունակությունն է:

2. Քանի որ քան (6, 10, 10)-ի

$$C_p=\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p \qquad (6,\ 11,\ 8)$$

և (6, 11, 8)-ը միանգամայն համանման է (6, 11, 1)-ին, ապա (6, 11, 2)—(6, 11, 7) առնչություններից յուրաքանչյուրն ունի իր համանմանը, որի մեջ C_v-ն կամ c_v համապատասխանաբար փոխարինվում են C_p-ով կամ՝ c_p-ով։

Այսպիսով կունենանք՝

$$C_p = \Sigma C_{pк} \qquad (6, 11, 9)$$

$$C_{pк} = m_к c_{pк}$$

$$C_p = \Sigma m_к c_{pк} \qquad (6, 11, 10)$$

§ 6, 12. ՍԿԶԲՆԱԿԱՆ ԵՎ ՎԵՐՋՆԱԿԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԿԱՆՈՆԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄՆԵՐ

1. § 6, 6-ում քննարկվել են սիստեմի բաղադրության իզոխոր-իզոթերմ փոփոխման մի շարք դեպքեր։

Ընդ որում մենք տեսանք, որ սիստեմի բաղադրությունը երբևիցե կարելի է ընութագրել միայն մի x պարամետրով։

Երկու հեղուկների կամ երկու գազերի խառնման դեպքում x-ի փոխարեն կարելի է ընդունել առաջացած խառնուրդի քանակը. եթե քիմիական ռեակցիա է առաջանում, x-ի փոխարեն կարելի է ընդունել քիմիական միացության գրամմոլերի թիվը և այլն։

Դիցուք քննարկվող սիստեմի համար որպես պարամետրներ ընդունված են m-ը, V-ն, t-ն, x-ը, (ընդ որում m=const.)։

Համաձայն (6, 8, 4)-ի և (6, 8, 7)-ի սիստեմի $C_{v,x}$ ջերմունակությունը այն պրոցեսում, որի ընթացքում բոլոր պարամետրներից միայն t-ն է փոփոխվում, և այն պրոցեսի թաքնված ջերմությունը, որի ընթացքում միայն x-ն է փոփոխվում, վիճակի ֆունկցիաներ են։ Այդ պատճառով, եթե $C_{v,x}$-ը համապատասխանում է պարամետրների m, V, t, x արժեքներին, իսկ $C_{vx'}$-ը՝ պարամետրների m, V, t, x′ արժեքներին, ապա ընդհանուր առմամբ՝

$$C_{vx} \neq C_{vx'}.$$

Այսպես, օրինակ, ենթադրենք, սիստեմը N_2, O_2, և NO_2 իդեալական գազերի խառնուրդն է, ընդ որում n_1, n_2 և n_3-ը համապատասխանաբար այդ գազերի գրամմոլերի թիվերն են, և դիցուք $x = n_3$։

Համաձայն (6, 11, 5)-ի

$$C_{vx} = n_1 c_1 + n_2 c_2 + n_3 c_3,$$

որտեղ c_1-ը, c_2-ը և c_3-ը N_2-ի, O_2-ի և NO_2-ի մոլյար ջերմունակություններն են հաստատուն ծավալի դեպքում։ Դիցուք հաստատուն m, V, t-ի ժամանակ առաջանում է ռեակցիա, որի ընթացքում n_3-ը մեծանում է Δn_3-ով, իսկ n_1-ը և n_2-ը փոքրանում են համապատասխանաբար Δn_1-ով և Δn_2-ով։

Այսպիսով, $x' = n_3' = n_3 + \Delta n_3$.

x′-ի փոփոխված արժեքին համապատասխանող ջերմունակությունը կլինի՝

$$C_{vx'} = (n_1 - \Delta n_1)c_1 + (n_2 - \Delta n_2)c_2 + (n_3 - \Delta n_3)c_3.$$

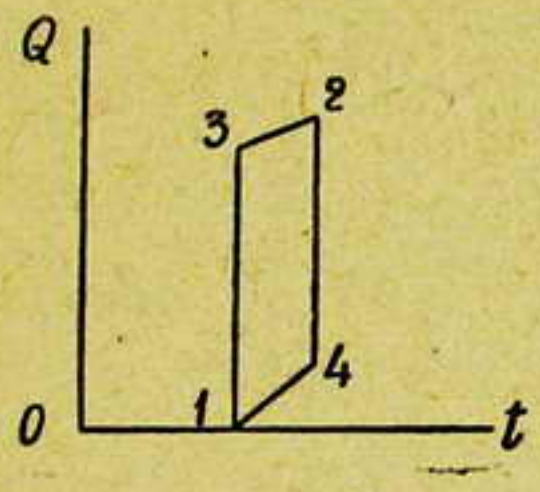
Ակնհայտ է, որ $$C_{vx'} - C_{vx} = c_3\Delta n_3 - c_1\Delta n_1 - c_2\Delta n_2, \qquad (6,\ 12,\ 1)$$

այսինքն՝ $C_{vx'}$-ը իրոք հավասար չէ C_{vx}-ին:

Բոլորովին նույն կերպ իզոխոր-իզոթերմ փոփոխման $Q_{v,t}$ թաքնված ջերմությունը (որի ընթացքում x պարամետրը x արժեքից անցնում է մինչև x′), ընդհանրապես, կախված է այդ պրոցեսի t հաստատուն ջերմաստիճանից, եթե ռեակցիան՝

$$N_2 + 2O_2 = 2NO_2$$

կատարվում է մի անգամ t ջերմաստիճանում, իսկ մյուս անգամ՝ t′ ջերմաստիճանում, ապա այս ջերմաստիճաններին համապատասխանող $Q_{v,t}$ $Q_{v,t'}$ թաքնված ջերմությունները ընդհանուր առմամբ միևնույնը չեն:



Նկ. 6—20

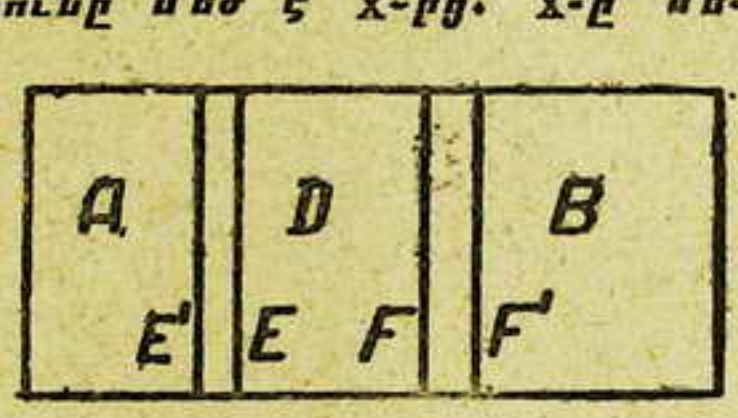
2. Հեշտ է ցույց տալ, որ եթե $C_{v,x'} = C_{vx}$, ապա և $Q_{vt'} = Q_{vt}$, այսինքն՝ եթե ջերմունակությունը կախված չէ բաղադրությունից, ապա թաքնված ջերմությունն էլ կախված չէ ջերմաստիճանից:

Նույնպես հեշտ է ցույց տալ, որ ընդհանուր դեպքում՝

$$\left(\frac{\partial Q_{vt}}{\partial t}\right)_{v,x} = C_{v,x'} - C_{vx'} \qquad (6,\ 12,\ 2)$$

Դիցուք, (նկ. 6—21), 1 վիճակում սիստեմը կազմված է A և B մաքմինններից և x քանակությամբ D մաքմինից, որն առացվել է A-ի և B-ի մասնակի խառնման հետևանքով. սիստեմի ծավալը և ջերմությունն են V և t:

2 վիճակում D մաքմնի x′ քանակությունը մեծ է x-ից. x-ը մեծացնելու նպատակով հետացնենք E և F դիաֆրագմանները, որի հետևանքով E և E′ դիաֆրագմանների միջև պարփակված A-ի քանակը և F և F′-ի միջև պարփակված B-ի քանակը խառնվում են և առաջացնում D-ի նոր քանակություն. 2 վիճակում ծավալը V-ն է, ջերմաստիճանը՝ t′ ≠ t:



Նկ. 6—21

Սիստեմը 1 վիճակից 2 վիճակը կարելի է փոխադրել երկու կերպ՝ 13, 32 և 14, 42 պրոցեսների հաջորդականությամբ (նկ. 6—20):

13 պրոցեսը x պարամետրի x-ից մինչև x′ իզոխոր-իզոթերմ մեծանալն է, երբ t=const. (որն իրականացվում է E և F դիաֆրագմանների հետացումով), այս պրոցեսի թաքնված ջերմությունը նշանակենք $Q_{v,t}$-ով:

32 պրոցեսը ջերմաստիճանի բարձրանալն է t-ից մինչև t+dt, V=const., x=x′=const. դեպքում։

Այս պրոցեսի ջերմունակությունը հավասար է $C_{vx'}dt$։

14 պրոցեսը ջերմաստիճանի բարձրացումն է t-ից մինչև t′=t+dt (V=const. և x=const. դեպքում), այս պրոցեսի ջերմունակությունը հավասար է $C_{v,x}dt$։

42 պրոցեսը x-ի իզոխոր-իզոթերմ մեծանալն է x-ից մինչև x′ t=const. դեպքում (իրականացվում է E և F դիաֆրագմաների հեռացման միջոցով), այս պրոցեսի թաքնված ջերմունակությունը նշանակենք $Q_{v,t+dt}$-ով։

Քանի որ բոլոր այս պրոցեսները իզոխոր են, ապա ըստ (6, 6, 4)-ի $Q_{132}=Q_{142}$, այսինքն՝

$$Q_{v,t}+C_{v,x}\cdot dt=C_{v,x}dt+Q_{v,t+dt}\,; \qquad (6,\ 12,\ 3)$$

(6, 12, 3)-ից անմիջապես երևում է, որ եթե $C_{vx'}=C_{vx}$, ապա՝

$$Q_{v,t+dt}=Q_{v,t}$$

(6, 12, 3)-ը կարելի է արտապրել այսպես՝

$$Q_{v,t+dt}-Q_{v,t}=(C_{vx'}-C_{v,x})dt,$$

Քանի որ, ըստ (6, 8, 7)-ի իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսի թաքնված ջերմունակությունը վիճակի ֆունկցիա է, ապա

$$Q_{v,t+dt}-Q_{v,t}=\left(\frac{\partial Q_{v,t}}{\partial t}\right)_v dt,$$

Ուստի, dt-ով կրճատելուց հետո կստանանք (6, 12, 2) առնչությունը՝

$$\left(\frac{\partial Q_{v,t}}{\partial t}\right)_v=C_{vx'}-C_{vx},$$

Այստեղ $C_{v,x'}$ և $C_{v,x}$-ը ամբողջ սիստեմի ջերմունակություններն են, $Q_{v,t}$-ն D-ի քանակի x-ից մինչև x′ իզոխոր-իզոթերմ մեծացման թաքնված ջերմունակությունն է։

Համառոտության համար $Q_{v,t}$-ի, $C_{v,x'}$-ի և C_{vx}-ի փոխարեն կգրենք Q_v, C'_v և C_v, այսպիսով (6, 12, 2)-ի փոխարեն կունենանք՝

$$\left(\frac{\partial Q_v}{\partial t}\right)_v=C'_v-C_v\,; \qquad (6,\ 12,\ 4)$$

3. Նկատենք, որ 13,32, 14,42 պրոցեսների (նկ. 6—20) իզոխոր լինելը փոխարինված է արտաքին f ճնշման հաստատուն լինելով և որ սիստեմի ճնշումը p=f։

Այն ժամանակ՝ 13-ը կլինի x պարամետրի x-ից մինչև x′ իզոբար-իզոթերմ փոփոխման պրոցեսը t ջերմաստիճանի տակ, 42-ը՝ x պարամետրի x-ից մինչ x′ իզոբար-իզոթերմ փոփոխման պրոցեսը t+dt ջերմաստիճանի տակ։

32 պրոցեսում ջերմատարածանը իզոբար եղանակով բարձրանում է t-ից մինչև t+dt, երբ x′=const., իսկ 14 պրոցեսը ջերմատարածանի իզոբար բարձրացումն է t-ից մինչև t+dt, երբ x=const.:

Նկատի ունենալով, որ ըստ (6, 6, 5)-ի

$$Q_{132} = Q_{143},$$

$$Q_{132}=Q_{pt}+C'_{px}dt, \qquad Q_{142}=C_{px}dt+Q_{pt'},$$

կստանանք (6, 12, 2)-ին միանգամայն համանման առնչություն՝

$$\left(\frac{\partial Q_{pt}}{\partial t}\right)_p=C_{px'}-C_{px} \qquad (6,\ 12,\ 5)$$

կամ, պարզեցման նպատակով՝ $Q_{p.t}$-ն $C_{px'}$-ը և C_{px}-ը փոխարինելով Q_p-ով, C'_p-ով և C_p-ով՝

$$\left(\frac{\partial Q_p}{\partial t}\right)_p=C'_p-C_p \qquad (6,\ 12,\ 6)$$

(6, 12, 4) և (6, 12, 6) առնչություններից մեկը, օրինակ (6, 12, 4)-ը արտահայտենք բառերով՝

(6, 12, 7) Եթե որպես պարամետրներ ընդունենք m-ը, V-ն, t-ն և x-ը և դիտենք այն իզոթերմ պրոցեսը, որի ընթացքում միայն փոխվում է x պարամետրը (x-ից մինչև x′), ապա այդ պրոցեսի թաքնված ջերմության մասնական ածանցյալը $\left(\frac{\partial Q_{vt}}{\partial t}\right)$ հավասար է ջերմունակության այն աճին, որն առաջանում է x-ի փոփոխումից x-ից մինչև x′-ը:

Զգալի հետաքրքրություն է ներկայացնում այն հանգամանքը, որ երբեմն հնարավոր է որոշել ջերմունակությունների C'_v-C_v (կամ C'_p-C_p) տարբերությունը և այն դեպքում, երբ C'_v և C_v (կամ C'_p և C_p) առանձին վերցրած անհայտ են:

Այս տեղի ունի, օրինակ, (6, 12, 1)-ում, եթե c_1, c_2, c_3 մոլյար ջերմունակությունները հայտնի են, և տրվում են Δn_3-ը, Δn_1-ը և Δn_2-ը, ապա բոլորովին չգիտենալով n_1, n_2 և n_3 գրամմոլների թվերը և հետևաբար՝ չիմանալով

$$C_v=c_1n_1+c_2n_2+c_3n_3$$

և

$$C'_v=c_1(n_1-\Delta n_1)+c_2(n_2-\Delta n_2)+c_3(n_3+\Delta n_3)$$

ջերմունակությունները, մենք իմանում ենք C'_v-C_v տարբերությունը:

4. Սովորաբար բաղադրության փոփոխման թաքնված ջերմությունների որոշումը փորձնական եղանակով ավելի դժվար է, քան ջերմունակությունների չափումը: Ուստի ջերմունակությունների միջոցով թաքնված ջերմությունների որոշման խնդիրը գործնական հետաքրքրություն է ներկայացնում:

(6, 12, 2), (6, 12, 5) կամ (6, 12, 4) և (6, 12, 6) բանաձևերը թույլ

են տալիս լուծելու այս խնդիրը։ Օրինակ, բազմապատկենք (6, 12, 4)-ում երկու մասն էլ dt-ով, այն ժամանակ՝

$$d_vQ_v=(C'_v-C_v)d_vt$$

և

$$\int dQ_v=\int (C'_v-C_v)dt+B_v,$$

որտեղ B-ն ինտեգրման հաստատունն է, նշանակելով $\int_{t_1}^{t_2} dQ_v$ O_v-ով, կլստանանք՝

$$Q_v=\int (C'_v-C_v)dt+B_v. \qquad (6, 12, 8)$$

Ծավալը և բաղադրություններըը տրված լինելու դեպքում x-ը, x′-ը C'_v-ն և C_v-ն (որպես վիճակի ֆունկցիաներ) կլինեն ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ։ Երբ այդ ֆունկցիաների տեսքը հայտնի է $\int (C'_v-C_v)dt$ ինտեգրալը գտնելը դժվարություն չի ներկայացնում, և (6, 12, 8)-ը կարտահայտի Q_v-ն, որպես ջերմաստիճանի ֆունկցիա։ B_v հաստատունի արժեքը (որն իրականում հանդիսանում է հաստատուն արժեքներ ունեցող V, x և x′-ի ֆունկցիա) կարելի է որոշել, եթե հայտնի է Q_v-ի արժեքը մի որևէ ջերմաստիճանի դեպքում։

B_v-ի ֆիզիկական իմաստը պարզ է. B_v-ն $Q_{v,0}$ թաքնված ջերմության արժեքն է, այն t_0 ջերմաստիճանի դեպքում, որի ժամանակ $\int (C_v-C_v)dt$ հավասար է 0-ի։

Բոլորովին նույն կերպ (6, 12, 6)-ի ինտեգրումը հանգեցնում է

$$Q_p=\int (C_p-C_p)dt+B_p \qquad (6, 12, 9)$$

առնչությանը, որտեղ B_p ինտեգրման հաստատունն է։

5. Օ ր ի ն ա կ ն ե ր

ա) Որոշել գերսառեցված ջրի սառույցի փոխարկման թաքնված ջերմությունը, երբ այդ փոխարկումը կատարվում է իզոբար-իզոթերմ եղանակով $p=1$ մթն. և $t=-10^0C$ ջերմաստիճանի տակ։

Նշանակենք C'_p և C_p-ով սառույցի և ջրի միջին տեսակարար ջերմունակությունները 0^0C-ի և -10^0C միջև։ Ապա ջերմաստիճանի այս միջակայքում՝

$$\int (C'_p-C_p)dt=(C'_p-C_p)t$$

և (6, 12, 9)-ը կգրվի այսպես՝

$$Q_p=(C'_p-C_p)t+B_p.$$

Ըստ փորձնական տվյալների

$$C'_p=0,48\ \frac{\text{կալ.}}{\text{գր. աստիճ.}} \qquad C_p=1\ \frac{\text{կալ.}}{\text{գր. աստիճ.}}$$

Երբ $p=1$ *մթն.* $t=0$*-ի ջրի առաջացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը՝*

$$Q_{p,0}=-80\frac{\text{կալ.}}{\text{գր.}},$$

Այստեղից գտնում ենք՝

$$\text{երբ}\quad t=0 \qquad Q_{p,o}=B_p=-80$$

և

$$Q_p=-0{,}52t-80, \quad \text{երբ} \quad t=-10 \quad Q_{p,o}=-74{,}8\frac{\text{կալ.}}{\text{գր.}}$$

բ) A_2, B_2, AB *իդեալական գազերի խառնուրդում առաջանում է*

$$A_2+B_2=2AB \qquad (6,\ 12,\ 10)$$

ռեակցիան։

Դիտենալով A_2, B_2, AB *գազերի* c_1, c_2 *և* c_3 *մոլյար ջերմունակությունները, որոշել 1 մոլ* AB *գազի իզոխոր-իզոթերմ առաջացման* Q_v *թաքնված ջերմությունը որպես ջերմաստիճանի ֆունկցիա։*

Իդեալական գազերի ջերմունակությունները հաճախ արտահայտում են ջերմաստիճանի շարքերի միջոցով։ Դիցուք՝

$$\begin{aligned} c_1&=a+a_1t+a_2t^2+\ldots\ldots \\ c_2&=b+b_1t+b_2t^2+\ldots\ldots \\ c_3&=\gamma+\gamma_1t+\gamma_2t^2+\ldots\ldots \end{aligned} \qquad (6,\ 12,\ 11)$$

որտեղ $a,\ a_1,\ a_2\ \ldots\ b,\ b_1,\ b_2,\ \ldots\ \gamma,\ \gamma_1,\ \gamma_2$, *հաստատուն մեծություններ են։*

Այն ժամանակ 1 մոլ AB *գազի առաջացման դեպքում,* AB, A_2, B_2 *գազերի գրամմոլերի թվերի աճերը, համաձայն (6, 12, 10)-ի, կլինեն*

$$1,\quad -\frac{1}{2},\quad -\frac{1}{2},$$

Ուստի (6, 12, 1)-ի հիման վրա՝

$$C_v'-C_v=1c_3-\frac{1}{2}c_1-\frac{1}{2}c_2,$$

Օգտվելով (6, 12, 11)-ից, գտնում ենք

$$C_v'-C_v=\left(\gamma-\frac{a+b}{2}\right)+\left(\gamma_1-\frac{a_1+b_1}{2}\right)t+\left(\gamma_2-\frac{a_2+b_2}{2}\right)t^2+\ldots$$

Եթե, եթե համապատասխանաբար հաստատունները նշանակենք $\delta,\ \delta_1,\ \delta_2\ldots$ *ապա՝*

$$C_v'-C_v=\delta+\delta_1t+\delta_2t^2+\ldots$$

Այսպիսով, քան (6, 12, 8)-ի՝

$$Q_v=\int(\delta+\delta_1 t+\delta_2 t^2+\dots)dt+B_v=\delta t+\frac{\delta_1 t^2}{2}+\frac{\delta_2 t^3}{3}+\dots+B_v'$$

Ենթադրենք, երբ $t=0$, $Q_{v,0}$-ի թվական արժեքը հայտնի է։ Այն ժամանակ $B_v=Q_{v,0}$, և մենք վերջնականապես կստանանք՝

$$Q_v=Q_{v,0}+\delta t+\frac{\delta_1 t^2}{2}+\frac{\delta_2 t^3}{3}+\dots$$

§ 6, 13. ՌՈՒՄԱԿԱՆ ԳԻՏՆԱԿԱՆՆԵՐԻ ԴԵՐԸ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ՀԱՅՏԱԲԵՐՄԱՆ ԳՈՐԾՈՒՄ

1. § 1, 13-ում արդեն նշված է, որ Մ. Վ. Լոմոնոսովի դարաշրջանում բավականին տարածված է եղել նյութի հատիկային կառուցվածքի հիպոթեզը, որը սակայն դործածության մեջ չէր մտել. սակավ բացառությամբ մարմինների հատկությունները բացատրում էին ոչ թե այս հիպոթեզով, այլ սպեցիֆիկ տեսակների պատկերացումով, այսինքն՝ ամենուրեք թափանցող, մի մարմնից մյուսը դյուրհոսող և այսպիսով նրանց հատկությունների մեջ փոփոխություն առաջացնող տարբեր անկշիռ հեղուկներով։

Այսպիսի տեսակներ քիչ չեն ընդունվել [լույսային տեսակներ], ցիա, ջերմածինը, ֆլոգիստոնը, էլեկտրական և մագնիսական հեղուկները]։ Նրանցից յուրաքանչյուրի քանակությունը համարվում էր հաստատուն։ Այսպես, օրինակ, բոլոր ջերմային երևույթները և առաջին հերթին ջերմաստիճանի փոփոխությունները վերագրում էին մարմնի մեջ ջերմածնի քանակության փոփոխությանը։ Ջերմածնային տեսության ամենաթույլ կողմը հետևյալն էր։ Երկու մարմինների շփումով, կամ թե նրանց ոչ առաձգական հարվածով բարձրանում է նրանց երկուսի ջերմաստիճանն էլ։ Այս նշանակում է, որ երկու մարմնում էլ միաժամանակ պետք է ավելանար ջերմածնի քանակը։ Սակայն քանի որ ջերմածնի ընդհանուր քանակը բնության մեջ հաստատուն էր համարվում, ապա նշված դեպքերում հնարավոր պիտի լիներ միայն նրա այնպիսի վերաբաշխումը երկու մարմինների միջև, որ մի մարմնում ջերմաստիճանը բարձրանար, իսկ մյուսում իջներ։

Ջնայած ջերմածնային տեսության անզորությանը, նրանից օգտվել են մինչև անցյալ հարյուրամյակի քառասնական թվականները. երբ վերջնականապես հաստատվեց թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը (Մայեր, Ջոուլ, Հելմհոլց)։

2. Լոմոնոսովը եղել է սպեցիֆիկ տեսակների վճռական հակառակորդը, նա չէր կասկածում առոմային հիպոթեզի ճշմարտության մասին, նյութի մասնիկներին հատուկ շարժման մասին և իր հետազոտություններում եկել է այդ սկզբունքներից։ Սակայն այն առավել կարևոր արդյունքների համար, որոնց Լոմոնոսովը հանգել է, մենք պարտական

ենք ա՛չ միայն այն հետևողականությանը և արվեստին, որոնցով նա կիրառել է առոմային հիպոթեզը, այլև վերջինիս դուգորդմանն այն համընդգրկող օրենքին, որը նրա կողմից առաջին անգամ հայտաբերվել է 1748 թ. հուլիսի 6-ին Լ. Էյլերին գրած նամակում.

«Բայց բնության մեջ կատարվող բոլոր փոփոխությունները առաջանում են այնպիսի ձևով, որ ինչքան ավելանում է ինչ-որ մարմնի, նույնքան էլ պակասում է մի ուրիշից։ Այսպես, որքան նյութ է ավելանում մի մարմնին, նույնքան էլ պակասում է մի ուրիշից...

Սույն օրենքը տարածվում է և հենց շարժման կանոնների վրա, որովհետև այն մարմինը, որն իր ուժով շարժում է ուրիշ մարմնին, այնքան (ուժ) է կորցնում իրենից, որքան հաղորդում է իրենից շարժում ստացող մարմնին»։

Այս օրենքի բացառիկ նշանակությունը գնահատելու համար բավական է վերհիշել, որ այժմ, Լոմոնոսովից 200 տարի հետո, այն զարմանալի փոփոխություններից հետո, որ կրել է ժամանակակից ֆիզիկան, առաջնային դերը նրա մեջ խաղում են մի քանի պահպանման օրենքներ։

Այսպես, ժամանակակից ֆիզիկայում ընդունում են էլեկտրական լիցքի հաստատունությունը (նրա պահպանման օրենքը)։

Ընդունում են շարժման քանակի և շարժման քանակի մոմենտի անփոփոխությունը (շարժման քանակի և շարժման քանակի մոմենտի պահպանման օրենքները) և այլն։

3. Անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել երկու հանգամանքների վրա.

ա) Լոմոնոսովն իր օրենքները ձևակերպելիս չի թվարկել բոլոր «պահպանվող» մեծությունները, այլ միայն որպես օրինակ հիշատակել է նրանցից մի քանիսը։

Օրինակներից մեկը՝ նյութի պահպանման օրենքը, որը դարձավ քիմիայի և ֆիզիկայի ամենագլխավոր օրենքներից մեկը, հետագայում նա մանրամասն ստուգել է փորձով (1756 թ.) և հրապարակել։

Սակայն Լոմոնոսովի այդ կարևորագույն գյուտն սկսեց տարածվել միայն 1773 թ. հետո, երբ արդեն կրկնվել էր Լավուազյեի կողմից, և միանգամայն անարդարացի կերպով կոչվեց վերջինիս անունով։

բ) Լոմոնոսովի օրենքում կարդում ենք՝ «Սույն օրենքը տարածվում է հենց շարժման կանոնների վրա, որովհետև այն մարմինը, որը իր ուժով շարժում է ուրիշ մարմին, այնքան (ուժ) է կորցնում իրենից, որքան հաղորդում է իրենից շարժում ստացող մարմնին»։

Հարկավոր է նկատի ունենալ, որ այն ժամանակ չկար կայուն տերմինաբանություն և բացի այս, Դեկարտի և Լայբնիցի կողմնակիցների միջև վեճ էր գնում այն մասին, թե ինչով պետք է բնութագրվի շարժումը, շարժման քանակով, թե կինետիկ էներգիայով («կենդանի ուժով»)։

Ուստի մեզ համար դժվար կլիներ այժմ փորձել որոշելու, թե ինչ է նշանակում «շարժման ուժ»։

Սակայն պահպանվել են գրավոր վկայությունները, որոնք հաստա-

տում են, որ «շարժման ուժ» ասելով Լոմոնոսովը հենց հասկացել է կի-
նետիկ էներգիան*:

Հետևաբար «շարժման ուժի պահպանման օրենքը» նշանակում է
կինետիկ էներգիայի պահպանման օրենք և կարող է արտահայտվել
այսպես՝

$$\Sigma(J_i + \tau_i) = \text{const.}, \qquad (L_1)$$

որտեղ J_i և τ_i-ն համապատասխանորեն i-րդ մարմնի արտաքին շարժ-
ման և մասնիկների ներքին շարժման կինետիկ էներգիաներն են, իսկ
գումարումը տարածվում է փոխազդեցության մեջ գտնվող բոլոր մար-
մինների վրա:

4. Կիրառենք (L_1) միայն երկու մարմինների փոխազդեցության
դեպքում.

(ա) Դիցուք երկու մարմիններն էլ անշարժ են ($J_A=0$, $J_B=0$) և
պարփակված են ադիաբատ թաղանթի մեջ: Ապա ժամանակի t_1 և t_2 մո-
մենտներին վերաբերող մեծությունները նշանակելով 1 և 2 ինդեքսով,
(L_1)-ից կունենանք՝

$$\tau_{A2} + \tau_{B2} = \tau_{A1} + \tau_{B1} \qquad (L_2)$$

կամ՝

$$\Delta\tau_A + \Delta\tau_B = 0,$$

որտեղ

$$\Delta\tau_A = \tau_{A2} - \tau_{A1}, \quad \Delta\tau_B = \tau_{B2} - \tau_{B1}:$$

Ենթադրելով, որ A և B մարմինների ջերմաստիճանները միատեսակ
չեն, նշանակելով նրանց ստացած ջերմության քանակները $t_2 - t_1$ ժամա-
նակամիջոցում Q_{A12} և Q_{B12} և նկատի ունենալով, որ մարմինները պար-
փակված են ադիաբատ թաղանթի մեջ, կստանանք՝

$$Q_{A12} + Q_{B12} = 0 \qquad (L_3)$$

(բ) Դիցուք A-ն հարվածում է անշարժ B մարմնին, ենթադրենք,
հարվածը բոլորովին առաձգական չէ. ապա հարվածից հետո յուրաքանչյուր
մարմին կլինի անշարժ, այսպիսով՝

$$J_{B1} = J_{B2} = 0, \qquad J_{A1} \neq 0, \qquad J_{A2} = 0,$$

և (L_1)-ը տալիս է

$$\Delta\tau_A + \Delta\tau_B = J_{A1} > 0, \qquad (L_4)$$

Այս առնչությունները կարևոր նշանակություններ են ստանում ջեր-
մության նկատմամբ Լոմոնոսովի ունեցած հայացքների կապակցությամբ
Լոմոնոսովը շատ համոզիչ դատողություններով ցույց տվեց, որ

---

* [1] Ռումովսկին գրում է իր ուսուցիչ Լ. Էյլերին. «... Նա (Լոմոնոսովը) ապացուցում
է, որ չարժման քանակը համեմատական չէ մասսայով բազմապատկած արագության քա-
ռակուսուն» (Ак. В. Стеклов: Ломоносов, стр. 100, изд-во Гржебина, 1922, Берлин,
Петербург, Москва): Հետևաբար չարժման քանակի տակ Լոմոնոսովը հավանաբար հաս-
կացել է մասսայի և արագության արտադրյալը:

[2] Վոլֆի Ֆիզիկայի՝ Լոմոնոսովի կատարած թարգմանության մեջ կան հետևյալ
տողերը. «...Մարմինների տեղական շարժման հետ միացած է շարժող ուժը, որը, ըստ
Լայբնիցի հայտնագործման, համեմատական է արագության քառակուսուն...» (Б. Г. Куз-
нецов: Ломоносов, Лобачевский, Менделеев, стр. 45):

(L_5) ջերմությունը մարմնի մասնիկների ներքին շարժման արդյունքն է։

(L_5), (L_2) և (L_3)-ի միատեղ դիտումը ճշտում է (L_5)-ը, այսինքն՝ ընդունում է այն եզրակացության, որ ջերմությունը մարմնի մասնիկների ներքին շարժման կինետիկ էներգիայի վոխհատման արդյունքն է։ (L_5)-ը և (L_4)-ը ցույց են տալիս, որ արտաքին շարժման վերացման ժամանակ (այսինքն՝ երբ կինետիկ էներգիան վերանում է առանց արտաքին աշխատանքի կատարման) միշտ առաջանում է ջերմություն։ Բայց (L_2)-ը և (L_3)-ը հանգեցնում են նաև մի նոր էական արդյունքի, որ կազմում է թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի հիմքը, այն է՝

$$\frac{Q_{A12}}{\Delta\tau_A} = \frac{Q_{B12}}{\Delta\tau_B}, \qquad (L_6),$$

այսինքն՝ ջերմության միևնույն քանակը յուրաքանչյուր մարմնում առաջացնում է մասնիկների ներքին շարժման կինետիկ էներգիայի միևնույն աճը։

Եթե նկատի ունենանք նաև կենդանի ուժի թեորեման, ապա կտեսնենք, որ (L_6)-ը համապատասխանում է ջերմության մեխանիկական համարժեքի գոյության պնդմանը*։

Այսպիսով, մենք կարող ենք պնդել, որ Լոմոնոսովն առաջին սկզբունքին հանդել է նրա վերջնական հաստատումից մոտ հարյուր տարի առաջ։

5. Բերենք պատմական մի տեղեկություն. 1832 թ. մահացած Ս. Կարնոյի թղթերում կա հետևյալ գրառումը։ «Ջերմությունը հենց շարժիչ ուժ է կամ ավելի ճիշտ՝ իր տեսքը փոխած շարժում է, մարմնի մասնիկների շարժում։ Ամենուրեք, որտեղ տեղի է ունենում շարժիչ ուժի ոչնչացում, միաժամանակ առաջանում է ջերմություն, որի քանակը ճիշտ համեմատական է չքացած շարժիչ ուժի քանակին։ Ընդհակառակը՝ ջերմության չքացման դեպքում միշտ առաջանում է շարժիչ ուժ»։

«Այսպիսով կարելի է արտահայտել հետևյալ ընդհանուր դրույթը։ Բնության մեջ շարժիչ ուժը գոյություն ունի անփոփոխ քանակությամբ. ինչպես ասած՝ նա երբեք ոչ ստեղծվում է և ոչ էլ՝ չքանում, իրականության մեջ նա փոխում է իր ձևը, այսինքն՝ առաջացնում է մերթ մի տեսակի շարժում, մերթ՝ ուրիշ, բայց երբեք չի «չքանում»։

«Ջերմության տեսության նկատմամբ ինձ մոտ առաջացած որոշ պատկերացումների համաձայն՝ շարժիչ ուժի միավորի ստեղծման համար պահանջվում է 2,70 ջերմային միավոր»։

Այստեղից մեխանիկական համարժեքի մեծությունն ստացվում է հավասար 370,4 կգ. մ.։

Այս գրվածքների հրապարակումից հետո (1878 թ.) կառնոն ճանաչվեց որպես թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի հեղինակ։

---

* Հարկավոր է ասել, որ աշխատանք տերմինն առաջարկված է եղել միայն 1826 թ., իսկ աշխատանքի գաղափարն ստեղծվել է շատ դանդաղ։ Նյուտոնն ընդհանրապես չի օգտվել այս հասկացությունից, իսկ Լապլասի, Լագրանժի և Գաուսի աշխատություններում հանդիպում ենք աշխատանքի գաղափարին մոտ՝ պոտենցիալ, ուժային ֆունկցիա հասկացություններին։

ճիշտ այդպիսի պատճառաբանությամբ մենք լիովին իրավունք ունենք Մ. Վ. Լոմոնոսովին համարել առաջին սկզբունքի հեղինակը։

Ճիշտ է, Լոմոնոսովը չի հաշվել մեխանիկական համարժեքի մեծությունը, բայց նա չէր էլ կարող այդ անել, որովհետև նրա ժամանակ չկային անհրաժեշտ փորձառվյալները։ Մինչդեռ [տե՛ս (Lᵦ)] Լոմոնոսովի հայացքներից բխում է ջերմության մեխանիկական համարժեքի գոյության ընդունումը։

6. Վերևում շարադրված է եղել միայն գործի էությունը, իսկ բոլոր մանրամասնությունները բաց են թողնված։ Սակայն անհրաժեշտ է նշել էլի երկու կարևոր արդյունքներ, որոնց հանգել է Լոմոնոսովը, ելնելով ջերմության նկատմամբ իր տեսությունից և կինետիկ էներգիայի պահպանման օրենքից։ Մարմինն, առանց արտաքին աշխատանքի կատարման, ջերմություն հաղորդելիս պետք է մեծանա նրա մասնիկների կինետիկ էներգիան, իսկ մյուս կողմից՝ բարձրանա ջերմաստիճանը։ Բայց մարմնի մասնիկների արագությունները կարող են լինել ցանկացած չափի մեծ, հետևաբար՝ մարմնի ջերմաստիճանը նույնպես կարող է լինել ցանկացած չափի բարձր։ Մինչդեռ եթե մասնիկների արագությունը դառնա 0, ապա ջերմաստիճանի հետագա իջեցումը կլինի անհնար։ Այսպիսով, Լոմոնոսովը առաջինն էր, որ հանգեց ամենացածր ջերմաստիճանի գաղափարին, որը ներկայումս անվանում են բացարձակ զրոյի ջերմաստիճան։

Ըստ Լոմոնոսովի, A մարմնի մեջ ընկղմված B մարմնի մասնիկները չեն կարող շարժվել ավելի մեծ արագությամբ, քան A-ի մասնիկների արագությունն է։ Հետևաբար՝ «տաք» A մարմնի մեջ ընկղմված B «սառը» մարմնի ջերմաստիճանը չի կարող A-ի ջերմաստիճանից բարձր դառնալ։

Այս երկու արդյունքները երկրորդ սկզբունքի համար շատ էական են։

7. Առաջին սկզբունքին ընդհուպ մոտեցավ ռուսական քիմիկոս Հեսսը, որի օրենքը բերված է (6, 6, 8)-ում։ Այդ օրենքը հրապարակված է եղել 1840 թ., այսինքն՝ 2—3 տարի առաջ մինչ առաջին սկզբունքի հաստատումը և ներկայումս դիտվում է որպես վերջինիս հետևանք [տե՛ս (6, 6, 4)-ի արտածումը]։

Սակայն հակադարձն էլ ճիշտ է՝ Հեսսի օրենքից կարելի է հետևցնել առաջին սկզբունքը։ Որպեսզի այս լրիվ հասկանալի լինի, քննարկենք մի քանի օրինակներ։ Ամենից առաջ հիշենք, թե ինչպես է մեխանիկայում առաջ եկել պոտենցիալ էներգիայի հասկացությունը։ Օրինակ, ենթադրենք, փորձերով հաջողվել է հաստատել, որ զսպանակին կիրառված ուժի արտաքին աշխատանքը կախված է միայն զսպանակի սկզբնական և վերջնական երկարություններից։ Այստեղից կարելի է դուրս բերել, որ գոյություն ունի զսպանակի երկարության մի այնպիսի $\varphi(l)$ ֆունկցիա, որը օժտված է հետևյալ հատկությամբ՝ երբ l-ը փոփոխվում է l_1-ից մինչև l_2, արտաքին աշխատանքը՝

$$W_e=\varphi(l_2)-\varphi(l_1), \qquad dW_e=d\varphi(l)\,;$$

$\varphi(l)$-ը կոչվում է ուժային ֆունկցիա, իսկ $-\varphi(l)$-ը՝ զսպանակի պոտենցիալ էներգիա (ընդ որում ենթադրվում է, որ զսպանակի կենդանի ուժը $J_1=J_2=0$, մասնավորապես՝ $J_1=J_2=0$)։

Թերմոդինամիկայում ինչպես ջերմության հաղորդումը, նույնպես և աշխատանքի կատարումն առաջ է բերում սիստեմի վիճակի փոփոխում, որի ժամանակ

$$W_{e12}+Q_{12}=U_2-U_1 \qquad (6,\ 13,\ 1)$$

և միայն 1a2, 1b2 ադիաբատ պրոցեսներում՝ (dQ=0)

$$W_{e1a2}=W_{e1b2}=U_2-U_1,$$

այսինքն՝ արտաքին աշխատանքը միևնույնն է այն բոլոր ադիաբատ պրոցեսների համար, որոնք ունեն ընդհանուր սկիզբ (1) և ընդհանուր վերջ (2)։ Ուրեմն գոյություն ունի սիստեմի x, y, z,... պարամետրների $U=\varphi(x,y,z...)$ ֆունկցիա, որը բավարարում է

$$W_{e1a2}=W_{e1b2}=...=U_2-U_1 \qquad (6,\ 13,\ 2)$$

պայմանին, $U=\varphi(x, y, z...)$ ֆունկցիան համաձայն է պոտենցիալ էներգիային և կոչվում է ներքին էներգիա։ Բայց ենթադրենք, որ առաջին սկզբունքը դեռ չի հաստատված, այսինքն՝ (6, 13, 1)-ը դեռ չի հայտարերված, իսկ ադիաբատ պրոցեսների փորձերը հանգեցրել են (6, 13,2)-ին, Ոչ ադիաբատ 1c2 պրոցեսում (6, 13, 2)-ը չի կարող տեղի ունենալ և $W_{e1c2}\neq W_{e1a2}$։ Մենք կարող ենք ջերմություն անվանել այն պատճառը, որի հետևանքով $W_{e1c2}\neq W_{e1a2}$ և ջերմության քանակը չափել մեխանիկական միավորներով $W_{e1a2}-W_{e1c2}$ տարբերությամբ, այսինքն՝ ընդունել $Q_{1c2}=W_{e1a2}-W_{e1c2}$, կամ $Q_{1c2}+W_{e1c2}=W_{e1a2}$, կամ թե (6, 13, 2)-ի հիման վրա՝

$$U_2-U_1=W_{e1c2}+Q_{1c2}, \qquad (6,\ 13,\ 3)$$

Այսպիսով, (6, 13, 2)-ից բխում է առաջին սկզբունքը։ Որովհետև (6, 13, 1) արտահայտությունում Q_{12} և W_{e12} մտնում են միատեսակ ձևով, ապա ակնհայտ է, որ ադիաբատ պրոցեսի ($dQ=0$, $Q_{12}=0$) համանմանը հանդիսանում է այնպիսի պրոցես, որ կատարվում է առանց արտաքին աշխատանքի ($dW_e=0$, $W_{e12}=0$), ընդ որում, համաձայն առաջին սկզբունքի՝ $Q_{12}=U_2-U_1$, Բայց նորից պատկերացնենք, որ առաջին սկզբունքը մեզ անհայտ է, իսկ փորձերը ցույց են տալիս, որ առանց արտաքին աշխատանքի կատարվող 1a2 և 1β2 պրոցեսներում

$$Q_{1a2}=Q_{1\beta2}=\ldots, \qquad (6,\ 13,\ 4)$$

այսինքն՝ այդպիսի պրոցեսներում ջերմության քանակը կախված է միայն սկզբնական ու վերջնական վիճակներից, և այդ պատճառով պետք է գոյություն ունենա $\Phi(x, y, z...)$ վիճակի ֆունկցիան, որը բավարարում է

$$Q_{1a2}=Q_{1\beta2}=...=\Phi(x_2, y_2, z_2,...)-\Phi(x_1, y_1, z_1...) \qquad (6,\ 13,\ 5)$$

պայմանին,

1γ2 պրոցեսին, որտեղ $W_{e1\gamma 2} \neq 0$, (6, 13, 5)-ը անկիրառելի է, բայց եթե ցանկանայինք չափել աշխատանքը ջերմային միավորներով, կստանայինք

$$W_{e1\gamma 2} = Q_{1\alpha 2} - Q_{1\gamma 2}$$

կամ ըստ (6, 13, 5)-ի՝

$$W_{e1\gamma 2} + Q_{1\gamma 2} = Q_{1\alpha 2} = \Phi(x_2, y_2, z_2, \ldots) - \Phi(x_1, y_1, z_1, \ldots)$$

կամ եթե $\Phi(x, y, z \ldots)$ ֆունկցիան անվանենք ներքին էներգիա, $\Phi(x,y,z) = U$, ապա՝

$$W_{e1\gamma 2} + Q_{1\gamma 2} = U_2 - U_1, \qquad (6, 13, 6$$

այսինքն՝ առաջին սկզբունքի հավասարումը։

Բայց չէ՞ որ Հեսսի (6, 6, 9) օրենքը և մի քիչ ավելի ընդհանուր (6, 6, 4) արտահայտությունը ճիշտ են այն ենթադրությամբ, որ պրոցեսն իրականացվում է առանց արտաքին աշխատանքի ($dV = 0$, $V = \text{const.}$) և համընկնում է (6, 13, 4)-ին, որից ստացված են (6, 13, 5)-ը և (6, 13, 6)-ը։

Հետևաբար՝ մենք իրավունք ունենք պնդելու, որ Հեսսը ընդհուպ մոտեցել է առաջին սկզբունքին՝ նրա վերջնականապես հաստատվելուց դեռ մի քանի տարի առաջ։

Ա Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

6. 1. f—V կոորդինատային սիստեմում, որտեղ f-ն արտաքին ճնշումն է, պատկերացնել գազի կատարած 1231 և 1421 հակադարձելի ցիկլերը, ընդ որում 12-ը իզոթերմ է, 23-ը և 14-ը՝ իզոխորներ, իսկ 31 և 42 պրոցեսներում արտաքին ճնշումը հաստատուն է։

Որոշել Q_{1231} և Q_{1421} ջերմությունների նշանը և $Q_{1231} - Q_{1421}$ տարբերության նշանը։

6. 2. Ջերմության մեխանիկական համարժեքը Ջոուլի փորձով որոշելու ժամանակ ծանրոցը շատ դանդաղ է իջեցվում, ընդ որում հեղուկով լցված գլանից, որի թիակավոր լիսեռնիկը պտտվում է, ջերմությունն այնպիսի արագությամբ է հեռացվում, որ հեղուկի ջերմաստիճանը մնում է անփոփոխ։

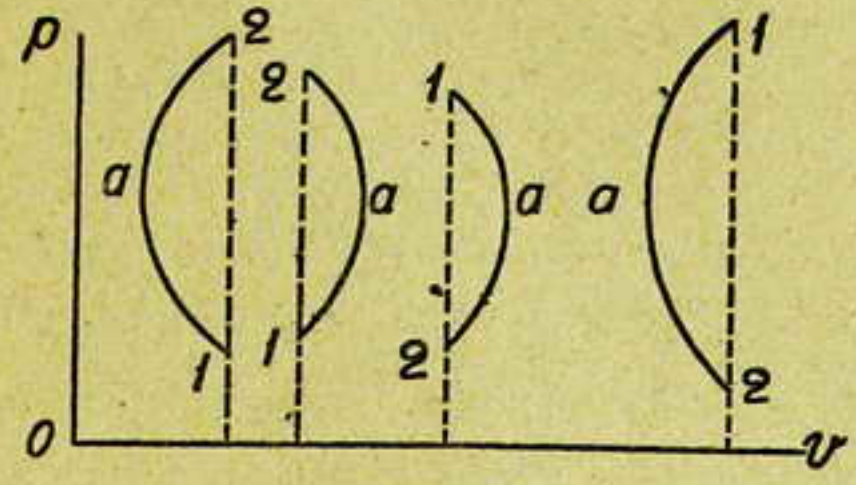
Փոխվում է արդյոք այս պրոցեսում հեղուկի ներքին էներգիան։

Գիտենալով ծանրոցի P կշիռը, որոշել W_{e12} արտաքին աշխատանքը՝ ծանրոցը $h = h_1 - h_2$ իջնելու դեպքում, որտեղ h_1-ը և h_2-ը ծանրոցի բարձրություններն են հատակից, 1 և 2 մոմենտներում որոշել ծանրոցը h-ով իջնելուն համապատասխանող Q_{12} ջերմաքանակը։

6. 3. $\tau_1, \tau_2 \ldots \tau_n$ մարմինների հետ ջերմահաղորդակցության մեջ գտնվող սիստեմում, ցիկլի ընթացքում կատարվող արտաքին աշխատանքը հավասար է W_e։ Այս մարմինները պարփակված են մեկ ընդհանուր ադիաբատ թաղանթի մեջ։

Որոշել ցիկլի ընթացքում τ_1 և $\tau_2 \ldots \tau_n$ մարմիններին տեսակից և իրարից ստացած ջերմությունների գումարը։

6. 4. Հակադարձելի 1a2 պրոցեսում $V_2 = V_1$, իսկ ջերմությունը և ներքին էներգիայի աճն են Q_{12} և $\Delta_v U = U_2 - U_1$.



Նկ. 6—22

Նկ. 6—22-ի վրա պատկերված են բոլոր հնարավոր դեպքերը։ Որոշել նրանցից յուրաքանչյուրում $\Delta_v U - Q_{12}$ տարբերության նշանը։

Ապացուցել, որ բոլոր չորս դեպքերի նկատմամբ կիրառելի ընդհանուր կանոն։

6. 5. Ցույց տալ, որ ընդհանուր սկիզբ ունեցող հակադարձելի ադիաբատ և իզոդինամիկ պրոցեսները չեն կարող տեսակը բերել միևնույն վերջնական վիճակին։

6. 6. p—V դիագրամի վրա 1b2-ը հակադարձելի պրոցես է, որտեղ 1 և 2 կետերը պատկանում են միևնույն իզոդինամին։ Գիտենալով W_{e1b2}-ը, որոշել Q_{1b2}-ը։

6. 7. p—V դիագրամի վրա 123-ը և 1453-ը հակադարձելի պրոցեսներ են, ընդ որում 14-ը և 53-ը իզոխորներ են, իսկ 45 իզոբարի վրա ճնշումը հաստատուն է 123 գծի միջին օրդինատը։

Ապացուցել, որ $Q_{123} = Q_{1453}$։

Ցույց տալ, որ եթե 123-ը իզոդինամ է, ապա Q_{1453}=մակերես a123ba, որտեղ a1-ը և b3-ը 1 և 3 կետերի համապատասխան օրդինատներն են։

Ցուցում.—Կազմել խնդրի պայմաններին համապատասխանող գծագիրը, օգտագործելով միջին օրդինատի հասկացությունը։

6. 8. Կամայական վերջավոր ea և eb պրոցեսները վերջանում են ab հակադարձելի ադիաբատին պատկանող a և b կետերում, ընդ որում $V_b > V_a$։

Ցույց տալ, որ ea պրոցեսում ներքին էներգիայի աճը մեծ է eb պրոցեսի ներքին էներգիայի աճից։ Պարզել՝ կախված է արդյոք այդ աճերի տարբերությունը e կետի դասավորությունից։

6. 9. ea և eb վերջավոր պրոցեսներն ավարտվում են ab իզոխորի վրա, ընդ որում b կետում ջերմաստիճանը բարձր է a կետի ջերմաստիճանից։

Ցույց տալ, որ eb պրոցեսում ներքին էներգիայի աճը մեծ է ea պրոցեսի ներքին էներգիայի աճից։

6. 10. Կամայական սխեմում կատարվող 12341 հակադարձելի ցիկլում 23-ը և 41-ը ադիաբատներ են, ընդ որում p—V դիագրամի վրա 23 գիծը բարձր է 41 գծից, 12-ը և 34-ը կամայական պրոցեսներ են։

Որոշել $Q_{12} + Q_{34}$ ջերմությունների գումարի նշանը և $|Q_{12}| - |Q_{34}|$ տարբերության նշանը։

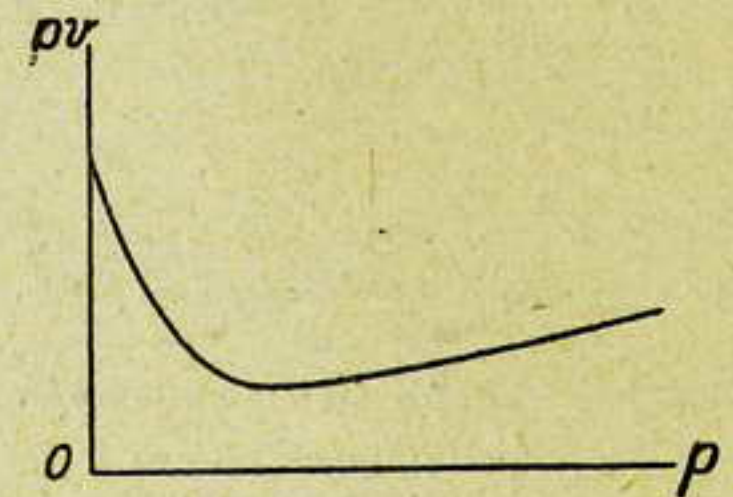
(Տեխնիկայում իրականացվում են այնպիսի ցիկլեր, որոնցում 12-ը և 34-ը հանդիսանում են իզոխորներ, իզոբարներ, կամ 12-ը իզոխոր է, 34-ը՝ իզոբար)։

Ցուցում.—Կազմել գծագիրը։

6. 11. Հակադարձելի 12 և 34 իզոբարները գտնվում են 23 և 14 հակադարձելի ադիաբատների միջև. այս իզոբարներում էնթալպիայի աճերը համապատասխանաբար հավասար են H_2-H_1 և H_4-H_3։ Որքա՞ն այս աճերից մեծն է մեծ։

6. 12. Իդեալական գազում կատարվում է 12341 հակադարձելի ցիկլը, որում 12-ը և 34-ը իզոբարներ են, իսկ 23-ը և 41-ը իզոխորներ։ Հաշվել $Q=\oint dQ$, համարելով C_v և C_p ջերմունակությունները հաստատուն, և ընդունելով՝ $T_3=\alpha T_1$, $T_3=\beta T_2$, որտեղ α և β գործակիցները կարող են ունենալ ցանկացած դրական արժեքներ։

Հաշվել W_e-ն և համոզվել, որ $W_e+Q=0$։ α և β գործակիցներին տալով զանազան արժեքներ, $p-V$ դիագրամի վրա կառուցել 1234 ցիկլը (օրինակ՝ $\alpha=\frac{3}{2}$, $\beta=2$; $\alpha=\frac{1}{2}$, $\beta=\frac{3}{2}$; $\alpha=\frac{1}{2}$, $\beta=\frac{1}{2}$ և այլն)։



Նկ. 6—23

6. 13. Ցածր ջերմաստիճանների դեպքում գազերի իզոթերմը $pV-p$ դիագրամի վրա ունի նկ. 6—23-ի տեսքը։ Հնարավոր է արդյոք իզոթերմի վրա վերցնել a, b; e, f; i, k զույգ կետեր, որպեսզի բավարարեն

$$H_b-H_a<U_b-U_a,$$

$$H_f-H_e=U_f-U_e,$$

$$H_k-H_i>U_k-U_i$$

պահանջներին։

6. 14. Անոթի բաժանմունքներից մեկում պարունակվում է քլոր, իսկ մյուսում՝ ջրածին, որոնք ունեն միևնույն t ջերմաստիճանը և գրամմոլերի նույն (n) թիվը։ Գազերն իրարից անջատող դիաֆրագման հեռացնելիս տեղի է ունենում քլորաջրածնի իզոխոր-ադիաբատ ապաջացում, և ջերմաստիճանը բարձրանում է մինչև t'։

Ցույց տալ, որ t ջերմաստիճանի դեպքում 2n գրամմոլ քլորաջրածնի ներքին էներգիան n գրամմոլ ջրածնի և n գրամմոլ քլորի ներքին էներգիաների գումարից փոքր է։

Բերել համանման օրինակ։

Ցուցում.—Ցուրաքանչյուր իզոխոր-ադիաբատ պրոցեսում ներքին էներգիան հաստատուն է։

6. 15. Ցույց տալ, որ եթե x հատկանիշի իզոխոր-ադիաբատ մեծացումը բարձրացնում է սիստեմի ջերմաստիճանը, ապա x հատկանիշի իզոխոր-իզոթերմ մեծացումը կփոքրացնի ներքին էներգիան։

Համաձայնության եք արդյոք այս ընդհանուր դրույթը նախորդ խնդրում քննարկվածի վերաբերյալ։

Լուծում.— Գիտենք հետևյալ առնչությունը.

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{v,a} \cdot \left(\frac{dx}{\partial Q}\right)_{v,t} \cdot \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_{v,x} = -1,$$

որտեղ a նիշը նշանակում է ադիաբատ պրոցեսը։ Ըստ խնդրի պայմանի՝ $d_{v,a}t > 0$, եթե $d_{v,a}x > 0$, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{v,a} > 0. \qquad \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_{v,x} = C_{v,x} > 0,$$

քանի որ կայուն հավասարակշռության վիճակում յուրաքանչյուր իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունը դրական է (տե՛ս 4, 5, 12)։

Այսպիսով՝ $\left(\frac{\partial x}{\partial Q}\right)_{v,t} < 0$, կամ՝ $\left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{v,t} < 0$։

Սակայն ցանկացած իզոխոր պրոցեսում $dQ = dU$, հետևաբար, $d_{v,t}Q = d_{v,t}U$, ուրեմն $\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{v,t} < 0$, այսինքն՝ երբ $d_{v,t}x > 0$ պետք է $d_{v,t}U < 0$, ինչ որ պահանջվում էր ապացուցել։

6. 16. Ցույց տալ, որ եթե որևէ x հատկանիշի իզոբար-իզոթերմ մեծացումն առաջացնում է էնթալպիայի մեծացում, ապա x-ի իզոբար-ադիաբատ մեծացումը առաջացնում է սիստեմի ջերմաստիճանի իջեցում։

Ցուցում.— Նպատակահարմար է այս խնդիրը համեմատել 6. 15-ի հետ, գիտել այնպիսի առնչությունը, որի համանմանի օգնությամբ լուծել ենք 6.15 խնդիրը. Նկատի ունենալ, որ միշտ $C_{p,x} > 0$։

6.17 Դիցուք x-ը սիստեմի հատկանիշներից մեկն է։ Ցույց տալ, որ x-ի իզոթերմ մեծացման թաքնված ջերմությունը և ջերմաստիճանի փոփոխությունը x-ի ադիաբատ մեծացման դեպքում կամ տարանիշ են, կամ նույնանիշ, նայած այն բանին, թե սիստեմի ջերմունակությունը $x = \text{const}$. պրոցեսում դրական է, թե բացասական։

Բերել օրինակներ։

Ցուցում.— Որոշել այս խնդրի տարբերությունը 6.15 խնդրից։ Հիշել, որ ջերմունակությունը կարող է բացասական լինել, օգտվել 6.15 խնդրում օգտագործվածին համանման առնչությունից։

Գլուխ VII

ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՆԿԱՏՄԱՄԲ

§ 7, 1. ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԵԽԱՆԻԿՈՐԵՆ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

1. *§ 6, 3, 3-ում մենք մեխանիկորեն հակադարձելի անվանեցինք այնպիսի պրոցեսները, որոնց ընթացքում շփման ուժերը բոլորովին աշխատանք չեն կատարում, կինետիկ էներգիան արհամարհելիորեն փոքր է և*

$$dW_0 = -dW_1 = -pdV. \qquad (7, 1, 1)$$

Ջերմայնորեն հակադարձելի պրոցեսներն այն պրոցեսներն են, որոնց ժամանակ սիստեմի բոլոր մասերում ջերմաստիճանը միևնույնն է և անվերջ փոքր չափով է տարբերվում շրջապատող միջավայրի ջերմաստիճանից։ Եթե սիստեմի և շրջապատող միջավայրի ջերմաստիճանների տարբերությունը վերջավոր է, ապա ամեն մի ոչ ադիաբատ պրոցես կլինի ջերմայնորեն անհակադարձելի։

Ակնհայտ է, մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսը կարող է ջերմայնորեն անհակադարձելի լինել։ Այսպես, օրինակ, եթե հեղուկ-գոլորշի սիստեմի արտաքին ճնշումը հաստատուն է և հավասար է սիստեմի ճնշմանը, այսինքն՝ եթե

$$f = p,$$

իսկ միջավայրի τ ջերմաստիճանը բարձր է սիստեմի t ջերմաստիճանից ($\tau > t$), ապա գոլորշիացումը կլինի ջերմայնորեն անհակադարձելի, բայց եթե գոլորշիացումը կատարվում է «աստիճանաբար», ապա պրոցեսը մեխանիկորեն հակադարձելի կլինի («աստիճանաբար» այստեղ նշանակում է, որ ջերմությունը հաղորդվում է փոքր բաժիններով և հաղորդումների միջև ընկած ընդմիջումները շարունակվում են այնքան, ինչքան որ անհրաժեշտ է սիստեմում հավասարակշռություն հաստատելու համար)։

2. *Առաջին սկզբունքի*

$$dU = dQ + dW. \qquad (7, 1, 2)$$

հավասարումը կիրառելի է բոլոր՝ հակադարձելի և անհակադարձելի տարբական պրոցեսների նկատմամբ։ Մեխանիկական հակադարձելիությունը հանդիսանում է անհրաժեշտ նախադրյալ պրոցեսի հակադարձելիության համար։ Ուստի (7, 1, 1)-ից եզրակացնում ենք.

Հակադարձելի կամ միայն մեխանիկորեն հակադարձելի տարբական պրոցեսների դեպքում առաջին սկզբունքի հավասարումը գրվում է այսպես՝

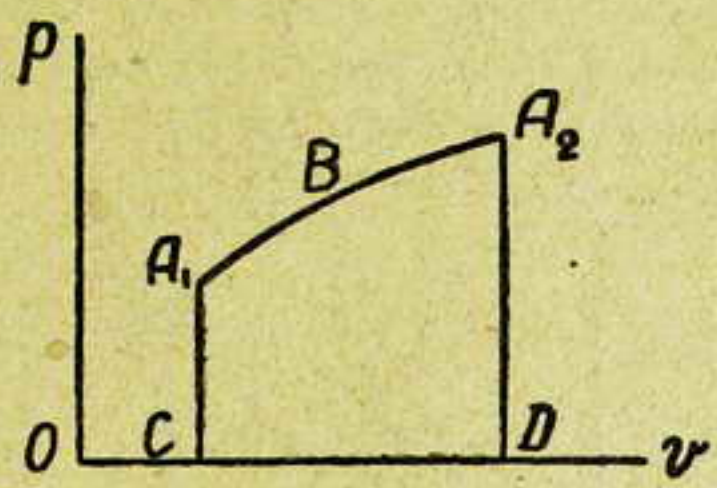
$$\left.\begin{aligned} dU&=dQ-dW\\ dU&=dQ-pdV\\ dQ&=dU+pdV \end{aligned}\right\} \qquad (7,1,3)$$

(7, 1, 3) պայմաններն անհրաժեշտ են, բայց ոչ միշտ բավարար՝ տարբական պրոցեսների հակադարձելիության համար։

3. (7, 1, 3)-ից անմիջականորեն բխում է մի կարևոր եզրակացություն, այն է՝ ջերմության քանակի նկատմամբ մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսները չեն տարբերվում հակադարձելի պրոցեսներից. այս ավելի մանրամասն կարելի է արտահայտել այսպես.

(7, 1, 4) p—V դիագրամի վրա որոշակի գծով պատկերվող մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսի ջերմությունը բոլորովին կախված չէ այն բանից, թե պրոցեսը ջերմայնորեն հակադարձելի՞ է, թե՞ ոչ։

Իսկապես, դիցուք (նկ. 7—1) A_1BA_2-*ը մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսի դիծը են է* p—V *դիագրամում,* Q_{12}-*ը՝ պրոցեսի ջերմությունը, իսկ* U_1, V_1-*ն ու* U_2, V_2-*ը համապատասխանաբար սիստեմի ներքին էներգիան և ծավալն են* A_1 *և* A_2 *վիճակներում։*



Նկ. 7—1

Այդ դեպքում, գրելով A_1BA_2 *վերջավոր պրոցեսի համար (7, 1, 3)-ը, ունենում ենք՝*

$$U_2-U_1=Q_{12}-\int_{V_1}^{V_2}pdV$$

կամ, քանի որ

$$\int_{V_1}^{V_2}pdV=\text{մակ. } CA_1BA_2DC,$$

ապա

$$Q_{12}=U_2-U_1+\text{մակ. } CA_1BA_2DC.$$

Այստեղ աջ մասը բոլորովին կախված չէ նրանից, թե A_1BA_2 *պրոցեսը ջերմայնորեն հակադարձելի՞ է, թե՞ անհակադարձելի։ Հետևապես* Q_{12}-*ը նույնպես կախված չէ դրանից։ Այսպիսով (7, 1, 4)-ն ապացուցված է։*

Բոլոր իզոխոր պրոցեսները մեխանիկորեն հակադարձելի են, որովհետև* $dV=0$, *ուստի և* $dW_e=-fdV=0$, $dW_i=pdV=0$, $dW_e=-dW_i$, *այսինքն՝ (7, 1, 1) պայմանն իրականացված է։ Այստեղից մենք տեսնում ենք, որ իզոխոր պրոցեսների դեպքում (7, 1, 4)-ը համընկնում է ավելի առաջ արտածված (6, 6, 4) դրույթին. «իզոխոր պրոցեսի ջերմությունը կախված է միայն սիստեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներից և*

* *Այս մասին ավելի մանրամասն տե՛ս § 14, 2 և (14, 2, 3)։*

ամենևին կախված չէ պրոցեսի հակադարձելիությունից կամ չհրմայնորեն հակադարձելիությունից։ (7, 1, 4)-ը կիրառելի է մեխանիկորեն հակադարձելի ցանկացած ցիկլի նկատմամբ և հանգեցնում է հետևյալ արդյունքին.

(7, 1, 5) Մեխանիկորեն հակադարձելի ցիկլի ընթացքում ստացված ջերմությունը հավասար է սիստեմի ճնշման աշխատանքին և չափվում է p—V դիագրամում ցիկլի եզրագծի մակերեսով:

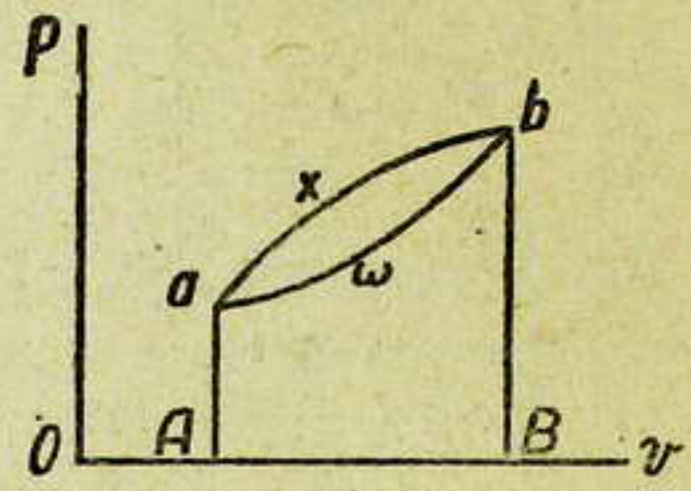
Այս գլխի հաջորդ բոլոր արտածումները հիմնվում են (7, 1, 3) հավասարությունների վրա, որոնք կիրառելի են ինչպես հակադարձելի, նույնպես և մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների նկատմամբ։

Հետագայում՝ մինչև այս գլխի վերջը, «հակադարձելի» ասելով կհասկանանք նաև «մեխանիկորեն հակադարձելի»։

§ 7, 2. ԹԵՈՐԵՄԱՆԵՐ ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՋԵՐՄՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

1. Դիցուք սիստեմի a և b վիճակները անվերջ մոտ են, այսինքն՝ սիստեմի ցանկացած z հատկանիշի արժեքները այդ երկու վիճակներում տարբերվում են իրարից առաջին կարգի dz անվերջ փոքրով՝

$$z_a - z_b = dz,$$



Նկ. 7—2

(Ակնհայտ է, որ հատկանիշներից մի քանիսը կարող են բոլորովին չփոփոխվել, մի քանի հատկանիշների փոփոխությունները կարող են երկրորդ կարգի անվերջ փոքրեր լինել. բայց ոչ մի հատկանիշ չպետք է փոփոխվի վերջավոր մեծությամբ)։ Այսպիսով՝ ներքին էներգիայի, ծավալի, ճընշման, ջերմատևողականի և այլ աճերը a վիճակից b-ին անցնելիս՝

$$dU = U_b - U_a, \quad dV = V_b - V_a, \quad dp = p_b - p_a \dots$$

կլինեն որպես առաջին կարգի անվերջ փոքրեր։

Ենթադրենք, որ a կետից b կետին անցնելը կարելի է իրականացնել երկու x(axb) և ω(aωb) (նկ. 7—2) էլեմենտար հակադարձելի պրոցեսներով։

Նշանակենք x և ω պրոցեսների հետ կապված անվերջ փոքր մեծությունները համապատասխանաբար d-ով ու δ-ով։

Այդ դեպքում ըստ (7, 1, 2)-ի x և ω պրոցեսներում ունենում ենք՝

$$dU = dQ + dW, \qquad \delta U = \delta Q + \delta W. \qquad (7, 2, 1)$$

Բայց ներքին էներգիայի, ինչպես և ցանկացած այլ z հատկանիշի

աճը լուծին որոշվում է սկզբնական ու վերջնական վիճակներով (և բոլորովին կախված չէ մի վիճակից մյուսը տանող պրոցեսից), այսինքն՝

$$dU=\delta U, \quad dz=\delta z,$$

ուստի և (7, 2, 1)-ից հետևում է

$$dQ-\delta Q=\delta W_o-dW_o, \qquad (7, 2, 2)$$

x և ω պրոցեսների հակադարձելիության դեպքում (7, 1, 1)-ից և (7, 2, 2)-ից ստանում ենք՝

$$dQ-\delta Q=dW_1-\delta W_1, \qquad (7, 2, 3)$$

որտեղ $dW_1=$ *մակ.* $AaxbBA$, $\delta W_1=$ *մակ.* $Aa\omega bBA$,

իսկ

$$dW_1-\delta W_1=\text{մակ. } axb\omega a, \qquad (7, 2, 4)$$

Քանի որ մենք ընդունել ենք, որ dp*-ն և* dV*-ն առաջին կարգի անվերջ փոքրեր են, ապա* axb *և* aωb *պրոցեսների գծերի երկարությունները նույնպես պետք է դիտել որպես առաջին կարգի անվերջ փոքրեր, իսկ*

$$axb\omega a=e_2$$

մակերեսը կլինի երկրորդից ոչ ցածր կարգի անվերջ փոքր։

Այսպիսով, ըստ (7, 2, 3)-ի և (7, 2, 4)-ի՝

$$dQ-\delta Q=e_2, \qquad (7, 2, 5)$$

որտեղ e_2*-ը երկրորդից ոչ ցածր կարգի անվերջ փոքր է։*

Արհամարհելով երկրորդ և ավելի բարձր կարգի անվերջ փոքրերը, կունենանք՝

$$dQ=\delta Q \qquad (7, 2, 6)$$

(7, 2, 6)-ը նշանակում է հետևյալը՝

(7, 2, 6′) Եթե a վիճակից անվերջ մոտ b վիճակին անցումը կարելի է իրականացնել մի քանի հակադարձելի տարբական պրոցեսների միջոցով, ապա՝ երկրորդ կարգից ոչ-ցածր անվերջ փոքրերի ճշտությամբ, այդ պրոցեսների ջերմություններն իրար հավասար են։

(7, 2, 6) Թեորեման ճիշտ է միայն հակադարձելի տարբական պրոցեսների դեպքում։ Իսկապես, ընդհանուր դեպքում, երբ պրոցեսները կարող են լինել և անհակադարձելի, պետք է օգտվել (7, 2, 2) հավասարությունից, որի մեջ ω և x տարբական պրոցեսների աշխատանքների δW_o-dW_o *տարբերությունը կարող է լինել ոչ թե երկրորդ, այլ առաջին կարգի փոքրություն։ Այսպես, եթե սիստեմը իդեալական գազ է, ω-ն դեպի դատարկությունը ընդարձակման պրոցես է, իսկ x-ը՝ հակադարձելի իզոթերմ ընդարձակման պրոցես, ապա*

$$\delta W_o=0, \quad dW_o=-dW_1=-pdV,$$

$\delta W_o-dW_o=+pdV$ *տարբերությունը (ինչպես և* dV*-ն) առաջին կարգի (այլ ոչ թե երկրորդ) անվերջ փոքր է, ուստի և չի կարող արհամարհվել։*

Այստեղ նպատակահարմար է համեմատել (7, 2, 6) բանաձևը սիստեմի որևէ z հատկանիշի ածի համապատասխան բանաձևի հետ։ Քանի որ հատ-

կանիչի աճը կախված է միայն նախնական և վերջնական վիճակներից, ապա բոլոր պայմանների դեպքում (վերջավոր կամ տարրական պրոցեսներ, հակադարձելի կամ անհակադարձելի) ունենում ենք՝

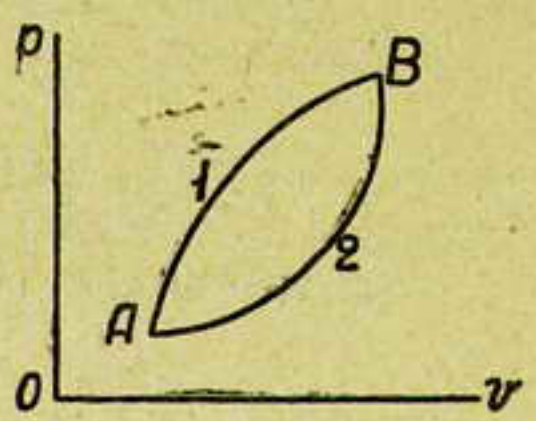
$$\Delta z = z_b - z_a, \qquad (7, 2, 7)$$

իսկ եթե պրոցեսները տարրական են (միևնույնն է՝ հակադարձելի, թե ոչ)

$$\delta z = dz \qquad (7, 2, 7')$$

(7, 2, 7′)-ը իր ձևով միանգամայն համընկնում է (7, 2, 6)-ին։ Սակայն պետք է հիշել, որ (7, 2, 7′)-ը կիրառելի է ընդհանուր սկիզբ ու ընդհանուր վերջ ունեցող բոլոր տարրական պրոցեսների նկատմամբ, իսկ (7, 2, 6)-ը՝ միայն հակադարձելի պրոցեսների նկատմամբ։ (7, 2, 7) հավասարությանը պետք է համապատասխանեն A_1B և A_2B վերջավոր պրոցեսներում սիստեմին հաղորդված ջերմության համար (նկ. 7—3)

$$Q_{A1B} = Q_{A2B} \qquad (7, 2, 8)$$



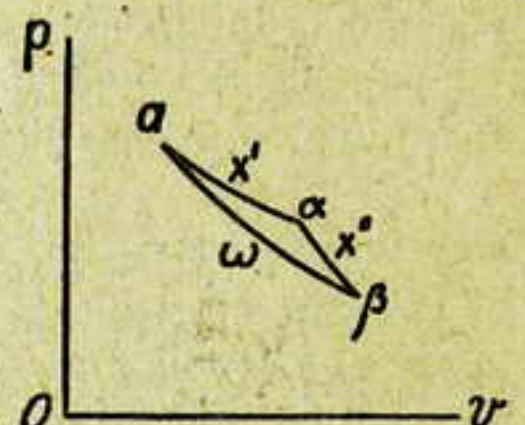
Նկ. 7—3

հավասարությունը։ Սակայն (7, 2, 8)-ն ընդհանրապես սխալ է, որովհետև միջավայրից հաղորդված ջերմությունը սիստեմի հատկանիշ չէ։ (7, 2, 8)-ը ճիշտ է լինում միայն այն մասնավոր դեպքում, երբ հաղորդված ջերմությունը հավասար է որոշ հատկանիշի աճին (օրինակ՝ ցանկացած իզոխոր AB պրոցեսում

$$Q_{AB} = U_B - U_A).$$

2. Ենթադրենք, որ x-ը կազմված է x′ և x″ հակադարձելի տարրական պրոցեսների հաջորդականությունից (նկ. 7—4)։ Այդ դեպքում, նշանակելով x, x′ և x″ պրոցեսներին վերաբերող անվերջ փոքր մեծությունները համապատասխանաբար d, d′ և d″-ով, կարող ենք գրել՝

$$dQ = d'Q + d''Q;$$



Նկ. 7—4

(7, 2, 5)-ի և (7, 2, 6)-ի փոխարեն կստանանք՝

$$d'Q + d''Q - \delta Q = \varepsilon_2 \qquad (7, 2, 9)$$

և (արհամարհելով ε_2 մեծությունը)

$$\delta Q = d'Q + d''Q, \qquad (7, 2, 10)$$

(7, 2, 10) արդյունքը բառերով ավելի պարզ ձևակերպելու համար նպատակահարմար է սիստեմի վիճակները, ինչպես ցույց է տրված նկ. 7—4-ում, նշանակել a, α և β-ով։ Այդ դեպքում ω, x′, x″ տարրական պրոցեսները համապատասխանաբար կնշանակվեն՝ aβ, aα, αβ և (7, 2, 10)-ը կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ՝

(7, 2, 10′) Եթե aβ, aα, αβ կամայական տարրական պրոցեսներից յուրաքանչյուրը հակադարձելի է, ապա՝ երկրորդ կարգից ոչ ցածր անվերջ փոքրերի ճշտությամբ, aβ պրոցեսի δQ ջերմությունը հավասար է aα և αβ պրոցեսների d′Q և d″Q ջերմությունների գումարին։

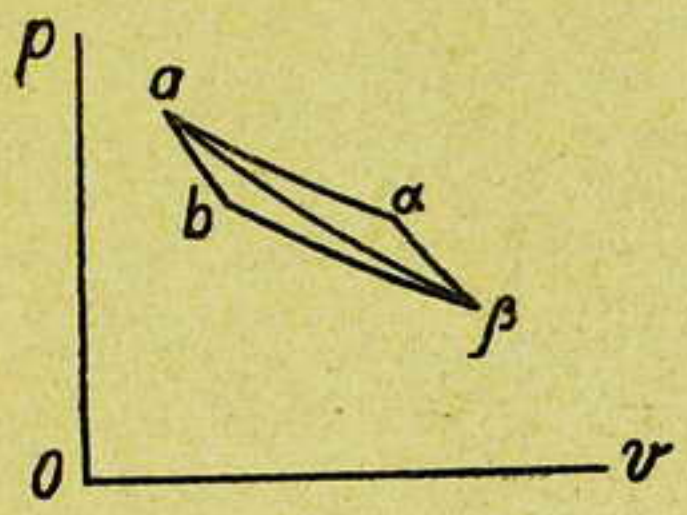
Դիցուք αβ-ն տարրական հակադարձելի ադիաբատ պրոցես է (նկ. 7—5). այդ դեպքում՝

$$d''Q=0 \quad \text{և} \quad \delta Q=d'Q, \qquad \text{այսինքն՝}$$

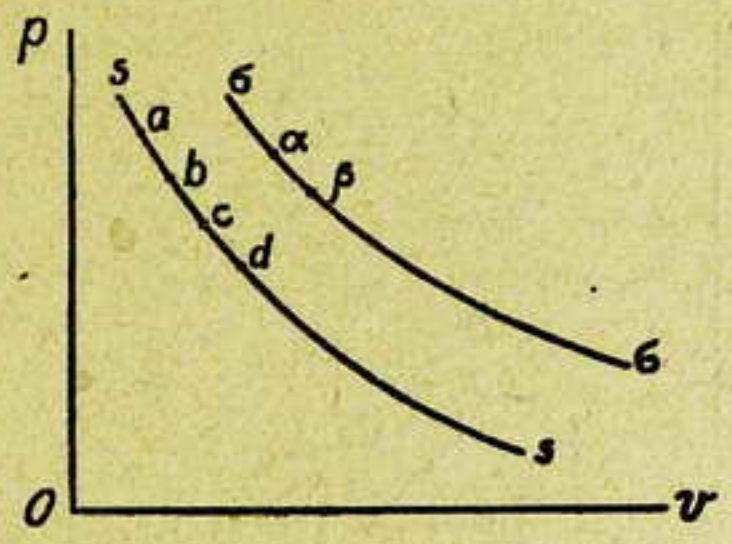
(7, 2, 11) Եթե α և β վիճակները դասավորված են միևնույն հակադարձելի ադիաբատի վրա (նկ. 7—5), ապա aα և aβ էլեմենտար հակադարձելի պրոցեսների ածվերջ փոքր ջերմություններն իրար հավասար են (երկրորդից ոչ-ցածր կարգի ածվերջ փոքրերի ճշտությամբ):

Այս պնդությունը կարելի է փոքր-ինչ ընդհանրացնել։ a կետով տանենք մի հակադարձելի ադիաբատ (նկ. 7—5) և նրա վրա վերցնենք a-ին անվերջ մոտ b կետը։ Այժմ ունենք մի զույգ անվերջ մոտ կետեր (a և b) մի ադիաբատի վրա և մի զույգ անվերջ մոտ կետեր (α և β) մյուս ադիաբատի վրա, ըստ որում՝ երկու ադիաբատներն էլ հակադարձելի են։

Ակնհայտ է, որ (7, 2, 11) պնդությունը վերաբերում է ոչ միայն aα և aβ պրոցեսներին, այլև βa և βb պրոցեսներին, կամ շնորհիվ սրանց հակադարձելիության՝ aβ և bβ պրոցեսներին։



Նկ. 7—5



Նկ. 7—6

Այսպիսով՝ aβ, aα և bβ պրոցեսների ջերմությունները պետք է իրար հավասար լինեն (երկրորդից ոչ ցածր կարգի անվերջ փոքրերի ճշտությամբ)։ Այս կարևոր պնդությունը ավելի մանրամասն կարելի է ձևակերպել հետևյալ կերպ (նկ. 7—6).

(7, 2, 12) Դիցուք s և σ հակադարձելի ադիաբատներն իրար անվերջ մոտ են, և s-ի վրա ընտրված է ab տարրական մասը:

s ադիաբատի ab մասում սկսվող և σ ադիաբատի վրա վերջացող բոլոր հակադարձելի տարրական պրոցեսների ածվերջ փոքր ջերմություններն իրար հավասար են (երկրորդ կարգի ածվերջ փոքրերի ճշտությամբ) և, հետևապես, ունեն միևնույն նշանը:

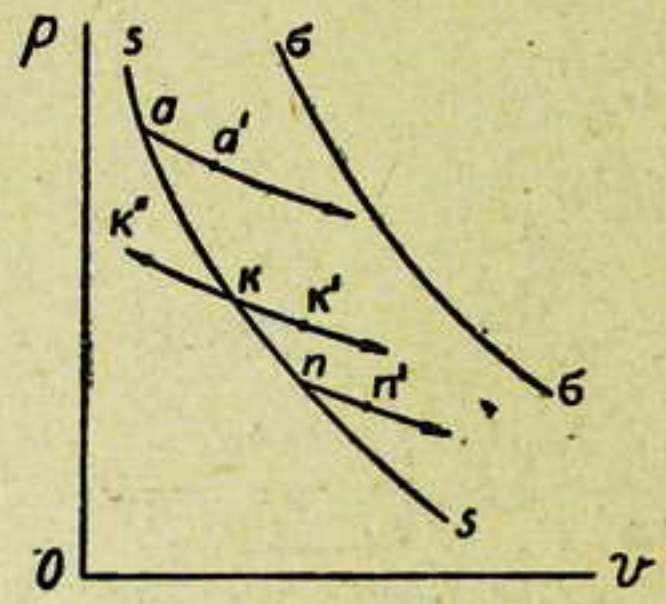
Մտքով s ադիաբատը բաժանենք ab, bc, cd,... անվերջ փոքր մասերի (նկ. 7—6)։ (7—2, 12) թեորեման կիրառելի է այդ մասերից յուրաքանչյուրի նկատմամբ։ Այդ դեպքում ab-ի վրա սկսվող և σ-ի վրա վերջացող տարրական պրոցեսների ջերմություններն ունեն միևնույն նշանը։ bc-ի վրա սկսվող նույնպիսի պրոցեսների ջերմություններն ունեն միևնույն նշանը և այլն։

Հետևապես, s-ի վրա սկսվող և σ-ի վրա վերջացող բոլոր այսպիսի տարրական պրոցեսների ջերմություննների նշանը միևնույնն է։

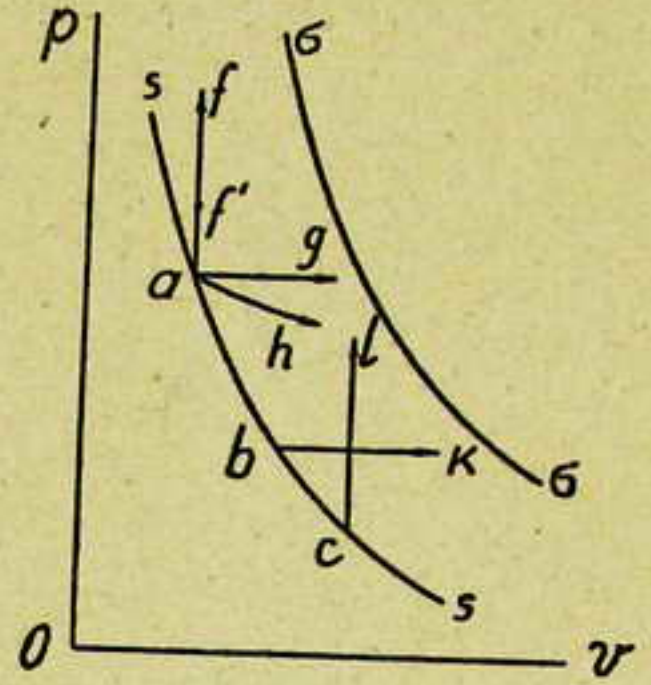
Մենք հանդեցինք հետևյալ արդյունքին.

(7, 2, 13) Մի հակադարձելի ադիաբատի վրա սկսվող և դեպի մյուս հակադարձելի ադիաբատն ուղղված տարրական հակադարձելի պրոցեսների ջերմությունները պետք է ունենան միևնույն նշանը:

Այսպես, օրինակ, եկեք ադրենք, որ հակադարձելի s ադիաբատի որևէ կետերում (a, k, n, նկ. 7—7) սկսվում են դեպի հակադարձելի σ ադիաբատն ուղղված հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսներ aa′, kk′ nn′ մասերի թաքնված ջերմությունները պետք է միևնույն նշանը ունենան։ Ուստի, եթե aa′ պրոցեսի թաքնված ջերմությունը դրական է, ապա kk′ և nn′ պրոցեսների ջերմությունները պետք է նույնպես դրական լինեն։ Ակնհայտ է, որ հակադարձելի իզոթերմի σ ադիաբատին հակառակ ուղղված kk″ անվերջ փոքր մասում թաքնված ջերմությունը բացասական կլինի.



Նկ. 7—7



Նկ. 7—8

Նկ. 7—8-ում af-ն *ու* cl-ը *հակադարձելի իզոխորներ են,* ag-ն *ու* bk-ն՝ *հակադարձելի իզոբարներ,* ah-ը՝ *հակադարձելի իզոթերմ։ Այս բոլոր պրոցեսներն սկսվում են* s *հակադարձելի ադիաբատի վրա (այսինքն՝* a, b, c *կետերը գտնվում են* s-*ի վրա) և *ուղղված են դեպի հակադարձելի* σ *ադիաբատը։ Ուստի այս պրոցեսների սկզբնական տարրական մասերի ջերմությունները պետք է ունենան միևնույն նշանը։ Եթե, օրինակ, իզոխորի վրա ճնշման մեծացման հետ միևտեղ, ապա* af *իզոխորի տարրական* af′ *մասում* $Q_{af'}=C_v dt>0$, *քանի որ ըստ պայմանի* $dt>0$, *իսկ միշտ* $C_v>0$)0, [*այս մասին տե՛ս (4, 5, 12)*]։ *Ուստի թվարկված (*af, ag, ah, cl, bk*) բոլոր պրոցեսների սկզբնական մասերում ջերմությունները պետք է դրական լինեն։*

Եթե, ընդհակառակը, իզոխորի վրա ճնշման մեծացման դեպքում ջերմաստիճանն ընկնում է, ապա իզոխորի տարրական af′ *մասում և բոլոր թվարկված պրոցեսների սկզբնական մասերում ջերմությունները բացասական կլինեն։*

3. Բերենք (7, 2, 11) թեորեմայի կիրառման ևս երկու օգտակար օրինակ՝ § 5, 6-ում մասնակիորեն քննարկվեց մի սխեմա, որի մեջ (ա) p—V դիագրամում հակադարձելի ադիաբատն ավելի թեք է, քան իզոթերմը։

Կարելի է պատկերացնել և այնպիսի սխեմաներ, որոնց մեջ

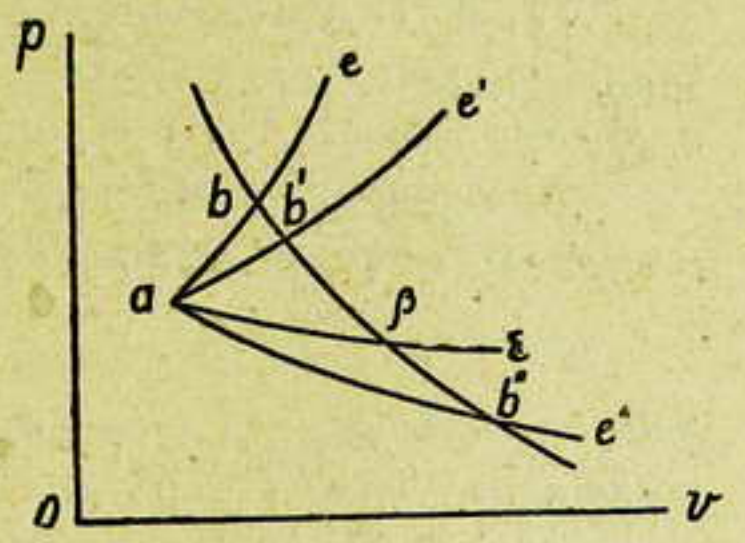
(բ) հակադարձելի ադիաբատը համընկնում է իզոթերմին,

(գ) p—V դիագրամում հակադարձելի ադիաբատի թեքությունը ավելի փոքր է, քան իզոթերմինը։

Հետագայում (12, 7, 1) ցույց կտրվի, որ (գ) դեպքը չի կարելի իրականացնել։ Ամենատարածվածը (ա)-ն է, բայց երբեմն տեղի ունի և (բ)-ն (տե՛ս § 12, 7 և XXII գլուխը)։

Այդ պատճառով այստեղ քննարկված են (7, 2, 11)-ի կիրառումը միայն (ա) և (բ) դեպքերում։

Դիցուք a վիճակում սկսվում են abe, ab′e′, ab″e″, և այլ հակադարձելի պրոցեսներ (նկ. 7—9) և դիցուք bb′βb″-ն a կետին անվերջ մոտ հակադարձելի ադիաբատ է։ Այդ դեպքում abe պրոցեսի ab մասը և ab′e′, ab″e″ պրոցեսների ab′, ab″ մասերը կլինեն անվերջ փոքրեր և, եթե նշանակենք Q_{ab}, $Q_{ab'}$, $Q_{ab''}$-ով այդ մասերի անվերջ փոքր ջերմություններըը, ապա սխեմայի ջերմունակությունները այդ պրոցեսների a կետում կլինեն՝



Նկ. 7—9

$$\left.\begin{aligned} C &= \lim\frac{Q_{ab}}{t_b - t_a},\quad C' = \lim\frac{Q_{ab'}}{t_{b'} - t_a} \\ C'' &= \lim\frac{Q_{ab''}}{t_{b''} - t_a}, \end{aligned}\right\} \quad (7, 2, 14)$$

որտեղ t_a, t_b, $t_{b'}$, $t_{b''}$-ն սխեմայի ջերմաստիճաններն են a, b, b′, b″ վիճակներում։

Ենթադրենք, որ սխեման այնպիսին է, որ հակադարձելի ադիաբատը չի համընկնում իզոթերմին և aβe-ը a կետով անցնող իզոթերմն է։ Այդ դեպքում $t_a = t_\beta$, և մենք կստանանք՝

$$C = \lim\frac{Q_{ab}}{t_b - t_\beta},\quad C' = \lim\frac{Q_{ab'}}{t_{b'} - t_\beta},\quad C'' = \lim\frac{Q_{ab''}}{t_{b''} - t_\beta}. \quad (7, 2, 14')$$

Մյուս կողմից, եթե bb′βb″ հակադարձելի ադիաբատը չի համընկնում իզոթերմին, ապա bb′βb″-ի վրա ջերմաստիճանը պետք է փոփոխվի՝ կամ փոքրանալով ծավալի մեծացման դեպքում, կամ, ընդհակառակը, մեծանալով ծավալի մեծանալու դեպքում (համարյա միշտ տեղի ունի առաջին դեպքը, երկրորդը շատ հազվադեպ է)։ Ծավալի մեծացման դեպքում b, b′, β, b″ կետերը հաջորդականությամբ են $b \to b' \to \beta \to b''$ հաջորդականությամբ։ Ուստի առաջին դեպքում $t_b > t_{b'} > t_\beta > t_{b''}$ և

$$\frac{t_b - t_\beta}{t_{b'} - t_\beta} > 1,\quad \frac{t_{b'} - t_\beta}{t_{b''} - t_\beta} < 0. \quad (7, 2, 15)$$

երկբոբդ դեպքում $t_b<t_{b'}<t_\beta<t_{b''}$ *և քանի որ*

$$\frac{t_b-t_\beta}{t_{b'}-t_\beta}=\frac{t_\beta-t_b}{t_\beta-t_{b'}},\quad \frac{t_{b'}-t_\beta}{t_{b''}-t_\beta}=\frac{t_\beta-t_{b'}}{t_\beta-t_{b''}},$$

ապա նորից տեղի ունեն (7, 2, 15) անհավասարությունները։

(7, 2 11)-ի համաձայն $Q_{ab}=Q_{ab'}=Q_{ab''}$*. ուստի (7, 2, 14)-ից ու (7, 2, 15)-ից ստանում ենք*

$$C':C>1,\quad C':C''<0 \qquad (7,2,16)$$

(7, 2, 16)-ը նշանակում է, որ

(7, 2, 17) Որևէ վիճակում հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակությունը կախված է ո՛չ միայն այդ վիճակից, այլև բուն պրոցեսից (այսինքն՝ այդ պրոցեսի գծի դասավորությունից p—V դիագրամում)։ Յուրաքանչյուր վիճակում հակադարձելի պրոցեսների մի մասի ջերմունակությունը դրական է, մյուս մասինը՝ բացասական։

(7, 2, 17)-ը կիրառելի է ցանկացած սիստեմի նկատմամբ. հետևապես՝ յուրաքանչյուր սիստեմում կարելի է իրականացնել այնպիսի պրոցես, որի ջերմունակությունը բացասական է (տես § 7, 4)։

Քննարկենք այժմ այն դեպքերը, երբ $bb'\beta b''$ *հակադարձելի ադիաբատը համընկնում է իզոթերմին։ Այդ դեպքում, մի կողմից*

$$t_b=t_{b'}=t_\beta=t_{b''}, \qquad (7,2,18)$$

իսկ մյուս կողմից a *կետում ջերմաստիճանը չի կարող հավասար լինել ադիաբատի որևէ (*b, b′, β, b″*) կետի ջերմաստիճանին, այսինքն՝* $t_a\neq t_\beta$*, ուստի ջերմունակության արտահայտության մեջ չի կարելի* t_a*-ն փոխարինել* t_β*-ով և (7, 2, 14′)-ի փոխարեն պետք է օգտվել (7, 2, 14)-ից՝*

$$C=\lim\frac{Q_{ab}}{t_b-t_a},\quad C'=\lim\frac{Q_{ab'}}{t_{b'}-t_a},\quad C''=\lim\frac{Q_{ab''}}{t_{b''}-t_a}.$$

Քանի (7, 2, 11)-ի ու (7, 2, 18)-ի

$$C=C'=C'',$$

բոլոր b, b′, b″ *կետերը հակադարձելի ադիաբատի վրա ընտրված են միանշանակ կամայականորեն. հետևաբար՝ վերջին արդյունքը ցույց է տալիս, որ* a *վիճակում բոլոր հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակությունները միևնույնն են (և մասնավորապես* $C_v=C_p$*)։*

Այս միտքն ավելի ճշգրիտ կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ։

(7, 2, 19) Այն դեպքերում, երբ հակադարձելի ադիաբատը համընկնում է իզոթերմին, սիստեմի ջերմունակությունը հակադարձելի պրոցեսում լիովին որոշվում է սիստեմի վիճակով (բոլորովին կախված չէ պրոցեսից) և չի կարող բացասական լինել։

Ջերմունակության ոչ բացասական լինելը բխում է նրանից, որ եթե բոլոր հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակություններն իրար հավասար են, ապա, օրինակ՝

$$C=C_v=C_p,$$

իսկ (4, 5, 12)-ի և (4, 5, 14)-ի համաձայն՝ C_v *և* C_p*-ն չեն կարող բացասական լինել (այս մասին ասված է նաև գլուխ XXII-ում)։*

Նկատի ունենալով ջերմունակությունների խնդրի կարևորությունը, մենք այն կքննարկենք ևս § 7,4-ում։

4. Անցնենք այժմ սխեմայի մյուսն վիճակում $l=\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t$, $b=\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t$ *թաքնված ջերմությունների և* $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p$, $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$ *ջերմությունների քննարկմանը։ Դիցուք* a*-ն (նկ. 7—10) դիտվող վիճակն է,* abβ*-ն իզոխոր է,* aeε*-ը՝ իզոբար,* afφ*-ն՝ իզոթերմ, իսկ* bef*-ը՝ a-ին անվերջ մոտ ադիաբատ, ըստ որում ենթադրվում է, որ բոլոր այս գործողությունները հակադարձելի են։*

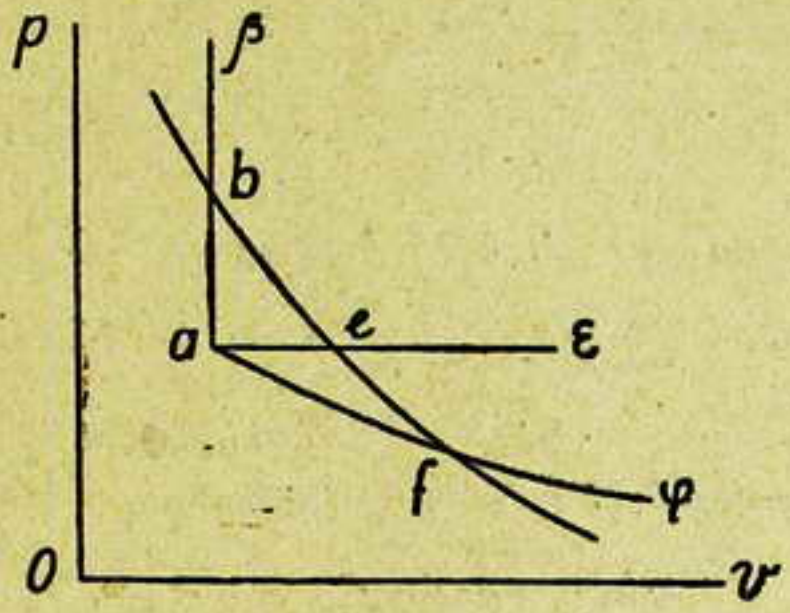
Ակնհայտ է, որ a *վիճակում*

$$l=\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t=\lim\frac{Q_{af}}{V_f-V_a},$$

$$b=\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t=\lim\frac{Q_{af}}{p_f-p_a},$$

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p=\lim\frac{Q_{ae}}{V_e-V_a},$$

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_v=\lim\frac{Q_{ab}}{p_b-p_a}.$$



Նկ. 7—10

Ինչպես երևում է նկ. 7—10-ից՝

$$V_f-V_a>0,\quad V_e-V_a>0,\quad p_b-p_a>0,\quad p_f-p_a<0.$$

Իսկ (7, 2, 11)-ի համաձայն

$$Q_{af}=Q_{ae}=Q_{ab}.$$

Այսպիսով,

(7, 2, 20) *l*-ը, $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p$-ն և $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$-ն միշտ պետք է միևնույն նշանն ունենան, իսկ b-ի նշանը հակառակ է այս երեք մեծությունների նշանին։

§ 7, 3. ՄԻ ՔԱՆԻ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՆԵՇԱՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

1. Նախորդ գլուխներում մենք ծանոթացանք մի շարք մեծությունների հետ՝

$$C_v,\quad C_p,\quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t,\quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s$$

$$l,\ \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s,\ \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s\ \ldots\ ,$$

Այս մեծություններից մի քանիսը բոլոր սխեմաներում ունեն միև-

նույն նշանը։ Այսպես, օրինակ, ըստ (4, 5, 12), (4, 5, 14), (4, 5, 19), (4, 5, 6)-ի ցանկացած սիստեմի կայուն հավասարակշռության վիճակում

$$C_v>0,\quad C_p>0,\quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t<0,\quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s<0.$$

Հիշված մեծություններից մյուսները սիստեմներից մի մասի դեպքում դրական են, մյուսներում՝ բացասական։

Օրինակ, իդեալական գազի դեպքում $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p=\frac{V}{T}>0$, իսկ մաքուր ջրի դեպքում $0°C$ և $+4°C$ միջև $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p<0$։

Այն մեծությունների շարքին, որոնց նշանը կարող է փոփոխվել մի սիստեմից մյուսին անցնելիս, պատկանում են՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s,\ \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s,\ l,\ b,\ \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p,\ \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v.$$

ըստ որում, եթե հակադարձելի ադիաբատի թեքությունն ավելի մեծ է, քան իզոթերմինը, ապա համաձայն (5, 6, 6)-ի $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$ ածանցյալները ունենում են միևնույն նշանը (այսինքն՝ այս երեք ածանցյալները կամ բոլորը դրական են, կամ բոլորը բացասական)։

Ճիշտ նույնպես ըստ (7, 2, 20)-ի l, $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p$ և $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$ մեծությունները պետք է ունենան միևնույն նշանը (այսինքն՝ այս երեք մեծությունները կամ բոլորը դրական են, կամ բոլորը բացասական)։

Ցույց տանք, որ

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s \text{ և } l,\ \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p,\ \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$$

մեծությունների երկու եռյակների նշանները համընկնում են, այսինքն, որ

(7, 3, 1) եթե հակադարձելի ադիաբատը ավելի թեք է, քան իզոթերմը, ապա l, $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p$, $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$, $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$ մեծությունները ունեն միևնույն նշանը, որին հակադիր է $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$ և b մեծությունների նշանը։

Իսկապես, մենք կարող ենք գրել՝

$$C_v=\left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_v=\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v.$$

Բայց $C_v>0$, հետևապես $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$-ն և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն պետք է ունենան միևնույն նշանը։ Այս հանգամանքը, (5, 6, 6)-ի և (7, 2, 20)-ի հետ միևտեղ հանգեցնում է (7, 3, 1)-ին։

Այսպիսով, (7, 3, 1)-ում թվարկված ութ մեծություններից մեկի նշանով կարելի է որոշել մնացած յոթի նշանը։ Այսպես, օրինակ, իդեալական գազերի դեպքում՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{p}{T} > 0,$$

ուստի, (7, 3, 1)-ի համաձայն, l, $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p$, $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$ և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$-ն նույնպես պետք է դրական լինեն, իսկ b-ն ու $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$-ը՝ բացասական։

Ինչպես արդեն ասվեց, մաքուր ջրի դեպքում 0^0C և 4^0C-ի միջև $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$ ածանցյալը բացասական է։ Ուստի, այս ջերմաստիճանների միջև b-ն ու $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$-ը դրական են, իսկ մնացած վեց մեծությունները՝ բացասական։

2. (7, 3, 1)-ը կիրառելի է բոլոր այն սիստեմների նկատմամբ, որոնց մեջ p—V դիագրամում հակադարձելի ադիաբատը թեք է իզոթերմից։ Անցնենք այժմ այնպիսի սիստեմներին, որոնց մեծ հակադարձելի ադիաբատը համընկնում է իզոթերմին։

Արդեն ցույց է տրված (7, 2, 19), որ այսպիսի սիստեմներում բոլոր հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակությունները միևնույնն են։ Վերը բերված 8 մեծությունների վերաբերյալ կարելի է ասել հետևյալը։ Իզոթերմի և ադիաբատի համընկնման դեպքում վերջինիս վրա ջերմաստիճանը չի փոփոխվում, իսկ ճնշումն ու ծավալը փոփոխվում են։

Ուստի, $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$ և $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s$ ածանցյալներից յուրաքանչյուրը հավասար է զրոյի,

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s = 0, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s = 0. \qquad (7, 3, 2)$$

Ճիշտ նույն կերպ զրոյի են հավասար և $l = \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t$ ու $b = \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t$ թաքնված ջերմությունները, քանի որ ադիաբատի հետ համընկնման դեպքում իզոթերմի վրա $d_tQ = 0$, իսկ $d_tV \neq 0$, $d_tp \neq 0$, այսպիսով,

$$l = 0, \qquad b = 0. \qquad (7, 3, 3)$$

Վերջապես, դժվար չէ ապացուցել, որ այսպիսի սիստեմներում

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = 0. \qquad (7, 3, 4)$$

Իսկապես, քննարկելով այն երևակայելի, իրականում տեղի չունեցող դեպքը, երբ p—V դիագրամում իզոթերմն ավելի թեք է, քան հակադար-

ձեւի ադիաբատը, մենք կստանայինք, որ l-ը և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն պետք է ունենան տարբեր նշաններ (տե՛ս տորև՝ խնդիր 7—12)։

Համեմատելով այս արդյունքը (7, 3, 1)-ի հետ, որը իրավացի է այնպիսի սիստեմների համար, որոնց ադիաբատի թեքությունն ավելի մեծ է, քան իզոթերմինը, մենք գալիս ենք այն եզրակացության, որ այն սիստեմներում, որտեղ հակադարձելի ադիաբատը համընկնում է իզոթերմին, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն և l-ը զրո են։

Սրա նման $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$-ն և b-ն միասին դառնում են զրո։

Այսպիսով, մենք հանգեցինք (7, 3, 4)-ին։

Երեք հնարավոր դեպքերի համար l և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ մեծությունները դիտելուց հետևում է նաև (7, 3, 1)-ին հակադարձ մի դրույթ՝

(7, 3, 5) Եթե l-ը և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն զրոյից տարբեր են և ունեն միևնույն նշանը, ապա p—V դիագրամում հակադարձելի ադիաբատն ավելի մեծ թեքություն ունի, քան իզոթերմը։

(7, 3, 5)-ը մենք կօգտագործենք հաջորդ գլխում։

3. Հետագայի համար հետաքրքիր է նաև պարզել $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$, ... b ու β մեծությունների առանձնահատկությունները հեղուկ-գոլորշի սիստեմում։

Այս սիստեմում p-ն կախված է միայն t-ից, և ինչպիսին էլ լինի պրոցեսը, p-ի աճը լիովին որոշվում է t-ի աճով, իսկ $t=\text{const}$. դեպքում նույնպես և $p=\text{const}$. (և ընդհակառակը)։

Ուստի, նշանակելով $\frac{dp}{dt}$-ով p-ի լրիվ ածանցյալն ըստ t-ի և հիշելով, որ $\frac{dp}{dt}>0$, ունենում ենք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{dp}{dt}, \qquad (7, 3, 6)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p = 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = 0, \qquad (7, 3, 7)$$

$$\left|\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t\right| = |b| = \infty, \qquad (3, 7, 8)$$

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t = l, \qquad (3, 7, 9)$$

ըստ որում, համաձայն ջերմունական տվյալների $l>0$։

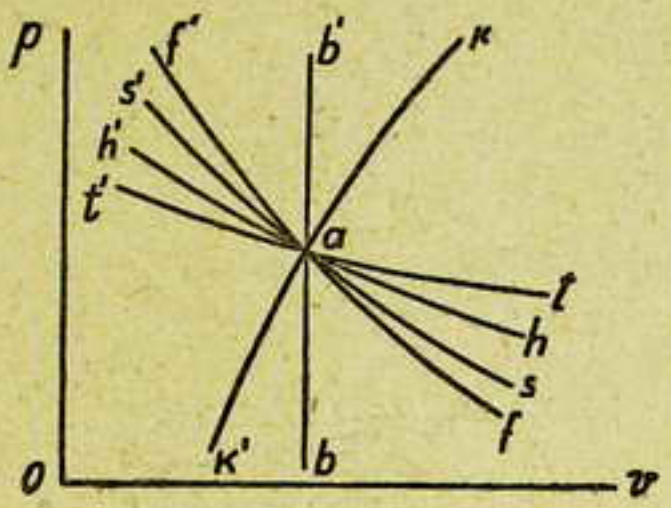
§ 7, 4. ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ՊՐՈՑԵՍԻ ԳԾԻ ԴԱՍԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԻՑ p—v ԴԻԱԳՐԱՄՈՒՄ

1. Շարունակենք § 7, 2, 3-ում սկսված ջերմունակությունների հարցի քննարկումը։

Այն դեպքը, երբ հակադարձելի ադիաբատը համընկնում է իզոթերմին, լիովին սպառված է (7, 2, 19) թեորեմայով։ Մենք այստեղ կզբաղվենք մյուս դեպքով, երբ հակադարձելի ադիաբատի թեքությունն ավելի մեծ է, քան իզոթերմինը։

Դիցուք (նկ. 7—11) s′as *հակադարձելի ադիաբատը,* t′at *իզոթերմը և* f′af, h′ah, k′ak *պրոցեսների գծերն անցնում են* a *կետով (նկ. 7—11)։*

Այս գծերի դասավորությունը կարելի է հեշտ գնահատել, եթե հատենք նրանց a *կետը շրջապատող որևէ փակ կորով։ Այս կետը կրաժանի յուրաքանչյուր կորը, օրինակ՝* h′ah*-ը, երկու մասի՝* ah *աջ մասի, որի վրա ծավալը մեծանում է և* ah′ *ձախ մասի, որի վրա ծավալը փոքրանում է։ Շրջագծի շրջանցման ժամանակ «աջ» մասերը հանդիպում են նույն հաջորդականությամբ, ինչպես «ձախ» մասերը։*



Նկ. 7—11

Օրինակ՝ նկ. 7—11-ում ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ շրջանցման դեպքում հաջորդականությունը հետևյալն է՝

«աջ» մասերը... ak, at, ah, as, af,

«ձախ» մասերը... ak′, at′, ah′, as′, af′։

Այստեղից երևում է, որ կորերի դասավորության սահմանման ժամանակ կարելի է սահմանափակվել միայն նրանց աջ մասերի քննարկումով։

Տանենք նաև b′ab *իզոխորը, ըստ որում* a*-ից* b *ճնշումն ընկնում է, իսկ* a*-ից* b′ *ճնշումը աճում է։*

Գիծը կարող է դասավորված լինել ab*-ի և* as*-ի միջև (օրինակ՝* af*-ը),* as*-ի և* at*-ի միջև (օրինակ,* ah*-ը) և* at*-ի և* ab′*-ի միջև (օրինակ՝* ak*-ն)։*

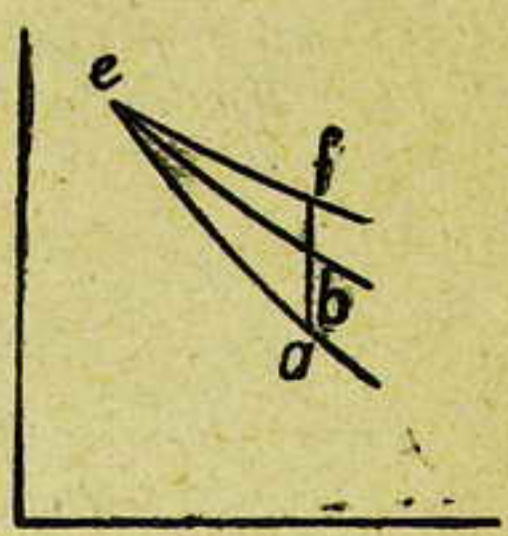
Մեզ համար միանգամայն բավարար է գծերի դասավորությունը որոշելու այսպիսի եղանակը՝ իզոխորի և ադիաբատի միջև (այսինքն՝ ab*-ի և* as*-ի միջև), ադիաբատի և իզոթերմի միջև, իզոթերմի և դեպի վեր ուղղված իզոխորի միջև (այսինքն՝* at*-ի և* ab′*-ի միջև)։ Սրանով լիովին սպառվում են դասավորության բոլոր հնարավոր դեպքերը։*

2. Դիցուք սխեմայի a, b, e, f *վիճակներն իրար անվերջ մոտ են, իսկ* ab, ae, af *տարրական պրոցեսները հակադարձելի են, ըստ որում (նկ. նկ. 7—12, 7—13, 7—14)* abf*-ը իզոխոր է,* ae*-ն այն պրոցեսն է,*

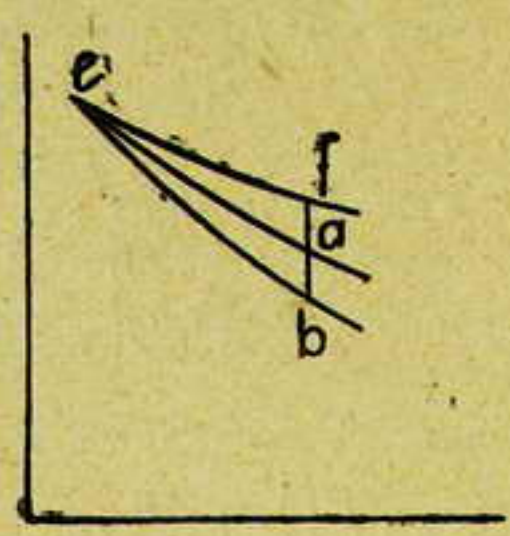
որի ջերմունակությունը ուսումնասիրվում է, be-ն ադիաբատ է, իսկ fe-ն իզոթերմ է, ուստի և e ու f կետերում ջերմաստիճանը միևնույնն է՝

$$t_e = t_f,$$

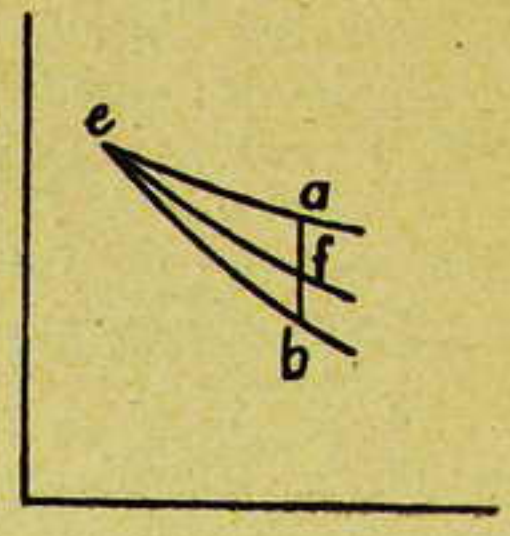
Ուսումնասիրվող ae պրոցեսի հետ կապված անվերջ փոքր մեծու-



Նկ. 7—12



Նկ. 7—13



Նկ. 7—14

թյուններըը նշանակենք δ-ով. այսպես, օրինակ՝ δQ-ն այդ պրոցեսի ջերմաբերությունն է, δt-ն՝ ջերմաստիճանի աճը.

$$\delta t = t_e - t_a = t_f - t_a \quad (\text{քանի որ } t_e = t_f),$$

Իզոխոր պրոցեսի ab մասի հետ կապված անվերջ փոքր մեծությունները նշանակենք d_v-ով. այսպես, օրինակ՝ d_vQ-ն ab էլեմենտար մասի ջերմություն է, d_vt-ն՝ ջերմաստիճանի աճը՝ $d_vt = t_b - t_a$,

Նշանակենք C և C_v համապատասխանաբար ae և ab պրոցեսների ջերմունակությունները a կետում։ Այդ դեպքում

$$C = \frac{\delta Q}{\delta t}, \quad C_v = \frac{d_v Q}{d_v t}$$

կամ՝

$$\delta Q = C\delta t, \quad d_v Q = C_v d_v t.$$

Բայց այս բոլոր պրոցեսները հակադարձելի են, ըստ որում ae և ab պրոցեսները վերջանում են be ադիաբատի վրա։ Ուստի, (7, 2, 11) թեորեմայի համաձայն, $\delta Q = d_v Q$ և հետևապես

$$C = C_v \frac{d_v t}{\delta t}, \qquad (7, 4, 1)$$

Քանի որ C_v-ն միշտ դրական է (տես 4, 5, 12), ապա ըստ (7, 4, 1)-ի ae պրոցեսում C ջերմունակության նշանը համընկնում է $\frac{d_v t}{\delta t}$-ի նշանին։ Այս նշանը հեշտությամբ որոշվում է եռապարամետր սիստեմի դեպքում։

Դիցուք որպես պարամետրներ են ընդունված p-ն, V-ն և m=const.

Այդ դեպքում իզոխոր պրոցեսում (V=const.) *ջերմաստիճանը ֆունկցիա կլինի մխայն ճնշումից՝* $t=\varphi(p)$ *և* $d_v t=\varphi'(p)d_v p$:

Այստեղից հետևում է, որ a *վիճակում սկսվող տարրական իզոխոր պրոցեսում ջերմաստիճանի տարրական աճի նշանը կախված է ճնշման աճի նշանից, և այս երկու աճերը համեմատական են իրար:*

ab *և* af *տարրական իզոխոր պրոցեսներում ճնշման աճերը անվերջ փոքր* ab *և* af *հատվածներն են, և նրանց համապատասխանում են ջերմաստիճանի* $d_v t$ *և* $\delta t=t_f-t_a$ *աճերը: Երբ* ab *և* af*-ը ունենում են միևնույն նշանը (նկ. նկ. 7—12 և 7—14), ապա* $d_v t$*-ն և* δt*-ն նույնպես պետք է ունենան միևնման նշանները, և* $\frac{d_v t}{\delta t}$ *հարաբերությունը կլինի դրական:*

Երբ ab*-ի ու* af*-ի նշանները տարբեր են (նկ. 7—13), ապա տարբեր կլինեն և* $d_v t$*-ի ու* δt*-ի նշանները, $\frac{d_v t}{\delta t}$ հարաբերությունը կլինի բացասական:*

Վերջապես, նկ. 7—12-ում $ab<af$*, իսկ նկ. 7—14-ում* $ab>af$*: Այսպիսով, համաձայն 7—12, 7—13, 7—14 նկարների և (7, 4, 1) բանաձևի կունենանք՝*

Պրոցեսի գիծը p—V դիագրամում	$\frac{ab}{af}=\frac{d_v t}{\delta t}$	C
Ներքև ուղղված իզոխորի և ադիաբատի միջև (նկ. 7—12):	$>0,\ <1$	$0<C<C_v$
Ադիաբատի և իզոթերմի միջև (նկ. 7—13):	<0	$C<0$
Իզոթերմի և վերև ուղղված իզոխորի միջև (նկ. 7—14):	>1	$0<C_v<C$

Հիշելով նաև (§ 4, 3, 3), որ ադիաբատ պրոցեսի ջերմունակությունը հավասար է զրոյի, իսկ իզոթերմ պրոցեսի ջերմունակության բացարձակ արժեքն անվերջ մեծ է, կարող ենք ստացված արդյունքները ձևակերպել հետևյալ կերպ.

(7, 4, 2) Ոտապարամետր սիստեմում ցանկացած հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակությունը դրական է և փոքր C-ից՝ եթե պրոցեսի գիծը դասավորված է դեպի ներքև ուղղված իզոխորի և հակադարձելի ադիաբատի միջև, դրական է և մեծ C_v-ից՝ եթե պրոցեսի գիծը դասավորված է հակադարձելի իզոթերմի և դեպի վեր ուղղված իզոխորի միջև:

Բացասական է, եթե պրոցեսի գիծը դասավորված է հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի միջև:

Երբ պրոցեսի գիծը հեռանում է իզոխորից և մոտենում է ադիաբատին, ապա ջերմունակությունը փոքրանում է C_v-ից մինչև 0:

Երբ պրոցեսի գիծն անցնում է ադիաբատի վրայով դեպի ադիաբատի և իզոթերմի միջև գտնվող տիրույթը, ջերմունակությունը դառնում է բացասական, իսկ նրա բացարձակ արժեքն իզոթերմին մոտենալու հետ միասին աճում է և իզոթերմին համընկնելիս դառնում է անվերջ մեծ:

Երբ պրոցեսի գիծն ադիաբատից մոտենում է դեպի վերև դասավորված

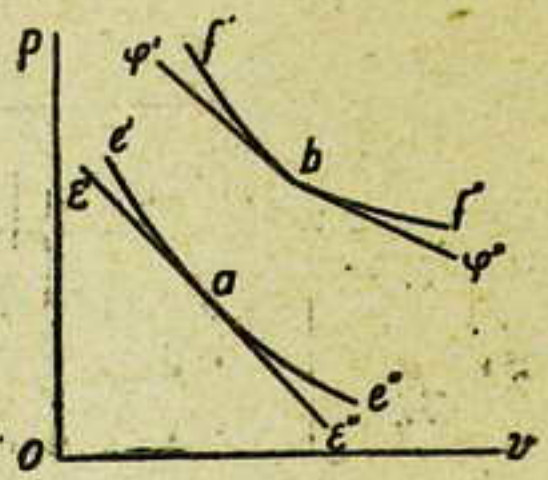
իզոխորին, ապա իզոթերմի վրայով անցնելիս ջերմունակությունը բացասական անսահմանություններից անցնում է դրական անսահմանություններ:

Եթե իզոթերմի և իզոխորի միջև ընկած տիրույթում պրոցեսի գիծը մոտենում է ab′ իզոխորին, C ջերմունակությունն ասիմպտոտաբար ձգտում է C_v արժեքին, երբ պրոցեսի գիծը համընկնում է այդ իզոխորին:

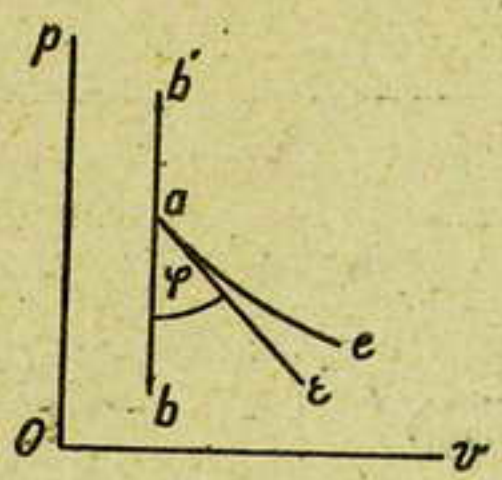
(7, 4, 2) եզրակացությունը հիմնված է (7, 4, 1) առնչության վրա, սրի արտածման ժամանակ ընդունվեց հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի՝ նկ. 7—9-ում ցույց տրված փոխադարձ դասավորությունը:

§ 7, 5. ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ՊՐՈՑԵՍԻ ԳԾԻ ԴԱՍԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԻՑ p—V ԴԻԱԳՐԱՄՈՒՄ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

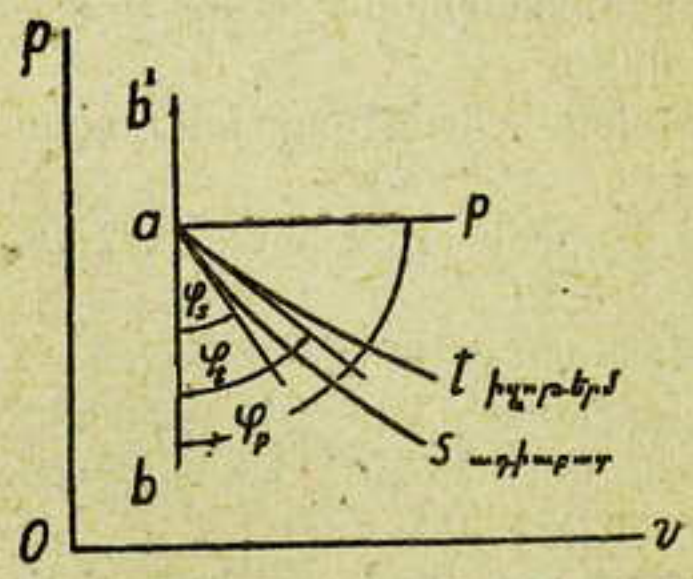
1. Միևնույն գծով պրոցեսը կարող է տեղի ունենալ երկու հակադիր ուղղություններով: Այսպես, օրինակ (նկ. 7—15), e′ae″ գծով a կետում պրոցեսը կարող է տեղի ունենալ a-ից դեպի e′ կամ a-ից դեպի e″: Անհրաժեշտ է հիշել, որ այն կետերում, որտեղ ae′ և ae″ (նկ. 7—15) հակադիր ուղղություններով տարված շոշափողները (նկ. 7—15) կազմում են մի ուղիղ, հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակությունը սովորաբար կախված չէ ուղղությունից: fbf″ գծի վրա bφ′ և bφ″ շոշափողները չեն կազմում մի ուղիղ, ուստի և b կետում հակադիր ուղղություններում ջերմունակությունները տարբեր են:



Նկ. 7—15



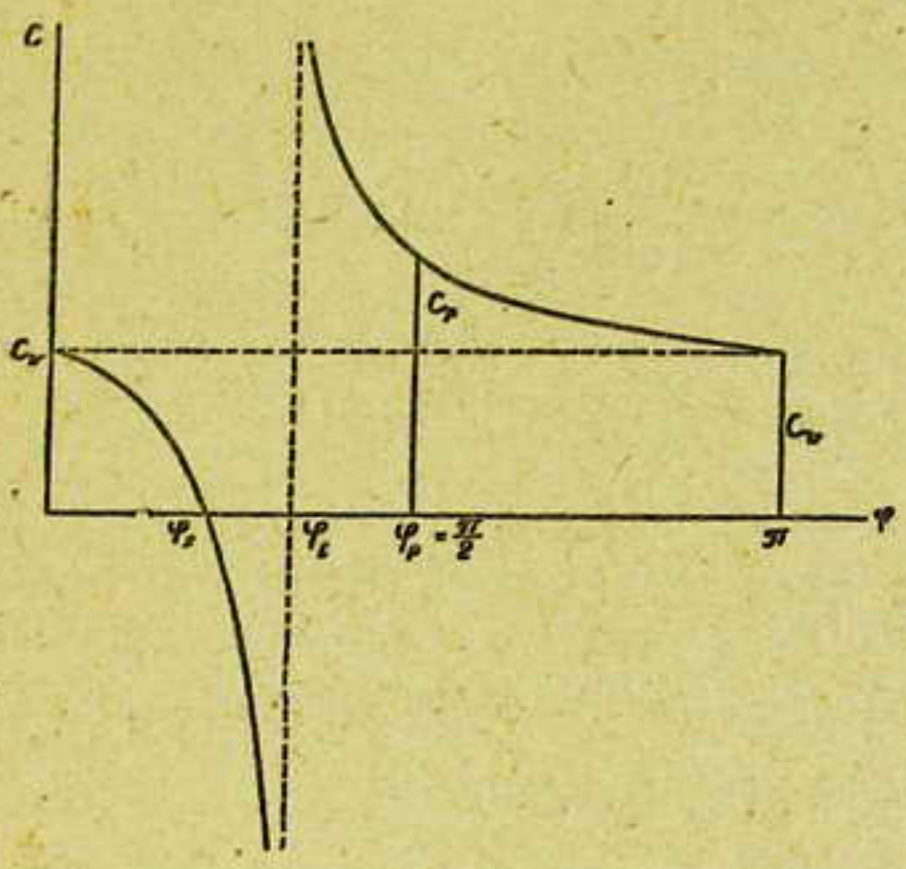
Նկ. 7—16



Նկ. 7—17

2. (7, 4, 2)-ը կարելի է ցուցադրել դրաֆիկորեն: Դիցուք (նկ. 7—16) ae-ն պրոցեսի գիծն է: Տանենք նրան a կետում ae շոշափողը. ae շոշափողի և ab իզոխորի միջև կազմված անկյունը նշանակենք φ-ով ($\varphi = \angle bae$): Իզոխորի և հակադարձելի ադիաբատի, հակադարձելի իզոթերմի ու իզոբարի շոշափողների միջև կազմված անկյունները նշանակենք համապատասխանաբար φ_s, φ_t, φ_p (նկ. 7—17), $\varphi_p = \frac{\pi}{2}$:

Ակներև է, երբ $0<\varphi<\varphi_s$, պրոցեսի դիծը դասավորված է ադիաբատի և իզոխորի միջև. երբ $\varphi_s<\varphi<\varphi_t$, պրոցեսի դիծը դասավորված է ադիաբատի և իզոթերմի միջև և, վերջապես, եթե $\varphi^t<\varphi<\pi/2$, պրոցեսի դիծը գտնվում է իզոթերմի և ab′ իզոխորի միջև։ Պատելով շոշափողը a կետի շուրջը, կարելի է φ անկյունը փոփոխել 0-ից մինչև π։ Շոշափողի այս պտտումը համարժեք է պրոցեսի գծի դասավորության փոփոխմանը։ Հետևապես կարելի է C ջերմունակությունը դիտել որպես φ անկյան ֆունկցիա։ Այդ ֆունկցիայի գրաֆիկը ներկայացված է նկարում (նկ. 7—18)։



Նկ. 7—18

3. p—V դիագրամում իզոբարը աբսցիսների առանցքին զուգահեռ ուղիղ է, հետևապես իզոբարը գրանցվում է իզոթերմի և իզոխորի միջև (նկ. 7—17, ap-ն at-ի և ab′-ի միջև)։ Ռւսոի (7, 4, 2)-ի համաձայն կունենանք՝

$$C_p>C_v(>0);\quad C_p:C_v>1,\quad (7,5,1)$$

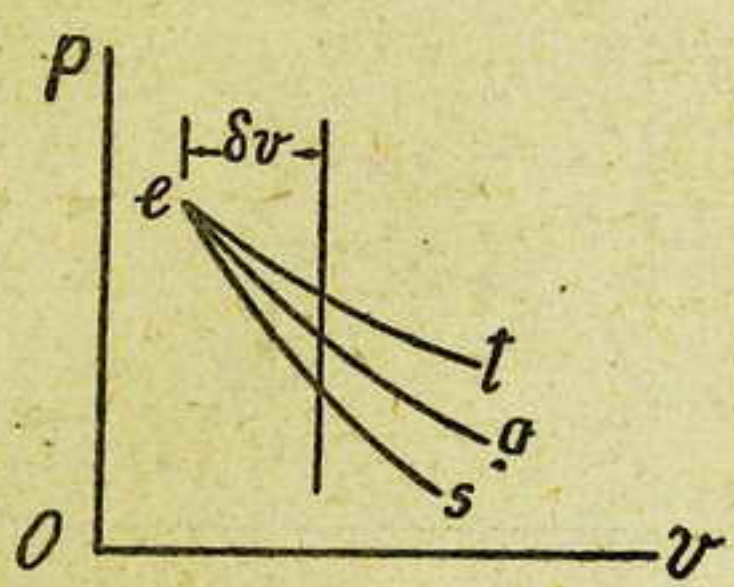
այսինքն՝ իզոբար պրոցեսի C_p ջերմունակությունը դրական է և մեծ է իզոխոր պրոցեսի C_v ջերմունակությունից։ C—φ դիագրամում (նկ. 7—17) իզոբարին համապատասխանում է $\varphi=\frac{\pi}{2}$ անկյունը և մենք տեսնում ենք, որ $C_p>C_v$։

4. § 4, 4-ում բերված է մի օրինակ, որը բացատրում է, թե ինչու ջերմունակությունները կարող են բացասական լինել։

Ահա բացասական ջերմունակության ևս մի օրինակ, որը վերաբերում է հաղեցած գոլորշուն։ Հագեցած գոլորշու V_2 ծավալն ու U_2 ներքին էներգիան ջերմաստիճանի և մասսայի ֆունկցիաներն են։ Ռւսոի, եթե հակադարձելի պրոցեսի դիծը գոլորշու ճյուղն է (նկ. 7—19), ապա ջերմաստիճանի բարձրացումը t-ից մինչև t+dt առաջ կբերի հագեցած գոլորշու ծավալի և ներքին էներգիայի հետևյալ աճերը՝

$$dV_2=\frac{dV_2}{dt}dt,\quad dU_2=\frac{dU_2}{dt}dt,$$

իսկ ներմուծված ջերմության քանակը՝ $dQ=C_2dt$, որտեղ C_2-ը հագեցած գոլորշու ջերմունակությունն է,



Նկ. 7—19

Առաջին սկզբունքի համաձայն ունենում ենք՝

$$dU_2 = dQ + dW_e, \quad \frac{dU_2}{dt}dt = C_2 dt - p\frac{dV_2}{dt}dt,$$

կրճատելով dt-ով,ստանում ենք՝

$$\frac{dU_2}{dt} = C_2 - p\frac{dV_2}{dt},$$

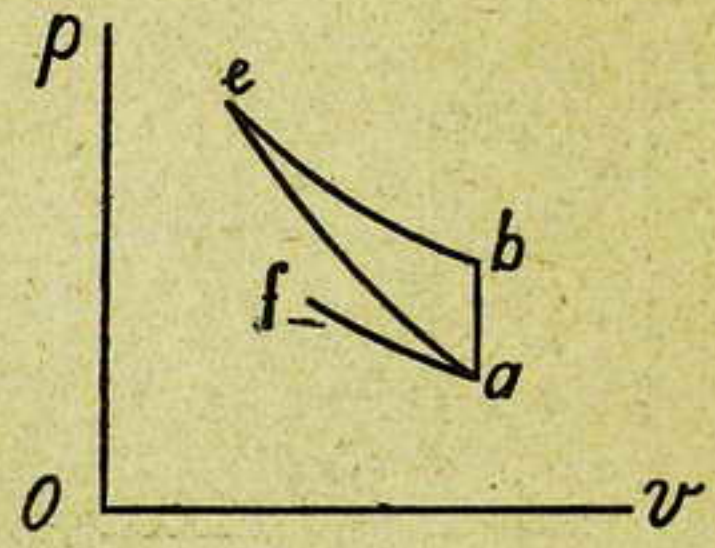
քանի որում, ինչպես հայտնի է, $\frac{dU_2}{dt} > 0$ այս ճյուղի մեծ մասի վրա, իսկ $\frac{dV_2}{dt} < 0$ ճյուղի ամբողջ երկարության վրա։

Գոլորշու ճյուղի այն մասի վրա, որտեղ $\frac{dU_2}{dt} < 0$ կամ թեպետ $\frac{dU_2}{dt} > 0$, բայց $\frac{dU_2}{dt} + p\frac{dV_2}{dt} < 0$ ջերմաունակությունը բացասական կլինի (այս մասին ավելի մանրամասն տես § 8, 7)։

Անցնենք ընդհանուր դեպքին։ Դիցուք որևէ պրոցեսում ջերմաստիճանը բարձրանում է, իսկ ծավալը՝ փոքրանում և, հետևապես, արտաքին աշխատանքը դրական է։ Այս դեպքում միշտ կարող է լինել՝ $dW_e > dU$, հետևաբար $dU = dQ + dW_e$ արտահայտության մեջ dQ-ն պետք է բացասական լինի և $C = \frac{dQ}{dt} < 0$, քանի որ ըստ պայմանի $dt > 0$։

§ 7, 6 ՋԱՆԱԶԱՆ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԵՂԱԾ ՔԱՆԱԿԱԿԱՆ ԱՌՆՉՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Մենք կարող ենք քանակական կապ սահմանել զանազան ջերմունակությունների, թաքնված ջերմությունների և սիստեմի հատկանիշներից մի մասի (p, V, ...) միջև ըստ մյուսների (t-ի, գրամմոլերի n թվի, ...)։ Դրա համար բավական է քննարկել § 7, 4-ի պրոցեսների նման տարրական հակադարձելի պրոցեսներ, փոխարինել դրանց մեջ ադիաբատը իզոթերմով և կիրառել (7, 2, 11) թեորեմայի փոխարեն (7, 2, 10) թեորեման։



Նկ. 7—20

2. Դիցուք նորից a, b, e, f վիճակները անվերջ մոտ են (նկ. 7—20), իսկ ab, be, ae, af տարրական պրոցեսները հակադարձելի են, ըստ որում ae-ն այն պրոցեսն է, որի ջերմունակությունը ուզում ենք հաշվել, be-ն՝ իզոթերմ, ae պրոցեսին վերաբերող անվերջ փոքր մեծությունները կնշանակենք δ-ով (δQ, δV, δt), իսկ ab և

be պրոցեսներին վերաբերող մեծություններըը կնշանակվեն համապատասխանաբար d_v և d_t տառերով (d_vQ, d_vt; d_tQ, d_tV).

Ունենք՝

$$\delta t=t_e-t_a,\quad \delta V=V_e-V_a,\quad \delta Q=C\delta t,$$

որտեղ C-ն ae պրոցեսի ջերմունակությունն է a վիճակում, իսկ δQ-ն այդ պրոցեսի ջերմությունն է.

$$d_vt=t_b-t_a=t_e-t_a=\delta t$$

(be-ն իզոթերմ է, ուստի $t_b=t_e$),

$$d_vQ=C_vd_vt,$$

ըստ որում C_v-ն իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունն է a վիճակում, իսկ d_vQ-ն այդ պրոցեսի ջերմությունն է,

$$d_tV=V_e-V_b=V_e-V_a=\delta V$$

(ab-ն իզոխոր է, ուստի $V_b=V_a$).

$$d_tQ=l'd_tV.$$

այստեղ l'-ը ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունն է b վիճակում, իսկ d_tQ-ն be պրոցեսի թաքնված ջերմությունն է։

Ըստ (7, 2, 10)-ի՝

$$\delta Q=d_vQ+d_tQ$$

կամ, համաձայն հենց նոր ընդունված նշանակումների,

$$\delta Q=C\delta t=C_vd_vt+l'd_tV։$$

Բայց, ինչպես արդեն ցույց է տրված,

$$d_vt=\delta t,\quad d_tV=\delta V,$$

ուստի և

$$\delta Q=C\delta t=C_v\delta t+l'\delta V։ \qquad (7, 6, 1)$$

(7, 6, 1)-ում C-ն և C_v-ն, ինչպես նշված է վերը, ae և ab պրոցեսների ջերմունակություններն են a վիճակում, l'-ը ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունն է b վիճակում։ Ակներև է, որ ավելի նպատակահարմար է թե՛ ջերմունակությունները և թե՛ թաքնված ջերմությունը վերագրել միևնույն վիճակին, հեշտ է համոզվել, որ մենք իրավունք ունենք այս անելու։ Տանենք af հակադարձելի իզոթերմը, և դիցուք l-ը ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունն է այդ իզոթերմի վրա a վիճակում։

Քանի որ a և b վիճակները իրար անվերջ մոտ են, ապա l-ի և l'-ի միջև եղած տարբերությունը միայն անվերջ փոքր կարող է լինել, այսինքն՝

$$l'-l=e_1,$$

որտեղ e_1-ը առաջին կարգի անվերջ փոքր է։ Այսպիսով, մենք (7, 6, 1)-ի փոխարեն կարող ենք l'-ը փոխարինել l-ով և կստանանք՝

$$\delta Q=C_v\delta t+l\delta V \qquad (7, 6, 2)$$

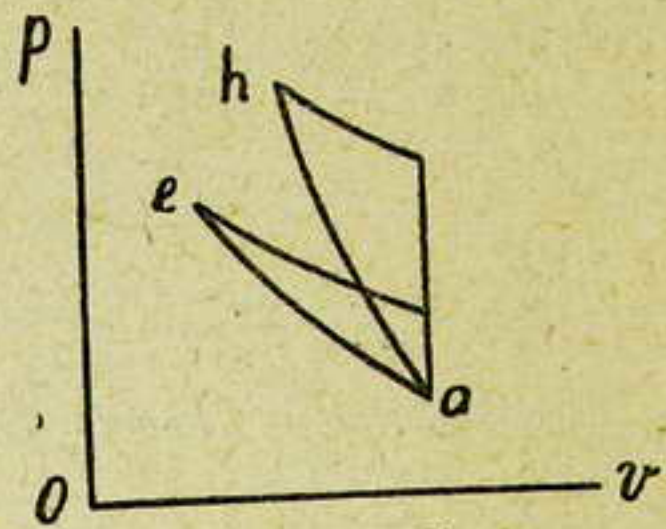
կամ՝

$$C\delta t=C_v\delta t+l\delta V, \qquad (7, 6, 3)$$

(7, 6, 3)-ը բաժանելով δt-ի, կունենանք, որ

$$C=C_v+l\frac{\delta V}{\delta t}, \qquad (7, 6, 4)$$

(7, 6, 2)-ում, (7, 6, 3)-ում և (7, 6, 4)-ում C_v-ն (իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունը a վիճակում) և l-ը (ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունը a վիճակում) ամենևին կախված չեն ae պրոցեսից. δQ-ն, δt-ն և δV-ն համապատասխանաբար հաղորդված ջերմության քանակը, ջերմաստիճանի աճն ու ծավալի աճն են ae տարրական պրոցեսում, ae տարրական հակադարձելի պրոցեսից այլ—նույնպես տարրական և հակադարձելի—ah պրոցեսին անցնելիս (նկ. 7—21) ջերմաստիճանի և ծավալի աճերը փոխվում են, իսկ C_v-ն և l-ը մնում են անփոփոխ. հետևապես փոփոխվում են δQ-ն ու C-ն:



Նկ. 7—21

3. (7, 6, 2)—(7, 6, 4) առնչությունները ճիշտ են ցանկացած հակադարձելի տարրական պրոցեսի համար, ուստի և ուրանք կիրառման լայն բնագավառ ունեն.

Ենթադրենք, օրինակ, որ ae-ն հակադարձելի իզոտերմ պրոցես է: Այդ պրոցեսին վերաբերող անվերջ փոքր մեծությունները նշանակենք d_p-ով: Այդ դեպքում

$$\delta Q=d_pQ, \quad \delta t=d_pt, \quad \delta V=d_pV$$

և (7, 6, 4)-ը կստվի հետևյալ կերպ [եթե $\frac{d_pV}{d_pt}$-ն փոխարինենք $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$-ով

$$C_p=C_v+l\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p, \qquad (7, 6, 5$$

Ենթադրենք նաև, որ ae-ն հակադարձելի ադիաբատ պրոցես է:

Այս պրոցեսի հետ կապված անվերջ փոքր մեծությունների համար, օգտագործելով d_s նշանակումը, կունենանք՝

$$\delta Q=d_sQ=0, \quad \delta t=d_st, \quad \delta V=d_sV:$$

Պայմանավորվելով $\frac{d_sV}{d_st}$-ի փոխարեն գրել $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$, (7, 6, 2)-ից կստանանք՝

$$0=C_v+l\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$$

կամ՝

$$C_v=-l:\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s, \qquad (7, 6, 6$$

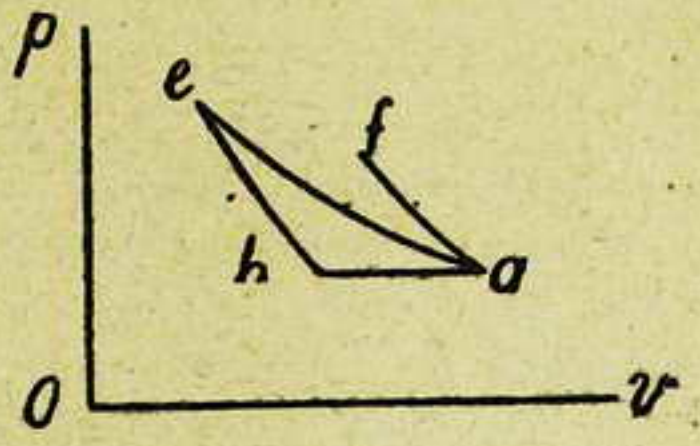
Բայց, քանի (7, 3, 5)-ի և (5, 6, 6)-ի՝ $l:\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s$ հարաբերությունը միշտ բացասական է։ Հետևապես, (7, 6, 6)-ից, (4, 5, 12)-ի համաձայն բխում է, որ իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունը միշտ դրական է՝

$$\text{միշտ } C_v>0: \qquad (7, 6, 7)$$

§ 7, 7. ՋԱՆԱՋԱՆ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԵԼԱԾ ՔԱՆԱԿԱԿԱՆ ԱՌՆՉՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

1. ae պրոցեսում (նկ. 7—20) ընդհանուր դեպքում փոփոխվում են ոչ միայն ջերմաստիճանն ու ծավալը, այլև ճնշումը. կարող են, նայած տվյալ նյութին, փոփոխվել և այլ հատկանիշները։ (7, 6, 2)-ում ae տարբական պրոցեսի ջերմունակությունն արտահայտված է ջերմաստիճանի և ծավալի աճերի միջոցով. նույն ջերմունակությունը կարող է արտահայտվել ջերմաստիճանի և ճնշման, ճնշման և ծավալի աճերի միջոցով և այլն։

Դիցուք ae հակադարձելի տարբական պրոցեսում ճնշման և ջերմաստիճանի աճերն ու համապատասխան ջերմության քանակն է δp, δt, δQ (նկ. 7—22), δQ-ն արտահայտենք δp-ի և δt-ի միջոցով։ Դրա համար քննարկենք նաև հետևյալ հակադարձելի պրոցեսները՝ ah իզոբարը և he իզոթերմը, d_pQ-ով և d_pt-ով նշանակենք ջերմությունն ու ջերմաստիճանի աճը ah պրոցեսում, իսկ d_tQ-ով և d^tp-ով՝ ջերմությունն ու ճնշման աճը he պրոցեսում։ Այդ դեպքում ունենում ենք ae պրոցեսում՝



նկ. 7—22

$$\delta t=t_e-t_a,\quad \delta p=p_e-p_a,\quad \delta Q=C\delta t,$$

որտեղ C-ն ae պրոցեսի ջերմունակությունն է a վիճակում։

ah պրոցեսում

$$d_pt=t_h-t_a=t_e-t_a=\delta t$$

($t_h=t_e$, որովհետև he-ն իզոթերմ է),

$$d_pQ=C_pd_pt,$$

որտեղ C_p-ն ah պրոցեսի ջերմունակությունն է a վիճակում։

he պրոցեսում

$$d_tp=p_e-p_h=p_e-p_a=\delta p,\quad d_tQ=b'd_tp$$

($p_h=p_a$, քանի որ ah-ը իզոբար է). այստեղ b'-ը ճնշման փոփոխման թաքնված ջերմություն է h վիճակում։

Ըստ (7, 2, 10)-ի՝ $\delta Q=d_pQ+d_tQ$

կամ համաձայն հենց նոր ընդունված նշանակումների՝

$$C\delta t=\delta Q=C_p\delta t+b'\delta p.$$

Այսաեղ C և C_p ջերմունակությունները ae և ah պրոցեսների ջերմունակություններն են a վիճակում. b′-ը ճնշման փոփոխման թաքնված ջերմություն է h վիճակում։ Մենք իրավունք ունենք b′-ը փոխարինել a վիճակում ճնշման փոփոխման b թաքնված ջերմությունով։ Այս փոխարինման թույլատրելիությունը ապացուցվում է ճիշտ այնպես, ինչպես § 7, 6, 2-ում ապացուցված է l′-ը l-ով փոխարինելու թույլատրելիությունը։ Այսպիսով, վերջնականապես ունենում ենք՝

$$\delta Q = C_p \delta t + b \delta p, \qquad (7, 7, 1)$$

կամ բաժանելով δt-ի վրա,

$$C = C_p + b \frac{\partial p}{\partial t}. \qquad (7, 7, 2)$$

(7, 7, 1)-ի և (7, 7, 2)-ի մեջ C_p-ն և b-ն (ah) իզոբար պրոցեսի ջերմունակությունն ու af պրոցեսի ճնշման փոփոխման թաքնված ջերմությունն են a վիճակում։ Հետևապես՝ C_p-ն ու b-ն կախված չեն քննարկվող ae պրոցեսից։ Մի (ae) հակադարձելի տարբական պրոցեսից մյուսին անցնելիս փոփոխվում են ճնշման և ջերմաստիճանի δp և δt աճերը, ուստի (7, 7, 1)-ի և (7, 7, 2)-ի համաձայն պետք է փոփոխվեն δQ-ն և C-ն։

2. (7, 6, 2)-ի և (7, 7, 1)-ի

$$\delta Q = C_v \delta t + l \delta V,$$

$$\delta Q = C_p \delta t + h \delta p$$

արտահայտությունները ձևով միանգամայն նման են։ Սրանցից յուրաքանչյուրի աջ մասը երկանդամ է, որի մեջ C_v, l և C_p ու b մեծությունները դիֆերենցիալների գործակիցներն են։ Այս գործակիցների ֆիզիկական իմաստը պարզ է։ Օրինակ՝ C_v-ն դա ջերմության այն քանակն է, որը անհրաժեշտ է հաղորդել սիստեմին հաստատուն ծավալի դեպքում նրա ջերմաստիճանը մի աստիճանով բարձրացնելու համար։

Մենք կարող ենք δQ-ն արտահայտել տարբական հակադարձելի պրոցեսի ընթացքում ճնշման և ծավալի δp և δV աճերի միջոցով.

$$\delta Q = \beta \delta p + \alpha \delta V; \qquad (7, 7, 3)$$

a-ն ճնշումը իզոխոր ձևով մեկ միավորով բարձրացնելու համար անհրաժեշտ ջերմության քանակն է, $a = \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$։ Սրան նման է նաև α-ի իմաստը՝ $\alpha = \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p$։ § 7, 9-ում a և α գործակիցները կարտահայտվեն մեզ ծանոթ մեծություններով. մենք արդեն գիտենք, որ l-ը, a-ն և α-ն պետք է ունենան միևնույն նշանը։

3. Ստացված արդյունքներից կարելի է անել հետևյալ ընդհանուր եզրակացությունը.

Ցուրաքանչյուր պրոցեսում փոփոխվում են սիստեմի մի շարք հատկանիշներ։ Եթե սիստեմը եռապարամետր է, ըստ որում պարամետրներից մեկը՝ մասսան հաստատուն է, ապա միևնույն տարբական հակադարձելի

պրոցեսի ջերմունակությունը կարող է արտահայտվել այդ պրոցեսի ընթացքում պարամետրներից երկուսի (V,t. p,t. p,V և այլն) տարբական աճերի միջոցով։

Մենք գիտենք, որ հատկանիշների երկու եռյակներն էլ՝ V, t, m և V, p, m, որտեղ m-ը մասսան է, միշտ կարող են ընդունվել որպես սիստեմի պարամետրներ։ Մինչդեռ p, t, m հատկանիշները միշտ չէ, որ կարող են միաժամանակ ծառայել որպես պարամետրներ։ Օրինակ՝ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում p-ն t-ի ֆունկցիա է, ուստի և p-ն ու t-ն միասին չեն կարող մտնել պարամետրների խմբի մեջ։ Այստեղից հետևում է, որ (7, 6, 2) և (7, 7, 3) արտահայտություններն ունեն կիրառման ավելի լայն բնագավառ, քան (7, 7, 1)-ը։ (7, 6, 2) արտահայտությունը կիրառվում է ավելի հաճախ, քան (7, 7, 3)-ը։

§ 7, 8. δQ-Ի ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ ՄՏՆՈՂ C_p, C_v, l, b, a, α ԳՈՐԾԱԿԻՑՆԵՐԻ ՄԵՋ ԵՂԱԾ ԱՌՆՉՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Օգտվելով այն բանից, որ միևնույն հակադարձելի էլեմենտար պրոցեսի δQ ջերմունակությունը կարող է արտահայտվել զանազան ձևերով, կարելի է կապ հաստատել C^p, C_v, l, b, a, α և մի շարք այլ մեծությունների միջև։

1. Ենթադրենք, որ հակադարձելի տարբական ae պրոցեսը իզոթերմ է, այսինքն՝ $\delta t=0$։ Այդ պրոցեսի ընթացքում սիստեմին հաղորդված ջերմությունը, ճնշման և ծավալի աճերը նշանակենք համապատասխանաբար d_tQ, d_tp և d^tV։ Այդ դեպքում (7, 6, 2)-ն ու (7, 7, 1)-ը կգրվեն հետևյալ տեսքով՝

$$d_tQ=ld_tV, \quad d_tQ=bd_tp.$$

Այս երկու հավասարությունների մեջ ձախ մասերն իրար հավասար են, քանի որ ներկայացնում են ուսումնասիրվող իզոթերմ պրոցեսի ջերմությունը։ Այստեղից հետևում է, որ

$$ld_tV=bd_tp$$

կամ՝

$$b=l\frac{d_tV}{d_tp}=l\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t, \qquad (7, 8, 1^1)$$

Սիստեմի բոլոր կայուն վիճակներում իզոթերմ պրոցեսը առաջ է բերում ճնշման և ծավալի հակառակ նշաններ ունեցող փոփոխություններ, ուստի $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t$ մասնակի ածանցյալը բացասական է և, համաձայն (7, 8, 1)-ի, b և l թաքնված ջերմունակությունները պետք է ունենան հակառակ նշաններ։ Այս բխում է և (7, 3, 1)-ից։

Մեծ մասամբ $l>0$ և հետևապես $b<0$։ (7, 6, 1)-ը կարելի է փոքր ինչ ձևափոխել։ Իսկապես

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t\cdot\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v\cdot\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p=-1$$

արտահայտությունից հետևում է, որ

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t = -\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v .$$

Ուստի (7, 8, 1)-ը կարելի է գրել հետևյալ կերպ.

$$-b : \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = l : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v ;$$

համեմատության գործակիցը նշանակելով ω-ով, ունենում ենք՝

$$l = \omega \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v \qquad (7, 8, 2)$$

$$b = -\omega \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p . \qquad (7, 8, 3)$$

ω-ն դրական է, որովհետև l-ը և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ միևնույն ենթ

2. Թող ae պրոցեսը իզոխոր է, $\delta V = 0$. Այս պրոցեսի ընթացքում սիստեմին հաղորդված ջերմության քանակը, ճնշման և ջերմաստիճանի աճերը նշանակելով համապատասխանաբար $d_v Q$, $d_v p$ և $d_v t$, ըստ (7, 6, 2)-ի և (7, 7, 3)-ի կունենանք՝

$$d_v Q = C_v d_v t, \quad d_v Q = a d_v p$$

կամ, շնորհիվ այս հավասարությունների ձախ մասերի իրար հավասար լինելուն՝

$$C_v d_v t = a d_v p ,$$

$$a = C_v \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v ; \qquad (7, 8, 4)$$

Քննարկելով իզոբար պրոցեսը և նորից գրելով $d_p Q$-ի (7, 7, 1) և (7, 7, 5) արտահայտությունները, կստանանք՝

$$\alpha = C_p \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p ; \qquad (7, 8, 5)$$

(7, 8, 4)-ի և (7, 8, 5)-ի հիման վրա (7, 7, 3) արտահայտությունն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\delta Q = C_v \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v \delta p + C_p \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p \delta V . \qquad (7, 8, 6)$$

3. Այժմ քննարկենք այն դեպքը, երբ ae-ն տարբական ադիաբատ պրոցես է, որի ընթացքում ջերմաստիճանը, ճնշումը և ծավալը ստացել են

$$d_s t, \quad d_s p, \quad d_s V$$

աճերը։ Հիշենք, որ $d_sQ=0$։ Այդ դեպքում (7, 6, 2)-ն ու (7, 7, 1)-ը կարելի է գրել հետևյալ կերպ՝

$$C_v d_s t = -l d_s V,$$

$$C_p d_s t = -b d_s p,$$

Երկրորդ հավասարությունը անդամ առ անդամ բաժանելով առաջին հավասարության վրա, կստանանք՝

$$C_p : C_v = (b : l)\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s.$$

Նկատի ունենալով, որ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s = 1 : \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s$ և օգտվելով (7, 8, 1)-ից, կստանանք՝

$$C_p : C_v = \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t : \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s. \qquad (7, 8, 7)$$

(7, 8, 7)-ի աջ մասը կարելի է արտահայտել սեղմելիության գործակիցների միջոցով։ Իսկապես մենք արդեն գիտենք, որ ըստ (1, 6, 4)-ի $\gamma_t = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t$ իզոթերմ սեղմելիության գործակիցն է։

Ճիշտ նույնպես $\gamma = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s$-ը հակադարձելի ադիաբատ սեղմելիության գործակիցն է։

Ուստի (7, 8, 7)-ի փոխարեն կարող ենք գրել՝

$$C_p : C_v = \gamma_t : \gamma_s. \qquad (7, 8, 7')$$

(7, 8, 7)-ը համեմատենք (7, 5, 1) անհավասարության հետ, որի համաձայն $C_p : C_v > 1$։ (7, 5, 1)-ը ստացված է, ելնելով այն բանից, որ (նկ. 7—9) հակադարձելի ադիաբատի թեքությունն ավելի մեծ է, քան իզոթերմինը։ Ադիաբատի ավելի մեծ թեքության հանգամանքից բխում է, որ եթե p–V դիագրամում ընդհանուր կետից տանենք ադիաբատ և իզոթերմ, ապա

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t : \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s > 1, \qquad (7, 8, 8)$$

Այսպիսով, պարզ է, որ (7, 5, 1)-ը (7, 8, 8) անհավասարության անմիջական հետևությունն է։

(7, 8, 7) առնչությանը լրացնում է այս արդյունքը, հաստատելով, որ (7, 5, 1) և (7, 8, 8) հարաբերություններն իրար համարժեք են։

Այս առնչությունը հաճախ շատ օգտակար է լինում և ունի շատ համանմաններ։

§ 7, 9. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՆ ՈՒ ԹԱՓՆՎԱԾ ՋԵՐՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ ՎԻՃԱԿԻ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐ

1. Նախորդ գլխում [(6, 8, 4) և (6, 10, 16)] ցույց տրվեց, որ հաստատուն ծավալի դեպքում ջերմունակությունը՝

$$C_v=\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v, \qquad (7, 9, 1)$$

մեխանիկորեն հակադարձելի իզոբար պրոցեսներում ջերմունակությունը՝

$$C_p=\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p, \qquad (7, 9, 2)$$

Քանի որ U-ն և H-ը վիճակի ֆունկցիաներ են, ապա նրանց մասնակի ածանցյալները ըստ ջերմաստիճանի նույնպես պետք է վիճակի ֆունկցիաներ լինեն։ Հետևապես, C_v-ն և C_p-ն վիճակի ֆունկցիաներ են։

Ապացուցենք, որ b-ն, l-ը և առհասարակ δQ-ի արտահայտությունների բոլոր գործակիցները հակադարձելի պրոցեսներում վիճակի ֆունկցիաներ են։

Սրա համար օգտվենք (7, 1, 3)-ից՝

$$\delta Q=\delta U+p\delta V. \qquad (7, 9, 3)$$

Որպես պարամետրներ ընդունենք m, V, t-ն, ընդ որում m=const.,

այդ դեպքում

$$\delta U=\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t \delta V+\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v \delta t$$

կամ ըստ (7, 9, 1)-ի՝

$$\delta U=\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t \delta V+C_v\delta t, \qquad (7, 9, 4)$$

δQ-ն արտահայտելով (7, 6, 2)-ի միջոցով, (7, 9, 3)-ից ստանում ենք՝

$$l\delta V=\left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t+p\right]\delta V$$

կամ՝

$$l=\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t+p, \qquad (7, 9, 5)$$

2. Այժմ որպես պարամետրներ ընդունենք p, t, m-ը (m=const.)։ *Այս դեպքում*

$$dH=\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t \delta p+\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p \delta t,$$

կամ ըստ (7, 9, 2)-ի՝

$$\delta H=\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t \delta p+C_p\delta t, \qquad (7, 9, 6)$$

Մյուս կողմից, արտապրելով (7, 9, 3)-ը հետևյալ կերպ՝

$$\delta Q=\delta U+\delta(pV)-V\delta p=\delta(U+pV)-V\delta p$$

և հիշելով, որ ըստ (6, 10, 3)-ի՝

$$H=U+pV,$$

ունենում ենք՝

$$\delta Q=\delta H-V\delta p. \qquad (7, 9, 7)$$

Օգտվելով δQ-ի և δH-ի (7, 7, 1) և (7, 9, 6) արտահայտություններից, գտնում ենք՝

$$b\delta p=\left[\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t-V\right]\delta p$$

կամ՝

$$b=\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t-V. \qquad (7, 9, 8)$$

3. Դիտարկենք ստացված (7, 9, 5) և (7, 9, 8) առնչությունները։ U, H, t, p, V-ն սիստեմի հատկանիշներ են, ուստի

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t,\ \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v,\ \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$$

մասնակի ածանցյալները նույնպես վիճակի ֆունկցիաներ են։ Հետևապես, δQ-ի (7, 6, 2) և (7, 7, 1) արտահայտությունների մեջ տարբական հակադարձելի պրոցեսներում ոչ միայն C^p-ն և C^v-ն, այլև l-ն ու b-ն վիճակի ֆունկցիաներ են։

(7, 8, 4)-ից և (7, 8, 5)-ից հետևում է, որ δQ-ի (7, 7, 3) արտահայտության մեջ a-ն և α-ն նույնպես վիճակի ֆունկցիաներ են։

Ըստ (7, 8, 2)-ի և (7, 8, 3)-ի՝

$$l=\omega\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v,\ b=-\omega\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p,$$

Բանի որ l-ը, b-ն $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$-ն վիճակի ֆունկցիաներ են, ապա ω գործակիցը նույնպես վիճակի ֆունկցիա պետք է լինի։

Հետևապես՝

(7, 9, 9) Տարբական հակադարձելի պրոցեսներում δQ-ի արտահայտության մեջ մտնող C_v, C_p, l, b, a, α բոլոր գործակիցները, ինչպես և l-ի b-ի արտահայտությունների մեջ մտնող ω գործակիցը վիճակի ֆունկցիաներ են։

4. Արտածենք ևս երկու կարևոր առնչություններ։ Նախքան վերլուծում է

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t,\ \left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t$$

մասնակի ածանցյալներին։

Ամենից առաջ պարզենք այս արտահայտությունների իմաստը։ Դիցուք 1 և 2 երկու վիճակներում ծավալը, ջերմաստիճանը, ներքին էնտրոպիան և հաստատուն ծավալի դեպքում՝ ջերմունակությունը ունեն հետևյալ արժեքները՝

1. V_1, t, U_1, C_{v1},

2. V_2, t, U_2, C_{v2}.

Եթե որպես պարամետրներ ընդունենք ծավալը, ջերմաստիճանը և m=const., ապա

$$U_1=\varphi(t, V_1), \qquad U_2=\varphi(t, V_2)$$

և քանի որ $V_1\neq V_2$, ապա ընդհանուր դեպքում $U_1\neq U_2$։

Ուստի և հաստատուն ծավալի դեպքում ջերմունակությունները 1 և 2 վիճակներում

$$C_{v_1}=\left(\frac{\partial U_1}{\partial t}\right)_{v_1}, \qquad C_{v_2}=\left(\frac{\partial U_2}{\partial t}\right)_{v_2},$$

ընդհանուր առմամբ տարբեր կլինեն՝

$$C_{v_1}\neq C_{v_2}.$$

$$\frac{C_{v_2}-C_{v_1}}{V_2-V_1}$$

հարաբերության սահմանը երբ (V_2-V_1)-ը ձգտում է զրոյի, հաստատուն t ջերմաստիճանի դեպքում հենց $\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t$ մասնակի ածանցյալն է։

Սրա նման

$$\frac{C_{p_2}-C_{p_1}}{p_2-p_1}$$

հարաբերության սահմանը, երբ p_2-p_1 տարբերությունը ձգտում է զրոյի, $\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t$ մասնակի ածանցյալն է։ Անցնենք այս ածանցյալների որոշմանը։

Ունենք՝

$$\left[\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v\right]_t=\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t\right]_v.$$

Բայց ըստ (7, 9, 1)-ի և (7, 9, 5)-ի՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v=C_v, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t=l-p.$$

Այսպիսովստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t=\left[\frac{\partial (l-p)}{\partial t}\right]_v. \qquad (7, 9, 10)$$

Ճիշտ նույնպես՝

$$\left[\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p\right]_t = \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t\right]_p,$$

Ըստ (7, 9, 2)-ի և (7, 9, 3)-ի՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p = C_p, \qquad \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t = b + V,$$

սւսոոի նախորդ հավասարությունը կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t = \left[\frac{\partial (b+V)}{\partial t}\right]_p, \qquad (7, 9, 11)$$

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

7. 1. (5, 6, 6)-ում ցույց է տրված, որ $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$ և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s$ ածանցյալների նշանները պետք է լինեն տարբեր։ Ապացուցել, որ

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = -\frac{C_v}{C_p - C_v}$$

Ցուցում.—Կարելի է օգտվել $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s \left(\frac{\partial t}{\partial Q}\right)_v = -1$ առընչությունից և (7, 6, 5)-ից։

7. 2. Համաձայն (5, 6, 6)-ի $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s$ ածանցյալները մի նշան են։ Ապացուցել այս, ցույց տալով, որ

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{C_p}{C_p - C_v},$$

Ցուցում.— Նպատակահարմար է՝

(ա) կամ կապ հաստատել $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s : \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$, $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s : \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$ հարաբերությունների միջև և օգտվել 7. 1 խնդրի արդյունքներից, կամ

(բ) անմիջականորեն օգտվել $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s \left(\frac{\partial t}{\partial Q}\right)_p = -1$ առնչությունից և (7, 7, 2)-ից։

7. 3. a կետից սկսվում են ab իզոխոր և ae իզոբար երկու վերջավոր հակադարձելի պրոցեսները։ Այդ պրոցեսների ջերմություններն են Q_{ab} և Q_{ae}, b և e կետերը պատկանում են հակադարձելի ադիաբատին։ Որոշել՝ այդ ջերմություններից որն է մեծը՝ Q_{ab}-ն թե Q_{ae}-ն։

Ցուցում.—Կարելի է դիտել abea ցիկլը և կիրառել առաջին սկզբունքը։

7. 4. Օգտվելով 7. 3 խնդրի արդյունքից, ցույց տալ, որ

(1) Եթե ab իզոխոր և ae իզոբար պրոցեսները վերջավոր են, ապա

$$\frac{t_b - t_a}{t_e - t_a} > \frac{C_{p,\text{միջ}}}{C_{v,\text{միջ}}},$$

որտեղ $C_{p,\text{միջ}}$-ը ae պրոցեսի միջին ջերմունակությունն է, իսկ $C_{v\,\text{միջ}}$-ը ab պրոցեսի միջին ջերմունակությունն է։

(2) Եթե ab և ae պրոցեսները անսահման փոքր են, և նրանց համապատասխանող ջերմաստիճանի աճերն են $d_v t$ և $d_p t$, ապա

$$\frac{d_v t}{d_p t} = \frac{C_p}{C_v},$$

որտեղ C^p և C^v-ն հակադարձելի իզոբար և իզոխոր պրոցեսների ջերմունակություններն են a կետում։

7. 5. 12341-ը կառնոյի մեխանիկորեն հակադարձելի ցիկլն է, ընդ որում p—V դիագրամի վրա 12 իզոթերմը բաբախ է դասավորված 34 իզոթերմից։ Ցույց տալ, որ

(ա) $Q_{12} > Q_{43}$,

(բ) $Q_{12} : Q_{43} > 1$ այն սխեմի համար, որտեղ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0$,

$Q_{12} : Q_{43} < 1$ այն սխեմի համար, որտեղ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0$։

Ցուցում.—Համոզվել, որ $W_{e12341} < 0$ և հիշել, որ $Q_{43} = -Q_{34}$։

7. 6. Նախորդ խնդրից արտածել, որ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն և $\left(\frac{\partial Q_{s\sigma}}{\partial p}\right)_s$-ը ունեն միևնույն նշանը։

Այստեղ s-ը և σ-ն նախորդ խնդրի 14 և 23 հակադարձելի ադիաբատներն են, $Q_{s\sigma}$-ն այն հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսի թաքնված ջերմությունն է, որն սկսվում է s-ից և վերջանում է σ-ի վրա։ Դիցուք այդպիսի անցումներից մեկն սկսվում է p ճնշման դեպքում, իսկ մյուսը՝ p+dp ճնշման տակ։ Սրանց համապատասխանող թաքնված ջերմությունները կլինեն $Q_{s\sigma}$ և $Q_{s\sigma} + dQ_{s\sigma}$։ Այստեղից հասկանալի է դառնում $\left(\frac{\partial Q_{s\sigma}}{\partial p}\right)_s$ մեծության իմաստը, որտեղ փակագծից հետո եղած s նիշը ցույց է տալիս, որ երկու մատնանշված պրոցեսներն սկսվում են s ադիաբատի վրա։

7. 7. Օգտվելով (7. 2. 11)-ից, ցույց տալ, որ

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p : \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t > 1,$$

7. 8. Արտածել

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p = l + C_v \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p$$

առնչությունը և ցույց տալ, որ նա հաստատում է (7, 3, 1)-ը և հախորդ խնդրի արդյունքը։

7. 9. Դիցուք անսահման փոքր հակադարձելի ադիաբատը և իզոթերմն են համապատասխանաբար 12-ը և 13-ը, ընդ որում $V_2 = V_3$ (այսինքն՝ ադիաբատը և իզոթերմը վերջանում են մեկ իզոխորի վրա)։

Օգտվելով (7, 2, 6′)-ից և իզոթերմի սահմանումից, ցույց տալ, որ

$$Q_{23} > 0, \text{ եթե } V_1 < V_2,$$

$$Q_{23} < 0, \text{ եթե } V_1 > V_2.$$

7. 10. (ա) Արտածել

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_u : \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s = 1 - \frac{p}{\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p}$$

առնչությունը։

(բ) Իդեալական գազերի օրինակի հիման վրա ստուգել արտածած առնչությունը։

(գ) Այդ առնչության հիման վրա ցույց տալ, որ այն սիստեմներում, որտեղ $l > 0$, $p-V$ դիագրամի վրա իզոթերմը իջնում է ձախից աջ։

Ցուցում.—Օգտվել $\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x = -1$ առնչությունից և ընդունել՝

$$dz = dQ, \quad dx = dp, \quad dy = dV,$$

$$dz = dU, \quad dx = dp, \quad dy = dV.$$

7. 11. $p-t$ կոորդինատային սիստեմում պատկերել կառույց հակադարձելի ցիկլերը, որ կատարում է մաքուր ջուրը, երբ վերևի և ներքևի իզոթերմների ջերմաստիճաններն են համապատասխանաբար՝

(ա) $3{,}5^0$C և $0{,}5^0$C,

(բ) 8^0C և 5^0C։

7. 12. Պարզել՝ ինչպես կփոխվեր (7, 3, 1) թեորեման, եթե $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s < 0$, $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0$ պայմանների պահպանման դեպքում հակադարձելի ադիաբատը լիներ ավելի քիչ թեք, քան իզոթերմը։

13. Ցույց տալ, որ հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներում ներքին էներգիայի և էնթալպիայի աճերը միանշան են։

7. 14. Դուրս բերել

$$\left(\frac{\partial U}{\partial H}\right)_s = pT.$$

առնչությունը, որտեղ $\gamma^s = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s$, իսկ s նիշը նշանակում է հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում:

Ցույց տալ, որ այդ առնչությունը հաստատուն է 7. 13 խնդրի արդյունքը:

Ցուցում.—Կարելի է օգտագործել

$$dU = dQ - pdV, \quad dH = dQ + Vdp$$

արտահայտությունները:

7. 15. Ցույց տալ, որ այն սիստեմներում, որոնցում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0$, ծավալի իզոբար մեծացումը փոքրացնում է ներքին էներգիան:

Լուծում

$$d_p U = d_p Q - p d_p V = C_p d_p t - p d_p V$$

ըստ (5, 6, 6)-ի, եթե $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0$, ապա և $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p < 0$: Ուստի ծավալի իզոբար մեծացման դեպքում ($d_p V > 0$) ջերմաստիճանը պետք է ընկնի ($d_p t < 0$):

Հետևաբար, երբ $d_p V > 0$, $d_p U$-ի արտահայտության աջ մասի երկու գումարելիները էլ բացասական են (միշտ $C_p > 0$), ուրեմն $d_p U < 0$:

7. 16. Ցույց տալ, որ

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p - \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t \text{ և } \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_p - \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t$$

տարբերությունները իրար հավասար են:

Գլուխ VIII

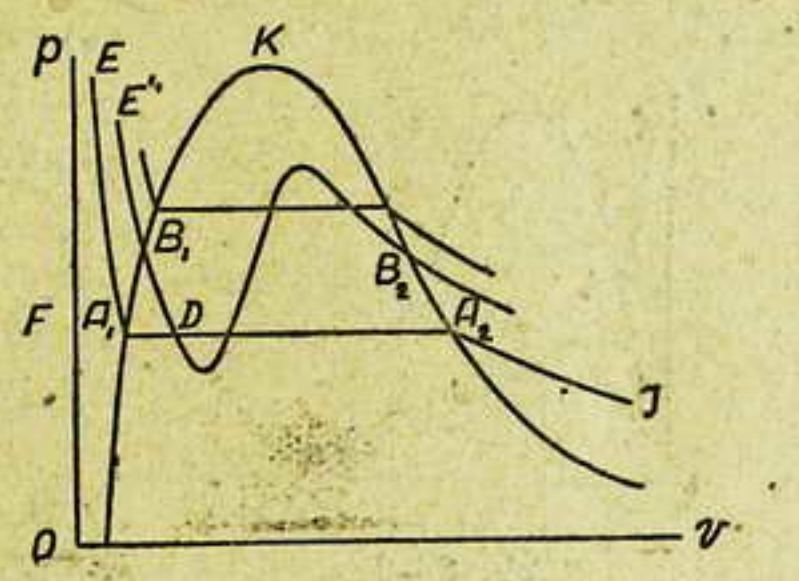
ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄՆԵՐԸ ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՆԿԱՏՄԱՄԲ

Ներկա գլուխը նվիրված է հեղուկ-գոլորշի սիստեմի նկատմամբ առաջին սկզբունքի կիրառություններին, որոնցում կարևոր դեր են կատարում հակադարձելի պրոցեսների տարբերական ջերմության արտահայտությունները։

§ 8, 1. ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Սկսենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի և հաստատուն բաղադրության համասեռ սիստեմի տարբերությունների վերաբերյալ որոշ դուցումներից։

1. Հագեցման $A_1B_1KB_2A_2$ գծի ներքը, այդ գծի ճյուղերից մեկի մոտ գտնվող միևնույն կետը ներկայացնում է երկու միանգամայն տարբեր վիճակները (նկ. 8—1)։ Իրոք, A_1B_1K տարբին ամհամանային կորին մոտ և նրանից աջ գտնվող D կետը կարող է պատկանել $E'B_1D$ իզոթերմին, որի վրա B_1 կետից ոչ միայն վերև, այլև ներքև ունենք համասեռ չհագեցած (այսինքն՝ գոլորշու հետ հավասարակշռության մեջ չգտնվող) հեղուկ, որի ջերմաստիճանը, ճնշումը և տեսակարար ծավալը t′, p, v են, D կետը կարող է պատկանել նաև EA_1DA_2I իզոթերմին, որի վրա E-ից մինչև A_1 համասեռ չհագեցած հեղուկն է, իսկ A_1-ից աջ ունենք հեղուկի և գոլորշու խառնուրդ, որի ջերմաստիճանը, ճնշումը և ծավալը t, p և v են, ընդ որում $t<t'$, երբ D-ն գտնվում է EA_1DA_2I իզոթերմի վրա, ապա D կետի դիրքով միանգամայն որոշվում են խառնուրդի բաղադրությունը (չորության աստիճանը) և հագեցած գոլորշու ու հագեցած հեղուկի $v_2(=FA_2)$, $v_1(=FA_1)$ տեսակարար ծավալները։



Նկ. 8—1

Սրա նման, վերին ամհամանային կորից ձախ գտնվող և նրան

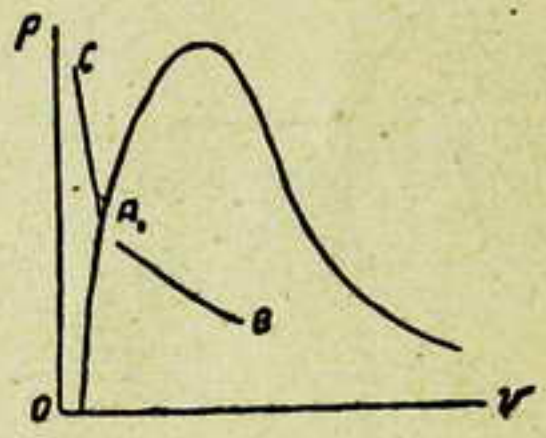
ձոտ H կետը կարող է ներկայացնել և՛ համասեռ գազ, և՛ հեղուկի ու գոլորշու խառնուրդ։

Հետագայում. սովորաբար կենթադրենք, որ հագեցման գծի ներսի կետը ներկայացնում է հեղուկի և գոլորշու խառնուրդ, և ոչ թե համասեռ հեղուկ կամ համասեռ գազ։

Այն դեպքերը, երբ հագեցման գծի ներսի կետը ներկայացնում է կամ չհագեցած հեղուկ, կամ չհագեցած գոլորշի, կհիշատակվեն հատուկ կերպով։

2. Ինչպես հայտնի է, EA_1A_2I իզոթերմը (նկ. 8—1), որն ընդգրկում է վիճակների ամբողջ տիրույթը՝ բարձր ճնշման չհագեցած հեղուկից մինչև փոքր ճնշման գազը, սահուն գիծ չէ և կազմված է EA_1, A_1A_2, A_2I երեք հատվածից. ընդ որում ընդհանուր (A_1,A_2) կետում յուրաքանչյուր երկու հատված կազմում են զգալի անկյուն։ A_1 և A_2 կետերում իզոթերմի ուղղության կտրուկ փոփոխությունն արտահայտում է այդ կետերում սիստեմի հատկությունների կտրուկ փոփոխությունները։ EA_1 և A_2I հատվածների վրա սիստեմը համասեռ է. բաղադրության փոփոխություններն անհնար են, A_1A_2 ուղղագիծ հատվածի վրա սիստեմն անհամասեռ է, նրա բաղադրությունը հետզհետե փոփոխվում է։

Եթե իզոթերմի փոխարեն դիտենք այլ պրոցեսի գիծը, օրինակ, ադիաբատը, որն սկսվում է շատ մեծ ճնշումների տակ, երբ սիստեմը գտնվում է համասեռ հեղուկի վիճակում և վերջանում է շատ ցած ճնշումներում, ապա ադիաբատը նույնպես բաղկացած կլինի հատվածներից (օրինակ, նկ. 8—2)։ Դիցուք CA_1B-ն հակադարձելի ադիաբատի մասն է և A_1 կետը գտնվում է հեղուկի ճյուղի վրա։ CA_1 հատվածը, որի վրա սիստեմը ներկայացնում է համասեռ հեղուկ, և A_1B հատվածը, որի վրա սիստեմը բաղկացած է հեղուկի և գոլորշու խառնուրդից, A_1 կետում կազմում են նկատելի անկյուն։



Նկ. 8—2

Նույն ձևով յուրաքանչյուր պրոցեսի գիծը հեղուկի տիրույթից հեղուկ-գոլորշի տիրույթին անցնելու ժամանակ և այս տիրույթից էլ գազի տիրույթին անցնելիս կրում է կտրուկ փոփոխություն. մի տիրույթից մյուսին անցնելիս՝ սիստեմի հատկությունների կտրուկ փոփոխության պատճառով։ Սրա ապացույցը արված է § 8,6-ում։ p—V դիագրամի վրա այդ անցումների ժամանակ մխոցն իզոխորն ու իզոբարը փոփոխություններ չեն կրում։ Դրա պատճառն ակնհայտ է։ Իզոխորը ճնշումների առանցքին զուգահեռ ուղիղ է, իսկ իզոբարը՝ ծավալների առանցքին զուգահեռ ուղիղ։

3. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում ծավալի իզոթերմ փոփոխությունը միշտ կապված է բաղադրության փոփոխության հետ։ Իրոք, ըստ (2, 7, 16)-ի,

$$\Delta_t V=(v_2-v_1)\Delta_t m_2, \qquad d_t V=(v_2-v_1)d_t m_2. \qquad (8,\ 1,\ 1)$$

Որպեսզի ընդգծենք այդ առանձնահատկությունը, նշանակենք սիս-

տեմի ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունը λ-ով, սովորաբար ընդունված l տառի փոխարեն, այսինքն՝ ընդունենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմում

$$\left(\frac{dQ}{dV}\right)_t = \lambda, \qquad (8, 1, 2)$$

(4, 2, 10)-ում l-ը փոխարինելով λ-ով, կստանանք՝

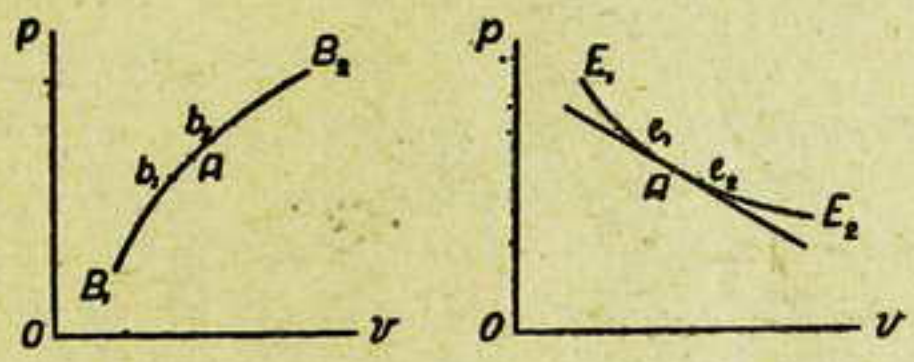
$$L = \lambda(v_2 - v_1), \qquad \lambda = \frac{L}{v_2 - v_1}, \qquad (8, 1, 3)$$

որտեղ $L = \left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_t$-ն գոլորշու առաջացման տեսակարար թաքնված ջերմությունն է։

2. Մենք արդեն տեսանք (§ 2,7), որ հեղուկ—գոլորշի սիստեմում յուրաքանչյուր իզոխոր պրոցես լծորդված է բաղադրության փոփոխությամբ։ Այդ պատճառով հեղուկ-գոլորշի սիստեմում իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունը ծախսվում է ոչ միայն ջերմաստիճանի փոփոխության վրա, այլև բաղադրության փոփոխության վրա։ Այդ հանգամանքը նշելու նպատակով հեղուկ-գոլորշի սիստեմում իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունը կնշանակենք γ-ով (C_v-ի փոխարեն)։

§ 8, 2. ՏԱՐԲԵՐ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ

§ 7, 9-ում ցույց տրվեց, որ որևէ հակադարձելի B_1AB_2 (նկ. 8—3) պրոցեսի ջերմունակությունը և որևէ հակադարձելի E_1AE_2 պրոցեսի թաքնված ջերմությունը վիճակի ֆունկցիաներ են։ Այսպիսով, A վիճակում հակառակ ուղղված AB_1 և AB_2 պրոցեսների ջերմունակությունը պետք է լինի միևնույնը։ Նույնը վերաբերվում է նաև AE_1 և AE_2 հակառակ ուղղված պրոցեսների թաքնված ջերմությանը։



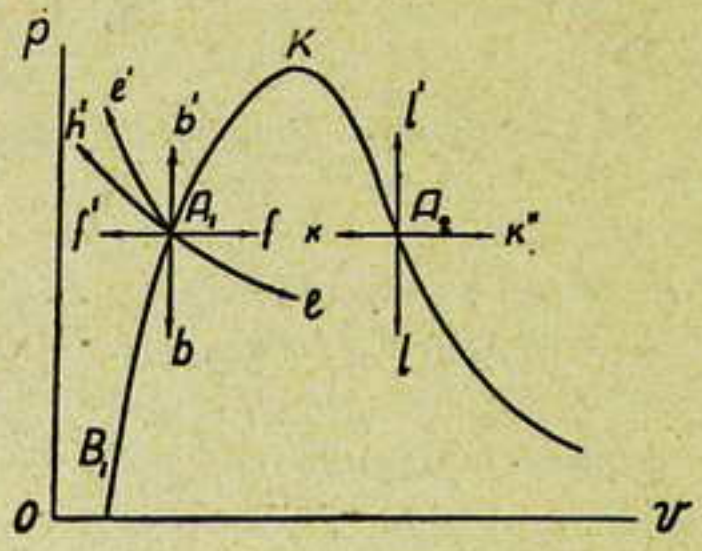
Նկ. 8—3

Հակադարձելի պրոցեսների թաքնված ջերմության և ջերմունակության այս հատկությունը, որի շնորհիվ պրոցեսների ուղղությունը (միևնույն գծով) հակառակին փոխելիս նրանք անփոփոխ են մնում, տևդի չունի հաջորդման գծից սկսվող հակադարձելի պրոցեսներում։

Պատճառը պարզ է։ Հենց նոր նշված AB_1, AB_2, AE_1, AE_2 պրոցեսների դեպքում ենթադրվեց, որ սիստեմի հատկությունները փոփոխվում են հետզհետե, և որ b_1, A, b_2 կամ e_1, A, e_2 անվերջ մոտ կետերում սիստեմի հատկություններն էլ տարբերվում են անվերջ քիչ։ Իսկ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում այս պայմանը չի կատարվում։ Դիցուք (նկ. 8—4) A_1-ը վերցված է տորին սահմանային B_1A_1K կորի վրա, A_1' իզոբար պրոցեսը կատարվում է հաստատուն բաղադրություն ունեցող, համասեռ

չհագեցած հեղուկում, իսկ A_1f իզոբար պրոցեսը՝ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում և ուղեկցվում է բաղադրության փոփոխությամբ։

Նույնը վերաբերում է նաև կամայական այլ A_1e' և նրան հակառակ A_1e պրոցեսներին։ Այդ պատճառով A_1 վիճակում որևէ հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակությունները մեկը մյուսին հակառակ՝ A_1e' և A_1e ուղղություններով հավասար չեն իրար։



Նկ. 8—4

2. Դիցուք A_1b'-ը և A_1b-ն իզոխոր պրոցեսներ են, ընդ որում A_1b'-ն կատարվում է համասեռ հեղուկում և ուղեկցվում է ճնշման բարձրացումով, իսկ A_1b-ն կատարվում է հեղուկ-գոլորշի խառնուրդում և ուղեկցվում է ճնշման իջեցումով։

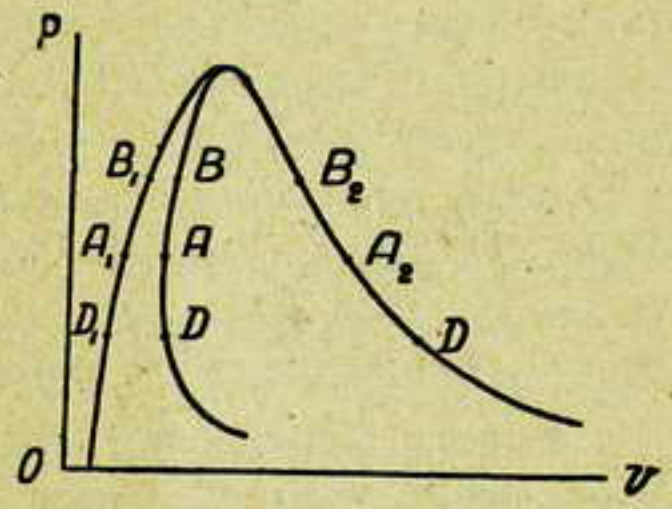
A_1b' պրոցեսի տեսակարար ջերմունակության համար պահենք c_{v_1} նշանակումը, իսկ A_1 վիճակում A_1b պրոցեսի տեսակարար ջերմունակությունը նշանակենք γ_1-ով։

Սրա նման, վերին սահմանային կորի վրա (նկ. 8—4) A_2l' և A_2l իզոխոր պրոցեսների տեսակարար ջերմունակությունները նշանակենք համապատասխանաբար c_{v_2}-ով և γ_2-ով։

Հակադարձելի իզոթերմ, հակառակ ուղղված A_1h' և A_1f պրոցեսներում ծավալի փոփոխության թաքնված ջերմությունը (նկ. 8—4) նույնպես միատեսակ չէ։ A_1 վիճակում A_1f պրոցեսի թաքնված ջերմությունը նշանակենք λ-ով, իսկ A_1h' պրոցեսի թաքնված ջերմության համար պահենք l_1 նշանակումը։

Նույն ձևով, A_2 վիճակում (նկ. 8—4) ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունները նշանակենք λ-ով (A_2k պրոցես) և l_2-ով (A_2k'' պրոցես)։

3. Բոլոր հակադարձելի պրոցեսների մեջ, որոնք սկսվում են հագեցման կորի վրա, գոյություն ունի միայն մի պրոցես, որի ջերմունակությունը չի փոփոխվի պրոցեսի՝ ճիշտ հակադիր ուղղության փոփոխման դեպքում։ Այդ այն հակադարձելի $D_1A_1B_1$ պրոցեսն է, որի գիծը համընկնում է հագեցման կորի հետ (նկ. 8—5)։ $D_1A_1B_1$ պրոցեսում հագեցած համասեռ հեղուկի վիճակն այնպես է փոփոխվում, որ հեղուկը միշտ մնում է հագեցած և համասեռ. ջերմաստիճանն ու ճնշումը բարձրանում են, տեսակարար ծավալը մեծանում է, բայց գոլորշի չի առաջանում։



Նկ. 8—5

A_1 վիճակում A_1B_1 և A_1D_1 հակառակ ուղղված պրոցեսների ջերմունակությունը միևնույնն է, քանի որ A_1-ի երկու կողմերում էլ (A_1B_1 և A_1D_1 ուղղություններով) հեղուկի հատկությունները փոփոխվում են հետզհետե։

Նույնը կարելի է ասել նաև $D_2A_2B_2$ պրոցեսի մասին, որի գիծը համընկնում է վերին սահմանային կորի հետ։

Այս պրոցեսում փոփոխվում են ջերմաստիճանը, ճնշումը, տեսակարար ծավալը, բայց հագեցած գոլորշին մնում է համասեռ և հագեցած հեղուկ չի գոյանում։

A_1B_1 (կամ A_1D_1) այն պրոցեսի տեսակարար ջերմունակությունը, որի ընթացքում համասեռ հագեցած հեղուկը մնում է համասեռ և հագեցած և որի գիծն է ստորին սահմանային կորը, կոչվում է տեսակարար ջերմունակություն ստորին սահմանային կորի վրա։ A_2B_2 (կամ A_2D_2) այն պրոցեսի տեսակարար ջերմունակությունը, որի ընթացքում համասեռ հագեցած գոլորշին մնում է համասեռ և հագեցած և որի գիծն է վերին սահմանային կորը, կոչվում է տեսակարար ջերմունակություն վերին սահմանային կորի վրա։ Այս ջերմունակությունները մենք կնշանակենք c_1-ով («ստորին սահմանային կորի վրա») և c_2-ով («վերին սահմանային կորի վրա»)։

4. Մենք պետք է ծանոթանանք նաև մի այլ ջերմունակության հետ։ Դիցուք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի վիճակը փոփոխվում է հաստատուն բաղադրության դեպքում, օրինակ, հաստատուն բաղադրության DAB գծով (նկ. 8—6)։ Այդ դեպքում կփոփոխվեն սիստեմի ճնշումը, ծավալը, ջերմաստիճանը և այլ հատկանիշները։ Ջերմունակությունը հաստատուն բաղադրության գծի վրա կնշանակենք Cm_2-ով։

Cm_2-ի և c_1 և c_2 տեսակարար ջերմունակությունների միջև գոյություն ունի պարզ կախում՝

$$Cm_2=m_1c_1+m_2c_2։ \qquad (8,\ 2,\ 1)$$

Այս կախումը հաստատելու համար ուշադրություն դարձնենք այն հանգամանքի վրա, որ երբ սիստեմը կազմված է մի շարք մասերից, որոնք գրավում են տարածության տարբեր հատվածները, ապա յուրաքանչյուր մաս մասնան չփոփոխվող պրոցեսում ամբողջ սիստեմի ջերմունակությունը հավասար է սիստեմի մասերի ջերմունակությունների գումարին։ Մեր դեպքում $Cm_2=C_1+C_2$, եթե C_1-ը և C_2-ը համապատասխանաբար ամբողջ հագեցած հեղուկի և ամբողջ հագեցած գոլորշու ջերմունակություններն են։

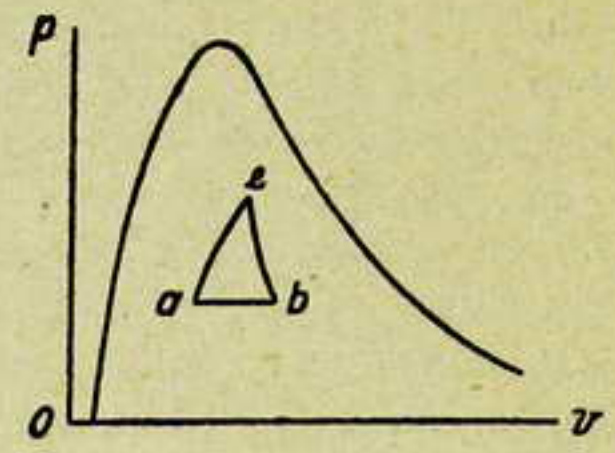
Մյուս կողմից, երբ m_1 և m_2 մասսաները հաստատուն են և սիստեմում կատարվում է հաստատուն բաղադրության գծով պրոցես, ապա հեղուկի վիճակը փոփոխվում է ստորին սահմանային կորով, իսկ գոլորշու վիճակը՝ վերին սահմանային կորով։ Հեղուկի և գոլորշու տեսակարար ջերմունակությունները, երբ պրոցեսը կատարվում է սահմանային կորերով, համապատասխանաբար c_1 և c_2 են։ Այդ պատճառով $C_1=m_1c_1$ և $C_2=m_2c_2$։ Այսպիսի պարզ դատողություններով կարելի է հանգել (8, 2, 1) հավասարությանը։

§ 8, 8. ՅQ-Ի ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

1. Նախորդ պարագրաֆում մենք ընդհանուր գծերով ծանոթացանք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի տարբեր ջերմունակությունների հետ։ Նրան՛

առանձնահատկությունների և տարբեր տեսակի թաքնված ջերմությունների հետ նրանց ունեցած կախումների հաստատման նպատակով անհրաժեշտ է արտածել δQ-ի արտահայտությունը, ընդ որում ենթադրվում է, որ օրկես սիստեմի պարամետրները վերցված են t-ն, m_2-ը, m-ը, որտեղ $m=m_1+m_2=const.$

Դիցուք a, b, e մեկը մյուսին անվերջ մոտ վիճակները գտնվում են հեղուկ-գոլորշի խառնուրդի տիրույթում (նկ. 8—6). ae-ն կամայական հավասարաձեվի տարրական պրոցես է։



Նկ. 8—6

Այդ պրոցեսին վերաբերող անվերջ փոքր մեծությունները կնշանակենք δ-ով։ ab-ն տարրական իզոբար-իզոթերմ հավասարաձեվի պրոցես է, իսկ be-ն հաստատուն բաղադրության տարրական հավասարաձեվի պրոցես է։

ab և be պրոցեսներին վերաբերող անվերջ փոքր մեծությունները կնշանակենք d_p-ով և d_{m_2}-ով։

Հարմարության նպատակով կազմենք հետևյալ աղյուսակը

Պրոցեսը	Ա հ ե ր ը		Ջերմունակությունը	Գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը	Ջերմության քանակը
	Ջերմաստիճանի	Գոլորշու քանակի			
ae	δt	δm_2	C		$\delta Q=C\delta t$
ab	0	$d_p m_2=\delta m_2$		L	$d_pQ=Ld_pm_2$
be	$d_{m_2}t=\delta t$	0	C'_{m_2}		$d_{m_2}Q=C'_{m_2}d_{m_2}t$

Աղյուսակում $d_pm_2=\delta m_2$, որովհետև be-ն հաստատուն բաղադրության պրոցես է և $m_{2b}=m_{2e}$; $d_{m_2}t=\delta t$, քանի որ $t_a=t_b$։ Ըստ (7, 2, 10)-ի ունենք՝

$$\delta Q=d_pQ+d_{m_2}Q \quad \text{կամ} \quad \delta Q=L\delta m_2+C'_{m_2}\delta t=C\delta t.$$

Այս արտահայտության մեջ C ջերմունակությունը և գոլորշիացման L թաքնված ջերմությունը վերաբերում են a վիճակին, իսկ C'_{m_2} ջերմունակությունը՝ b վիճակին։

Փոխարինելով, ինչպես այդ արված է (7, 6, 2)-ը և (7, 7, 1)-ը արտածելիս, C'_{m_2}-ը C_{m_2} ջերմունակությամբ a վիճակում՝ վերջնականապես կստանանք՝

$$\delta Q=C_{m_2}\delta t+L\delta m_2, \qquad (8,\ 3,\ 1)$$

$$C=C_{m_2}+L\frac{\delta m_2}{\delta t}. \qquad (8,\ 3,\ 2)$$

3. Որպեսզի ցույց տրվի, որ Cm_2 և L-ը վիճակի ֆունկցիաներ են, պետք է կիրառել առաջին սկզբունքի արտահայտություններից մեկը. Այդ կարելի է անել, դիտելով հեղուկ-գոլորշի սիստեմի կամ ներքին էներգիան և կամ ջերմապարունակությունը:

Այս սիստեմում, ինչպես ասված է (6, 5, 7)-ում, ծավալի, ներքին էներգիայի և ջերմապարունակության արտահայտությունները ձևով միևնույնն են՝

$$V=m_1v_1+m_2v_2, \qquad H=m_1h_1+m_2h_2. \tag{8, 3, 3}$$

այստեղ V-ն և H-ն ամբողջ սիստեմի ծավալն ու ջերմապարունակությունն են, v_1, v_2, h_1, h_2 հպեցած հեղուկի և հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալներն ու տեսակարար ջերմապարունակություններն են, որոնք ֆունկցիա են՝ կամ միայն ջերմաստիճանի, կամ միայն ճնշման:

Ենթադրվում է, որ ամբողջ սիստեմի ընդհանուր մասսան հաստատուն է, այսինքն՝

$$m=m_1+m_2=\text{const.} \quad \text{և} \quad dm_1=-dm_2:$$

Այդ պատճառով, երբ t-ն և m-ը անկախ փոփոխականներ են, ջերմաստիճանի և գոլորշու մասսայի δt ու δm_2 աճեր առաջացնող տարրական պրոցեսում ջերմապարունակության δH աճը կլինի՝

$$\delta H=\left(\frac{\partial H}{\partial m_2}\right)_t\delta m_2+\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{m_2}\delta t, \tag{8, 3, 4}$$

իսկ քան (8, 3, 3)-ի՝

$$\delta H=(h_2-h_1)\delta m_2+\left(m_1\frac{dh_1}{dt}+m_2\frac{dh_2}{dt}\right)\delta t, \tag{8, 3, 5}$$

որտեղ, համաձայն վերն ասածի, h_1-ը և h_2-ը ֆունկցիա են t-ի, իսկ $\frac{dh_1}{dt}$ և $\frac{dh_2}{dt}$-ն այդ ֆունկցիաների լրիվ ածանցյալներն են՝ քան t-ի:

(8, 3, 4), (8, 3, 5)-ից գտնում ենք՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial m_2}\right)_t=h_2-h_1, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{m_2}=m_1\frac{dh_1}{dt}+m_2\frac{dh_2}{dt}, \tag{8, 3, 6}$$

Ճիշտ նույն ձևով ներքին էներգիայի համար կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial m_2}\right)_t=u_2-u_1, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{m_2}==m_1\frac{du_1}{dt}+m_2\frac{du_2}{dt}, \tag{8, 3, 7}$$

(8, 3, 6)-ը և (8, 3, 7)-ը ձևով բոլորովին նույնն են, ինչ որ

$$\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t=v_2-v_1, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{m_2}=m_1\frac{dv_1}{dt}+m_2\frac{dv_2}{dt} \tag{8, 3, 8}$$

արտահայտությունները, որոնք արտածվեցին (2, 7, 16) և (2, 7, 17)-ում,

§ 8, 4. C_{m_2}, γ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՑՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ L, λ ԹԱՔՆՎԱԾ ՋԵՐՄՈՒԹՑՈՒՆՆԵՐԸ

1. Վերադառնանք C_{m_2}-ին և L-ին վերաբերող հարցին։ Որպեսզի ցույց տանք, որ C_{m_2}-ն և L-ը վիճակի ֆունկցիաներ են, (8, 3, 1)-ը արտածենք այլ եղանակով։ Դրա համար օգտվենք (7, 9, 7) արտահայտությունից։

$$\delta H=\delta Q+V\delta p \quad \text{կամ} \quad \delta Q=\delta H-V\delta p, \qquad (8,\ 4,\ 1)$$

որտեղ δQ-ն, δH-ը և δp-ն համապատասխան տարրական հակադարձելի պրոցեսում հաղորդված (դրական կամ բացասական) ջերմության, ջերմատարողունակության և ճնշման աճերն են։ Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $p=f(t)$ և հետևաբար $\delta p=\frac{dp}{dt}\delta t$։ Այդ պատճառով, հիշելով, որ $V=m_1v_1+m_2v_2$ և օգտվելով (8, 3, 4), (8, 3, 6)-ից, կարելի է (8, 4, 1)-ը գրել հետևյալ ձևով՝

$$\delta Q=\left[m_1\left(\frac{dh_1}{dt}-v_1\frac{dp}{dt}\right)+m_2\left(\frac{dh_2}{dt}-v_2\frac{dp}{dt}\right)\right]\delta t+(h_2-h_1)\delta m_2: \qquad (8,\ 4,\ 2)$$

Դիցուք մխավոր մասսա ունեցող հագեցած հեղուկում ջերմատեխճանը փոփոխվում է այն պրոցեսում, որի գիծը ստորին սահմանային կորն է։ (1) նիշը վերագրելով հագեցած հեղուկին և պահպանելով փոքրատառերը տեսակարար մեծությունների համար, կարող ենք այդ պրոցեսի դեպքում օգտվել (8, 4, 1)-ից՝

$$\delta q_1=\delta h_1-v_1\delta p, \quad \text{կամ՝} \quad \frac{dq_1}{dt}=\frac{dh_1}{dt}-v_1\frac{dp}{dt}:$$

Այստեղ δq_1-ը (ինչպես արդեն ասվեց) ստորին սահմանային կորով կատարվող տարրական հակադարձելի պրոցեսի ջերմությունն է, և այդ պատճառով $\frac{dq_1}{dt}$-ն c_1 տեսակարար ջերմունակությունն է (տես § 8, 2, 3)։

Նույն ձևով մենք կգտնեինք, որ

$$\frac{dh_2}{dt}-v_2\frac{dp}{dt}=\frac{dq_2}{dt}=c_2,$$

որտեղ c_2-ը հագեցած գոլորշու տեսակարար ջերմունակությունն է վերին սահմանային կորի վրա։ (8, 4, 2)-ից վերջնականապես կստանանք՝

$$\delta Q=(m_1c_1+m_2c_2)\delta t+(h_2-h_1)\delta m_2, \qquad (8,\ 4,\ 3)$$

(8, 4, 3)-ը համեմատելով (8, 3, 1)-ի հետ և նկատի ունենալով (8, 3, 6)-ը, գտնում ենք՝

$$L=h_2-h_1=\left(\frac{\partial H}{\partial m_2}\right)_t \qquad (8,\ 4,\ 4)$$

$$C_{m_2}=m_1c_1+m_2c_2, \qquad (8,\ 4,\ 5)$$

ընդ որում $c_1=\frac{dh_1}{dt}-v_1\frac{dp}{dt}$, $c_2=\frac{dh_2}{dt}-v_2\frac{dp}{dt}$: (8, 4, 6)

2. (8, 4, 5) կախումն ստացվել էր § 8, 2-ի վերջում պարզ դատողությունների միջոցով։ (8, 4, 4)-ում և (8, 4, 6)-ում h_1, h_2, v_1, v_2, p*-ն միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա են, հետևաբար* L, c_1, c_2*-ը հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ջերմաստիճանի ֆունկցիաներն են, իսկ* Cm_2*-ն ջերմաստիճանի և հեղուկի ու գոլորշու* m_1, m_2 *մասսաների ֆունկցիա է. Այսպիսով՝* L, c_1, c_2, Cm_2*-ն սիստեմի վիճակի ֆունկցիաներ են։*

§ 8, 7-ում ցույց կտրվի, որ c_2*-ն գոլորշու ճյուղի զգալի մասի վրա բացասական է, իսկ* c_1*-ը միշտ դրական է. (8, 4, 4)-ը նշանակում է, որ*

(8, 4, 4′) Գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը հավասար է հագեցած գոլորշու և հեղուկի տեսակարար ջերմապարունակությունների տարբերությանը գոլորշիացման ջերմաստիճանում:

Այս արդյունքը կարելի էր կանխատեսել։ Իրոք, յուրաքանչյուր հակադարձելի իզոբար պրոցեսում $d_pQ=d_pH$, *(6, 10, 9)։* $t=const$. *դեպքում գոլորշիացումը միևնույն ժամանակ հանդիսանում է իզոբար պրոցես, այդ. պատճառով կարելի է գրել՝*

$$L=\left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_t=\left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_{t,p}=\left(\frac{\partial H}{\partial m_2}\right)_{t,p}=h_2-h_1,$$

Վերջին հավասարությունը հետևում է (8, 3, 6)-ից։ Այսպիսով, L-ը գոլորշին կախված չէ m_1, *և* m_2*-ից։*

Տեխնիկայում գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը բաժանում են երկու գումարելիների։

Քանի որ $H=U+pV$ *և* p*-ն միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է, ապա բան (8, 4, 4)-ի՝*

$$L=\left(\frac{\partial H}{\partial m_2}\right)_t=\left(\frac{\partial U}{\partial m_2}\right)_t+p\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t, \qquad (8, 4, 7)$$

կամ (8, 3, 7)-ի և (8, 3, 8)-ի հիման վրա

$$L=h_2-h_1=(u_2-u_1)+p(v_2-v_1), \qquad (8, 4, 8)$$

(8, 4, 8)-ը կարող է անմիջականորեն ստացվել (8, 4, 4)-ից, եթե նկատի ունենանք, որ $h_1=u_1+pv_1$, $h_2=u_2+pv_2$,

$p\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t=p(v_2-v_1)$*-ը սիստեմի ճնշման աշխատանքն է, երբ հագեցած հեղուկի մասսայի միավորը իզոբար-իզոթերմ կերպով հագեցած գոլորշի է դառնում։ Այս աշխատանքը կոչվում է գոլորշիացման տեսակարար արտաքին ջերմություն։ Իրոք, եթե ենթադրենք, որ արտաքին ճընշումն ու սիստեմի ճնշումը նույնն են, կստանանք՝*

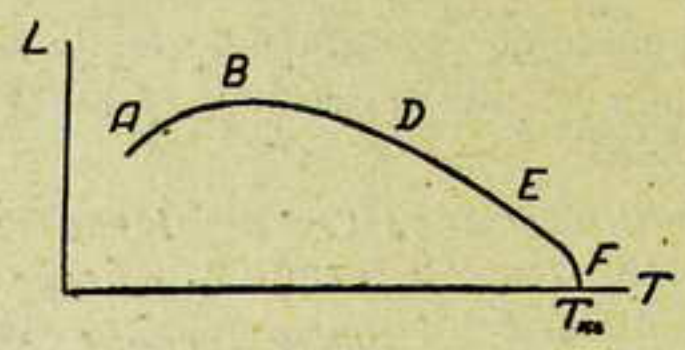
$$\left(\frac{\partial W_0}{\partial m_2}\right)_t=-p\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t \text{ կամ } \left|\left(\frac{\partial W_0}{\partial m_2}\right)_t\right|=\left|p\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t\right|,$$

$\left(\frac{\partial U}{\partial m_2}\right)_t=u_2-u_1$*-ը հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ներքին էներգիայի աճն է, որն առաջացել է հագեցած հեղուկի միավոր մասսայի իզոբար-իզոթերմ կեր-*

պով հագեցած գոլորշի դառնալուց։ Այս ածը կոչվում է գոլորշիացման տեսակարար ներքին ջերմություն։

Այսպիսով (8, 3, 7) կամ (8, 4, 8)-ից անմիջականորեն բխում է, որ (8, 4, 8′) գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը հավասար է գոլորշիացման ներքին և արտաքին թաքնված ջերմությունների գումարին։

Վերն ասվեց, որ գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը ջերմաստիճանի ֆունկցիա է։ Այդ ֆունկցիայի գրաֆիկը ներկայացված է 8—7 նկարի վրա։ Գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը երբեք բացասական չի լինում։ Կրիտիկականից ոչ շատ հեռու ջերմաստիճաններում ջերմաստիճանի բարձրացումից L-ը փոքրանում է և կրիտիկական կետում 0 է դառնում։ ABDEF կորը կրիտիկական կետին մոտենում է ուղիղ անկյան տակ։ Մանրամասն փորձնական հետազոտությունը ցույց է տվել, որ որոշ հեղուկների դեպքում ջերմաստիճանը անընդհատ փոքրանալիս (սկսած կրիտիկականից) L-ը մեծանալով հասնում է մաքսիմումի, ծածր ջերմաստիճանների տիրույթում L-ի փոփոխման բնույթը լավ չի ուսումնասիրված։ Գծի DE հատվածն ուղիղից քիչ է շեղվում։ Տեսականորեն կարելի է լուծին հիմնավորել կրիտիկական կետում գոլորշիացման ջերմության զրո լինելը և ցույց տալ, որ կրիտիկական կետում կորը պետք է մոտենա աբսցիսների առանցքին ուղիղ անկյան տակ։ Կարելի է նույնպես բացատրել մաքսիմումի գոյությունը B կետում։



Նկ. 8—7

3. § 8, 1-ում և § 8, 2-ում բացատրված է, թե ինչու է նպատակահարմար հեղուկ-գոլորշի սիստեմին վերաբերող բանաձևերում ծավալի փոփոխության թաքնված ջերմության և իզոխոր պրոցեսի ջերմունակության համար l-ի և C_v-ի փոխարեն օգտագործել λ և γ նշանակությունները։

Այդ նշանակություններով (7, 6, 2)-ը կգրվի այսպես՝

$$\delta Q=\gamma\delta t+\lambda\delta V, \qquad (8,\ 4,\ 9)$$

որտեղ ըստ (7, 8, 9), (7, 8, 12). (7, 8, 2) ահմանների և բանաձևերի՝

$$\gamma=\left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_v=\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v, \qquad (8,\ 4,\ 10)$$

$$\lambda=\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t=\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t+p, \qquad (8,\ 4,\ 11)$$

$$\lambda=\omega\frac{dp}{dt}, \qquad (8,\ 4,\ 12)$$

(8, 4, 12)-ում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն փոխարինված է $\frac{dp}{dt}$-ով, քանի որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում

$$p=f(t) \quad և \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{dp}{dt}=f'(t)>0,$$

L, v_1, v_2-ը նույնպես միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են։

Այդ պատճառով (8, 3, 1), (8, 4, 12)-ից հետևում է, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում ω-ն և λ-ն t-ի դրական ֆունկցիաներ են։

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմի բաղադրությունից անկախ լինելով, ω-ն և λ-ն այդ սիստեմի իզոբար-իզոթերմի բոլոր կետերում անփոփոխ են։

4. Կամայական հակադարձելի պրոցեսում ջերմության տարբի համար մենք արտածեցինք 3 արտահայտություն՝ (7, 6, 2), (7, 7, 1) և (8, 3. 1)։

Մի փոքր վերևում բերված (8, 4, 9) արտահայտությունը տարբերվում է (7, 6, 2)-ից միայն այլ նշանակություններով։ Այս արտահայտություններում աջ մասերի δt, δV, δp, δm_2 դիֆերենցիալները պետք է անկախ լինեն։ δt, δV-ն միշտ բոլոր սիստեմներում, կարող են դիտվել որպես անկախ մեծություններ, իսկ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում δt-ն և δp-ն անկախ անվերջ փոքրեր չեն։ Այդ պատճառով (7, 7, 1)-ը անկիրառելի է հեղուկ-գոլորշի սիստեմի նկատմամբ։ Այդ սիստեմում կամայական տարրական հակադարձելի պրոցես դիտելիս մենք կօգտվենք (8, 3, 1) և (8, 4, 9)-ից

$$\delta Q = C_{m_2}\delta t + L\delta m_2, \qquad (8,\ 3,\ 1)$$

$$\delta Q = \gamma\delta t + \lambda\delta V, \qquad (8,\ 4,\ 9)$$

Ենթադրենք՝ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում կատարվում է հաստատուն բաղադրության հակադարձելի պրոցես, ապա $\delta m_2 = 0$, $\delta t = d_{m_2}t$, $\delta V = d_{m_2}V$, $\delta Q = d_{m_2}Q$։

(8, 3, 1) և (8, 4, 9)-ի միաժամանակ դիտումը տալիս է՝

$$C_{m_2}d_{m_2}t = \gamma d_{m_2}t + \lambda d_{m_2}V$$

կամ՝

$$C_{m_2} = \gamma + \lambda\left(\frac{\partial V}{dt}\right)_{m_2}, \qquad (8,\ 4,\ 13)$$

(8, 4, 10) կախումը հարմար է V—t դիագրամից օգտվելիս, իսկ p—V դիագրամից օգտվելիս կարելի է (8, 4, 10)-ը մասամբ ձևափոխել, ելնելով այն բանից, որ ըստ շղթայաձև դիֆերենցման կանոնի՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{m_2} = \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2}\left(\frac{\partial p}{dt}\right)_{m_2},$$

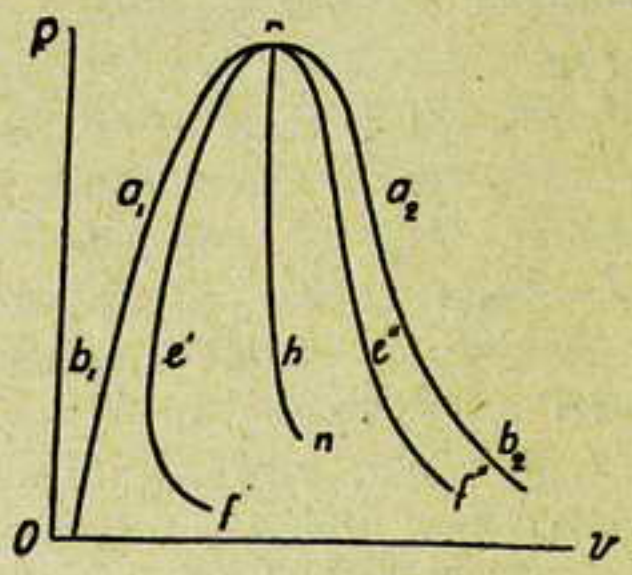
իսկ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $\left(\frac{\partial p}{dt}\right)_{m_2} = \frac{dp}{dt}$:

Այսպիսով (8, 4, 13)-ից կստանանք՝

$$C_{m_2} = \gamma + \lambda\frac{dp}{dt}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2}, \qquad (8,\ 4,\ 14)$$

8—8 նկարի վրա տարված են $b_1a_1ka_2b_2$ հագեցման գիծը և հաստատուն բաղադրության մի քանի գծեր՝ ke′f′, khn, ke″f″. khn-ը հաստատուն բաղադրության գծերից միակն է, որի շոշափողը կրիտիկական կետում զու-

գահեռ է Op առանցքին, khn-ից աջ դասավորված հաստատուն բաղադրության որևէ գծի բոլոր կետերում $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2}$ ածանցյալը բացասական է։ Այդ գծերի վրա, կրիտիկական կետում $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2} = -\infty$։ Այս նույնը տեղի ունի հաստատուն բաղադրության բոլոր գծերի վրա, երբ p=0։ Հեղուկի ճյուղը կազմում է միակ բացառությունը։ khn-ից ձախ դասավորված հաստատուն բաղադրության բոլոր գծերի վրա կրիտիկական կետում $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2} = +\infty$ և այս ածանցյալը դրական է մնում, կրիտիկական ճնշումից սկսած, ճնշումների որոշ միջակայքում, օրինակ՝ k-ից մինչև e'։



Նկ 8—8

Այսպիսով (8, 4, 14)-ի աջ մասում $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2}$ ածանցյալը, p-ի և m_2-ի արժեքներից կախված, կարող է ընդունել կամայական արժեքներ $+\infty$-ից մինչև $-\infty$, ց-ն. ոլսկս V=const. պրոցեսի ջերմունակություն, դրական է և վերջավոր։

Հետևաբար (8,4, 14)-ի համաձայն՝ C_{m_2}-ն անկասկած դրական է հագեցման տիրույթի բոլոր այն կետերում, որտեղ $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2} > 0$։ C_{m_2}-ը կլինի մեծ կամ անվերջ մեծ, երբ այս ածանցյալը մեծ կամ անվերջ մեծ լինի։ Իսկ այն կետերում, որտեղ $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2} < 0$, C_{m_2} ջերմունակությունը կարող է լինել ինչպես դրական, նույնպես և բացասական։ Այսպես, կրիտիկական կետում, khn-ից աջ դասավորված հաստատուն բաղադրության գծերի վրա և բոլոր հաստատուն բաղադրության գծերի վրա, երբ $p \to 0$, $C_{m_2} \to -\infty$, քանի որ $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{m_2} \to -\infty$։ Այստեղից հետևում է, որ հաստատուն բաղադրության գծերի ստորին հատվածներում (բացառությամբ հեղուկի ճյուղի) C_{m_2}-ն պետք է բացասական լինի։ C_{m_2}-ն նույնպես բացասական է khn-ից աջ դասավորված հաստատուն բաղադրության գծերի վերին հատվածների վրա։

Այսպիսով, գոլորշու ճյուղի ծայրագույն վերին և ծայրագույն ստորին մասերում C_{m_2} ջերմունակությունը (կամ որ նույնն է՝ c_v տեսակարար ջերմունակությունը) բացասական է։ Միջին հատվածում C_{m_2}-ի նշանի մասին նախօրոք ոչինչ ասել չի կարելի [տե՛ս (8, 7, 10), § 8, 7, 3]։ Այն, ինչ ասվեց այն տիրույթների մասին, որտեղ C_{m_2}-ն բացասական է, կարելի է ճշգրտել հետևյալ կերպ. յուրաքանչյուր իզոբարի վրա, որի գոլորշու ճյուղի հետ հատվելու կետում տեսակարար ջերմունակությունը բացասական է, գոյություն ունի այնպիսի A կետ, որտեղ $C_{m_2}=0$։ Այդպիսի իզոբարի A-ից ձախ

դասավորված բոլոր կետերում $C_{m_2}>0$, *իսկ A-ից աջ դասավորված կետերում* $C_{m_2}<0$:

Որպեսզի դրանում համոզվենք, (8, 2, 1)-ը գրենք այսպես՝

$$C_{m_2}=mc_1+m_2(c_2-c_1),$$

այսինքն՝ երբ t=const., C_{m_2} *ջերմունակությունը* m_2*-ի գծային ֆունկցիա է:*

Այստեղից, եթե $c_2<0$, *ապա* $C_{m_2}=0$ m_2*-ի այն արժեքների համար՝ որոնք որոշվում են հետևյալ պայմանով՝*

$$m_2=\frac{mc_1}{c_1-c_2}<m \qquad (\text{որովհետև } c_2<0)$$

կամ՝

$$x_2=\frac{m_2}{m}=\frac{c_1}{c_1-c_2};$$

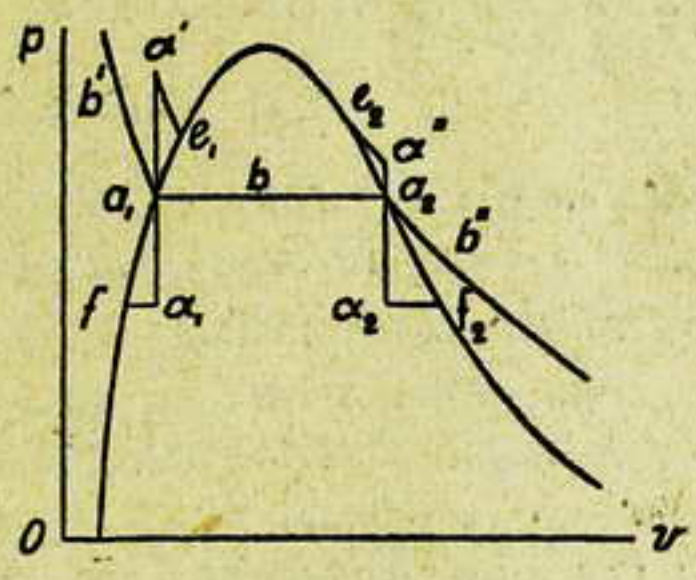
Այսպիսով, C_{m_2}*-ն բացասական է, եթե* $x_2>\frac{c_1}{c_1-c_2}$,

C_{m_2}*-ն դրական է, եթե* $x_2<\frac{c_1}{c_1-c_2}$,

§ 8, 5. c_{v_1}, c_1, γ_1, c_{v_2}, c_2, γ_2, γ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Որպեսզի կապ հաստատենք թվարկված ջերմունակությունների միջև, դիտենք հետևյալ տարբրական հակադարձելի պրոցեսները (նկ. 8—9), a_1e_1*-ը, որն ընթանում է ստորին սահմանային կորով (տեսակարար ջերմունակությունը,* c_1*),* $a_1\alpha'$ *ը՝ իզոխոր (տեսակարար ջերմունակությունը՝* c_{v_1}*):*

$\alpha'e_1$*-ը իզոթերմ, որը կարելի է փոխարինել* $b'a_1$ *անվերջ մոտ իզոթերմով (ծավալի փոփոխության թաքնված ջերմությունը՝* l_1*): Որովհետև* $a_1\alpha'$ *և* $\alpha'e_1$ *(կամ* $b'a_1$*) պրոցեսները կատարվում են համասեռ հեղուկի մեջ, ապա (7, 6, 4)-ը կիրառելի է, ընդ որում* $\frac{\delta V_1}{\delta t}$ *ածանցյալը վերաբերում է հեղուկի ճյուղով կատարվող* a_1e_1 *պրոցեսին: Այդ ճյուղի վրա հեղուկի* v_1 *տեսակարար ծավալը ջերմաստիճանի ֆունկցիա է, և այդ պատճառով* $\frac{\delta v_1}{\delta t}=\frac{dv_1}{dt}$. *Այսպիսով (7, 6, 4)-ից ստանում ենք՝*



Նկ. 8—9

$$c_1=c_{v_1}+l_1\frac{dv_1}{dt}, \qquad (8, 5, 1)$$

Այժմ անցնենք այլ տարբրական հակադարձելի պրոցեսների քննարկմանը (նկ. 8—9),

a_1f_1-ը, որն ընթանում է սառըին ահմանային կորով (տեսակարար ջերմունակությունը՝ c_1), $a_1\alpha_1$-ը՝ իզոխոր (տեսակարար ջերմունակությունը՝ γ_1), α_1f_1-ը՝ իզոթերմ, որը կարելի է փոխարինել անվերջ մոտ ba_1 իզոթերմով (ծավալի փոփոխության թաքնված ջերմությունը՝ λ), $a_1\alpha_1$, α_1f_1 (կամ ba_1) պրոցեսները կատարվում են հեղուկ-գոլորշի տիրույթում, այդ պատճառով կիրառելի է (8, 4, 9)-ը, որտեղ δQ-ն պետք է վերագրել a_1f_1 պրոցեսին և γ ու V-ի փոխարեն գրել γ_1 և v_1: Բաժանելով δt-ի և $\frac{\delta v_1}{\delta t}$-ն նաբից փոխարինելով $\frac{dv_1}{dt}$-ով, կստանանք՝

$$c_1=\gamma_1+\lambda\frac{dv_1}{dt}: \qquad (8,\ 5,\ 2)$$

a_1 վիճակում, a_1e_1 և a_1f_1 պրոցեսների c_1 ջերմունակությունը միևնույնն է (տե՛ս § 8, 2, 3), $a_1\alpha'$ և $a_1\alpha_1$ պրոցեսների c_{v_1} և γ_1 ջերմունակությունները դրական են և անհավասար (տե՛ս § 8, 2, 2). λ և l_1-ը դրական են, քանի որ երբ կից տիրույթներում (հեղուկ, հեղուկ-գոլորշի, գազ) $\left(\frac{\partial Q}{\partial v}\right)_t>0$: Իսկ ինչ վերաբերում է $\frac{dv_1}{dt}$ ածանցյալին, ապա այն դրական է հեղուկի ճյուղի բոլոր կետերում, ցածր ջերմաստիճաններում շատ փոքր է. ջերմաստիճանը մեծանալու հետ $\frac{dv_1}{dt}$-ն աճում է և, կրիտիկական կետին մոտենալիս, ձգտում է անվերջության: Այդ պատճառով (8, 5, 1)-ից և (8, 5, 2)-ից հետևում է, որ հեղուկի ճյուղի բոլոր կետերում

$$c_1>c_{v_1}>0, \qquad c_1>\gamma_1>0. \qquad (8,\ 5,\ 3)$$

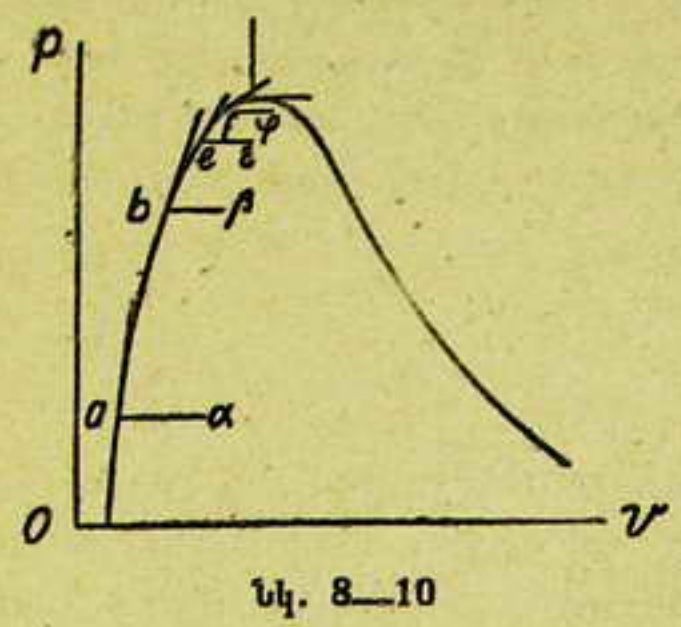
ջերմաստիճանը մեծանալու հետ $c_1-c_{v_1}$ և $c_1-\gamma_1$ տարբերությունները աճում և դրական անվերջություն են դառնում կրիտիկական կետում:

2. Այս արդյունքներին կարելի է նույնպես հանգել, ելնելով (7, 4, 2)-ից: Իրոք (նկ. 8—9), a_1 կետում ծավալի մեծացմանը համապատասխանում է հեղուկի ճյուղի a_1e_1 հատվածը և իզոթերմի a_1b հատվածը, ընդորում a_1e_1-ը ընկած է a_1b իզոթերմի և $a_1\alpha'$ իզոխորի միջև: Այդ պատճառով (7, 4, 2)-ի հիման վրա կարելի է պնդել, որ a_1 կետում a_1e_1 պրոցեսի c_1 ջերմունակությունը ավելի մեծ է $a_1\alpha'$ պրոցեսի c_{v_1} ջերմունակությունից՝ $c_1>c_{v_1}$:

Ծավալի փոքրացմանը համապատասխանում է հեղուկի ճյուղի a_1f_1 հատվածը և իզոթերմի a_1b' հատվածը, a_1f_1 հատվածը գտնվում է a_1b' իզոթերմի և $a_1\alpha_1$ իզոխորի միջև. հետևաբար a_1 կետում a_1f_1 պրոցեսի c_1 ջերմունակությունը ավելի մեծ է, քան $a_1\alpha_1$ պրոցեսի γ_1 ջերմունակությունը՝ $c_1>\gamma_1$: (7, 4, 2)-ից օգտվելով, կարելի է նույնպես ցույց տալ, որ $c_1-c_{v_1}$ (կամ $c_1-\gamma_1$) տարբերությունը ջերմաստիճանը մեծանալու դեպքում մեծանում է և կրիտիկական կետում $c_1=+\infty$:

Դրա համար դիտենք հեղուկի ճյուղի վրա մի քանի կետ (a, b, e

f . . . . . k) (նկ. 8—10). Այս կետերից տանենք aα, bβ, eε, fφ իզոթերմները։



նկ. 8—10

Ծածր ջերմաստիճաններում և ճընշումներում հեղուկի abefk ճյուղը համաբոյա համընկնում է իզոխորին և կազմում է իզոթերմի հետ $\frac{\pi}{2}$-ին մոտ անկյուն։ Ջերմաստիճանի մեծացման հետ այս անկյունը փոքրանում է և կրիտիկական կետում ձգտում է 0-ի, այդ բոլոր կետերում հեղուկի ճյուղը գտնվում է իզոթերմի և իզոխորի միջև։ Որքան փոքր լինի այն անկյունը, որն առաջանում է դիտվող կետում, abefk գծով և իզոթերմով, այսինքն՝ որքան շատ է շեղվում այդ գիծն իզոխորից, այնքան, համաձայն (7, 4, 2)-ի և 7—18 նկ. դիագրամի, մեծ կլինի $c_1 - c_{v_1}$ տարբերությունը։ Կրիտիկական կետում հեղուկի ճյուղը և իզոթերմն ունեն ընդհանուր հորիզոնական շոշափող, այսինքն՝ այդ կետում հեղուկի ճյուղը համընկնում է իզոթերմին, իսկ c_1 ջերմունակությունը, որը դրական է հեղուկի ամբողջ ճյուղի համար, դառնում է անվերջ մեծ։

3. (8, 5, 2)-ից հանելով անդամ առ անդամ (8, 5, 1), կստանանք՝

$$\gamma_1 - c_{v_1} = (l_1 - \lambda)\frac{dv_1}{dt} \qquad (8, 5, 4)$$

արտահայտությունը, որի ձախ մասը ներկայացնում է հեղուկի ճյուղի միևնույն (a_1) վիճակում ունեցած γ_1 և c_{v_1} ջերմունակությունների տարբերությունը (նկ. 8—9)։ Ինչ վերաբերում է (8, 5, 4)-ի աջ մասին, ապա համաձայն (7, 8, 2)-ի և (8, 4, 12)-ի՝ $l_1 = \omega_1\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{v_1}$, $\lambda = \omega\frac{dp}{dt}$։ Այստեղ l_1, ω_1, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{v_1}$-ը համապատասխանաբար ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմության, ω ֆունկցիայի և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{v_1}$ ածանցյալի արժեքներն են a_1 վիճակում, երբ մոտենում ենք այդ կետին ձախից, այսինքն՝ հեղուկի տիրույթից։ λ, ω, $\frac{dp}{dt}$-ն նույն մեծությունների արժեքներն են a_1 կետում, նրան աջից մոտենալիս, հեղուկ-գոլորշի տիրույթից. հեղուկ-գոլորշի սիստեմում p-ն ֆունկցիա է միայն t-ի, և այդ պատճառով $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{v_1}$ մասնական ածանցյալը փոխարինվում է $\frac{dp}{dt}$ լրիվ ածանցյալով (տե՛ս § 2, 5)։

(2, 5, 2)-ի համաձայն a_1 վիճակում

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > \frac{dp}{dt}, \qquad (8, 5, 5)$$

Այս ոչ նուլնուԹյունը բացատրվում է հեղուկ և հեղուկ-գոլորշի տիրույԹների հատկուԹյուններըի խիստ տարբերուԹյամբ։

Նույն պատճառով կարող էին տարբերվել մեկը մյուսից ω_1-ը և ω-ն։ Համենայն դեպս, միայն երկրորդ սկզբունքի հիման վրա կարելի է ապացուցել, որ $\omega_1=\omega$ [տե՛ս (13, 5, 7)]. Բայց եԹե ընդունենք $\omega_1=\omega$ և հիշենք (§ 7, 8, 10), որ ω_1-ը դրական է, ապա (8, 5, 4)-ի աջ մասը դրական կլինի, հետևաբար

$$\gamma_1 > c_{v_1} \qquad (8,\ 5,\ 6)$$

և քան (8, 5, 3)-ի՝

$$c_1 > \gamma_1 > c_{v_1}.$$

Այսպիսով, (8, 5, 6)-ի համաձայն՝

(8, 5, 6′) Համասեռ ճագեցած հեղուկի մեջ սկսվող իզոխոր պրոցեսը կարող է ընԹանալ կա՛մ դեպի հեղուկ-գոլորշի տիրույԹը, կա՛մ՝ չճագեցած հեղուկի տիրույԹը: Առաջին դեպքում ջերմունակուԹյունն ավելի մեծ է, քան երկրորդ դեպքում:

4. ԵԹե քննարկենք (նկ. 8—9) a_2e_2 պրոցեսը վերին սահմանային կորի վրա (նկ. 8—9), $a_2\alpha''$ և $\alpha''e_2$ (կամ a_2b'') կամ a_2f_2, $a\alpha_2$, α_2f_2 (կամ ba_2) պրոցեսները, ապա նույն ձևով, ինչպես և ներկա պարագրաֆի 2-ում, կստանայինք՝

$$c_2 = c_{v_2} + l_2 \frac{dv_2}{dt}, \qquad (8,\ 5,\ 7)$$

$$c_2 = \gamma_2 + \lambda \frac{dv_2}{dt}, \qquad (8,\ 5,\ 8)$$

$$\gamma_2 - c_{v_2} = (l_2 - \lambda) \frac{dv_2}{dt}, \qquad (8,\ 5,\ 9)$$

Այս երեք առնչուԹյունները ձևով միանգամայն համընկնում են (8, 5, 1)-ին, (8, 5, 2)-ին և (8, 5, 4)-ին։ Բայց հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալը ջերմաստիճանի նվազող ֆունկցիա է,

$$\frac{dv_2}{dt} < 0, \qquad (8,\ 5,\ 10)$$

իսկ

$$l_2 = \omega_2 \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{v_2} > 0,$$

քան (§ 7, 8, 1°)-ի՝

$$\omega_2 > 0, \qquad \lambda = \omega \frac{dp}{dt} > 0, \qquad (8,\ 5,\ 11)$$

քան (2, 5, 2)-ի $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{v_2} < \frac{dp}{dt}$, և քան (13, 5, 7)-ի $\omega_2=\omega$։

Այդ պատճառով (8, 5, 7) և (8, 5, 8)-ից չի կարելի որևէ եզրակացուԹյան գալ c_2 ջերմունակուԹյան նշանի վերաբերյալ։ Մենք կարող ենք միայն ասել, որ $c_2 < c_{v_2}$, $c_2 < \gamma_2$։

Գոլորշու ճյուղի դիտումը (տե՛ս § 8, 7, 3) ցույց է տալիս, որ c_2 ջերմատաիճանը լինում է և՛ դրական, և՛ բացասական։

(8, 5, 10) և (8, 5, 9)-ից հետևում է, որ

$$\gamma_2 > c_{v_2}, \qquad (8,\ 5,\ 12)$$

Այդ նշանակում է.

(8, 5, 12′) Զոր հագեցած գոլորշին հեղուկ-գոլորշի խառնուրդի տիրույթը տեղափոխող իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունն ավելի մեծ է, քան այդ գոլորշին գազ (չհագեցած գոլորշի) դարձնող իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունը:

(8, 5, 12)-ը միանգամայն համանման է (8, 5, 6)-ին:

5. γ ջերմունակության և γ_1, γ_2 տեսակարար ջերմունակությունների միջև գոյություն ունի պարզ կախում՝

$$\gamma = m_1\gamma_1 + m_2\gamma_2, \qquad (8, 5, 13)$$

որը հիշեցնում է

$$C_{m_2} = m_1c_1 + m_2c_2 \qquad (8, 4, 5)$$

առնչությունը:

(8, 5, 13)-ը արտածելու համար (8, 4, 5)-ը համադրենք (8, 4, 10)-ի և (8, 3, 8)-ի հետ: Այսպիսով,

$$\gamma = m_1\left(c_1 - \lambda\frac{dv_1}{dt}\right) + m_2\left(c_2 - \lambda\frac{dv_2}{dt}\right),$$

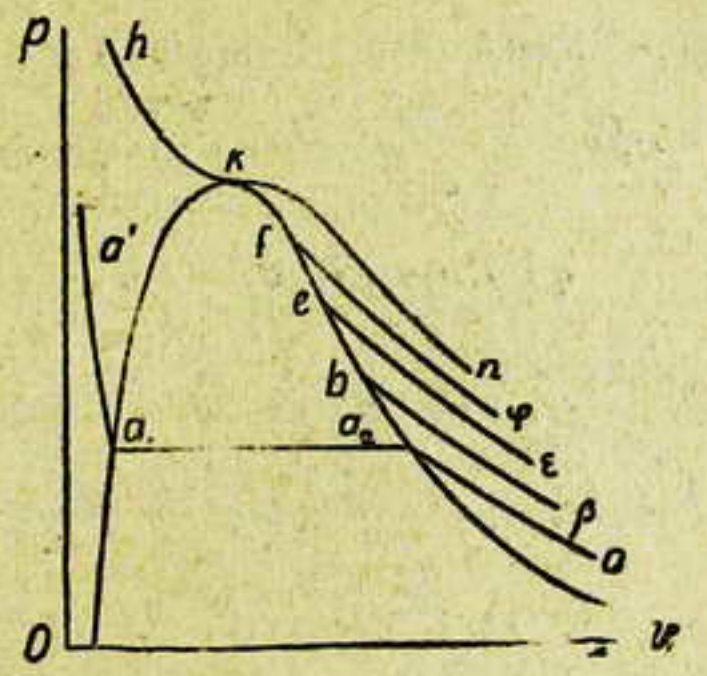
բայց ըստ (8, 5, 2) և (8, 5, 8)-ի՝

$$c_1 - \lambda\frac{dv_1}{dt} = \gamma_1, \qquad c_2 - \lambda\frac{dv_2}{dt} = \gamma_2.$$

այստեղից անմիջականորեն ստացվում է (8, 5, 13)-ը:

§ 8, 6. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ԱՊԻԱԲԱՏՆԵՐԸ p—V ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

1. p—V դիագրամի վրա հակադարձելի ադիաբատների ընթացքի մասին կարելի է լրիվ պատկերացում կազմել, վերհիշելով իզոթերմների ընթացքը p—V դիագրամի վրա և նրանց հատկությունները: Այդ պատճառով նպատակահարմար է այստեղ համառոտակի կրկնել §§ 2,4, 2,5-ի բովանդակությունը և ապա կատարել որոշ լրացումներ:



Նկ 8—11

ա) Եթե ճնշումը շատ մեծ է, իսկ ջերմաստիճանը կրիտիկականից ցածր, ապա սիստեմը գտնվում է համասեռ չհագեցած հեղուկի վիճակում: Ծավալի հետագա մեծացման ժամանակ $a'a_1a_2a$ իզոթերմը (նկ. 8—11) հագեցման գիծը հատում է a_1 և a_2 կետերում (a_1-ը՝ հեղուկի, իսկ a_2-ը՝ գոլորշու ճյուղերի վրա) և ապա շարունակվում է համասեռ չհագեցած գոլորշու (գազ) տիրույթում. $a'a_1$ և a_2a հատվածները համասեռ տիրույթներում իմաստ են ձախից աջ, իսկ a_1a_2 հատվածը, հեղուկ-գոլորշի տիրույթում, ծավալների

առանցքին զուգահեռ ուղիղ է։ Բացի դրանից, իզոթերմի $a'a_1$ և a_2a հատվածների կամայական կետում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ածանցյալը դրական է, այդ պատճառով, ըստ (7, 3, 1)-ի, նաև $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$ածանցյալը այդ հատվածներում պետք է դրական լինի, իսկ a_1a_2 հատվածի վրա p-ն ֆունկցիա է միայն t-ի, հետևաբար $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p=0$ [չնայած որ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{dp}{dt}$ ածանցյալը դրական է մնում, տե՛ս (7, 3, 7)]։

Այսպիսով,

համասեռ տիրույթներում
$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t<0,\quad \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t<0\\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)>0,\quad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p>0\end{aligned}\right\} \qquad (8,\ 6,\ 1)$$

անհամասեռ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t=0,\quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{dp}{dt}>0,\quad \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p=0. \qquad (8,\ 6,\ 2)$$

բ) Բացառությամբ կրիտիկական կետի, գոլորշու $kfeba_2$ ճյուղը բոլոր կետերում ավելի թեք է, քան նույն կետով անցնող իզոթերմը (տե՛ս նկ. 8—11), որտեղ fφ-ն eε-ը, bβ, a_2a-ն իզոթերմների հատվածներն են գազի տիրույթում։

գ) (2, 5, 2)-ի համաձայն երկու համասեռ տիրույթներում էլ (հեղուկ, գազ) $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ածանցյալը փոքրանում է, ծավալի մեծացման դեպքում. հեղուկ-գոլորշի տիրույթում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{dp}{dt}$ ածանցյալը հաստատուն է իզոթերմի (a_1a_2 հատվածի) բոլոր կետերում։ Մի տիրույթից մյուսն անցնելիս $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը խզվում է [տե՛ս (2, 5, 2)]։

դ) Ըստ (7, 8, 2) և (7, 3, 1)-ի $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t=l=\omega\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$, ընդ որում l-ը և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն ունեն միևնույն նշանը։ Այդ պատճառով կամայական $a'a_1$ a_2a իզոթերմի կամայական կետում, (8, 6, 1), (8, 6, 2)-ի համաձայն,

$$l>0,\quad \omega>0,$$

մասնավորապես a_1a_2 հատվածում $\lambda=\omega\frac{dp}{dt}>0$։ Բայց $L=\lambda(v_2-v_1)$, իսկ L, v_2, v_1, $\frac{dp}{dt}$-ն միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են (տե՛ս § 8, 4, 2),

հետևաբար λ-ն և ω-ն նույնպես միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա են և անփոփոխ են մնում իզոթերմի a_1a_2 հատվածի բոլոր կետերում.

2. Հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի համընկնման դեպքում, $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալները զրո են դառնում [տե՛ս (7, 3, 4)]: Այդ պատճառով (8, 6, 1) և (8, 6, 2)-ը ցույց են տալիս, որ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում և սրան առընթեր հեղուկի և գազի տիրույթներում հակադարձելի ադիաբատը և իզոթերմը ոչ մի տեղ չեն համընկնում և չունեն ընդհանուր շոշափող.

Նշված երեք տիրույթների յուրաքանչյուրը կետում հակադարձելի ադիաբատը իջնում է ձախից աջ, ինչպես այդ հետևում է կայունության (4, 5, 6) պայմանից, և իզոթերմից թեք է: Վերջինը երևում է, օրինակ, այն բանից, որ այս տիրույթներում հակադարձելի ադիաբատ սեղմումն առաջացնում է ճնշման և ջերմաստիճանի բարձրացում, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s<0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s>0:$$

Իսկ համաձայն (7, 3, 1)-ի այս անհավասարությունները կարող են (8, 6, 1) և (8, 6, 2)-ի հետ միաժամանակ տեղի ունենալ միայն այն դեպքում, երբ հակադարձելի ադիաբատը իզոթերմից թեք է.

Երբ ճնշումները շատ փոքր են, ապա գազի և հագեցած գոլորշու տեսակարար ծավալները դառնում են շատ մեծ և, ընդհակառակը, շատ փոքր տեսակարար ծավալների դեպքում հեղուկի վրա ճնշումը պետք է լինի շատ մեծ.

Շատ մեծ մեծությունների փոխարեն անվերջ մեծ մեծություններ պատկերացնելով, կարելի է հարցնել, թե ինչպիսին է $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s$ ածանցյալի արժեքը, երբ $V=\infty$ և կամ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s$ ածանցյալի արժեքը, երբ $p=\infty$.

Այս հարցի պատասխանը բխում է հետևյալ զուտ մաթեմատիկական թեորեմայից՝ (x) արգումենտի վերջավոր արժեքի դեպքում, (y) ֆունկցիան կարող է դառնալ անվերջ մեծ միայն այն դեպքում, երբ $\frac{dy}{dx}=\infty$.

Մեր դեպքում, ընդունելով p-ն և V-ն համապատասխանաբար արգումենտ և ֆունկցիա՝ տեսնում ենք, որ V-ն կարող է անվերջ մեծ դառնալ միայն այն ժամանակ, երբ $\left|\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s\right|=\infty$ կամ, քանի որ միշտ $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s<0$, ապա

$$V=\infty \text{ և } \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s=-\infty, \text{ երբ } p=0. \qquad (8, 6, 3)$$

Նույն ձևով, ընդունելով V-ն որպես արգումենտ, իսկ p-ն՝ ֆունկցիա, կստանանք՝

$p=\infty$, երբ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t=-\infty$ (և շատ փոքր V-ի դեպքում) (8, 6, 4), (8, 6, 3), (8, 6, 4)-ը, որոնք արտածվեցին հակադարձելի ադիաբատի համար, ակնհայտորեն տեղի ունեն և իզոթերմի դեպքում, այսինքն՝

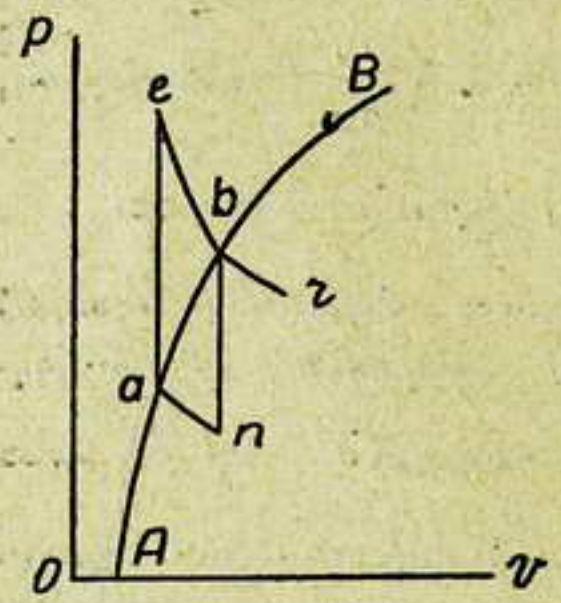
$$\left.\begin{array}{l} \text{երբ } p=0,\quad V=\infty,\quad \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t=-\infty, \\ \text{երբ } p=\infty,\quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t=-\infty, \end{array}\right\} \qquad (8,\ 6,\ 5)$$

3. Մենք տեսանք (§ 8, 4), որ մի տիրույթից մյուսն անցնելիս (օրինակ, համասեռ հեղուկի տիրույթից հեղուկ-գոլորշու տիրույթն անցնելիս) իզոթերմը (p—V դիագրամի վրա) խիստ փոխում է ուղղությունը, բեկվում է։

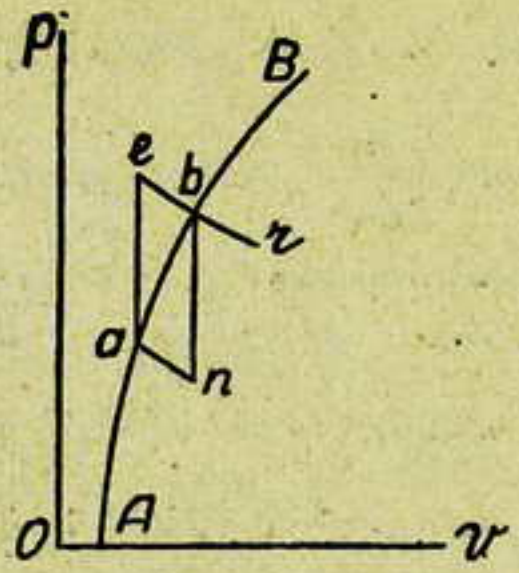
Իզոխորից և իզոբարից բացի՝ այսպիսի բեկման ենթարկվում են ճնշացած բոլոր կորերը։

Հակադարձելի ադիաբատների բեկման ընդհանուր և պարզ ապացույցը, որը հիմնված է թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի վրա, տրված է (21, 4, 2)-ում։ Այստեղ բերված ապացույցը հենվում է (8, 5, 6)-ի և (8, 5, 5)-ի վրա։

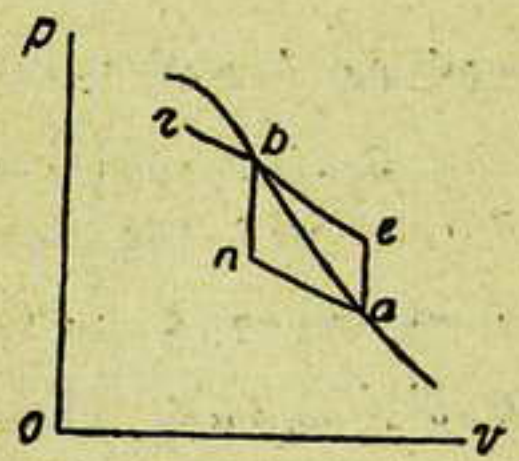
Հեղուկի AB ճյուղի վրա (նկ. 8—12) ընտրենք անվերջ մոտ a, b կետերը և տանենք ae, bn իզոխորներն ու ebr, an անվերջ փոքր հակադարձելի ադիաբատները, ընդ որում eb-ն գտնվում է հեղուկի տիրույթում, իսկ br-ը և an-ը՝ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում։



Նկ. 8—12ա



Նկ. 8—12բ



Նկ. 8—13

ae, eb, bn, na պրոցեսների տարրական լինելու պատճառով aebna ցիկլի ընթացքում aebna մակերեսով չափվող արտաքին աշխատանքը կլինի երկրորդ կարգից ոչ պակաս անվերջ փոքր. այդ պատճառով, քանի որ eb-ն և na-ն ադիաբատներ են, կարելի է գրել՝

$$Q=Q_{ae}+Q_{bn}=0;$$

Ջերմաստիճանների $t_e - t_a$ և $t_b - t_n$ տարբերությունները նշանակելով համապատասխանաբար $d_v t$-ով և δt-ով, կունենանք՝

$$Q_{ae} = c_{v_a} d_v t, \quad Qb_n = \gamma_b (t_a - t_b) = -\gamma_b \delta t.$$

Նախորդ հավասարության հետ համեմատելով, կստանանք՝

$$c_{v_a} d_v t = \gamma_b \delta t,$$

բայց հեղուկի տիրույթում t-ն ֆունկցիա է p-ի և v-ի, հետևաբար, երբ

$$v_a = \text{const.},$$

$$d_v t = \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_{v_a} d_v p, \quad \text{որտեղ } d_v p = p_e - p_a,$$

հեղուկ-գոլորշի տիրույթում t-ն կարող է դիտվել որպես միայն p-ի ֆունկցիա, այսինքն՝

$$\delta t = \frac{dt}{dp} \delta p, \quad \text{որտեղ } \delta p = p_b - p_a.$$

Տեղադրելով $d_v t$-ի և δt-ի արժեքները, գտնում ենք՝

$$\frac{\gamma_b}{c_{v_a}} \frac{\left(\frac{\partial p}{dt}\right)_{v_a}}{\frac{dp}{dt}} = \frac{d_v p}{\delta p}, \qquad (8, 6, 6)$$

Քանի որ a և b կետերը անվերջ մոտ են, ապա c_{vb}-ն տարբերվում է c_{v_a}-ից անվերջ փոքր մեծությամբ, մինչդեռ γ_b-ն և c_{v_a}-ն վերջավոր մեծություններ են։

C_{v_a}-ն փոխարինելով c_{vb}-ով, ըստ (8, 5, 6)-ի, տեսնում ենք, որ (8, 6, 6)-ի ձախ մասի առաջին կոտորակը մեկից մեծ է։ Երկրորդ կոտորակը նույնպես մեծ է մեկից, համաձայն (8, 5, 5)-ի. այդ պատճառով (8, 6, 6)-ի ձախ մասը կարող է ներկայացվել $1+k$ տեսքով, որտեղ k-ն դրական վերջավոր թիվ է, այսինքն՝

$$\frac{d_v p}{\delta p} = 1 + k > 1, \qquad (8, 6, 7)$$

Այստեղից էլ բխում է հեղուկի տիրույթից հեղուկ-գոլորշի տիրույթն անցնելիս հակադարձելի ադիաբատի բեկման անհրաժեշտությունը։ Իրոք, a և b կետերի անվերջ մոտ լինելու պատճառով հեղուկ-գոլորշի տիրույթում հակադարձելի ադիաբատների br և an հատվածները կարող են դիտվել որպես զուգահեռ հատվածներ։

Եթե հակադարձելի ադիաբատը չբեկվեր b կետում (տես նկ. 8 – 12բ), ապա այդ կետում eb և br հատվածները կունենային ընդհանուր շոշափող, և eb-ն կարող էր համարվել an-ին զուգահեռ, իսկ aebna սեղանը (նկ. 8—12ա) անվերջ քիչ կտարբերվեր զուգահեռագծից (նկ. 8 – 12բ), այսինքն՝ $ae = nb$ կամ՝ $d_v p = \delta p$. և միայն ադիաբատի՝ b կետում բեկ-

վելուց, ինչպես ցույց է տրված նկ. 8—12ա-ում, $d_v p : \delta p$ հարաբերությունը կարող է տարբերվել մեկից k վերջավոր մեծությամբ։

a և b կետերը գոլորշու ճյուղի վրա ընտրելով (նկ. 8—13), նորից կստանանք (8, 6, 6) արտահայտությունը, որտեղ $\frac{\gamma_b}{c_{v_a}} > 1$ (համաձայն 8, 5, 12)-ի, բայց այժմ, ըստ (2, 5, 2)-ի $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v : \frac{dp}{dt} < 1$ և այդ պատճառով չի կարելի պնդել, որ ձախ մասը մեկից մեծ է. այն կարող է լինել և մեկից փոքր։ Այսպիսով, հնարավոր չէր լինի պատասխանել այն հարցին, թե հեղուկ-գոլորշի տիրույթից գազի տիրույթն անցնելիս ադիաբատն ավելի թե՞ք, թե՞ պակաս թեք է դառնում.

(21, 4, 2)-ում տրված ապացույցը բերում է հետևյալ, միանգամայն ընդհանուր, դրույթին.

(8, 6, 8) Հեղուկ-գոլորշի տիրույթից որևէ համասեռ տիրույթ (հեղուկի կամ գազի) անցնելիս հակադարձելի ադիաբատը բեկվում է և դառնում է ավելի թեք։

Հեղուկի ճյուղի վրա բեկումը շատ ավելի նկատելի է, քան գոլորշու ճյուղի վրա։

Պետք է ասել, որ չնայած ապացույցը բերելիս մենք անմիջականորեն չօգտվեցինք երկրորդ սկզբունքից, սակայն օգտվեցինք (8, 5, 6) կախումից, որի արտածումը հիմնված է երկրորդ սկզբունքի վրա։

Այս բնույթի ապացույցը առանց երկրորդ սկզբունքի որևէ օգտագործման անհնարին է։

§ 8,7. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ԱԴԻԱԲԱՏՆԵՐԸ p—V ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

1. Հեղուկի ճյուղի ձևն այնպիսին է, որ հակադարձելի ադիաբատը բոլորովին չի կարող շոշափել այն, ոչ էլ հատել ավելի, քան մեկ կետում, իսկ գոլորշու ճյուղը միանգամայն հնարավոր է դարձնում այնպիսի հակադարձելի ադիաբատների գոյությունը, որոնք նրա հետ ունեն մեկից ավելի ընդհանուր կետեր կամ հատում են և՛ գոլորշու, և՛ հեղուկի ճյուղը։ Ըստ հակադարձելի ադիաբատի և հագեցման գծի հատման բնույթի կարելի է բոլոր հեղուկ-գոլորշի սիստեմները բաժանել երկու խմբի։

I. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմներ, որոնցում յուրաքանչյուր հակադարձելի ադիաբատը հատում է հագեցման գիծը մեկ անգամ (նկ. 8—14ա)։

II. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմներ, որոնցում որոշ հակադարձելի ադիաբատներ հագեցման գծի հետ ունեն ոչ թե մեկ, այլ ավելի ընդհանուր կետեր (նկ. 8—14բ)։

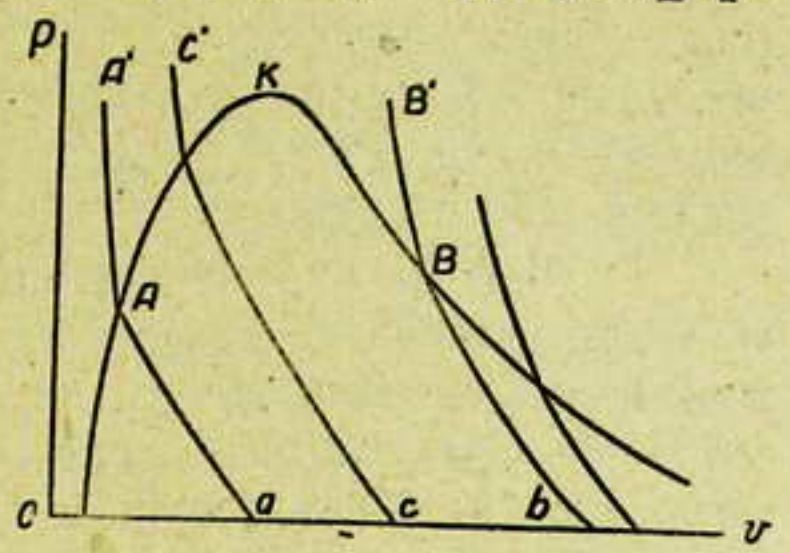
I խմբում յուրաքանչյուր ադիաբատ, ծավալի մեծացման դեպքում, մոնում է հագեցման տիրույթը և ճնշման հետագա՝ մինչև 0 փոքրացման դեպքում հենվում է ծավալների առանցքի վրա, այլևս դուրս չգալով հագեցման բնագավառից (նկ. 8—14ա)։

Երբ $p=0$, $0p$ առանցքից վերջավոր հեռավորության վրա գտնվող հա-

գեցման տիրույթի կետերում չորության աստիճանը հավասար է 0, քանի որ այդպես է, ապա կարելի է պնդել հետևյալը.

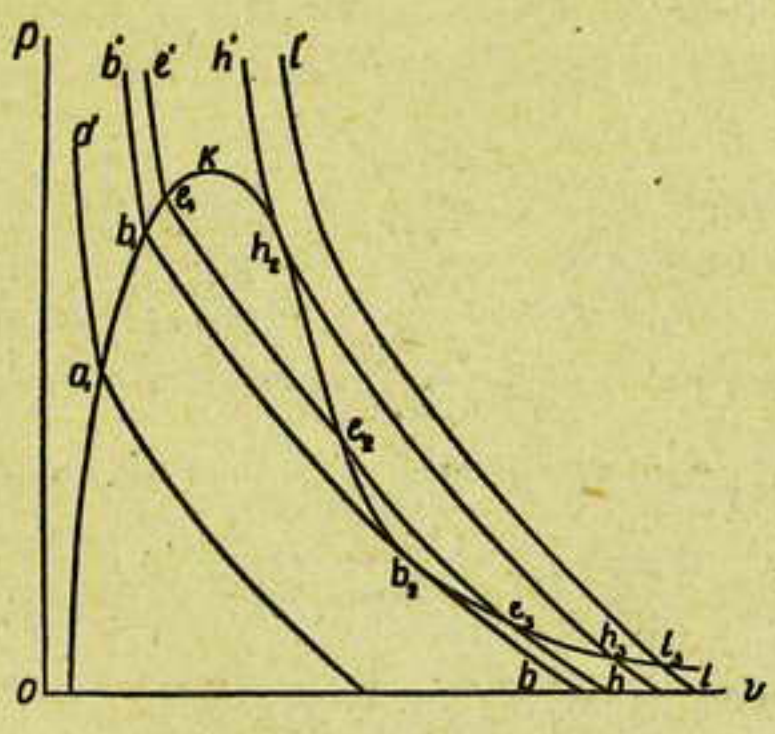
(8, 7, 1) թե I խմբի սիստեմներում հակադարձ՝լի ադիաբատը (A′Aa, C′c, B′Bb) հատում է հագեցման գիծը, ճնշումների առանցքից վերջավոր հեռավորության վրա, ապա հակադարձելի ադիաբատ բնդարձակումը մինչև p=0 սիստեմը բերում է հագեցած հեղուկի վիճակին, անկախ այն բանից, թե սկզբնական վիճակում սիստեմը ներկայացնում է չհագեցած հեղուկ (օրինակ՝ A′), չհագեցած գոլորշի (B′), թե հեղուկի և գոլորշու խառնուրդ, իսկ գրոյին մոտ ճնշումների դեպքում չորության աստիճանը շատ փոքր է:

(8, 7, 1)-ից մասնավորապես բխում է, որ եթե գազի սկզբնական B′ *վիճակն այնպիսին է, որ* B′*-ով անցնող հակադարձելի ադիաբատը դասավրվում է* (K) *կրիտիկական կետից աջ և նրան մոտ է, ապա ճնշումը հակադարձելի ադիաբատորեն մինչև 0 փոքրացնելիս ամբողջ գազը հագեցած հեղուկ կդառնա:*



Նկ. 8—14ա

Ուշադրություն դարձնենք I խմբի սիստեմներում հակադարձելի ադիաբատների և գոլորշու ճյուղի հատման կետերի վրա (նկ. 8—14ա): Տեսնում ենք, որ հատման կետում ադիաբատն ավելի թեք է, քան գոլորշու ճյուղը: Մինչդեռ, ինչպես ասված է § 8, 6, 1 (բ)-ում, գոլորշու ճյուղն իր յուրաքանչյուր կետում իզոթերմից թեք է: Այսպիսով, յուրաքանչյուր կետում գոլորշու ճյուղը գտնվում է հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի միջև. այդ պատճառով, համաձայն (7, 4, 2)-ի, ամբողջ գոլորշու ճյուղի տարածմամբ C_2 *ջերմունակությունը (վերին սահմանային կորի վրա) բացասական է: (Կրիտիկական կետի մոտ և շատ փոքր ճնշումների տակ* C_2*-ի արժեքների մասին տե՛ս § 8, 7, 3):*



Նկ. 8—14բ

2. Ինչպես տեսանք այս նույն հարցերը II խմբի սիստեմների դեպքում: 8—14ա և 8—14բ նկարների համեմատությունից պարզ է, որ ցածր ճնշումներում հեղուկի ճյուղը հատող հակադարձելի ադիաբատները երկու խմբերում էլ բոլորովին միևնույն են: I և II խմբերի միջև տարբերությունները կան միայն այն հակադարձելի ադիաբատների համար, որոնք հատում են կամ կրիտիկականին մոտ ճնշումների տակ՝ հեղուկի ճյուղը, կամ որևէ ճնշման տակ՝ գոլորշու ճյուղը:

Անցնենք այդպիսի ադիաբատներին. $b'b_1b_2b$ ադիաբատը b_2 կետում շոշափում է գոլորշու $h_3b_2e_2h_2k$ ճյուղը, բայց լրիվ դասավորված է հեղուկ-գոլորշի տիրույթում, $e'e_1e_2e_3e$ ադիաբատը, որը $b'b_1b_2b$ ադիաբատից մի փոքր բարձր է դասավորված, հանդիպում է հեղուկի ճյուղին e_1 կետում և հատում է գոլորշու ճյուղը e_2 և e_3 կետերում։ e_2e_3 հատվածը գտնվում է գազի տիրույթում և ավելի քիչ է, քան կից e_1e_2 և e_3e հատվածները։ e_3 կետում ադիաբատը նորից անցնում է հեղուկ-գոլորշի տիրույթը։ $h'h_3h_3h$ ադիաբատը շոշափում է գոլորշու ճյուղը կրիտիկականին մոտ h_2 կետում։ $b'b_1b_2b$-ի և $h'h_3h_3h$-ի միջև ընկած բոլոր ադիաբատները հատում են հագեցման գիծը երեք անգամ, ընդ որում կամ հատման մի կետը (օրինակ՝ e_1-ը) գտնվում է հեղուկի ճյուղի վրա, իսկ երկուսը՝ (e_2, e_3) գոլորշու ճյուղի վրա, կամ երեք հատումներն էլ գտնվում են գոլորշու ճյուղի վրա։ $h'h_2h_3h$-ից աջ դասավորված ադիաբատները հատում են հագեցման գիծը միայն մեկ անգամ, այն է՝ h_3-ից աջ գտնվող կետում. օրինակ, $l'l_3l$ ադիաբատը հատում է գոլորշու ճյուղը l_3 կետում։

3. (II *խմբի*) հակադարձելի ադիաբատի այն հատվածը, որի սկիզբն ու վերջը գտնվում են հագեցման գծի վրա և որը դասավորված է հեղուկ-գոլորշի տիրույթում, անվանենք «միջին»։ a_1a հատվածը միջին չէ, որովհետև չնայած այն լրիվ գտնվում է հեղուկ-գոլորշի տիրույթում, բայց նրա (a) վերջը չի գտնվում հագեցման գծի վրա. e_2e_3 հատվածը նույնպես միջին չէ, որովհետև չնայած նրա ծայրերը գտնվում են հագեցման գծի վրա, բայց այն դասավորված չէ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում։ Միջին են հանդիսանում b_1b_2, e_1e_2 հատվածները։ Մենք արդեն տեսանք, որ միջին հատված ունեն II խմբի այն ադիաբատները, որոնք մոտ են կրիտիկական կետին։

Միջին հատվածի երկարությունը հետզհետե փոքրանում է, մի ադիաբատից մյուս՝ ավելի բարձր դասավորվածին անցնելիս։ Իրոք, նկ. 8—14բ-ի վրա $\smile e_1e_2 < \smile b_1b_2$։

Առաջին ադիաբատը (նկ. 14բ-ի վրա $h'h_3h_3$), որի վրա միջին հատվածը կետ է դառնում, ակնհայտ է, որ պետք է շոշափի հագեցման գիծը (h_2 կետում)։ Դժվար չէ համոզվել, որ շոշափման կետը կգտնվի գոլորշու ճյուղի վրա։ Իրոք, հակադարձելի ադիաբատների բոլոր կետերում $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s < 0$։ Մինչդեռ հեղուկի ճյուղի վրա $\frac{dV_1}{dp} > 0$, իսկ գոլորշու ճյուղի վրա, կրիտիկական կետից աջ $\frac{dV_2}{dp} < 0$ ամենուրեք։ Այստեղից էլ հետևում է, որ միջին հատվածից դուրկ առաջին հակադարձելի ադիաբատի և հագեցման գծի շոշափումը կարող է կատարվել միայն գոլորշու ճյուղի վրա։ Այսպիսով, գոլորշու ճյուղի վրա կան երկու կետեր (b_2 և h_2), որտեղ այս ճյուղը շոշափում է միջին հատված ունեցող առաջին և վերջին ադիաբատները։

4. § 8, 5, 3-ի սկզբում ցույց է տրված, թե ինչպես, օգտվելով (7, 4, 2)-ից, կարելի է ապացուցել, որ ստորին սահմանային կորի վրա

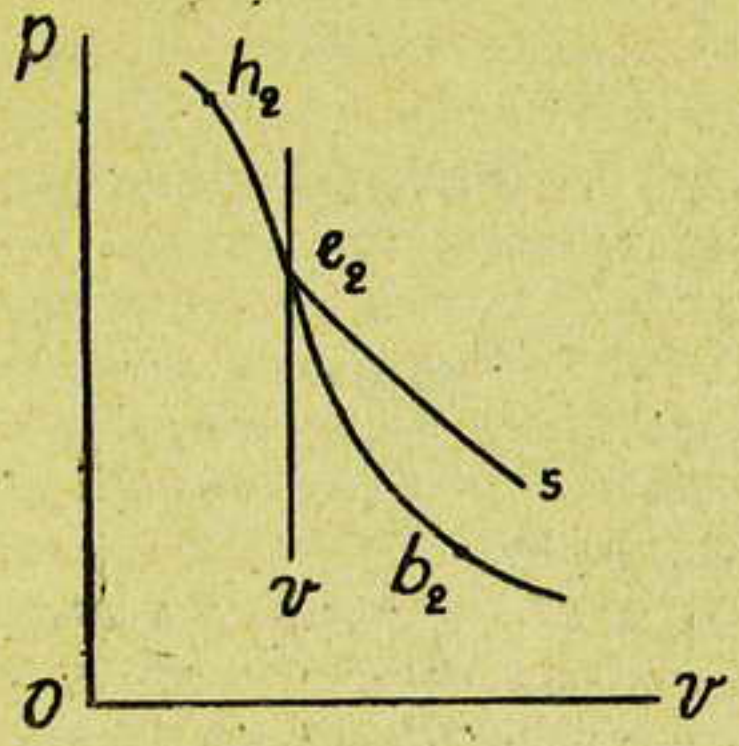
c_1 կերմունակությունը դրական է։ § 8, 5, 4-ում չհաջողվեց հաստատել վերին սահմանային կորի վրա c_2 կերմունակության նշանը։ § 8, 7, 1-ում մենք հաստատեցինք, որ I խմբի հեղուկ գոլորշի սիստեմի դեպքում $c_2<0$։

Այժմ հետազոտենք այդ հարցը II խմբի հեղուկ-գոլորշի սիստեմի դեպքում (նկ. 8—14բ)։

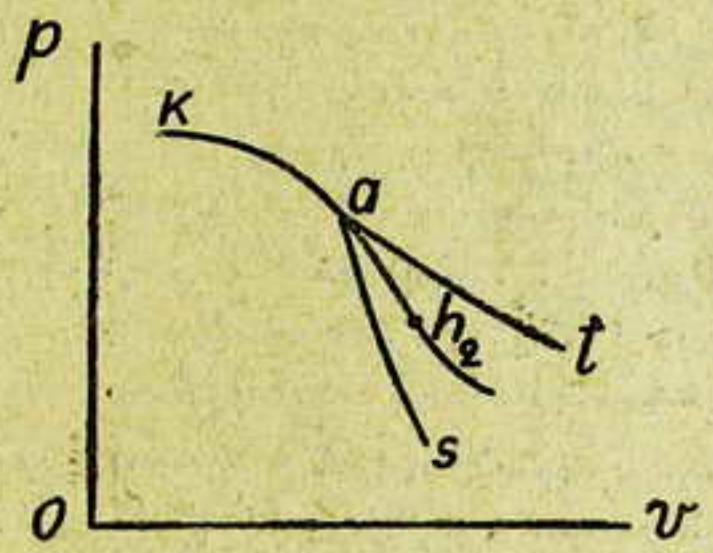
Դիտենք որևէ հակադարձելի ադիաբատ, օրինակ՝ $e'e_1e_2e_3e$։ e_2 կետում ծավալի փոքրացմանը համապատասխանում է ադիաբատի e_2-ից դեպի e_1 ուղղությունը, իսկ ծավալը մեծացնելիս ադիաբատն ուղղված է e_2-ից դեպի e_3։ e_3 կետում ծավալի մեծացմանը համապատասխանում է e_3-ից դեպի e ուղղությունը։

Հետագայում կդիտենք ադիաբատների միայն այն ուղղությունները, որոնք համապատասխանում են ծավալի մեծացմանը։ Գոլորշու ճյուղի e_2 կետում ադիաբատը (ծավալը մեծացնելիս) դուրս է գալիս հեղուկ-գոլորշի տիրույթից։ Նույնը կատարվում է բոլոր այն ադիաբատների հետ, որոնք հատում են գոլորշու ճյուղը h_2 և b_2-ի միջև։

Գոլորշու ճյուղի e_3 կետում ադիաբատը (ծավալը մեծացնելիս), ընդհակառակը, մտնում է հեղուկ-գոլորշի տիրույթը։ Այս տեղի է ունենում բոլոր այն ադիաբատների դեպքում, որոնք հատում են գոլորշու ճյուղը kh_2 և b_2h_3... հատվածների վրա։ h_2b_2 միջին հատվածի



Նկ. 8—15



Նկ. 8—16

վրա կետերում (նկ. 8—15) գոլորշու ճյուղը գտնվում է իզոխորի և հակադարձելի ադիաբատի միջև, և այդ պատճառով (7, 4, 2)-ի համաձայն c_2 կերմունակությունը այդ հատվածի բոլոր կետերում դրական է։

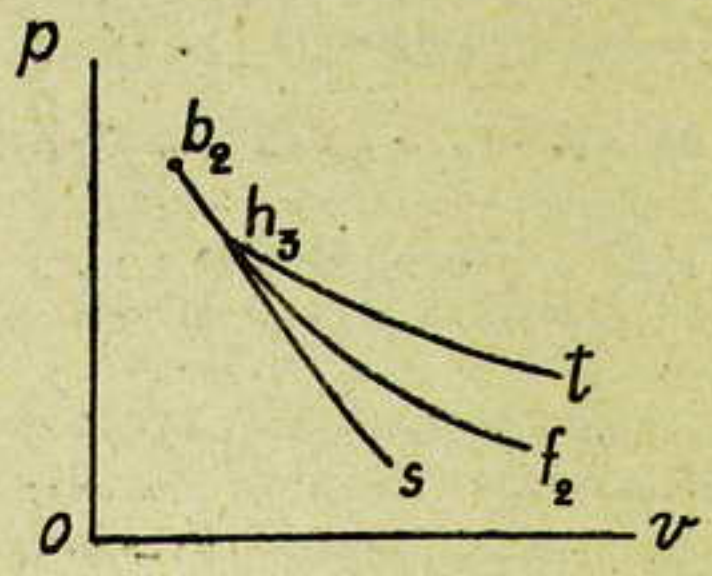
Ընդհակառակը, kh_2 և $b_2f_2h_3$ ծայրային հատվածների յուրաքանչյուր կետում (նկ. 8-16, նկ. 8—17) գոլորշու ճյուղը գտնվում է հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի միջև և (7, 4, 2)-ի համաձայն c_2 կերմունակությունը պետք է բացասական լինի այդ հատվածների բոլոր կետերում։

Կրիտիկական կետում գոլորշու ճյուղը շոշափում է իզոթերմը, kh_2 հատվածի ճնացած բոլոր կետերում գոլորշու ճյուղը իզոթերմից ցածր է, հետևաբար, ըստ (7, 4, 2)-ի, կրիտիկական կետում $c_2=-\infty$։ Այսպիսով՝

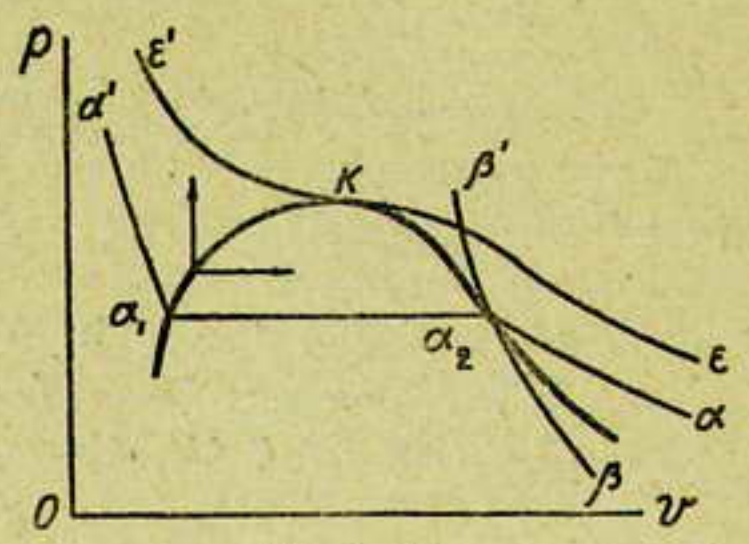
(8, 7, 2) II խմբում հակադարձելի ադիաբատի և վերին սահմանային կորի շոշափման (h_2 և b_2) կետերը այդ կորը բաժանում են երեք հատվածի:

Միջին (h_2b_2) հատվածի վրա c_2 ջերմունակությունը դրական է: Մայրի հատվածների վրա c_2 ջերմունակությունը բացասական է, իսկ շոշափման կետերում $c_2=0$:

Վերին հատվածի վրա, կրիտիկական կետին մոտենալիս c_2-ի բացարձակ արժեքը անսահման աճում է և կրիտիկական կետում $c_2=-\infty$:



Նկ. 8—17



Նկ. 8—18

§ 8, 6, 3-ում ցույց տրվեց, որ ստորին սահմանային կորի վրա կրիտիկական կետում $c_1=+\infty$: Հետևաբար հագեցման գծով, կրիտիկական կետից անցնելիս, ջերմունակությունը $+\infty$-ից դառնում է $-\infty$: Այդ հեշտ է բացատրել (7, 4, 2)-ի հիման վրա: Դիտենք հագեցման $\alpha_1k\alpha_2$ գծի մոտիկը, որը կազմված է հեղուկի ճյուղի վերին ոչ մեծ α_1k հատվածից և գոլորշու ճյուղի վերին ոչ մեծ $k\alpha_2$ հատվածից (նկ. 8—18)։ $\alpha'\alpha_1\alpha_2\alpha$-ն իզոթերմ է, $\beta'\alpha_2\beta$-ն հակադարձելի ադիաբատ է, $\varepsilon'k\varepsilon$-ը կրիտիկական իզոթերմն է:

Իր յուրաքանչյուր կետում α_1k գիծը գտնվում է իզոթերմի և դեպի վեր ուղղված իզոխորի միջև: Իր յուրաքանչյուր կետում $k\alpha_2$ գիծը գտնվում է իզոթերմի և ադիաբատի միջև: k կետում կատարվում է անցում մեկ դասավորումից մյուսին: (7, 4, 2)-ի համաձայն այդ ժամանակ ջերմունակությունը պետք է անցնի $+\infty$-ից $-\infty$-ին:

Ահավասիկ I և II խմբի սխեմաների օրինակները.

I խումբ. Յուր-գոլորշի, c_2 ջերմունակությունը գոլորշու ճյուղի վրա ամենուրեք բացասական է (օրինակ, երբ $t=0^0$, 50^0, 100^0, 150^0, c_2-ը համապատասխանաբար հավասար է $-1,92$, $-1,46$, $-1,13$, $-0,88$):

II. խումբ. 1. SO_2 հեղուկ-գոլորշի (ծծմբային անհիդրիդ), c_2 ջերմունակությունը դրական է $91,5^0C$ և $114,0^0C$ ջերմաստիճանների միջև, բայց շատ փոքր է:

2. Եթեր. Գոլորշու ճյուղի վրա c_2 ջերմունակությունը դրական է ջերմաստիճանների գրալի միջակայքում, այսպես՝

երբ ջերմաստիճանը հավասար է	0^0	40^0	80^0	120^0,
c_2-ը հավասար է	0,116	0,120	0,128	0,133,

3. Բենզոլ. Գոլորշու ճյուղի վրա ատորև բերված (t°C) ջերմաստիճաններին համար c_2 ջերմունակությունների արժեքները են՝

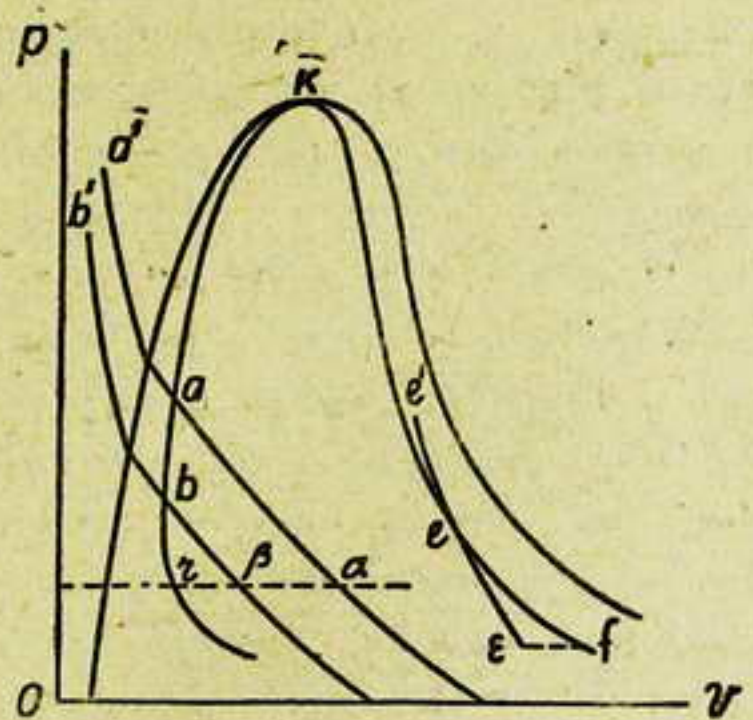
t°C	0°,	50°,	100°,	120°,	150°,	190°,	210°,	260°C,
c_2	−0,16	−0,08	−0,02	−0,001	+0,024	+0,056	+0,07	+0,034։

5. Հակադարձելի ադիաբատների ընթացքի հետ ծանոթանալուց հետո մենք կարող ենք դալ մի շարք ֆիզիկական բնույթի եզրակացությունների։

Կրիտիկական կետից ձախ գտնվող և հեղուկի ճյուղը ցածր ջերմաստիճաններում և ճնշումներում հատող ադիաբատները (օրինակ՝ $a'a_1a$, նկ. 8—14ա) չեն հասնում գոլորշու ճյուղին։ Այդ նշանակում է, որ եթե չհասնեցած հեղուկի հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակումն սկսվել է կրիտիկականից զգալիորեն ցածր ջերմաստիճանում, ապա ինչպիսին էլ լինի ճնշման անկումը, անհնար է ամբողջ հեղուկը գազ դարձնել։

Չհագեցած հեղուկը կարելի է հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակումով ամբողջովին գազ դարձնել միայն այն դեպքում, եթե սկզբնական վիճակը գտնվում է այն ադիաբատներից մեկի վրա, որոնք ունեն մշչին հատված (օրինակ, $b'b_1b_2$, $e'e_1e_2$, նկ. 8—14բ)։

Յուրաքանչյուր հակադարձելի ադիաբատ, որն սկսվում է գազի տիրույթում օրինակ, (նկ. 8—14բ) $h'h_2h_3h$, որը սկսվում է h' կետում և $l'l_3l$ ադիաբատը, (նկ. 8—14բ), բավարար չափով շարունակվելուց հետո կմտնի հեղուկ-գոլորշի տիրույթը։ Այստեղից հետևում է, որ հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակումով միշտ կարելի է գազը փոխարկել հագեցած գոլորշու և կամ հեղուկ-գոլորշու վիճակին։ Եթե II խմբում գազի սկզբնական վիճակը որոշվում է $h'h_2h_3$ ադիաբատից ձախ և h_3-ից վեր գտնվող կետով, ապա հագեցած գոլորշու վիճակը հասնելի է kh_3 հատվածի վրա, երբ ճնշումը մոտ է կրիտիկականին։ Բոլոր այլ սկզբնական վիճակների դեպքում հագեցումը հասանելի կլինի ցածր ճնշումների տակ, որոնք հեռու են կրիտիկականից։



Նկ. 8—19

6. Վերջապես, զգալի հետաքրքրություն է ներկայացնում այն հարցը, թե ինչպես է փոփոխվում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի բաղադրությունը հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում։

Այս հարցին հեշտ է պատասխանել, եթե p—V դիագրամի վրա տարված են հաստատուն բաղադրության գծերը։ Ճնշման փոքրացման դեպքում կարող է երկու դեպք լինել (նկ. 8—19)։

ա) Հակադարձելի ադիաբատը դասավորվում է հաստատուն բաղադրության գծից աջ, օրինակ՝ $a'a\alpha$ ադիաբատի $a\alpha$ հատվածը

ընկած է հաստատուն բաղադրության kab *գծից աջ,* b′bβ *ադիաբատի* bβ *հատվածը գտնվում է* kab *գծից նույնպես աջ։*

բ) Հակադարձելի ադիաբատն ընկած է հաստատուն բաղադրության գծից ձախ. այդ տեղի ունի e*-ից ցած, որտեղ* kef*-ը հաստատուն բաղադրության գիծն է, իսկ* e′ee*-ը՝ հակադարձելի ադիաբատը։*

Գոլորշու m_3 *քանակն իզոբարի վրա մեծանում է ձախից աջ, այդ պատճառով ունենք՝*

$$m_{3\alpha} > m_{3\Gamma} = m_{3a}, \quad m_{3\beta} > m_{3\Gamma} = m_{3b}, \quad m_{3e} < m_{3f} = m_{3e'}$$

Այսպիսով, տեսնում ենք, որ խառնուրդի հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակումն առաջացնում է առաջին դեպքում գոլորշու քանակի մեծացում, իսկ երկրորդ դեպքում՝ փոքրացում։

Մյուս կողմից, առաջին դեպքում հաստատուն բաղադրության գիծն ընկած է կամ իզոխորի և ադիաբատի միջև (օրինակ՝ b *կետում), կամ իզոթերմի և դեպի վեր ուղղված իզոխորի միջև (օրինակ՝* a *կետում), և այդ պատճառով* C_{m_3} *ջերմունակությունը այդ գծի վրա դրական է։*

Իսկ երկրորդ դեպքում հաստատուն բաղադրության գիծը դասավորվում է ադիաբատի և իզոթերմի միջև (օրինակ՝ e *կետում) և* $C_{m_3} < 0$*։*

Հաստատուն բաղադրության գծի վրա ջերմունակության նշանը կապելով հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ գոլորշու քանակի փոփոխության նշանի հետ, կարելի է ստացված արդյունքները այսպես ձևակերպել.

(8, 7, 3) Հեղուկ-գոլորշի խառնուրդի հակադարձելի–ադիաբատ ընդարձակումը մեծացնում է գոլորշու քանակը այն վիճակներում, երբ հաստատուն բաղադրության գիծը դասավորված է կա՛մ իզոխորի ու ադիաբատի միջև և կա՛մ իզոթերմի ու իզոխորի միջև, որի հետևանքով ջերմունակությունը այդ գծի վրա դրական է: Երբ հաստատուն բաղադրության գիծը դասավորված է ադիաբատի և իզոթերմի միջև, որի հետևանքով ջերմունակությունը բացասական է, խառնուրդի հակադարձելի–ադիաբատ ընդարձակումը փոքրացնում է գոլորշու քանակությունը:

Նշանակենք p_k, p_h *և* p_b*-ով կրիտիկական կետում և* h_3, b_3 *ադիաբատների շոշափման կետերում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ճնշումները (նկ. 8—14բ)։ Մենք արդեն գիտենք, որ ինչպիսին էլ լինի չորության աստիճանը,* $C_{m_3} > 0$ *ճնշումների բոլոր՝* p_h*-ի և* p_b*-ի միջև գտնվող արժեքների դեպքում։* p_k*-ից մինչև* p_h *և* p_b*-ից մինչև 0 ճնշումների դեպքում* $C_{m_3} > 0$*, եթե չորության աստիճանը փոքր է, և* $C_{m_3} < 0$*, եթե չորության աստիճանը մոտ է մեկին։ Նկատի ունենալով նաև, որ ըստ (8, 6, 5)-ի հեղուկ-գոլորշի տիրույթում հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակումն առաջացնում է ջերմաստիճանի և ճնշման փոքրացում, կարելի է (8, 7, 3)-ը արտահայտել այսպես.*

(8, 7, 4) II խմբում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ճնշման՝ հակադարձելի-ադիաբատ իջեցումը p_h–ից մինչև p_b-ն միշտ առաջացնում է գոլորշու քանակի մեծացում: Ճնշման՝ p_k–ից մինչև p_h և p_b–ից մինչև 0 նման իջեցումը առաջացնում է գոլորշու քանակի մեծացում, եթե չորության աստիճանը փոքր է, և գոլորշու քանակի փոքրացում, երբ չորության աստիճանը մոտ է մեկին:

(8, 7, 4)-ը և (8, 7, 3)-ը հնարավոր է արտածել δQ-ի համար (8, 3, 1) և (8, 4, 9) արտահայտություններից։ (8, 3, 1)-ում ընդունելով δQ=0, կստանանք՝ $\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_s = -\frac{C_m}{L}$, ընդ որում միշտ L>0. այստեղից հետևում է, որ $\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_s$-ը և C_{m_2}-ն միշտ հակառակ նշաններ ունեն, որ լրիվ համապատասխանում է (8, 7, 4)-ին։

(8, 3, 1), (8, 4, 9)-ում ընդունելով δQ=0, ունենք՝

$$C_{m_2} d_s t = -L d_s m_2, \qquad \gamma d_s t = -\lambda d_s V.$$

առաջին հավասարությունը անդամ առ անդամ բաժանելով երկրորդի վրա, կստանանք՝

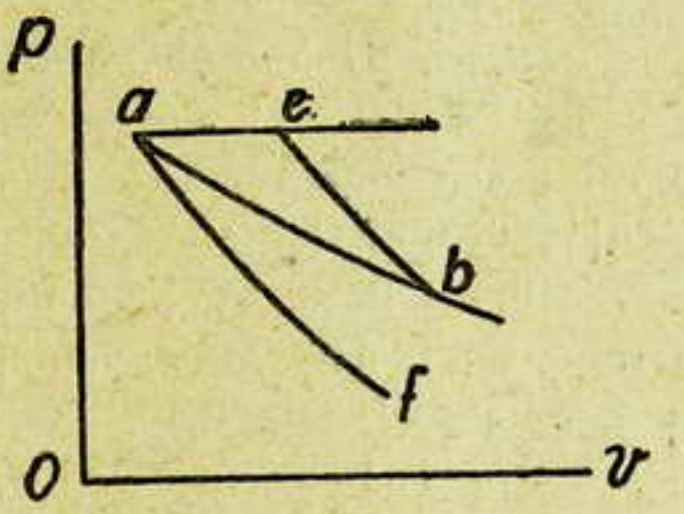
$$\frac{C_{m_2}}{\gamma} = \frac{L}{\lambda} \cdot \left(\frac{\partial m_2}{\partial V}\right)_s. \qquad (8, 7, 5)$$

քանի որ γ, L և λ-ն միշտ դրական են, ապա (8, 7, 5)-ից հետևում է, որ $\left(\frac{\partial m_2}{\partial V}\right)_s$-ը և C_{m_2}-ն միշտ ունեն միևնույն նշանը, իսկ այդ հենց (8, 7, 3)-ն է։

§ 8, 8. ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՋԵՐՄԱՊԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԳԾԵՐԸ (ԻԶԵՆԹԱԼՊՆԵՐ) p—V ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

1. Հաստատուն ջերմապարունակության (իզենթալպ) պրոցեսները միանգամայն կարևոր դեր են կատարում տեխնիկայում (այսպիսի պրոցեսներից մեկին մենք կծանոթանանք հետևյալ գլխում)։ Այդ պատճառով դիագրամների վրա իզենթալպները միշտ գծված են։

Որպեսզի հետևենք այս գծերի ընթացքին, նպատակահարմար է օգտվել այն բանից, որ ջերմապարունակությունը սիստեմի հատկանիշ է և նրա աճը կախված է միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից։ Դիտենք երեք վիճակ, a, b, e (նկ. 8—20)։ Ակնհայտ է, որ



նկ. 8—20

$$H_b - H_a = (H_b - H_e) + (H_e - H_a).$$

Այստեղից պարզ է, որ $H_b = H_a$, այսինքն՝ a-ն և b-ն կգտնվեն միևնույն իզենթալպի վրա միայն այն դեպքում, եթե

$$(H_b - H_e) + (H_e - H_a) = 0. \qquad (8, 8, 1)$$

Դիցուք a, b, e կետերն անվերջ մոտ են միմյանց և ընտրված են այնպես, որ a-ն և e-ն գտնվում են միևնույն իզոբարի վրա, իսկ e-ն և b-ն՝ հարադարձելի ադիաբատի վրա (նկ. 8—20)։ Այժմ $H_b - H_e$ և $H_e - H_a$

տարբերություններըը կլինեն անվերջ փոքր և կարող են համապատասխանաբար նշանակվել d_sH *և* d_pH*-ով.*

$$d_sH=H_b-H_a, \qquad d_pH=H_c-H_a, \qquad (8, 8, 2)$$

հետևաբար եթե անվերջ մատ a *և* b *կետերը գտնվում են միևնույն իզենթալպի վրա, ապա* $d_sH+d_pH=0$*։ Օգտվենք առաջին սկզբունքի հավասարումից* $dH=dQ+Vdp$*, ապա հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսի դեպքում* $(dQ=0)$

$$d_sH=Vd_sp, \qquad (8, 8, 3)$$

այսինքն՝ հակադարձելի ադիաբատի վրա ջերմապարունակությունը մեծանում է ճնշման մեծացման ընթացքում և փոքրանում է ճնշման անկման դեպքում։

Իզոբարի վրա $(d_p=0)$ *ունենք՝*

$$d_pH=d_pQ, \qquad (8, 8, 4)$$

Քան (7, 3, 1) և (8, 6, 2)-ի հեղուկ-գոլորշի և սրան կից տիրույթներում $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p>0$ *կամ՝*

$$d_pH=d_pQ>0, \quad \text{երբ} \quad d_pV>0, \qquad (8, 8, 5)$$

(8, 8, 5)-ից հետևում է, որ բոլոր այս տիրույթներում իզենթալպը դասավորվում է այնպես, ինչպես ցույց է տրված նկ. 8—20-ում։

(8, 8, 6) Հեղուկ-գոլորշի տիրույթում և սրան կից հեղուկի և գազի տիրույթներում p—V դիագրամի վրա իզենթալպն իջնում է ձախից աջ, բայց հակադարձելի ադիաբատից պակաս թեք է: Այդ պատճառով ծավալը մեծանալիս իզենթալպը դասավորվում է հակադարձելի ադիաբատից ավելի վերև և աջ:

(8, 8, 6)-ից կարելի է գալ մի քանի եզրակացության։

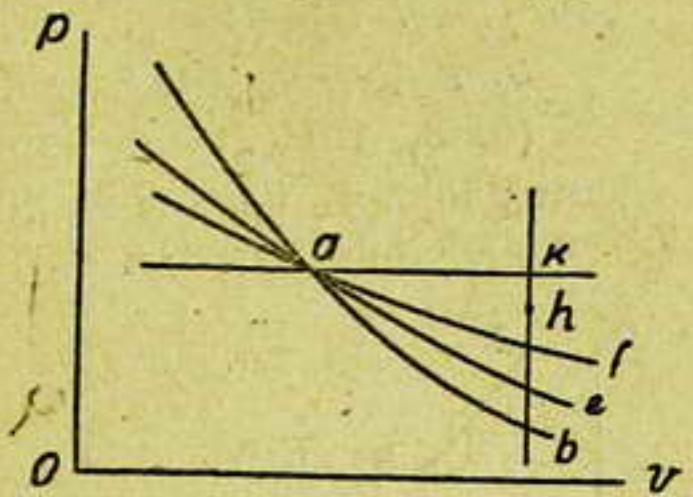
(8, 8, 7) Եթե իզենթալպի վրա ծավալի մեծացմանը համապատասխանում է ջերմաստիճանի իջեցում, ապա իզենթալպը գտնվում է հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի միջև:

(8, 8, 8) Եթե իզենթալպի վրա ծավալի մեծացմանը համապատասխանում է ջերմաստիճանի բարձրացում, ապա իզենթալպը գտնվում է իզոթերմի և իզոբարի միջև:

Այս երկու եզրակացությունները մասամբ ճշգրտում են իզենթալպի դասավորությունը, լայն սահմանները (ադիաբատի և իզոբարի միջև) փոխարինելով ավելի նեղ սահմաններով («ադիաբատի և իզոթերմի միջև» կամ «իզոթերմի և իզոբարի միջև») (նկ. 8—21)։

(8, 8, 7), (8, 8, 8)-ի ճշտության մեջ դժվար չէ համոզվել։ Դիցուք (նկ. 8—21) ab, af, ak*-ն համապատասխանաբար հակադարձելի ադիաբատը, իզոթերմը և իզոբարն են, իսկ* bfk*-ն իզոխոր է։ Որովհետև* af*-ը իզոթերմ է, ապա* $t_a=t_f$*։ իսկ իզոխորի վրա ջերմաստիճանն ընկնում է ճնշման հետ մեկտեղ, քանի որ (8, 6, 1)-ի համաձայն* $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v>0$*. հետևաբար* $t_k>t_f>t_b$*։*

Եթե իզենթալպի վրա ծավալը մեծանալիս՝ ջերմաստիճանն ընկնում է, ապա իզենթալպին պատկանող e կետում, որը գտնվում է bfk իզոխորի վրա, $t_e < t_a$ կամ $t_e < t_f$, այսինքն՝ bfk իզոխորի վրա e-ն ցածր է f-ից:



Նկ. 8—21

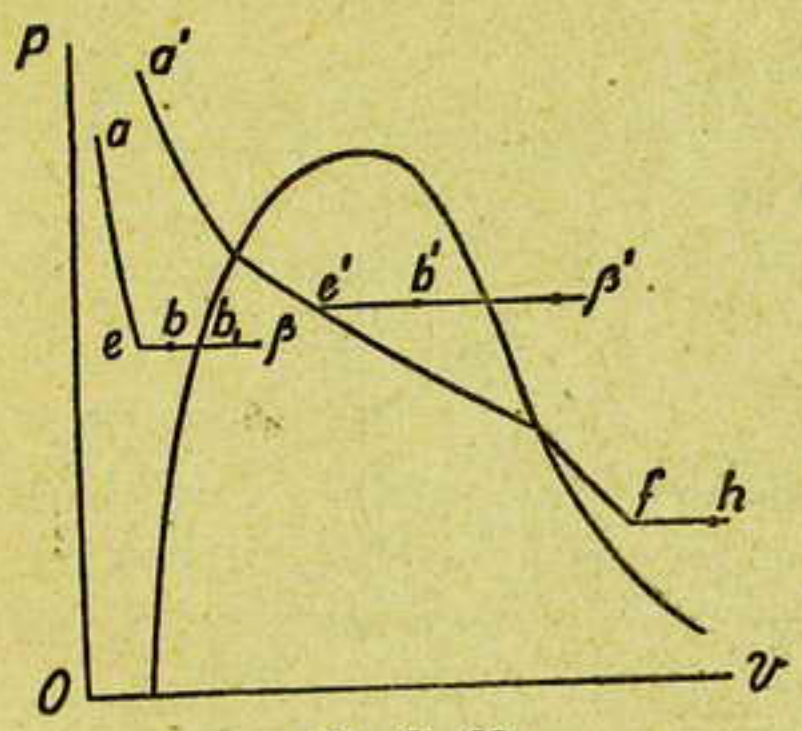
Այս արդյունքը և (8, 8, 6)-ը բերում են (8, 8, 7)-ին: Եթե, ընդհակառակը, իզենթալպի վրա ծավալի մեծացման հետ մեկտեղ ջերմաստիճանը բարձրանում է, ապա իզենթալպին և իզոխորին պատկանող h *կետում* $t_h > t_f$. *այդ պատճառով* h*-ը բարձր է* f*-ից, և* ah *իզենթալպը գտնվում է իզոթերմի և իզոբարի միջև:*

(8, 8, 6)-ից առաջվում է հետևյալ արդյունքը.

(8, 8, 9) Դիցուք միևնույն վիճակից սկսված են իզենթալպ և հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներ, որոնք բերում են նշման միևնույն իջեցմանը:

Եթե հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսի վերջանալուց հետո սիստեմը համասեռ լինի (այսինքն՝ լինի կամ համասեռ հեղուկի կամ համասեռ գազի վիճակում), ապա այդ դեպքում սիստեմի ջերմաստիճանը կլինի ավելի ցածր, քան իզենթալպ պրոցեսի վերջում:

Իսկ եթե հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակման վերջում սիստեմը հագեցած վիճակում լինի, ապա այդ վիճակում ավելի շատ հեղուկ կլինի, քան իզենթալպ պրոցեսի վերջում:



Նկ. 8—22

Այդ ապացուցելու համար դիտենք մի քանի հնարավոր դեպքեր (նկ. 8—22). Դիցուք ae*-ն հեղուկի տիրույթում վերջացող հակադարձելի-ադիաբատ է: Նույն* a *վիճակից սկսած իզենթալպը պետք է դասավորվի ավելի աջ և այդ պատճառով այն կվերջանա* eb*β իզոբարի* b, b_1 *β, կետերից մեկում: Քանի որ հեղուկի տիրույթում* $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p > 0$ *[տե՛ս (8, 6, 1)], ապա* eb, *իզոբարի վրա* e*-ից աջ դասավորված յուրաքանչյուր կետում ջերմաստիճանը կլինի ավելի բարձր, քան* e *կետում:*

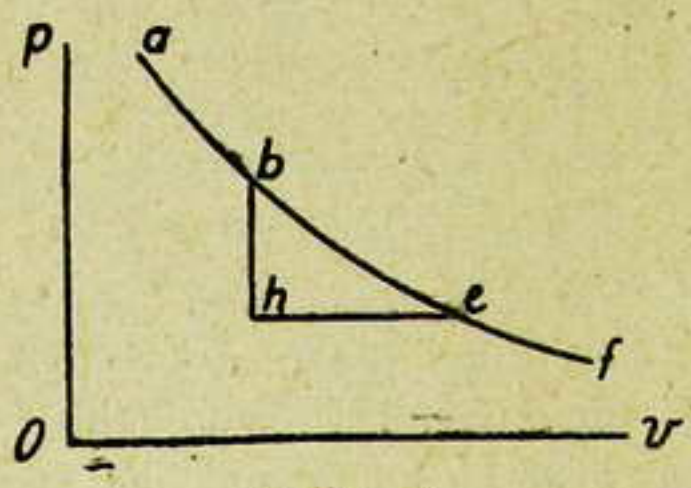
Դիցուք a′e′f *հակադարձելի ադիաբատը վերջանում է գազի տիրույթում: Նույն* a′ *կետից սկսած իզենթալպը, ադիաբատից աջ դասավորված լինելով, կվերջանա* fh *իզոբարի, ասենք թե* h *կետում: Դարձյալ ըստ (8, 6, 1)-ի՝* h *կետում ջերմաստիճանը պետք է լինի ավելի բարձր, քան* f *կետում:*

Վերջապես, դիցուք a′e′ *հակադարձելի-ադիաբատը վերջանում է հեղուկ-գոլորշի տիրույթի* e′ *վիճակում: Եթե այդ իզոբարի վրա ընդհատեանք* a′ *կետում սկսված իզենթալպը, ապա կստանանք կամ որևէ* b′ *կետ,*

որը գտնվում է հեղուկ-գոլորշի տիրույթում, կամ β′ կետ, որը գտնվում է գազի տիրույթում: e′ կետում ավելի շատ հեղուկ կա, քան b′ կամ β′ կետերում (β′-ը գազի տիրույթում է, հետևաբար β′ կետում հեղուկ ամենևին չկա): Այսպիսով, (8, 8, 9) դրույթը լիովին ապացուցված է:

3. Իզէնթալպների ընտանիքը դիտելիս օգտակար է նկատի ունենալ, որ

(8, 8, 10) Հեղուկ-գոլորշի տիրույթում և սրան կից հեղուկի և գազի տիրույթներում իզոխորի վրա ջերմապարունակությունը մեծանում է ճնշման մեծացման հետ մեկտեղ:



Նկ. 8—23

Դրանում համոզվելու համար դիտենք p—V դիագրամի վրա abef իզէնթալպը (նկ. 8—23), he իզոբարը և hb իզոխորը: Քանի որ իզէնթալպը իջնում է ձախից աջ և h կետը գտնվում է իզէնթալպից ձախ, ապա իզոբարի ծավալի մեծացման կողմ ուղղված he հատվածին համապատասխանում է իզոխորի ճնշման բարձրացման կողմ ուղղված hb հատվածը:

Մյուս կողմից abef-ը իզէնթալպ է, այդ պատճառով

$$H_b = H_e, \quad \text{իսկ} \quad H_b - H_h = H_e - H_h, \tag{8, 8, 11}$$

Բայց իզոբարի վրա ջերմապարունակության աճը հավասար է հաղորդած ջերմությանը, այսինքն՝

$$H_e - H_h = Q_{he} > 0$$

համաձայն (8, 8, 4)-ի: Այսպիսով (8, 8, 11)-ից հետևում է, որ

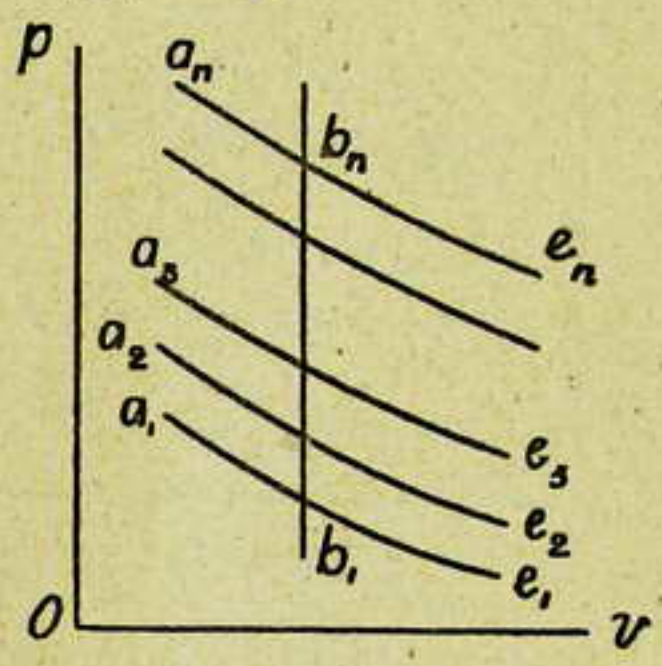
$$H_b - H_h > 0, \quad H_b > H_h, \quad \text{երբ} \quad p_b > p_h \tag{8, 8, 12}$$

(8, 8, 10)-ը (8, 8, 12)-ի բառացի արտահայտությունն է:

Պատկերացնենք b_1b_n իզոխորը (նկ. 8—24) և այն a_1e_1, a_2e_2 ... a_ne_n իզէնթալպների ընտանիքը, որոնց վրա ջերմապարունակության արժեքները համապատասխանաբար հավասար են H_1, H_2 ..... H_n-ի:

Իզէնթալպները այնպես են դասավորված, որ a_2e_2-ը ավելի բարձր է, քան a_1e_1-ը և այլն: Իզէնթալպների և իզոխորի հատման կետերն են b_1, b_2 .... b_n, իսկ այս կետերում ճնշումները հավասար են p_1, p_2 .... p_n, ընդ որում

$$p_1 < p_2 < p_3 < \ldots\ldots < p_n:$$



Նկ. 8—24

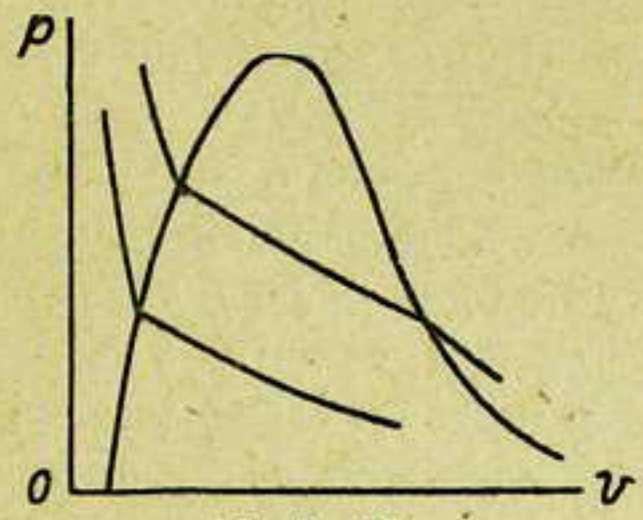
(8, 8, 12)-ի համաձայն ունենք՝

$$H_{b_1} < H_{b_2} < H_{b_3} < \ldots\ldots < H_{b_n}, \text{ այսինքն՝}$$

(8, 8, 13) Իզէնթալպերի ընտանիքում որքան վերև է դասավորված իզէնթալպը, այնքան մեծ է նրա վրա էնթալպիայի արժեքը:

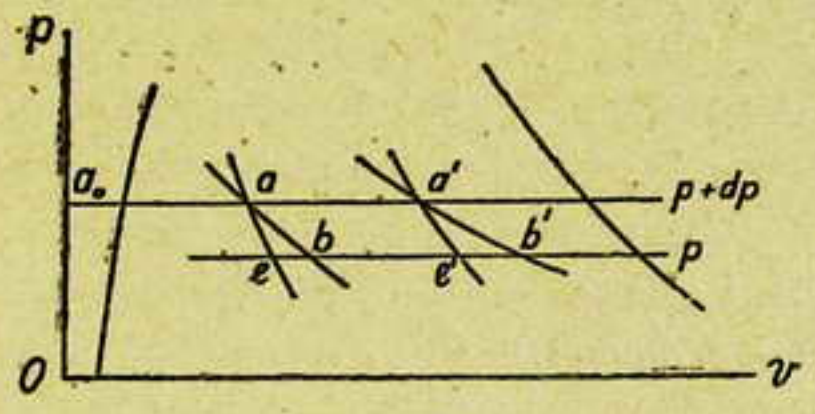
1. Հեղուկի և գոլորշու ճյուղերի վրա իզոթերմը և ադիաբատը բեկվում են։ Նույնը տեղի ունի և իզէնթալպի համար (նկ. 8—25, տե՛ս խընդիր 9. 11)։

Որևէ տիրույթից հեղուկ-գոլորշի տիրույթն անցնելիս իզէնթալպը հանկարծ դառնում է պակաս թեք։



Նկ. 8—25

Ադեն տեսանք, որ հակադարձելի ադիաբատը, հատելով ցածը ճնշման տակ հեղուկի ճյուղը, դեմ է ընկնում հեղուկ-գոլորշի տիրույթում ծավալների առանցքին և չի հասնում գոլորշու ճյուղին։ Ի հակադրություն սրան հեղուկի ճյուղը հատած իզէնթալպը միշտ կհատի նաև գոլորշու ճյուղը։ Ավելի ընդհանուր. իզէնթալպը կամ ամենևին չի հատի հագեցման գիծը, կամ կհատի այն երկու անգամ, ընդ որում երբեմն հատման երկու կետերն էլ պատկանում են գոլորշու ճյուղին (տե՛ս նկ. 8—27)։ Այս ակնհայտ է § 16, 6-ից, հատկապես (16, 6, 2) առնչությունից և նկ. 16—23-ից։ Իսկ այստեղ տրվում է իզէնթալպի և հակադարձելի ադիաբատի այդ տարբերության պարզ բացատրությունը։



Նկ. 8—26

Դիցուք e_0e' *և* a_0a' *իզոբարների վրա (նկ. 8—26) ճնշումները համապատասխանաբար հավասար են* p *և* $p+dp$, $dp=e_0a_0>0$, ae-*ն և* $a'e'$-*ը հակադարձելի ադիաբատների տարբական հատվածներն են.* ab *և* $a'b'$-*ը իզէնթալպների տարբական հատվածներն են։*

Բոլոր այս հատվածների վրա ճնշումների աճերը՝ $d_sp=d_hp=-dp$. *էնթալպիայի աճերը* ae *հատվածում՝* $d_sH=H_e-H_a$, *իզոբարի* eb *հատվածում՝* $d_pH=H_b-H_e$: *Ծավալի աճը* eb *հատվածում՝* $d_pV=V_b-V_e=eb$; d_pV-*ն ծավալի տարբական աճն է, իզոբարով* e *կետից* b *կետին անցնելիս։*

Կիրառելով $dH=dQ+Vdp$ *արտահայտությունը նախ՝* ae *պրոցեսի և ապա՝* eb-*ի նկատմամբ, կստանանք՝*

$$d_sH=Vd_sp=-Vdp,\quad V=a_0a,\quad d_pH=d_pQ=\lambda d_pV.$$

Վերջին հավասարությունը բխում է այն բանից, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $dQ=\gamma dt+\lambda dV$, *իսկ* eb *իզոբարի վրա* $dt=0$։ *Ակնհայտ է, որ*

$$H_b-H_a=(H_b-H_e)+(H_e-H_a)=d_pH+d_sH,$$

բայց ab-ն իզոթերմ է, այդ պատճառով $d_pH+d_sH=0$ կամ $\lambda d_pV=Vdp$,

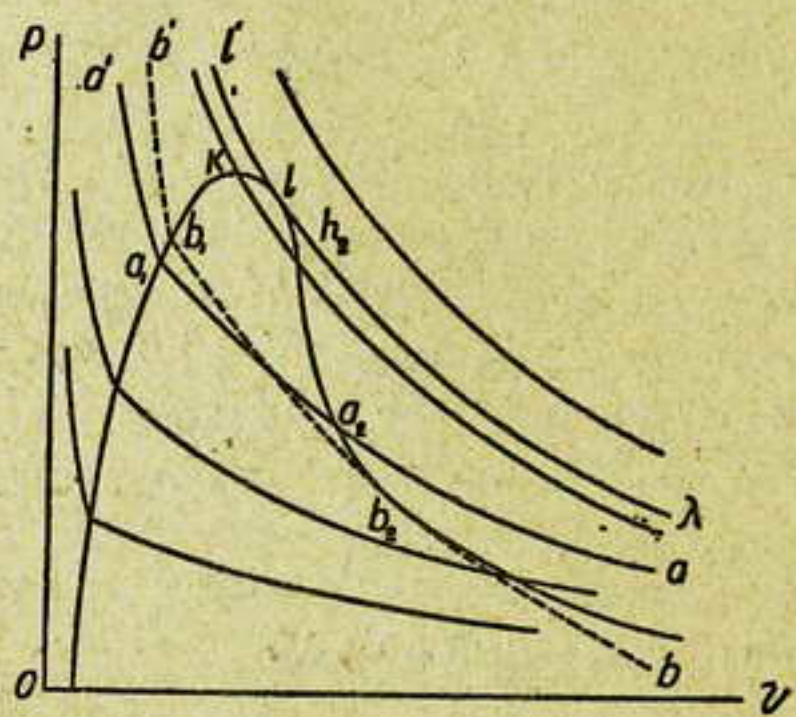
$$d_pV=\left(\frac{dp}{\lambda}\right)V.$$

Այս արտահայտության մեջ λ-ն կախված է միայն t-ից (կամ՝ p-ից), իսկ dp-ն որոշվում է ընտրված a_0a' և e_0e' իզոբարներով. հետևաբար $\frac{dp}{\lambda}$ գործակիցը միևնույնն է հեղուկ-գոլորշի սիստեմի անվերջ մոտ իզոբարների միջև գտնվող իզոթերմների (ab, a′b′....) հատվածների համար. այսպիսով d_pV-ն համեմատական է V սկզբնական ծավալին. օրինակ, եթե $a_0a'=2a_0a$, այսինքն՝ $V'=2V$, ապա $e'b'=2eb$:

Հեղուկ-գոլորշի խառնուրդի ճնշման փոքր արժեքների դեպքում ծավալը փոփոխվում է իզոբարի վրա V_1-ից մինչև V_2, ընդ որում V_2-ը շատ մեծ է և ձգտում է անվերջության, երբ ճնշումը ձգտում է զրոյի, այդ պատճառով, շատ փոքր ճնշումների և չորության ոչ շատ փոքր աստիճանի դեպքում, իզոթերմը պետք է լինի շատ քիչ թեք, համարյա զուգահեռ՝ ծավալների առանցքին:

Այսպիսով (նկ. 8—26), հասկանալի է, որ ինչպիսի կետում էլ որ հատի իզոթերմը հեղուկի ճյուղը, ճնշումը փոքրանալիս իզոթերմի վրա ծավալը կսկսի մեծանալ ավելի ու ավելի արագ, իզոթերմը կհասնի գոլորշու ճյուղին և կհատի այն: Իզոթերմը, անցնելով գազի տիրույթը, դառնում է հանկարծ ավելի թեք, քան հեղուկ-գոլորշի խառնուրդում, բայց շարունակում է լինել սակաս թեք, քան գոլորշու ճյուղը:

Ճնշման փոքրացմանն ժամանակ գազի տիրույթում իզոթերմը դառնում է ավելի ու ավելի պակաս թեք, հետևաբար հեղուկ-գոլորշի տիրույթից գազի տիրույթն անցած իզոթերմը չի կարող հատել գոլորշու ճյուղը որևէ այլ կետում:



Նկ. 8—27

b′b_1b_2h-ն ճակատարծելի ադիաբատ է, b_2, h_2-ը ադիաբատների օտոպիման կետերն են (նկ. 8—14 բ), k-ն կրիտիկական կետն է:

2. Նախորդ և ներկա պարագրաֆում բոլոր ասածները հիմնավորում են նկ. 8—27-ի վրա նշված իզոթերմների տեսքը:

Ինչպես իզոթերմի և ադիաբատի դեպքում, անվանենք միջին այն հատվածը, որը ձգվում է հպճման գծի երկու կետերի միջև, օրինակ՝ a_1a_2, b_1b_2 (նկ. 8—27):

2—6 նկարի իզոթերմների վրա միջին հատվածը հորիզոնական է, փոքրանում է իզոթերմի ջերմաստիճանը մեծանալիս և անհետանում է կրիտիկական կետում:

Հակադարձելի ադիաբատները կամ ամենևին զուրկ են միջին հատ-

վածից (I խումբ), կամ չունենն միջին հատված փոքր ճնշումներում (II խումբ)։

Բոլոր իզէնթալպները, որոնք ունեն հագեցման գծի հետ մեկ ընդհանուր կետ, ունեն նաև միջին հատված, բայց ոչ ուղղագիծ, ոչ հորիզոնական, այլ կորագիծ՝ ձախից աջ իջնող և պակաս թեք, քան նրան կից ծայրային հատվածները։ Երբ ճնշումն ու էնթալպիայի արժեքը մեծանում են, միջին հատվածը փոքրանում է և էնթալպիայի որոշ արժեքի դեպքում, երբ հագեցման գծի և իզէնթալպի հատման կետերը միաձուլվում են, այդ հատվածը անհետանում է (նկ. 8—27)։

Ակնհայտ է, որ Ք.Ա. իզենթալպը, որի վրա միջին հատվածն անհետանում է, պետք է շոշափի հագեցման գիծը (1 կետում)։

Ճիշտ նույնպես, ինչպես հակադարձելի ադիաբատի դեպքում (§ 8, 7, 2, h_2 կետը, նկ. 8—14 բ), իզէնթալպի շոշափման 1 կետը գտնվում է գոլորշու ճյուղի վրա, կրիտիկական կետին մոտ։ Ամենավերին մի փոքր հատվածում գոլորշու ճյուղը, կրիտիկական կետին մոտենալիս, դառնում է պակաս թեք։ Քանի որ հակադարձելի ադիաբատը ավելի թեք է իզէնթալպից, ապա 1 կետը ավելի մոտ է կրիտիկականին, քան հակադարձելի ադիաբատի շոշափման h_2 կետը։

Ք.Ա.-ից բարձր դասավորված իզէնթալպներն ամենևին չեն հանդիպում հագեցման գծին կրիտիկական կետով անցնող իզէնթալպը դասավորված է Ք.Ա.-ից ցածր։ Հագեցման գծի հետ ընդհանուր կետեր ունեցող բոլոր իզէնթալպների մեջ Ք.Ա.-ն ամենավերինն է. (8, 8, 13)-ից հետևում է, որ Ք.Ա.-ի վրա ջերմապարունակությունը ավելի մեծ է, քան հագեցման գծին հանդիպող բոլոր այլ իզ!նթալպների վրա։

Այսպիսով (նկ. 8—27), հեղուկի ճյուղի վրա ճնշումը 0-ից մինչև կրիտիկականը ($p_к$) մեծանալիս ջերմապարունակությունը նույնպես մեծանում է, իսկ գոլորշու ճյուղի վրա ջերմապարունակությունը մեծանում է, երբ ճնշումը մեծանում է 0-ից մինչև $p_,$, և փոքրանում է ճնշման $p_ւ$-ից մինչև $p_к$ հետագա մեծացման ժամանակ։

3. Վերհիշելով հակադարձելի ադիաբատների ընթացքը (§ 8, 7, 4) և այն, ինչ ասվեց իզէնթալպների մասին ներկա պարագրաֆի 2-ում, կարող ենք պնդել հետևյալը.

(8, 9, 2) Հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակումով միշտ կարելի է գազը մասամբ դարձնել հագեցած հեղուկ: Ըստ որում, որքան մեծ է սկզբնական ծավալն ու բարձր է սկզբնական ճնշումը, այնքան մեծ է այն ծավալն ու այնքան ցածր է այն ճնշումը, որոնց դեպքում սկսվում է հեղուկացումը:

Գազի իզէնթալպ ընդարձակումը հասցնում է մասնակի հեղուկացման միայն այն դեպքում, եթե գազի սկզբնական վիճակը պատկերող կետը ընկած է Ք.Ա. իզէնթալպից ձախ (նկ. 8—27) և բարձր է 1 կետից: Եթե գազի սկզբնական վիճակը չի բավարարում այս պայմաններին, ապա իզէնթալպ ընդարձակման միջոցով հեղուկացումն ամենևին հնարավոր չէ։

Այժմ դիտենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմում հակադարձելի-ադիաբատ և իզէնթալպ պրոցեսները։

Քանի որ հակադարձելի ադիաբատը միշտ ավելի թեք է իզէնթալպից,

ապա հնարավոր են աղիաբաժի, իզէնթալպի և հաստատուն բաղադրության գծի հետևյալ փոխադարձ դասավորությունները.

(1) AC հակադարձելի աղիաբաժը AF հաստատուն բաղադրության գծի և AE իզէնթալպի միջև (նկ. 8—28)։

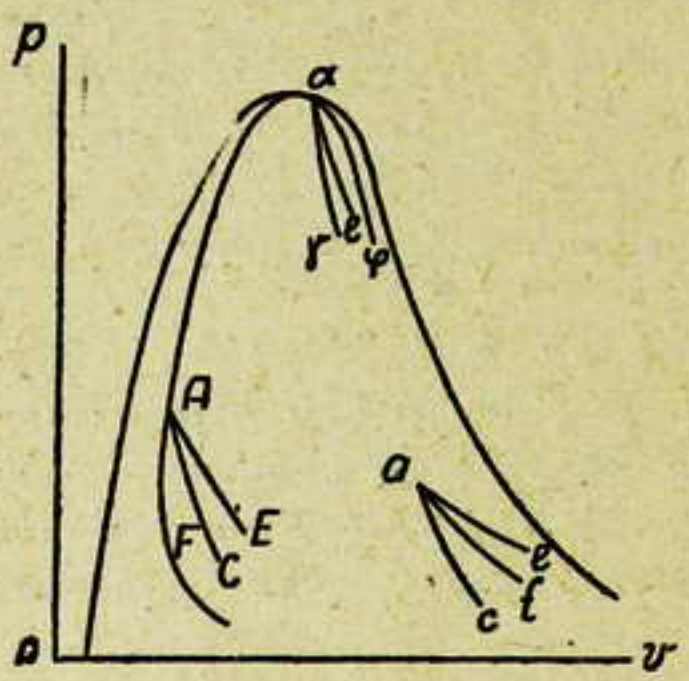
(2) af հաստատուն բաղադրության գիծը ac հակադարձելի աղիաբաժի և ae իզէնթալպի միջև (նկ. 8—28)։

(3) ae իզէնթալպը ac հակադարձելի աղիաբաժի և af հաստատուն բաղադրության գծի միջև (նկ. 8—28)։

(1) դեպքը տեղի ունի սկզբնական կետի՝ p_h և p_b ճնշումների միջև ամեն մի դասավորման ժամանակ [p_h և p_b-ն ճնշումներն են h_2 և b_2 կետերում, որոնցում հակադարձելի աղիաբաժները շոշափում են գոլորշու ճյուղը (տե՛ս նկ. 8—14 բ և § 8, 7, 3)]։

(2) դեպքը տեղի ունի, օրինակ, II խմբում, երբ ճնշումները ցած են p_b-ից և չորության աստիճանը մոտ է մեկին։

(3) դեպքը հանդիպում է կրիտիկական կետին մոտ, երբ չորության աստիճանը մոտ է մեկին։ (1) դեպքում հակադարձելի-աղիաբաժ և իզէնթալպ ընդարձակումները առաջացնում են գոլորշու քանակի ավելացում, բայց ճնշման միևնույն անկմանը իզէնթալպի վերջում համապատասխանում է գոլորշու ավելի մեծ քանակ, քան հակադարձելի աղիաբաժի վերջում։



Նկ. 8—28

(2) դեպքում հակադարձելի-աղիաբաժ ընդարձակումից գոլորշու քանակը փոքրանում է, իսկ իզէնթալպ ընդարձակումը մեծացնում է գոլորշու քանակը։

Վերջապես, (3) դեպքում երկու ընդարձակման ժամանակ էլ հագեցած գոլորշին մասամբ հեղուկ է դառնում, բայց ճնշման միևնույն անկման դեպքում աղիաբաժ ընդարձակման վերջում սխտեմը կպարունակի ավելի շատ հագեցած հեղուկ, քան իզէնթալպ ընդարձակման վերջում։

Բոլոր այս արդյունքները գտնվում են (8, 8, 9)-ի հետ լիակատար համաձայնության մեջ։

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

8. 1. Ելնելով հագեցման գծի և իզոթերմի ձևերից, ցույց տալ, գտվելով՝

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega : \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y + \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega : \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z = 1$$

առնչությունից, որ հագեցած հեղուկը չհագեցած գարձնող ծավալի իզոթերմ տարրական փոքրացումը իջեցնում է ջերմաստիճանը, հագե-

ցած գոլորշին չհագեցած (գազ) դարձնող նուշնպիսի պրոցեսում ծավալի մեծացումից ջերմատարիճանը բարձրանում է։

Լ ու ծ ու մ.—Ընդունենք՝ $z=p$, $x=V$, $y=t$ և դիցուք ω նիշը նշանակում է՝ «հագեցման գծի վրա»։ Այս դեպքում կունենանք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_\omega : \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t + \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_\omega : \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p = 1.$$

հեղուկի ճյուղի վրա

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_\omega = \frac{dp}{dv_1} > 0, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_\omega = \frac{dt}{dv_1} > 0, \quad \text{իսկ} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0$$

հավասարակշռության գոլոր կայուն վիճակներում. հետևաբար $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_\omega : \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0$

և այդ պատճառով $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_\omega : \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p > 0$, այսինքն՝ $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p > 0$.

ուրեմն, երբ $d_p V < 0$, ապա $d_p t < 0$ նուշնպես։

Նույն ձևով պետք է հետազոտել հագեցած գոլորշու անցումը գազին։

8. 2. $$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega : \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y + \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega : \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z = 1$$

առնչությունից և նախորդ խնդրի արդյունքներից օգտվելով, ցույց տալ, որ հեղուկի ախրությից հեղուկ-գոլորշու ախրությը, իսկ այստեղից էլ գազի ախրությն անցնելիս՝ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը փոքրանում է թռիչքով։

Ց ու ց ու մ.— Ընդունել, որ $z=V$, $x=t$, $y=p$, իսկ ω նիշը նշանակում է՝ «հագեցման գծի վրա». ստացված առնչությունը կիրառել հեղուկի և գոլորշու ճյուղերի նկատմամբ։

8. 3. $\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)\left(\frac{\partial y}{\partial z}\right) = -1$ բանաձևից օգտվելով, ստանալ

$$C_{m_2} = -L\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_s$$

առնչությունը, որտեղ C_{m_2}-ն հաստատուն բաղադրության գծի վրա հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ջերմունակությունն է, s նիշը նշանակում է՝ «հակադարձելի ադիաբատի վրա»։ Այս առնչությունից ելնելով, ցույց տալ, որ սիստեմի տարբեր վիճակներում C_{m_2}-ն կարող է լինել և՛ դրական, և՛ բացասական։

8.4. Արտածել $$\gamma - C_{m_2} = L\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_v$$

առնչությունը, կիրառելով $\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega$

առնչությունը հեղուկ-գոլորշի սիստեմին (γ-ն հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ջերմունակությունն է հաստատուն ծավալի դեպքում, C_{m_2}-ն ջերմունակությունն է նույն կետում հաստատուն բաղադրության գծի վրա)։

8. 5. Օգտվելով 8.3, 8.4 խնդիրների արդյունքներից կամ անմիջականորեն $\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\omega=\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y+\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega$ տիպի առնչություններից, արտածել $\gamma=L\left[\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_v-\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_s\right]$ առնչությունը և այստեղից էլ ցույց տալ, որ

$$\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_v>\left(\frac{\partial m_2}{\partial t}\right)_s,$$

Արտածել այս անհավասարությունը, ելնելով կորդինատային $p-V$ սիստեմում հակադարձելի ադիաբատի ու իզոխորի փոխադարձ դասավորությունից. դիտել այս գծերի և հաստատուն բաղադրության գծի փոխադարձ դասավորության բոլոր հնարավոր դեպքերը։

8. 6. Հայտնի է, որ $t=160^\circ C$ ջերմաստիճանում չորության աստիճանը 0,3-ից մինչև 0,5 մեծացնելու համար անհրաժեշտ է ջուր-գոլորշի սիստեմին հաղորդել 800 կալորիա ջերմություն։

Աղյուսակներից օգտվելով, որոշել այդ ջերմաստիճանում սիստեմի մասսան, գոլորշիացման L տեսակարար թաքնված ջերմությունը և ծավալի փոփոխության λ թաքնված ջերմությունը։

8. 7. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում կատարվում են ab և $a'b'$ իզոթերմալ պրոցեսները, ըստ որում p ճնշմանը համապատասխանում է ab պրոցեսում գոլորշու m_2 մասսան, իսկ $a'b'$ պրոցեսում՝ m_2' մասսան։

Ցույց տալ, որ միևնույն ճնշման դեպքում ածանցյալների $\left(\frac{\partial m_2'}{\partial p}\right)_{h'}-\left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_h$ տարբերությունը համեմատական է $\Delta m_2=m_2'-m_2$ տարբերությանը, իսկ համեմատականության գործակիցը ջերմաստիճանի ֆունկցիա է։

8. 8. Ցույց տալ, որ աղյուսակային տվյալներից օգտվելով, կարելի է որոշել չորության աստիճանը այն կետում, որում t ջերմաստիճանում տարբական իզոթերմալ պրոցեսը չի փոխում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի բաղադրությունը։

Ցուցում.—Կարելի է օգտվել նրանից, որ

$$H=m_1h_1+m_2h_2=mh_1+m_2(h_2-h_1).$$

8. 9. Ապացուցել, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմների երկրորդ խմբում (§ 8, 7)

1. հաստատուն բաղադրության յուրաքանչյուր գիծ, որն իր որևէ (a) կետում շոշափում է հակադարձելի ադիաբատը, մի այլ (b) կետում պետք է շոշափի իզոթերմալը։

2. b կետը a-ից բարձր է։

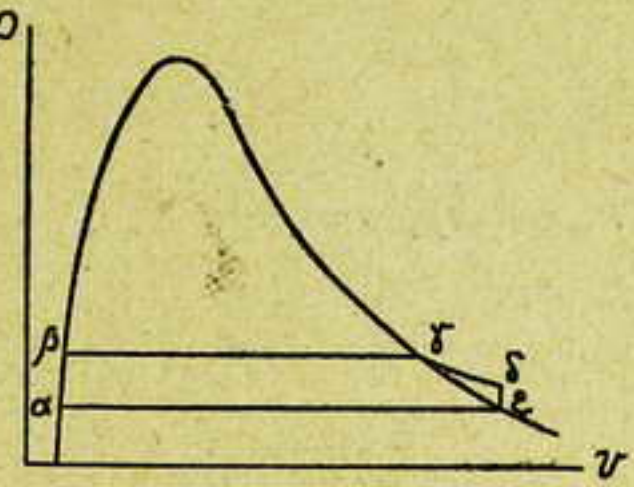
3. b կետով անցնող իզոբարի վրա b կետը դասավորված է ավե-

ւի աջ, քան այն կետը, որտեղ C_{m_2} ջերմունակությունը հավասար է զրոյի։

Ցուցում.—Կարելի է օգտվել $dH=C_{m_2}dt+Ldm_2+Vdp$ արտահայտությունից։

8. 10. L-ը գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմություն է։ Որոշել $\frac{dL}{dt}$ ածանցյալը կրկտիկականից այնքան հեռու գտնվող ջերմաստիճաններում, որ հեղուկի ճյուղի փոքր հատվածը կարելի է դիտել որպես իզոխոր, իսկ հագեցած գոլորշին ու գազը գոլորշու ճյուղի մոտ ընդունել որպես իդեալական գազ։

Լուծում.—Կատարենք αβγδεα շրջանը (նկ. 8—29), որտեղ αβ-ն հեղուկի ճյուղի անվերջ փոքր հատվածն է, որը համընկնում է իզոխորին, βγδ-ն իզոթերմ է, որի ջերմաստիճանը հավասար է t+dt (β-ն պատկանում է հեղուկի ճյուղին, γ-ն՝ գոլորշու ճյուղին), δε-ը՝ իզոխոր, իսկ εα-ն՝ t ջերմաստիճան ունեցող իզոթերմ։ Սխեմայի մասնան մեկ զրամմոլ է։ Առաջինն սկզբունքի համաձայն $\oint du=0$, այսինքն՝ $(u_\beta-u_\alpha)+(u_\gamma-u_\beta)+(u_\delta-u_\gamma)+(u_\varepsilon-u_\delta)+(u_\alpha-u_\varepsilon)=0$:



Նկ. 8—29

Քանի որ αβ-ն համարվում է իզոխոր, ապա $u_\beta-u_\alpha=c_{v_\alpha}dt$, $u_\gamma-u_\beta=Q_{\beta\gamma}-p(v_\gamma-v_\beta)=(L+dL)-R(T+dt)$ [v_β *ծավալն անտեսում ենք* v_γ-*ի նկատմամբ,* $pv_\gamma=RT\gamma$]։

$u_\delta-u_\gamma=0$, *որովհետև գազը համարվում է իդեալական։*

$u_\varepsilon-u_\delta=-c_{v_\varepsilon}dt$ $(t_\beta-t_\alpha=dt,\ t_\varepsilon-t_\delta=-dt)$ $u_\alpha-u_\varepsilon=-(L-RT)$։

Հետևաբար՝ $\oint du=c_{v_\alpha}dt+dL-Rdt-c_{v_\varepsilon}dt=0$,

որտեղից $\frac{dL}{dt}=(c_{v_\varepsilon}+R)-c_{v_\alpha}$։

Բայց իդեալական գազում $c_{v_\varepsilon}+R=c_{p_\varepsilon}$։

Այսպիսով՝ $\frac{dL}{dt}=c_{p_\varepsilon}-c_{v_\alpha}$։

որտեղ c_{p_ε}-*ը իդեալական գազի* c_p *ջերմունակությունն է* t *ջերմաստիճանում, իսկ* c_{v_α}-*ն հեղուկի* c_v *ջերմունակությունն է* t *ջերմաստիճանում, հեղուկի ճյուղի անմիջական շրջակայքում։*

8. 11. *ա)* Ելնելով

$$dQ=C_{m_2}dt+Ldm_2$$

արտահայտությունից, որոշել $\left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_s$ *ածանցյալը ծավալի հակադարձելի ադիաբատ փոփոխման ժամանակ հագեցման տիրույթի համար գործակիցի կեսաուժ։*

բ) Դիցուք 1 և 2-ը որևէ իզոբարի (p=const.) *և հեղուկի ու գոլորշու ճյուղերի հատման կետերն են, իսկ* $\left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_{s_1}$ *և* $\left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_{s_2}$*-ը՝* $\left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_s$ *ածանցյալի արժեքները 1 և 2 կետերում։*

Ցույց տալ, որ $\left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_{s_2} : \left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_{s_1}=c_2 : c_1$*։*

8. 12. *Կիրառելով հեղուկ-գոլորշի սիստեմի նկատմամբ*

$$\left(\frac{\partial z}{\partial \omega}\right)_x : \left(\frac{\partial z}{\partial \omega}\right)_y=\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_\omega : \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z$$

առնչությունը, որտեղ dz, dx, dy, dω *մեծությունների ֆիզիկական իմաստը կամայական է, ցույց տալ, որ*

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_v=\frac{L\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{m_2}}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s}.$$

Այստեղ m_2*-ը գոլորշու մասսան է,* s*-ը հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի նիշն է, իսկ* L*-ը գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունն է։*

p—V *դիագրամի օգնությամբ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի համար պարզել, թե՝*

ա) $\left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_v$*-ի նշանը անփոփոխ է, թե ոչ.*

բ) Գոյություն ունեն արդյոք այնպիսի վիճակներ, երբ

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_v=0, \quad \left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_v=L.$$

Գլուխ IX

ԴԵՊԻ ԴԱՏԱՐԿՈՒԹՅՈՒՆ ԸՆԴԱՐՁԱԿՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ: ԴՐՈՍՍԵԼՈՒՄ

§ 9, 1. ԴԵՊԻ ԴԱՏԱՐԿՈՒԹՅՈՒՆ ԸՆԴԱՐՁԱԿՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Դեպի դատարկություն ընդարձակման դեպքում իդեալական գազի ջերմաստիճանը չի փոփոխվում (6, 7, 14), և այստեղից բխում է իդեալական գազի ներքին էներգիայի անկախությունն իր ծավալից (6, 7, 11)։

Այլ սիստեմներում դեպի դատարկություն ընդարձակումն առաջ է բերում ջերմաստիճանի փոփոխումներ։ Ներկա պարագրաֆում քննարկվում է դեպի դատարկություն ընդարձակման դեպքում ջերմաստիճանի փոփոխությունը և ներքին էներգիայի կախումը ծավալից։

Դիցուք V_1 ու t_1-ը համապատասխանաբար սիստեմի ծավալը և ջերմաստիճանն են դեպի դատարկություն ընդարձակման պրոցեսից առաջ, V_2, t_2-ը նույն մեծություններն են այդ պրոցեսից հետո. ակներև է, որ $V_2 > V_1$։ Շատ հաճախ $t_2 < t_1$, բայց յուրաքանչյուր դեպքում V_1 և t_1-ը կարելի է այնպես ընտրել, այսինքն՝ ընդարձակումը դեպի դատարկություն կարելի է սկսել այնպիսի վիճակում, որ ջերմաստիճանը բարձրանա. այդ դեպքում $t_2 > t_1$։

$\frac{t_2 - t_1}{V_2 - V_1}$ *հարաբերությունը ցույց է տալիս ջերմաստիճանի աճը, որը տեղի կունենար, եթե դեպի դատարկություն ընդարձակվելիս՝ սիստեմի ծավալը մեծանար մեկ մլռավորով։ Այդ հարաբերությունը կոչվում է այդ պրոցեսի միջին ջերմաստիճանային էֆեկտ։*

Այս հարաբերության սահմանը, այսինքն՝

$$\lim_{V_2 \to V} \frac{t_2 - t_1}{V_2 - V_1}$$

$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{ը. դ.}$ *ածանցյալն է և կոչվում է դեպի դատարկություն ընդարձակման իսկական ջերմաստիճանային էֆեկտ։ $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{ը. դ.}$ ածանցյալի (ը. դ.) նիշերը նշանակում են ընդարձակում դեպի դատարկություն։*

Քանի որ այս ընդարձակումն իզոդինամիկ պրոցես է, ապա կարելի է դնել ավելի ընդհանուր խնդիր՝ որոշելու կամայական իզոդինամիկ պրոցեսի իսկական ջերմաստիճանային էֆեկտը՝ $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u$։

Իզոդինամիկ պրոցեսը կարող է արտահայտվել ընդարձակմամբ կամ սեղմմամբ, կարող է լինել ադիաբատ կամ ոչ ադիաբատ, հակադարձելի կամ անհակադարձելի, իսկ դեպի դատարկություն ընդարձակումը հանդիսանում է իզոդինամիկ, ադիաբատ, անհակադարձելի և առաջանում է առանց արտաքին աշխատանքի կատարման։

2. Պատկերացնենք եռապարամետր սիստեմ, որտեղ որպես պարամետրներ ընդունված են ջերմաստիճանը, ծավալը և մասսան (t, V, m), ընդ որում m=const.։

$$U=f(m=\text{const.},\ t,\ V),$$

$$dU=\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v dt+\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t dV.$$

Ըստ (6, 7, 2)-ի և (7, 9, 5)-ի

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v=C_v,\quad \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t=l-p.$$

Ուստի կամայական իզոդինամիկ պրոցեսի դեպքում $(dU=0)$ ունենք՝

$$C_v d_u t+(l-p)d_u V=0 \qquad (9,\ 1\ ,1)$$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u=-\frac{l-p}{C_v}. \qquad (9,\ 1,\ 2)$$

Քանի որ $C_v>0$, այդ պատճառով ըստ (9, 1, 2)-ի իզոդինամիկ պրոցեսի $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u$ ջերմաստիճանային էֆեկտի նշանը հակառակ է $(l-p)$ տարբերության նշանին, եթե այդ տարբերությունը դրական է, ապա $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u$-ն բացասական է և ընդհակառակը։

Իզոդինամիկ պրոցեսի դրական ջերմաստիճանային էֆեկտի դեպքում ջերմաստիճանի և ծավալի աճերը պետք է ունենան միևնույն նշանը, երբ ջերմաստիճանային էֆեկտը բացասական է, ջերմաստիճանի և ծավալի աճերի նշանները տարբեր են։

Դեպի դատարկություն ընդարձակման դեպքում $dV>0$, ուստի եթե՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u>0,\ \text{ապա}\ \ dt>0.$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u<0,\ \text{ապա}\ \ dt<0.$$

3. $(l-p)$ տարբերության նշանի որոշումը շատ հեշտանում է, եթե հայտնի է և թաքնված ջերմության այն արտահայտությունը, որը տալիս

է թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը։ Ուստի (9, 1, 2)-ից հետևող ընդհանուր եզրակացությունները կդիտվեն § 13, 7-ում, երկրորդ սկզբունքի շարադրումից հետո։

Այստեղ մենք կսահմանափակվենք այնպիսի օրինակներով, որոնցում կամ (l—p) տարբերության նշանը կարելի է որոշել առանց թաքնված l ջերմության վերջնական արտահայտության, կամ l-ը բոլորովին արտաքսվում է։

Համեմատենք հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսն իզոդինամիկ պրոցեսի հետ և, մասնավոր դեպքում, դիպլ դատարկության ընդարձակման պրոցեսի հետ, որը նույնպես հանդիսանում է իզոդինամիկ, ադիաբատ, բայց ոչ հակադարձելի պրոցես։

Ապացուցենք հետևյալ թեորեման.

(9, 1, 3) Եթե իզոդինամիկ և հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսները սկսվում են միևնույն վիճակից և առաջ են բերում ծավալի միատեսակ փոփոխություն, ապա իզոդինամիկ ընդարձակման վերջում ջերմաստիճանը կլինի ավելի բարձր, քան հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակման վերջում, իսկ սեղմման դեպքում՝ ընդհակառակը:

Քանի որ հակադարձելի պրոցեսներում

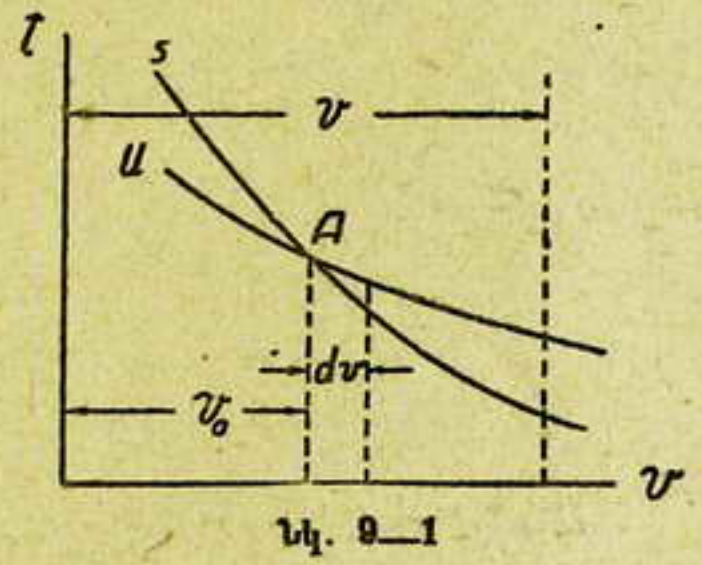
$$dQ=C_v dt+l dV,$$

ապա հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսում (նիշը s)

$$C_v d_s t+l d_s V=0, \qquad (9, 1, 4)$$

իսկ իզոդինամիկ պրոցեսում, ինչպես տեսանք՝

$$C_v d_u t+(l-p) d_u V=0, \qquad (9, 1, 1)$$



Նկ. 9—1

Ենթադրենք, թե իզոդինամիկ և հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսներն սկսվում են միևնույն A վիճակից և առաջ են բերում ծավալի միատեսակ dV փոփոխություն (նկ. 9—1)։ Եթե սկստեմի ծավալի աճը երկու պրոցեսներում էլ նույնն է, այսինքն՝

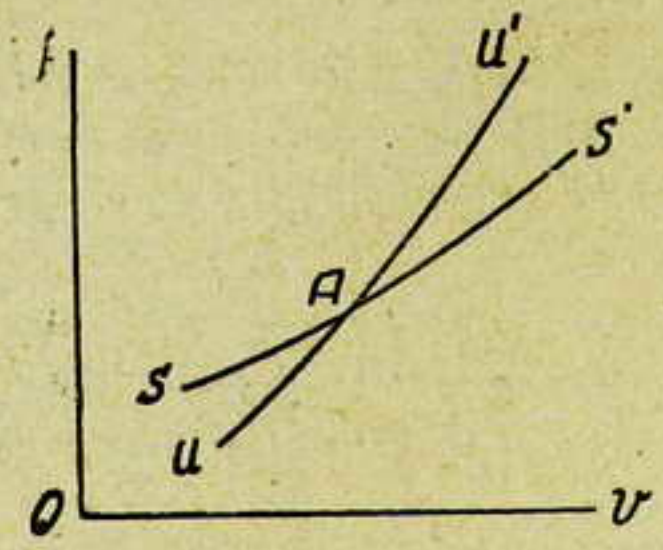
$$d_s V=d_u V,$$

ապա (9, 1, 1)-ից հանելով (9, 1, 4)-ը, կստանանք՝ $C_v(d_u t-d_s t)=p d_u V$

կամ՝

$$d_u t-d_s t=\frac{p d_u V}{C_v}, \qquad (9, 1, 5)$$

Քանի որ p-ն և C_v-ն դրական են, ապա $d_u t - d_s t$ տարբերության նշանը համընկնում է $d_u V$-ի նշանին։



Նկ. 9—2

Թող V_a և t_a-ն լինեն սկզբնական A վիճակի ծավալն ու ջերմաստիճանը, V-ն սիստեմի ծավալն է իզոդինամիկ և հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսների վերջում, իսկ t_u և t_s-ը ջերմաստիճաններն են նույն պրոցեսների վերջում։

Ինտեգրելով (9, 1, 5)-ը V_a-ից մինչև V, կստանանք՝

$$(t_u - t_a) - (t_s - t_a) = \int_{V_a}^{V} \frac{p d_u V}{C_v}$$

կամ՝

$$t_u - t_s = \int_{V_a}^{V} \frac{p d_u V}{C_v}, \qquad (9, 1, 6)$$

Ընդարձակման դեպքում

$$dV > 0, \quad \int_{V_a}^{V} \frac{p d_u V}{C_v} > 0,$$

սեղմման դեպքում

$$dV < 0, \quad \int_{V_a}^{V} \frac{p d_u V}{C_v} < 0.$$

Այսպիսով, (9, 1, 3) թեորեման ապացուցված է։

Նկ. 9—1-ում, ցույց է տրված այն հաճախ հանդիպող դեպքը, երբ հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակման ընթացքում ջերմաստիճանն ընկնում է. ss-ը հակադարձելի ադիաբատան է, uu-ն՝ իզոդինամ։

Նկ. 9—2-ում պատկերված է այն դեպքը, երբ հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակումը բարձրացնում է ջերմաստիճանը։

Դրոսսելում

Մյուս աննհակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսը, որը որոշ չափով հիշեցնում է ընդարձակումը դեպի դատարկություն, շատ կարևոր նշանակություն ունի տեխնիկայում։ Այդ պրոցեսը ֆիզիկայում կոչվում է Ջոուլ-Թոմսոնի պրոցես, իսկ տեխնիկայում՝ դրոսսելում։

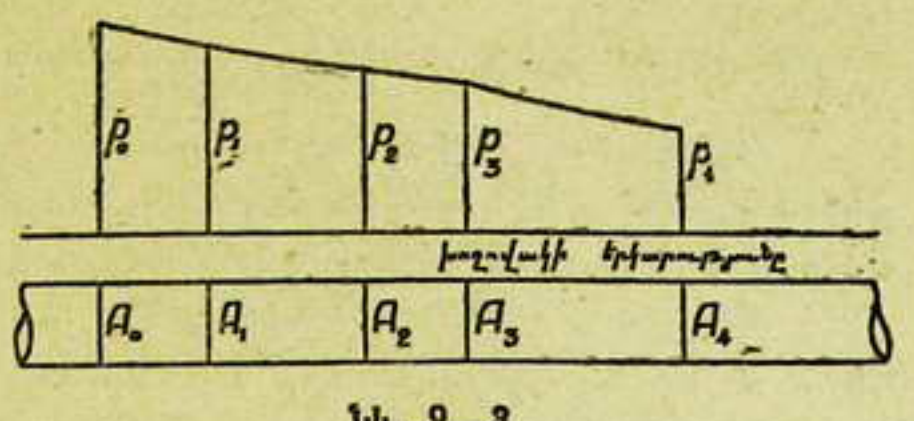
9, 2. ԴՐՈՍՍԵԼՄԱՆ ԷՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Հայտնի է, որ փակ կառնալում (խողովակում) հոսող սիստեմի (հեղուկ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմ, գազ) ճնշումն ընկնում է։ Այսպես, օրինակ, եթե սիստեմը հոսում է ձախից աջ (նկ. 9—3) և A_0, A_1, A_2, A_3 կտրվածքներին համապատասխանում են p_0, p_1, p_2, p_3 ճնշումները, ապա

$$p_0 > p_1 > p_2 > p_3,$$

Անկման արագությունը կախված է հոսող սիստեմի բնույթից և մի շարք այլ հանգամանքներից։

Ամենից առաջ՝ ինչքան հարթ է խողովակի ներքին մակերևույթը, այնքան դանդաղ է ընկնում ճնշումը։ Ինչքան մեծ է հոսման մեջին արագությունը, այնքան արագ է ընկնում ճնշումը։ Այստեղից հետևում է, որ խողովակի ընդլայնական կտրվածքը փոքրանալիս պետք է արագանա ճնշման անկումը։



Նկ. 9—3

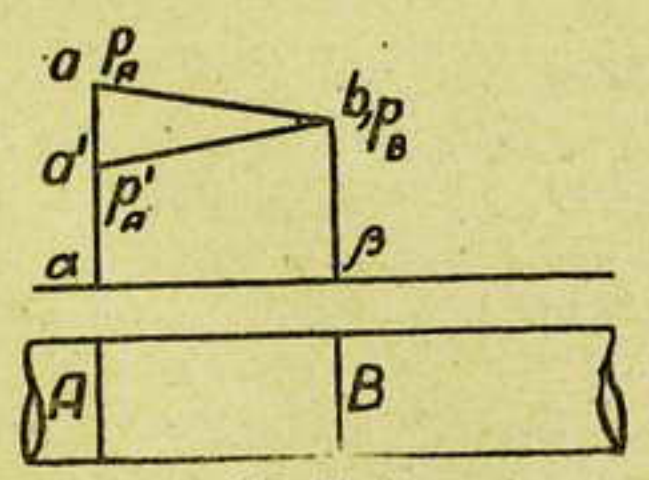
Վերջապես, ճնշման անկումը կախված չէ հոսանքի ուղղությունից։ Որպեսզի լավ հասկանանք սրա էությունը, խողովակի AB հատվածն այնքան փոքր պատկերացնենք, որ իրավունք ունենանք հոսման մեջին արագությունն ընդունելու նույնը այդ մասի բոլոր կտրվածքներում։ Ենթադրենք, թե սիստեմը հոսում է A-ից B և ճնշումը ընկնում է $\Delta p_{AB} = p_A - p_B$։

Այժմ ենթադրենք, որ հոսումն ընթանում է միևնույն մեջին արագությամբ B-ից A, իսկ ճնշումներն այդ կետերում հավասար են p'_B և p'_A։ Ճնշման անկումը կլինի՝

$$\Delta p_{BA} = p'_B - p'_A.$$

«Ճնշման անկումը կախված չէ հոսման ուղղությունից» արտահայտությունը նշանակում է, որ եթե AB փոքր մասում հաստատուն մեջին արագության դեպքում փոխենք հոսման ուղղությունը, ապա Δp_{AB} և Δp_{BA} ճնշման անկումները կլինեն հավասար, այսինքն՝

$$\Delta p_{AB} = \Delta p_{BA},$$



Նկ. 9—4

Այստեղից հետևում է, որ մեջին արագության հաստատուն լինելու դեպքում ճնշման անկում առաջացնող յուրաքանչյուր հոսանք անհակադարձելի է։

Իսկապես (նկ. 9—4), ենթադրենք, որ սիստեմը հոսում է A-ից B. B կետում ճնշումն է $\beta b = p_B$, իսկ Δp_{AB}-ն ճնշման անկումն է, ճնշումը

A-ում կլինի՝ $p_A = p_B + \Delta p_{AB}$, Փոխենք հոսանքի ուղղությունը, թողնելով միևնույն միջին արագությունը և B կետում նույն ճնշումը։ Այժմ A կետում նոր ճնշումը կլինի՝

$$p'_A = p_B - \Delta_{BA},$$

Բայց ըստ վերևում ասածի՝ $\Delta p_{AB} = \Delta p_{BA}$,

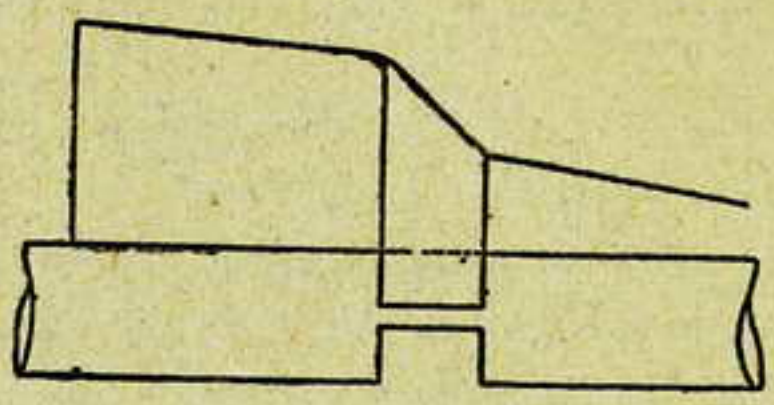
ուստի՝ $$p'_A = p_B - \Delta p_{AB},$$

Տեղադրելով p_B-ի արժեքը, կստանանք՝ $p'_A = p_A - 2\Delta p_{AB}$,

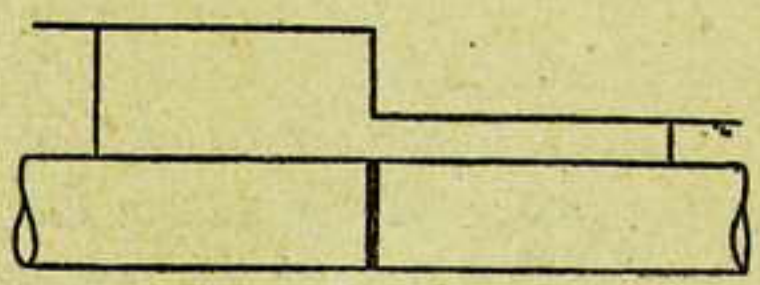
Այսպիսով՝ եթե հաստատուն միջին արագության դեպքում հոսանքի ընթացքում ընկնում է ճնշումը, ապա p'_A չի կարող հավասարվել p_A-ին, Ըստ սահմանման՝ դա անհակադարձելիության հատկանիշներից մեկն է։

XI գլխում մենք կտեսնենք, որ եթե խողովակի տարբեր կտրվածքներում արագությունները միևնույնը չեն, ապա արագության փոփոխման հետ միաժամանակ կփոխվի և ճնշումը. այն կտրվածքում, որտեղ արագությունը մեծ է, ճնշումը կլինի փոքր և ընդհակառակը։ Ճնշման փոփոխությունները, որոնք առաջանում են միայն հոսանքի արագության փոփոխություններից, ոչ մի ընդհանուր բան չունեն ճնշման անկման հետ, երբ հոսքի միջին արագությունը հաստատուն է, և տեխնիկայում համարվում են հակադարձելի։

3. Ակներև է, որ հարթ պատեր և հաստատուն ընդլայնական կտրվածք ունեցող խողովակում ճնշման անկումը կարող է արհամարհելիորեն փոքր լինել, Եթե հոսքի արագությունը փոքր է։ Երբ խողովակում գոյություն ունի զգալի նեղացում (նկ. 9—5), ապա այդ մասում ճնշման անկումն զգալի կլինի։



Նկ 9—5



Նկ 9—6

Այսպիսի նեղացման դեր կարող է կատարել խողովակում դրված յուրաքանչյուր ծակոտկեն դիաֆրագմա։ Այդ բանին կարելի է հասնել նաև լցնելով խողովակի մի մասում ամբողջ կտրվածքով թեփ, բամբակ և այլն։

Արհամարհելով խողովակի նեղացված մասի երկարությունը և ճընշման անկումը խողովակի յայն մասերում, մենք կստանանք նկ. 9—6-ում պատկերված ճնշման գրաֆիկը։

Հոսող սիստեմի ճնշման այսպիսի հանկարծակի անկումը կոչվում է դրոսսելում։ 1-ի վերջում ասածից հետևում է, որ դրոսսելումն անհակադարձելի պրոցես է։

3. Ցուրաքանչյուր հոսանքում սիստեմի մասերի դիրքը տարածության մեջ առաքճանաբար փոխվում է։

Հոսանքը կոչվում է ստացիոնար, եթե խողովակի միևնույն տեղում, որը հաջորդաբար զբաղվում են հոսող սիստեմի զանազան մասերը, անփոփոխ են մնում ջերմաստիճանը, ճնշումը և սիստեմի բոլոր տեսակարար մեծությունները։

Թող, օրինակի համար,

$$p_A,\ t_A,\ v_A,\ u_A\cdots,\quad p_B,\ t_B,\ v_B,\ u_B\cdots$$

համապատասխանաբար լինեն ճնշումը, ջերմաստիճանը, տեսակարար ծավալը, ներքին տեսակարար էներգիան խողովակի A և B կետերում։ Հոսանքի ստացիոնարության դեպքում p_A-ն կարող է հավասար չլինել p_B-ին, t_A-ն կարող է հավասար չլինել t_B-ին և այլն, բայց այդ մեծություններից և ոչ մեկը չպետք է լինի ֆունկցիա ժամանակից։

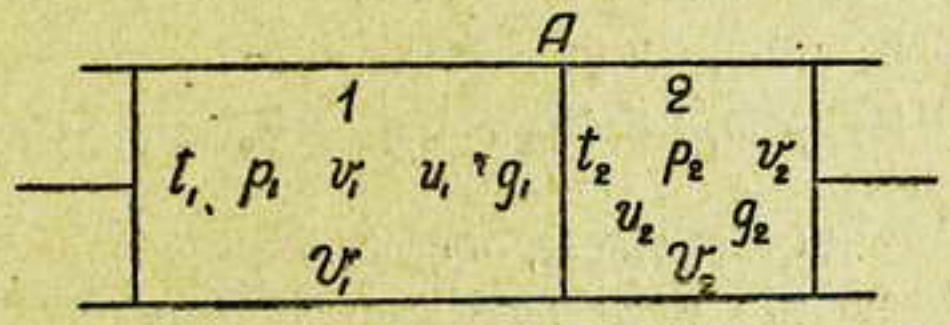
Երբ հոսանքի արագությունը փոքր է, միշտ կարելի է սիստեմի բոլոր կետերում պատկերացնել միևնույն ջերմաստիճանը [դրա համար բավական է ենթադրել, որ խողովակը գտնվում է ջերմակայիչի (թերմոստատ) մեջ]։ Մենք նույնպես կարող ենք իրականացնել ադիաբատ հոսանք, այսինքն՝ այնպիսին, որի դեպքում սիստեմը շրջապատի հետ ջերմություն չի փոխանակում. դրա համար բավական է, որ խողովակի պատերը լինեն ադիաբատ նյութից։

Ստորև տրված է դրոսսելման տեսությունն այն ենթադրությամբ, որ հոսանքն ստացիոնար և ադիաբատ է, իսկ նրա մեջքին արագությունը ճնշման անկումից առաջ և հետո արհամարհելիորեն փոքր է։

§ 9, 3. ԴՐՈՍՍԵԼՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Թող հոսանքը տեղի ունենա ձախից աջ և A-ն լինի խողովակի շատ փոքր երկարություն ունեցող այն մասը, որտեղ կատարվում է ճնշման անկում։ Սիստեմի A-ից ձախ դասավորված մասը նշանակենք 1 նիշով, իսկ A-ից աջ դասավորված մասը՝ 2 նիշով (նկ. 9—7)։

Առաջին մասը մտովին բաժանենք շատ բարակ շերտերի։



նկ. 9—7

Այդ մասի հոսանքի արագության արհամարհելիորեն փոքր լինելու դեպքում ոչ մի հիմք չկա այն բանի համար, որ մի շերտի ճնշումը և ջերմաստիճանը տարբերվեն մյուս շերտի ճնշումից և ջերմաստիճանից։

Նույն բանը կվերաբերի նաև 2-րդ մասին, ճնշումը և ջերմաստիճանը 1-ին և 2-րդ մասերում համապատասխանաբար նշանակենք p_1, t_1 և p_2, t_2,

Քանի որ յուրաքանչյուր տեսակարար մեծություն կարող է դիտվել որպես ճնշման և ջերմաստիճանի ֆունկցիա, ապա այդ տեսակարար մեծության արժեքները նաև կլինեն միևնույնը, նույն մասի բոլոր շերտերում։

Եվ այսպես, նկատի ունենալով հոսանքի ստացիոնար լինելը, կարող ենք գրել՝

$$\left.\begin{array}{l} p_1=\text{const.},\ t_1=\text{const.},\ v_1=\text{const.},\ u_1=\text{const.},\ h_1=\text{const.} \\ p_2=\text{const.},\ t_2=\text{const.},\ v_2=\text{const.},\ u_2=\text{const.},\ h_2=\text{const.} \end{array}\right\}, \qquad (9,\ 3,\ 1)$$

որտեղ v-ն տեսակարար ծավալն է, u-ն տեսակարար ներքին էներգիան է, h-ը՝ տեսակարար ջերմապարունակությունը, իսկ նրանց հաստատուն լինելը պետք է հասկանալ՝ անփոփոխելիությունը ժամանակի ընթացքում։

Հոսանքի դեպքում առաջին մասի m_1 մասսան կփոքրանա, երկրորդ մասի m_2 մասսան կաճի, և քանի որ սիստեմը նյութապես մեկուսացված է, ապա

$$m_1+m_2=\text{const.}, \qquad dm_1=-dm_2, \qquad (9,\ 3,\ 2)$$

Առաջին մասի ծավալը, ներքին էներգիան և ջերմապարունակությունը կարտահայտվեն այսպես՝

$$V_1=m_1v_1, \quad U_1=m_1u_1, \quad H_1=m_1h_1, \qquad (9,\ 3,\ 3)$$

Համանման արտահայտություններ կստանանք նաև երկրորդ մասի համար։ Ամբողջ սիստեմի ներքին էներգիայի և ջերմապարունակության համար կստանանք՝

$$\left.\begin{array}{l} U=m_1u_1+m_2u_2, \\ H=m_1h_1+m_2h_2=m_1(u_1+p_1v_1)+m_2(u_2+p_2v_2) \\ =(U_1+p_1V_1)+(U_2+p_2V_2). \end{array}\right\} \qquad (9,\ 3,\ 4)$$

Հոսման ժամանակ յուրաքանչյուր մասի մասսայի հետ զուգընթաց կփոխվեն այդ մասի ծավալը, ներքին էներգիան և ջերմապարունակությունը։ Բայց քանի որ բոլոր տեսակարար մեծությունները հաստատուն են, ապա ունենում ենք՝

$$\left.\begin{array}{l} dV_1=v_1dm_1, \quad dU_1=u_1dm_1, \quad dH_1=h_1dm_1 \\ dU=u_1dm_1+u_2dm_2=dU_1+dU_2 \\ dH=h_1dm_1+h_2dm_2=dH_1+dH_2=d(U_1+p_1V_1)+d(U_2+p_2V_2). \end{array}\right\} \qquad (9,\ 3,\ 5)$$

2. Ակներև է, որ ճնշման անկում առաջացնող «խցանի» (թեփի, ծակոտկեն դիաֆրագմայի, նեղացման) առկայության դեպքում հոսումը նրա մի կողմից մյուսը չի կարող տեղի ունենալ ինքնիրեն. անհրաժեշտ է որևէ կերպ պահպանել հոսանքի ստացիոնարությունը։ Դրա համար ամենից ավելի հեշտ է պատկերացնել հոսող սիստեմը շրջապատող միջավայրից մեկուսացնող երկու ադիաբատ B_1, B_2 մխոցները (նկ. 9—7)։

B_1 մխոցը, իր վրա ազդող արտաքին ճնշման հետևանքով, որոշ փոքր արագությամբ կշարժվի դեպի աջ։ Սա առաջ կբերի սիստեմի աստիճանական հոսում ձախից աջ։ Աջ մասի մասնայի մեծացումը հաստատուն V_2 տեսակարար ծավալի դեպքում կառաջացնի նրա ծավալի մեծացում, և B_2 մխոցը, հաղթահարելով արտաքին ճնշումը, կշարժվի դեպի աջ։

Այսպիսով, երկու, f_1 և f_2, արտաքին ճնշումներն էլ աշխատանք են կատարում։ Անվերջ փոքր dm_1 մասնայի՝ մի կողմից մյուս կողմն անցնելուն համապատասխանում է արտաքին տարբական աշխատանքը՝

$$dW_e=(-f_1dV_1)+(-f_2dV_2),$$

Ենթադրենք, որ մխոցների և խողովակի միջև շփում գոյություն չունի. այդ ժամանակ մխոցների արագությունները կարող են անփոփոխ լինել միայն այն դեպքում, երբ յուրաքանչյուր մխոցի երկու կողմումն էլ ճնշումները լինեն նույնը, այսինքն՝

$$f_1=p_1, \quad f_2=p_2.$$

ուստի՝

$$dW_e=-p_1dV_1-p_2dV_2,$$

կամ, քանի որ ատոյխոնարության պայմանի համաձայն p_1 ու p_2-ը հաստատուն են և $dp_1=dp_2=0$, ապա

$$dW_e=-d(p_1V_1)-d(p_2V_2), \qquad (9, 3, 6)$$

3. Խողովակի ձախ մասից աջ մասն ադիաբատ անհակադարձելի անցման նկատմամբ կիրառենք առաջին սկզբունքը՝

$$dU=dW_e, \qquad \text{քանի որ } dQ=0,$$

Օգտվելով (9, 3, 5) և (9, 3, 6)-ից, ստանում ենք՝

$$dU_1+dU_2=-d(p_1V_1)-d(p_2V_2)$$

կամ՝

$$d(U_1+p_1V_1)+d(U_2+p_2V_2)=0,$$

Իսկ ըստ (9, 3, 5)-ի՝

$$dH=dH_1+dH_2,$$

կամ՝

$$H=\text{const.},$$

(9, 3, 7)

Այս հավասարմանը կարելի է տալ այլ տեսք։ Իսկապես, ըստ (9, 3, 2)-ի և (9, 3, 7)-ի՝

$$dH=(h_2-h_1)dm_2,$$

բայց հոսման դեպքում

$$dm_2\neq 0$$

և հետևաբար՝

$$h_2=h_1, \qquad (9, 3, 8)$$

(9, 3, 7)-ը և (9, 3, 8)-ը արտահայտում են հետազոտվող պրոցեսի բնորոշ հատկությունը.

(9, 3, 9) Ադիաբատ ստացիոնար դրոսսելման դեպքում հոսող սիստեմի ջերմապարունակությունը հաստատուն է, իսկ տեսակարար ջերմապարունակությունը դրոսսելումից առաջ հավասար է տեսակարար ջերմապարունակությանը դրոսսելումից հետո:

4. Համեմատենք դրոսելման և դեպի դատարկություն ընդարձակման հիմնական դեպքերը։

Դեպի դատարկություն ընդարձակումը անհակադարձելի պրոցես է, որի ընթացքում մեծանում է սիստեմի ծավալը.

$$dV>0, \quad U=\text{const.}, \quad dQ=0, \quad dW_e=0.$$

Դրոսելումը ճնշման անհակադարձելի պրոցես է հաստատուն էնթալպության դեպքում.

$$dp<0, \quad H=\text{const.}, \quad dQ=0.$$

Սովորաբար դրոսելման դեպքում արտաքին աշխատանքը տարբերվում է 0-ից։

Իսկապես, ըստ (9, 3, 6), (9, 3, 5) և (9, 3, 2)-ի՝

$$dW_e=(p_1v_1-p_2v_2)dm.$$

Քանի որ $dm_2\neq 0$, ապա dW_e կարող է դառնալ 0 միայն այն դեպքում, երբ

$$p_1v_1=p_2v_2.$$

Ստորև մենք կտեսնենք, որ այս դեպքը տեղի ունի, երբ դրոսելվում է Բոյլ-Մարիոտի օրենքին ենթարկվող գազը։

§ 9. 4. ԴՐՈՍՍԵԼՈՒՄԻՑ ԱՌԱՋԱՑԱԾ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Քանի որ սիստեմի միայն մի հատկանիշի փոփոխումն անհնար է, ապա դրոսսելումից առաջացած ճնշման անկման հետևանքով պետք է փոփոխվեն նաև սիստեմի մի քանի այլ հատկանիշներ՝ տեսակարար ծավալը, ջերմաստիճանը, հորության աստիճանը և այլն։

Նախապատմամբ սիստեմներում հեշտ է որոշել այդ փոփոխությունները։ Թող որպես պարամետրներ ընդունված լինեն $m=\text{const.}$ մասսան, p ճնշումը և p-ից անկախ որևէ x հատկանիշ։ Պարամետրների այսպիսի ընտրման դեպքում ջերմապատրաստությունը լինում է վիճակի ֆունկցիա և կամայական dp, dx տարրական փոփոխությունների առաջ կբերեն ջերմապատրաստության տարրական

$$dH=\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_p \partial x+\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x dp$$

աճը։ Պահպանենք այնպիսի դրոսսելում, որի ժամանակ ճնշման անկումն անվերջ փոքր է. այս դեպքում x-ի աճը նույնպես կլինի անվերջ փոքր dx։ Քանի որ դրոսսելման ընթացքում $H=\text{const}$., ապա նախորդ հավասարումը կգրվի այսպես,

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_p d_H x+\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x d_H p=0, \qquad (9, 4, 1)$$

Այսպիսով, ակներև է, որ դրոսելման պրոցեսում $d_H p$ և $d_H x$ մեծերը դադարում են անկախ լինելուց և պետք է բավարարեն (9, 4, 1) պայմանին։

Այս պայմանի մեջ $\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_p$ և $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x$ մասնակի ածանցյալները չեն կարող միաժամանակ դառնալ 0, քանի որ դա կնշանակեր, թե ջերմապարունակությունը կախված չէ ոչ x-ից և ոչ էլ p-ից, այսինքն՝ կախված չէ ախտեմի վիճակից։ Սակայն դա անհեթեթություն կլիներ։ (Այստեղ անտեսվում է H-ի էքստրեմում ունենալու հնարավորությունը)։ Բացի դրանից, միշտ $d_H p < 0$։

Ուստի (9, 4, 1)-ից եզրակացնում ենք՝

$$\text{եթե } d_H x = 0, \qquad \text{ապա և } \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x = 0$$

և, ընդհակառակը, եթե $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x = 0$, ապա և $d_H x = 0$

[քանի որ $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x$ և $\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_p$-ն չեն կարող միաժամանակ դառնալ 0]։

Հետևաբար՝

$$d_H x = 0, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x = 0 \qquad (9,\ 4,\ 2)$$

հավասարությունները կամ տեղի ունեն միաժամանակ, կամ բոլորովին տեղի չունեն։

Դա նշանակում է, որ

(9, 4, 3) Դրոսսելումը չի առաջացնում x պարամետրի փոփոխումներ միայն այն վիճակներում, երբ մասնակի ածանցյալ $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_x = 0$։

2. Ընդունենք, օրինակ, որպես x պարամետր t ջերմաստիճանը։
Այդ ժամանակ, ըստ (9, 4, 2)-ի, կամ երկու հավասարությունները էլ՝

$$d_H t = 0, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t = 0,$$

ճիշտ են, կամ նրանցից և ոչ մեկը տեղի չունի։
Իդեալական գազի ջերմապարունակությունը՝

$$H = U + pV = U + nRT.$$

քանի որ U-ն ֆունկցիա է n-ից և t-ից, ապա H-ը ևս ֆունկցիա է n-ից և t-ից (և բոլորովին կախված չէ p-ից)։ Հետևաբար՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t = 0.$$

ուրեմն և՝ $d_H t = 0$, այսինքն՝

(9, 4, 4) Իդեալական գազի դրոսսելումը առաջ չի բերում ջերմաստիճանի փոփոխում։

1. Ընդհանրապես $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t \neq 0$, հետևաբար դրոսոսելման դեպքում t ջերմաստիճանը փոխվում է։ Այս հետևությունն անելով, մենք օգտվեցինք միայն $dH=0$ պայմանից, որը ճիշտ է ոչ միայն դրոսոսելման դեպքում, այլև ցանկացած իզէնթալպ պրոցեսի համար։ Հետագայում մենք կդիտենք ցանկացած իզէնթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտը և կհիշենք, որ ստացված արդյունքները կիրառելի են նաև դրոսոսելմանը, քանի որ վերջինս հանդիսանում է $H=const.$ պրոցեսի տեսակներից մեկը։

2. Դիցուք սիստեմի ճնշման և ջերմաստիճանի արժեքները են՝ $H=const.$ պրոցեսից առաջ p_1 և t_1, իսկ պրոցեսից հետո՝ p_2 և t_2։ Այդ ժամանակ

$$\Delta_H t = t_2 - t_1, \quad \Delta_H p = p_2 - p_1,$$

կլինեն $H=const.$ պրոցեսով առաջացած ջերմաստիճանի և ճնշման աճերը՝

$$\frac{\Delta_H t}{\Delta_H p} = \frac{t_2 - t_1}{p_2 - p_1} \qquad (9, 5, 1)$$

հարաբերությունը ցույց է տալիս, թե ինչքանով կփոխվի ջերմաստիճանը, եթե իզէնթալպ պրոցեսում ճնշումը փոխվի մեկ մթնոլորտով։ Երբ $\Delta_H t$-ն և $\Delta_H p$-ն վերջավոր են, այդ հարաբերությունը կոչվում է իզէնթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային միջին էֆեկտ։

Երբ $\Delta_H t$ և $\Delta_H p$, փոքրանալով, ձգտում են զրոյի, ապա (9, 5, 1)-ը ընդունում է

$$\lim_{\Delta_H p \to 0} \frac{\Delta_H t}{\Delta_H p} = \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H \qquad (9, 5, 2)$$

տեսքը և կոչվում է իզէնթալպ պրոցեսի իսկական ջերմաստիճանային էֆեկտ։

Եթե որպես պարամետրներ ընդունված են m, p, t-ն, ընդ որում $m=const.$, ապա

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p dt + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t dp, \qquad (9, 5, 3)$$

որտեղ, համաձայն (7, 9, 2)-ի և (7, 9, 8)-ի՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p = C_p, \quad \text{իսկ} \quad \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t = b + V.$$

Ուստի կամայական իզէնթալպ պրոցեսում ($dH=0$), (9, 5, 3)-ի հիման վրա ունենում ենք՝

$$C_p d_H t + (b+V) d_H p = 0 \qquad (9, 5, 4)$$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H = -\frac{b+V}{C_p}, \qquad (9, 5, 5)$$

Իզէնթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտի (9, 5, 5) արտահայտու-

թյունը համաձայն է իզոթերմիկ պրոցեսի ջերմատարողականության էքսպերիմենտալ (9, 1, 2) արտահայտությանը, (9, 5, 5)-ը օգտագործման համար դառնում է շատ ավելի հարմար, եթե b-ն փոխարինվի իր այն արտահայտությամբ, որն ստացվում է երկրորդ սկզբունքի հիման վրա։

3. Մակայն մի քանի հարցեր կարող են լուծվել (9, 5, 5)-ի անմիջական կիրառումով։

Այսպես, օրինակ, § 8, 8-ում ցույց է տրված, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում և չհագեցած հեղուկի ու գազի սիստեմների այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշի սիստեմին, p—V դիագրամի վրա, իզենթալպը պատկերված է իզոբարի և հակադարձելի ադիաբատի միջև։

Այս որակական արդյունքին կարելի է տալ քանակական ձև, դուրս գալով (9, 5, 4)-ից և նրան համաձայն ուրիշ առնչություններից։

Իսկապես, dQ-ի արտահայտությունից՝

$$dQ=C_p dt+b dp$$

հետևում է, որ եռապարամետր սիստեմներում, երբ պրոցեսը հակադարձելի-ադիաբատ է (s նիշը)՝

$$C_p d_s t+b d_s p=0, \qquad (9, 5, 6)$$

Պատկերացնենք, որ մեկնում A վիճակից սկսվում են իզենթալպ և հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները, որոնք հանդեցնում են ճնշման մեկնում փոփոխություններին, այսինքն՝

$$d_s p=d_H p,$$

Նշանակելով ճնշման աճի ընդհանուր այս արժեքը dp-ով և հաշվելով (9, 5, 6)-ը (9, 5, 4)-ից, գտնում ենք՝

$$C_p(d_H t-d_s t)=-V dp$$

կամ՝

$$d_H t-d_s t=-\frac{V dp}{C_p}, \qquad (9, 5, 7)$$

(dp *գրված է* $d_H p$*-ի փոխարեն)։*

Քանի որ V-ն և C_p-ն միշտ դրական են, ապա $d_H t-d_s t$ տարբերությունը և dp ճնշումն ունեն հակառակ նշաններ։

Ճնշման անկման դեպքում (օրինակ, դրոսելման դեպքում)

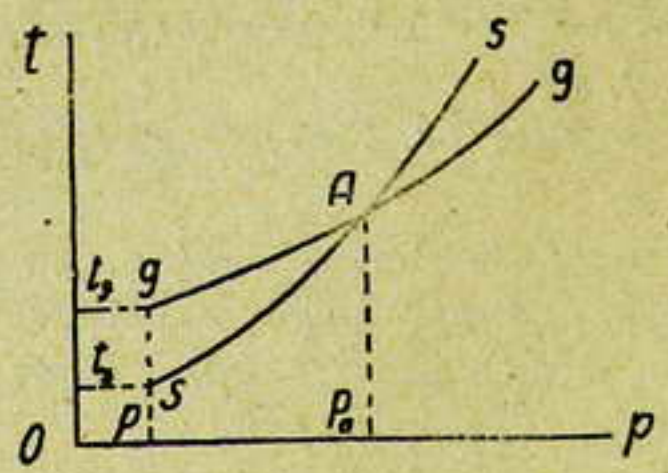
$$dp<0, \quad d_H t-d_s t>0.$$

իսկ եթե $dp>0$, *ապա* $d_H t-d_s t<0$,

Այսպիսով, (9, 5, 7)-ը բերում է հետևյալ թեորեմային.

(9, 5, 8) Եթե հակադարձելի ադիաբատ և իզենթալպ պրոցեսներն ունեն ընդհանուր սկիզբ և առաջացնում են ճնշման միատեսակ աճ, ապա ճնշման բարձրացման դեպքում ջերմաստիճանն իզենթալպ պրոցեսի վերջում ավելի ցածր է, քան հակադարձելի ադիաբատի վերջում: Ճնշման իջեցման դեպքում, ընդհակառակը, ջերմաստիճանն իզենթալպ պրոցեսի վերջում կլինի ավելի բարձր, քան հակադարձելի ադիաբատի վերջում:

Այս թեորեմայի առավել ակնհայտության համար կարելի է ինտեգրել (9, 5, 7)-ը՝ ընդ սկզբնական A վիճակում (նկ. 9—8) ճնշումը և ջերմաստիճանը լինեն p_a և t_a. ճնշման միատեսակ փոփոխություններ առաջացնող իզէնթալպ և հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներից հետո ճնշումը կլինի p, իսկ ջերմաստիճանը այս երկու պրոցեսների վերջում թող լինի համապատասխանաբար t_H և t_s. Այն ժամանակ, ըստ (9, 5, 7)-ի՝



Նկ. 9—8

$$\int_{t_a}^{t_H} d_H t - \int_{t_a}^{t_s} d_s t = -\int_{p_a}^{p} \frac{V}{C_p} dp$$

կամ, քանի որ

$$\int_{t_a}^{t_H} d_H t - \int_{t_a}^{t_s} d_s t = (t_H - t_a) - (t_s - t_a) = t_H - t_s,$$

ապա

$$t_H - t_s = -\int_{p_a}^{p} \frac{V}{C_p} dp, \qquad (9, 5, 9)$$

Ճնշման անկման դեպքում (p_a-ից մինչև p) $dp < 0$, իսկ քանի որ V և C_p դրական են, ապա

$$\int_{p_a}^{p} \frac{V}{C_p} dp < 0,$$

ուստի և

$$t_H - t_s > 0, \quad t_H > t_s,$$

Նույն ձևով էլ ճնշման բարձրացման դեպքում կստանայինք՝

$$t_H < t_s.$$

Ստացված անհավասարություններից հետևում է, որ նկ. 9—8-ում gg գիծն իզէնթալպն է, իսկ ss-ը՝ հակադարձելի ադիաբատը։

Այս արդյունքները լիովին հաստատում են (9, 5, 8) թեորեման։

Բոլոր այս դատողությունները կիրառելի են այն դեպքում, երբ սիստեմը գտնվում է չհագեցած համասեռ հեղուկի կամ չհագեցած համասեռ գոլորշու վիճակում. հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $C_p = \infty$ (քանի որ հագեցման տիրույթում իզոբարը համընկնում է իզոթերմին), և (9, 5, 7), (9, 5, 9)-ից ստանում ենք՝

$$d_H t = d_s t, \quad t_H = t_s,$$

Այս արդյունքը մենք պետք է սպասեինք, քանի որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում ճնշումը միարժեք ֆունկցիա է ջերմաստիճանից, ուստի հակադարձելի-ադիաբատ և իզէնթալպ պրոցեսների վերջում ընդհանուր p

ճնշմանը պետք է համապատասխանի և ընդհանուր ջերմաստիճան $t=t_H=t_s$, միանգամայն անկախ պրոցեսի բնույթից։ Ջհագեցած հեղուկի և գազի տիրույթների այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշու տիրույթին՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p > 0,$$

Սա նշանակում է, որ այդ տիրույթներում միևնույն ճնշման դեպքում մեծ ջերմաստիճանին համապատասխանում է մեծ ծավալ։ Ուստի նկ. 9—7-ը թույլ է տալիս պնդելու, որ ըստ $p-V$ դիագրամի ձախից աջ իջնող հակադարձելի ադիաբատն իզէնթալպից ավելի թեք է, որը լիովին համապատասխանում է իրականությանը։ (8, 8, 9)-ում այս արդյունքին մենք հանգել ենք այլ կերպ։

Այս դատողությունները դարձյալ կիրառելի չեն հեղուկ-գոլորշի տիրույթի նկատմամբ, քանի որ այդ տիրույթում ճնշման որոշակի արժեքին համապատասխանում է ջերմաստիճանի միանգամայն որոշակի արժեք։ Բացի այդ, այդ տիրույթում ծավալը կախված է ոչ միայն p-ից կամ t-ից, այլև չորության աստիճանից։

4. Նկատի ունենալով այս հանգամանքը, կարելի է արտածել (9, 5, 4)-ի և (9, 5, 7)-ի համանման առնչություններ և օգտվելով նրանցից, ցույց տալ, որ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում հակադարձելի ադիաբատը նույնպես ավելի թեք է, քան իզէնթալպը։

Համեմատենք, թե ինչպես է փոխվում գոլորշու քանակությունը հակադարձելի ադիաբատ և իզէնթալպ պրոցեսներում։

Այդ նպատակի համար օգտվում ենք dQ-ի և dH-ի արտահայտություններից, նշանակելով C_{m_2}-ի փոխարեն C.

$$dQ=Cdt+Ldm_2. \qquad (9, 5, 10)$$

$$dH=dQ+Vdp=Cdt+Ldm_2+Vdp, \qquad (9, 5, 11)$$

որտեղ m_2-ը հագեցած գոլորշու մասսան է հեղուկ-գոլորշի սիստեմում, իսկ

$$C=m_1c_1+m_2c_2, \quad V=m_1v_1+m_2v_2$$

[տե՛ս (8, 3, 1) և (8, 4, 5)]։ Հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի դեպքում (9, 5, 10)-ը տալիս է

$$Cd_st+Ld_sm_2=0, \qquad (9, 5, 12)$$

Ճանկացած իզէնթալպ պրոցեսի դեպքում (9, 5, 11)-ից ունենում ենք՝

$$Cd_Ht+Ld_Hm_2+Vd_Hp=0, \qquad (9, 5, 13)$$

Բայց քանի որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $p=f(t)$ և ճնշման $dp=d_Hp$, որոշակի աճին համապատասխանում է ջերմաստիճանի $dt=d_Ht=d_st$ միանգամայն որոշակի աճ, ապա (9, 5, 13)-ից հանելով (9, 5, 12)-ը, կստանանք՝

$$L(dm_{2H}-dm_{2s})=-Vdp, \qquad (9, 5, 14)$$

(9, 5, 14)-ը բաժանենք L-ի վրա և ինտեգրենք, ենթադրելով, որ

իզէնթալպ և հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսներն սկսվում են միևնույն ընդհանուր A վիճակից (նկ. 9—9), (9, 5, 9)-ին համաձայն՝ կստանանք՝

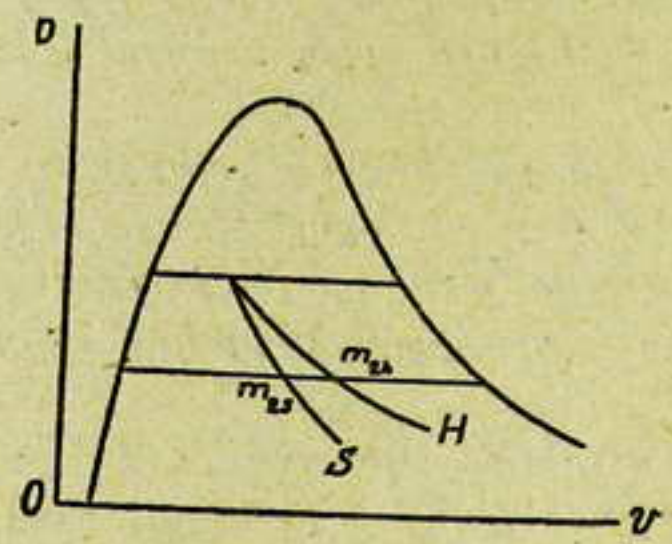
$$m_{2H}-m_{2s}=-\int_{p_a}^{p}\frac{Vdp}{L}, \qquad (9, 5, 15)$$

որտեղ m_{2H}-ը և m_{2s}-ը գոլորշու մասսաներն են իզէնթալպ և հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսների վերջում, երբ ճնշումը p_a-ից ընկնում է մինչև p։

Գոլորշիացման L թաքնված ջերմությունը և V-ն միշտ դրական են, այդ պատճառով, երբ $p<p_a$ և $dp<0$ (9, 5, 15)-ի աջ մասը դրական է. հետևաբար

$$m_{2H}-m_{2s}>0,$$

այսինքն՝ p—V դիագրամի վրա հեղուկ-գոլորշի տիրույթում AS հակադարձելի ադիաբատ AH իզէնթալպից ավելի թեք է։



Նկ. 9—9

Այսպիսով, օգտվելով (9, 5, 9)-ից և (9, 5, 15)-ից, մենք ցույց տվինք, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում և չհագեցած հեղուկի և գազի տիրույթների այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշու տիրույթին, հակադարձելի ադիաբատը ավելի թեք է, քան իզէնթալպը։

Անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել այն բանին, որ (9, 5, 15)-ը լիովին համաձայն է (9, 5, 9)-ին և որ (9, 5, 14)-ից և (9, 5, 15)-ից չի կարելի եզրակացնել, թե ճնշման հակադարձելի ադիաբատ կամ իզէնթալպ փոփոխման դեպքում գոլորշու քանակը մեծանում է, թե փոքրանում։

$d_s m_2$-ի և $d_H m_2$-ի նշանների մասին եզրակացություն կարելի է անել միայն (9, 5, 12) և (9, 5, 13) առնչություններից։ (9, 5, 12)-ից արված հետևությունները համընկնում են (8, 7, 2)-ին և (8, 7, 3)-ին, իսկ (9, 5, 13)-ից արված հետևությունները լիովին համընկնում են § 8—9-ում ասածին։

Օրինակ, այն տիրույթում, որտեղ հագեցած գոլորշու տեսակարար ջերմունակությունը՝ $c_s>0$, նաև $C>0$, ուստի (9, 5, 13)-ից հետևում է, որ $d_H p<0$ (և հետևաբար $d_H t<0$) դեպքում

$$d_H m_2=-\frac{Cd_H t+Vd_H p}{L}>0,$$

§ 9, 6. ՊԱՐՋԵՑՎԱԾ ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՑԻՆ ՊԱՏԿԵՐԱՑՈՒՄՆԵՐԻՑ ԲԽՈՂ ԱՐԴՅՈՒՆՔՆԵՐ

1. Որպեսզի բացատրենք հակադարձելի—ադիաբատ, իզոդինամիկ և իզէնթալպ պրոցեսներով առաջացած ջերմաստիճանի փոփոխությունները իդէալական և իրական գազերում, օգտվենք մոլեկուլային պատկերացումներից։

Սկսենք իդեալական գազերից։ Համաձայն (6, 2, 5)-ի և (6, 5, 7)-ի՝

$$dU=dQ \quad d\,T_0=dk+d\varphi. \qquad (9,\ 6,\ 1)$$

բացի այդ իդեալական գազերում $d\varphi=0$, հետևաբար

$$dU=dk=dW_0+dQ, \qquad (9,\ 6,\ 2)$$

ընդ որում k-ն համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին։
Հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսում

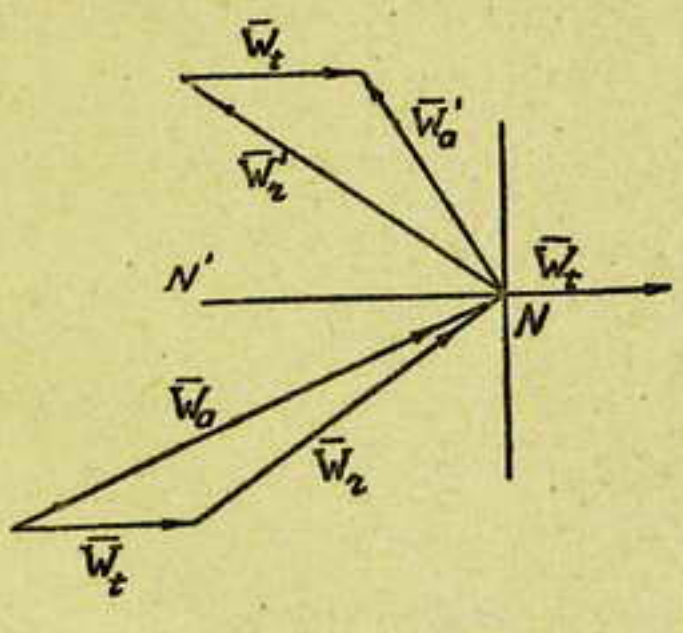
$dQ=0$, $dW_0=-pdV$ և այդ պատճառով $dk=-pdV$։

Այսպիսով, ծավալի հակադարձելի-ադիաբատ մեծացումն առաջացնում է կինետիկ էներգիայի փոքրացում և ջերմաստիճանի անկում։ Ծավալի նույնպիսի փոքրացումն առաջացնում է ջերմաստիճանի մեծացում։ Այս բանի պատճառը թաքնված է առաձգական հարվածների օրենքներում։

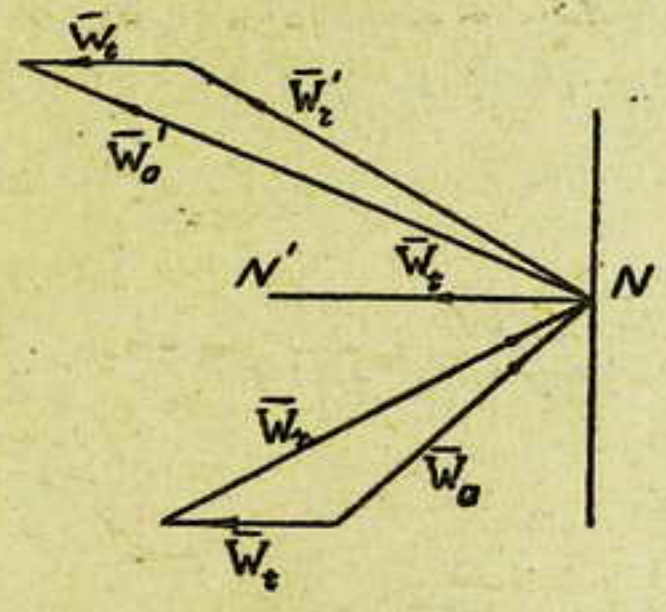
Պատկերացնենք $\bar{w}_t$ արագությամբ համընթաց շարժում կատարող հարթակ, իսկ նրա վրա երկու գնդեր՝ 1 և 2, որոնք շարժվում են $\bar{w}_{a1}$, $\bar{w}_{a2}$ բացարձակ արագություններով։

Գնդերի հարվածից հետո նրանց շարժման ուղղությունները և արագությունները հարթակի վրա դոլորովին կախված չեն այն բանից՝ շարժվում է արդյոք հարթակը որևէ արագությամբ, թե ոչ։ Սրանով ուռարանվում է այն ընդհանուր դրույթը, որ առաձգական հարվածի օրենքները կարող են արտահայտվել հարաբերական արագություններով։

Դիցուք գունդը հարվածում է մի անշարժ հարթության, որի նորմալն է NN'. երբ հարվածը առաձգական է, գնդի կենտրոնի բացարձակ արագությունները հարվածից առաջ և հետո սիմետրիկ են անշարժ հարթության նկատմամբ։



Նկ. 9—10ա



Նկ. 9—10բ

Համընթաց շարժվող հարթության դեպքում (շարժվող մխոց) այդ հարթությանը սիմետրիկ են հանդիսանում գնդի կենտրոնի $\bar{W}_r$ և $\bar{W}_r'$ հարաբերական արագությունները առաձգական հարվածից առաջ և հետո (նկ. նկ. 9—10ա, 9—10բ)։

Նշանակելով գնդի բացարձակ արագությունները մխոցին հարվածելուց առաջ և հետո համապատասխանաբար $\overline{w}_a$ և $\overline{w}'_a$-ով, իսկ մխոցի համընթաց շարժման արագությունը՝ $\overline{w}_t$-ով, կունենանք (տես նկ. 9—10ա կամ 9—10բ)՝

$$\overline{w}_a=\overline{w}_r+\overline{w}_t, \quad \overline{w}'_a=\overline{w}'_r+\overline{w}_t,$$

ընդ որում վերին ասածի հիման վրա $|\overline{w}'_r|=|\overline{w}_r|$, իսկ

$$\angle(\overline{w}_r, NN')=\angle(\overline{w}'_r, N'N).$$

Հնարավոր են երեք դեպքեր. մխոցի շարժման ընթացքում սխտեմի ծավալը մեծանում է, ծավալը փոքրանում է. մխոցը անշարժ է, հետևաբար ծավալը չի փոխվում։

Առաջին դեպքում (նկ. 9—10ա) մխոցի և հարվածող մոլեկուլի $\overline{w}_t$, $\overline{w}_a$ արագությունները կազմում են սուր անկյուն. հարվածից հետո մոլեկուլի բացարձակ արագությունը և կինետիկ էներգիան նվազում են։

Երկրորդ դեպքում (նկ. 9—10բ) մոլեկուլը հարվածում է իրեն մոտեցող մխոցին. հարվածից հետո մոլեկուլի բացարձակ արագությունը և կինետիկ էներգիան աճում են։

Անշարժ մխոցի դեպքում հարվածը չի փոխում մոլեկուլի բացարձակ արագությունը և կինետիկ էներգիան։

3. Ցուրաքանչյուր իզոդինամիկ պրոցեսում $dU=0$ և համաձայն (9, 6, 2)-ի իդեալական գազի դեպքում՝

$$dk=0, \quad dt=0,$$

այսինքն՝ իզոդինամիկ պրոցեսը հանգիստանում է նաև իզոթերմ։

Մյուս կողմից՝ իդեալական գազերում $dU=dk$, իսկ k-ն համեմատական է T-ին. ուստի, երբ $t=const.$, $dk=0$, $dU=0$, այսինքն՝ իզոթերմ պրոցեսը պետք է լինի նաև իզոդինամիկ. այդ պատճառով էլ

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t=\left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_t=0.$$

Իզենթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտը ըստ (9, 5, 5)-ի արտահայտվում է այսպես՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H=-\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t\frac{1}{C_p}.$$

բայց $H=U+pV$, ուստի $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t=\left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_t+\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right]_t$.

Համաձայն վերևն ասածի՝ իդեալական գազի դեպքում աջ մասի առաջին անդամը հավասար է զրոյի, երկրորդ անդամը նույնպես զրո է, որովհետև $pV=nRT$. հետևաբար $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H=0$։ Ուրեմն իզենթալպ պրոցեսները չեն փոխում իդեալական գազի ջերմաստիճանը։

Այսպիսով, իդեալական գազերի դեպքում մոլեկուլային պատկերացումը հանգեցնում է լավ հայտնի արդյունքներին։

4. Իրական գազերին անցնելու համար ամենից առաջ հիշենք, որ իդեալական գազերում մոլեկուլների ներքին էներգիայի աճի և կինետիկ էներգիայի աճի հավասարությունը բացատրվում է ոչ թե φ պոտենցիալ էներգիայի բացակայությամբ, այլ նրանով, որ φ-ն հասել է իր առավելագույն արժեքին, որի պատճառով dφ=0։

Սովորական պայմաններում (ոչ մեծ խտության դեպքում) մոլեկուլները ձգում են միմյանց, ուստի ծավալի մեծացմամբ, այսինքն՝ մոլեկուլների հեռավորության մեծացմամբ, մոլեկուլների յուրաքանչյուր զույգի պոտենցիալ էներգիան, հետևաբար և ամբողջ գազի պոտենցիալ էներգիան մեծանում է,

երբ $$dV>0, \text{ և } d\varphi>0,$$

և $$d\varphi=\frac{d\varphi}{dV}dV, \text{ որտեղ } \frac{d\varphi}{dV}>0։ \qquad (9,\ 6,\ 3)$$

5. Այժմ քննարկենք հակադարձելի ադիաբատ, իզոդինամիկ և իզենթալպ պրոցեսները իրական գազերում։

Ըստ (9, 6, 1)-ի և (9, 6, 3)-ի հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում՝

$$dU=dk+\frac{d\varphi}{dV}dV=-pdV$$

կամ՝ $$dk_{\text{իրական գազ}}=-\left(\frac{d\varphi}{\partial V}+p\right)dV, \qquad (9,\ 6,\ 4)$$

այնինչ իդեալական գազի դեպքում մենք ունենք՝

$$dk_{\text{իդ. գազ}}=-pdV։ \qquad (9,\ 6,\ 5)$$

Երբ (9, 6, 4)-ում և (9, 6, 5)-ում թե՛ ճնշումները և թե՛ ծավալի փոփոխությունները նույնն են, ապա (9, 6, 3)-ի հիման վրա պտնում ենք՝

$$\frac{dk_{\text{իրական գազ}}}{dk_{\text{իդ. գազ}}}>1,$$

իսկ այստեղից հետևում է

$$\frac{d_s t_{\text{իրական գազ}}}{d_s t_{\text{իդ. գազ}}}>1,$$

այսինքն՝ եթե իդեալական և իրական գազերն ունեն միևնույն ճնշումը, ապա ծավալի միատեսակ հակադարձելի-ադիաբատ մեծացումը (փոքրացումը) իրական գազում առաջացնում է ջերմաստիճանի ավելի մեծ անկում (բարձրացում), քան իդեալականում։

Իզոդինամիկ պրոցեսում dU=0 և (9, 6, 1)-ը, (9, 6, 3)-ը տալիս են՝

$$dk+\frac{d\varphi}{dV}dV=0.$$

Նկատի ունենալով, որ $\frac{d\varphi}{dV}>0$, տեսնում ենք՝ $dV>0$ դեպքում $dk<0$ և ընդհակառակը։

Օրինակ, իրական գազի իզոդինամիկ ընդարձակման ընթացքում իջնում է ջերմաստիճանը։

Իզէնթալպ պրոցեսի դեպքում

$$dH=dU+d(pV)=0$$

կամ ըստ (9, 6, 1)-ի և (9, 6, 3)-ի՝

$$dk+d(pV)=-\frac{d\varphi}{dV}dV,$$

Սակայն երեք դիֆերենցիալների միջև եղած միայն այս կապով չի կարելի որոշել իզէնթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտի նշանը։ Այդ կատարելու համար անհրաժեշտ է ունենալ նաև վիճակի հավասարումը։

Հետազոտումը (որն այստեղ չի բերվում) ցույց է տալիս, որ յուրաքանչյուր բարձր ճնշմանը համապատասխանում են երկու ջերմաստիճաններ, որոնց դեպքում իզէնթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտն իրական գազերում դառնում է զրո։ Ցածր ջերմաստիճանների և ցածր ճնշումների դէպքում այդ էֆեկտը դրական է, բայց յուրաքանչյուր ցածր ճնշմանը համապատասխանում է մեկ բարձր ջերմաստիճան, որի դեպքում իզէնթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտը դառնում է զրո, անցնելով դրական արժեքներից բացասական արժեքներին։

Այդ կետերը, որտեղ ջերմաստիճանային էֆեկտը դառնում է զրո, փոխելով իր նշանը, կոչվում են ինվերսիայի կետեր, իսկ նրանց երկրաչափական տեղը՝ ինվերսիայի կոր։

Ստորև բերված են փորձնական տվյալներ ազոտի մասին, որոնք հաստատում են քիչ առաջ ասածը։

Դրոսսելման ջերմաստիճանային էֆեկտն ազոտի դեպքում.

Ջերմաստիճան °C	Ճնշումը մթնոլորտներով		
	1	100	200
200	0.0540	0.0260	0.0075
0	0.257	0.166	0.090
—150	1.225	0.0215	—0.0255

Ճնշումը մթնոլորտներով	Ինվերսիայի ջերմաստիճան °C-ով	
	Բարձր	Ցածր
1	348	—
20	330	—167
60	296,6	—162,4
100	277,2	—156,5
220	212,5	—117,2
300	158,7	— 68,7
376		

ԽՆԴԻՐՆԵՐ

9. 1. *Ելնելով նրանից, որ ըստ (9, 6, 1)-ի կարելի է ներքին էներգիայի աճը մասնատել կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաների աճերի՝ ցույց տալ, որ ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունը՝*

$$l=\left(\frac{\partial\varphi}{\partial V}\right)_t+p,$$

որտեղ φ-ն պոտենցիալ էներգիան է։

9. 2. *Դրոսսելման ջերմաստիճանային էֆեկտի (9, 5, 5) արտահայտությունից ստացվում է՝*

$$V+b+C_p\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H=0,$$

Այդ կարող է ունենալ ֆիզիկական իմաստ միայն այն դեպքում, երբ բոլոր դումարելիները ունենան նույն չափելիությունը, ցույց տալ, որ V-ի, b-ի և C_p-ի չափելիությունները նույնն են։

9. 3. *Ցույց տալ, որ իդեալական կեսում (տե՛ս § 9, 6, 5-ի վերջում)*

$$C_p-C_v=V\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v.$$

9. 4. *Ցույց տալ, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում իզենթալպը կարող է շոշափել հաստատուն բաղադրության կորը միայն այն տիրույթներում, որտեղ ջերմունակությունը հաստատուն բաղադրության գծի վրա բացասական է։*

9. 5. *Ինչպես $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H$ածանցյալը կոչվում է իզենթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտ, այնպես էլ $\left(\frac{\partial m_2}{\partial p}\right)_H$ածանցյալը կարող է կոչվել իզենթալպ պրոցեսի (մասնավորապես՝ դրոսսելման) գոլորշիացման էֆեկտ։ Օգտվելով (9, 5, 11) արտահայտությունից,*

$$dH=Cdt+Ldm_2+Vdp,$$

ցույց տալ, որ հագեցման գծի վրա կրիտիկական կետին մոտ՝

ա) իզենթալպ պրոցեսի գոլորշիացման էֆեկտի բացարձակ արժեքը շատ մեծ է.

բ) դրոսսելման ընթացքում պետք է վոքրանա չորության աստիճանը։

9. 6. *Գոլորշու ճյուղի վրա ճնշման փոքր արժեքների դեպքում $c_2<0$. Ճնշման մինչև որո փոքրացման դեպքում $|c_2|$-ը և v_2-ը ձգտում են անվերջության, իսկ $\frac{dp}{dt}$ածանցյալը՝ զրոյի։ Ցույց տալ, որ ճնշման բոլոր փոքր արժեքների դեպքում (և երբ p-ն ձգտում է զրոյի)*

$$\left|c_2\frac{dt}{dp}\right|<v_2.$$

Ց ու ց ու մ.—Օգտվել (9, 5, 13)-ից և այն բանից, որ փոքր ճնշումների դեպքում իդէնթալպը դուրս է գալիս հագեցման տիրույթից և անցնում գազի տիրույթը։

9. 7. Դրոսսելման ջերմաստիճանային էֆեկտը նշանակելով μ, ցույց տալ՝

ա) $$\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t = -\left[\frac{\partial(\mu C_p)}{\partial t}\right]_p,$$

բ) իդեալական գազերում C_p-ն կախված չէ p-ից,

գ) ինվերսիայի կետում որոշել $\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t$, ենթադրելով, որ երբ ճնշումը հավասար է ինվերսիայի կետի ճնշմանը, ապա

$$\mu = \alpha + \frac{\beta}{T} + \frac{\gamma}{T^2}, \qquad C_p = a + bT.$$

(Օրինակ, օդի համար $\alpha = -0{,}1975$, $\beta = 138{,}3$, $\gamma = -319$, $a = 6{,}5$ $b = 0{,}001$).

Ց ու ց ու մ.— $$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p,$$

9. 8. Ցույց տալ, որ եթե սիստեմի մոլեկուլային ձգողականության պոտենցիալ էներգիան կախված է միայն ծավալից [$\varphi = \omega(V)$], ապա C_v ջերմունակությունը չի կարող կախված լինել ծավալից, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t = 0.$$

(Այստեղից կարելի է հանգել հետևյալ եզրակացությանը. քանի որ C_v-ն ընդհանրապես կախված է V-ից, ապա այն ենթադրությունը, որ φ-ն կախված է միայն ծավալից, ընդհանուր դեպքում սխալ է).

9. 9. Դուրս գալով միևնույն սկզբնական վիճակից, ճնշումը բարձրացնում են Δp-ով երեք եղանակներով՝ իզոթերմ, հակադարձելի-ադիաբատ և իզոխոր։ Գիտենալով, որ իզոդինամիկ ընդարձակման դեպքում սիստեմի ջերմաստիճանն իջնում է, որոշել, թե այդ երեք պրոցեսներից որի՞ վերջում ներքին էներգիան ավելի մեծ կլինի։

Հ ու շ ո ւ մ.— կարելի է օգտվել

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_u \left(\frac{\partial p}{\partial U}\right)_v = -1$$

առնչությունից և ցույց տալ, որ եթե ըստ խնդրի պայմանի

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u < 0, \text{ ապա } \left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_v > 0, \text{ իսկ } \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_u < 0.$$

Իսկապես, համաձայն (9, 12)-ի և (7, 9, 5)-ի

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u = -\frac{l - p}{C_v} = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t \frac{1}{C_v}, \text{ իսկ } C_v > 0.$$

հետևաբար $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t > 0$, $l > 0$. բայց ըստ (7,3,1)-ի l-ը և $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$-ն պետք է լինեն միանիշ։

Ուստի $$\left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_v = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v = C_v \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v > 0,$$

Մյուս կողմից՝ $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_s = -p < 0$, իսկ մեր դեպքում $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t > 0$. սրանից եզրակացնում ենք, որ իզոդինամը $\left(dU = 0,\ \frac{\partial U}{\partial V} = 0\right)$ $p-V$ դիագրամի վրա մեր դեպքում ներկայացված է իզոթերմի և հակադարձելի ադիաբատի միջև, այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_u < 0,$$

Եվ այսպես՝ $$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_u \left(\frac{\partial p}{\partial U}\right)_v = -1$$

առնչության ձախ մասի երկրորդ արտադրիչը բացասական է, երրորդը՝ դրական, նշանակում է, $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_p > 0$, այսինքն՝ ծավալի իզոբար մեծացումը մեծացնում է ներքին էներգիան։

Դիցուք իզոբարը, որի վրա ճնշումը հավասար է $p+\Delta p$, հատում է խնդրում տրված իզոթերմը, հակադարձելի ադիաբատը և իզոխորը 1, 2, 3 կետերում։ Դժվար չէ համոզվել, որ $V_1 < V_2 < V_3$ և քանի որ $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_p > 0$, ապա այդ կետերում $U_1 < U_2 < U_3$։

9. 10. Ցույց տալ, որ $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p > p$ այն սիստեմներում, որոնցում իզոդինամիկ պրոցեսի ջերմատեւիճանային էֆեկտը բացասական է։

Ցուցում. — Օգտվել առաջին սկզբունքի $dU = dQ - pdV$ արտահայտությունից և նախորդ խնդրի լուծումից։

9. 11. Ինչպես հայտնի է, իդէնթալպներից մեկը շոշափում է հեղուկ-գոլորշի սիստեմի գոլորշու ճյուղը (նկ. 8 –27), իսկ բոլոր մնացած իդէնթալպները, որոնք դասավորված են առաջինից ձախ, հատում են գոլորշու ճյուղը, ունենալով կամ ավելի փոքր թեքություն, կամ ավելի մեծ թեքություն, քան գոլորշու ճյուղը։ Եթե գոլորշու ճյուղի որևէ կետից ծավալի մեծացման ուղղությամբ տանենք մի իդէնթալպ, ապա ավելի փոքր թեքություն ունեցող իդէնթալպը «դուրս է» գալիս հագեցման տիրույթից և մտնում գազի տիրույթը, իսկ ավելի թեքը գազի տիրույթից «մտնում է» հագեցման տիրույթը։

Ցույց տալ, որ շոշափման l կետից ցած (նկ. 8—27) բոլոր իդէնթալպները «դուրս են» գալիս հագեցման տիրույթից գազի տիրույթը, իսկ l կետից վերև՝ ընդհակառակը։

Լ ո ւ ծ ո ւ մ.

Գոլորշու ճյուղի մխեղման կետում ունենք՝ գոլորշու ճյուղի համար՝

$$\frac{dV_2}{dp}=\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_t+\left(\frac{\partial V_2}{\partial t}\right)_p\frac{dt}{dp},$$

իզէնթալպի համար՝

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_H=\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_t+\left(\frac{\partial V_2}{\partial t}\right)_p\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H,$$

ընդ որում հազեցման տիրույթում՝

$$t=\psi(p) \quad և \quad \frac{dt}{dp}=\frac{d\psi(p)}{dp}.$$

հանելով կստանանք՝

$$\frac{dV_2}{dp}-\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_H=\left(\frac{\partial V_2}{\partial t}\right)_p\left[\frac{dt}{dp}-\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H\right],$$

Ցածր ճնշումների տիրույթում հազեցած գոլորշին և գազը կարող են գիտվել որպես իդեալական գազ, այդ պատճառով կարելի է ընդունել $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H=0$, *իսկ* $\frac{dt}{dp}$ *ածանցյալը մեծ է (փոքր ճնշումների դեպքում* $\frac{dp}{dt}$*-ն շատ փոքր է, հետևաբար* $\frac{dt}{dp}$*-ն շատ մեծ է)։ Հազեցման տիրույթին անմիջական մոտ տեղում ճնշման մեծացման դեպքում գազը դադարում է իդեալական լինելուց և* $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H$ *ածանցյալը դառնում է դրական, նրա թվական արժեքն անընդհատ աճում է, իսկ* $\frac{dt}{dp}$ *ածանցյալը ճնշման մեծացումով անընդհատ փոքրանում է։ Վերջապես, գոլորշու ճյուղի մոտերքում* $\left(\frac{\partial V_2}{\partial t}\right)_p$*-ն դրական է։*

Այսպիսով, պարզվում է, որ $\left(\frac{\partial V_2}{\partial t}\right)_p\left[\frac{dt}{dp}-\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H\right]$ *արտահայտությունը փոքր ճնշումների դեպքում դրական է, ճնշման անընդհատ մեծանալու դեպքում* $\frac{dt}{dp}-\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H$ *տարբերությունը նվազում, դառնում է 0 և ապա, կրիտիկական կետի մոտերքում, բացասական։*

Եվ այսպես $\frac{dV_2}{dp}-\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_H$ *դառնում է զրո, ճնշման այն արժեքի դեպքում, երբ* $\frac{dt}{dp}-\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H=0$. *այդ կետում իզէնթալպը շոշափում է*

գոլորշու ճյուղը, ճնշման փոքր արժեքների դեպքում $\frac{dV_2}{dp}-\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_H>0$, *այսինքն՝ իզէնթալպը՝ ունենալով գոլորշու ճյուղից ավելի փոքր թեքություն, զգուրս էր գալիս հագեցման տիրույթից և ամոնում էր գազի տիրույթը, ճնշման մեծ արժեքների դեպքում (կրիտիկականին մոտ)* $\frac{dV_2}{dp}-\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_H<0$, *իզէնթալպը գոլորշու ճյուղից ավելի թեք է և գազի տիրույթից ամոնում էր հագեցման տիրույթը,*

Գլուխ X

ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

§ 10, 1. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ԲՆՈՐՈՇՈՒՄԸ

1. VI, VII *և* IX *գլուխներում արտածված են իդեալական գազի մի շարք հատկություններ։ Օրինակ՝ ցույց է տրված, որ*

$$l = p, \quad b = -V, \quad U = m\varphi(t),$$

քան որում մենք հիմնվեցինք առաջին սկզբունքի, Մենդելեև-Կլապեյրոնի

$$pV = nRT \qquad (10, 1, 1)$$

հավասարման և այն փորձնական արդյունքի վրա, որ իզոդինամիկ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտն իդեալական գազի դեպքում հավասար է 0-ի՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u = 0, \qquad (10, 1, 2)$$

Հետագայում (§ 13, 7, 1) մենք կտեսնենք, որ ջերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ սկզբունքներից միաժամանակ օգտվելու դեպքում (10, 1, 2) առնչությունը և իր քիմիական բաղադրությունը չփոխող իդեալական գազի բոլոր հատկությունները կարող են արտածվել (10, 1, 1)-ից։

Անփոփոխ քիմիական բաղադրություն ունեցող իդեալական գազի հատկությունները առանց երկրորդ սկզբունքի օգնության շարադրելու նպատակով մտցնում են նոր, որոշ չափով լրացված «իդեալական գազ» հասկացությունը։

Նախքան նրա սահմանմանն անցնելը, համառոտակի հիշեցնենք տեսակարար և մոլյար մեծությունների կապի մասին. իդեալական գազերի քննարկման ժամանակ գերազանցապես օգտվում են վերջիններից։

2. m *մասսայի,* M *մոլեկուլային կշռի և* n *գրամմոլերի թվի միջև գոյություն ունի* $m = nM$ *առնչությունը։ Անփոփոխ քիմիական բաղադրության դեպքում մոլեկուլային կշիռը հաստատուն է. ուստի հաստատուն* m *մասսային համապատասխանում է գրամմոլերի* n *հաստատուն թիվ։ Այս նկատի ունենալով, նյութապես մեկուսացված, հաստատուն բաղադրություն ունեցող գազի քանակությունը կարող ենք արտահայտել ինչպես մասսայով, այնպես էլ գրամմոլերի թվով։ Վերջին եղանակը հարմար է, որովհետև մեկ գրամմոլին վերագրվող* R *գազային հաստատունը միևնույնն է բոլոր գազերի համար։*

Մասսան գրամմոլեկուլի թվով փոխարինելու դեպքում տեսակարար մեծությունների փոխարեն օգտվում են մոլյար մեծություններից։ Մի խումբ մեծություններից մյուսին անցումը պարզ է։

Դիցուք, օրինակ, V-ն ամբողջ ծավալն է. այդ դեպքում

$$\frac{V}{m} = \text{տեսակարար ծավալին},$$

$$\frac{V}{n} = \text{մոլյար ծավալին}$$

և քանի որ $m = nM$, *մենք մոլյար ծավալը* M *անգամ մեծ ենք ստանում տեսակարար ծավալից։ Նույնը տեղի ունի նաև ներքին էներգիայի, էնթալպիայի համար և այլն։ Մոլյար մեծությունից տեսակարարին անցնելու համար հարկավոր է առաջինը բաժանել* M*-ի վրա։*

Այս գլխում մոլյար մեծությունները նշանակված են փոքր տառերով. այսպես՝ v, u, h *համապատասխանորեն մոլյար ծավալը, ներքին էներգիան և էնթալպիան են։*

Սահմանում.

(10, 1, 3) Իդեալական գազ կոչվում է այնպիսի գազային մարմինը, որը բավարարում է

$$pV = nRT \qquad (10, 1, 1)$$

հավասարմանը և որի ներքին մոլյար էներգիան կախված է միայն ջերմաստիճանից՝

$$u = \varphi(t), \quad \text{կամ՝} \quad u = \varphi(T). \qquad (10, 1, 4)$$

Պետք է նկատի ունենալ, որ իդեալական գազի հատկությունների զգալի մասին մենք ծանոթացել ենք նախորդ գլուխներում։ Այստեղ առաջին սկզբունքի և (10, 1, 3) սահմանումի սխեմատիկ կիրառման նպատակով արտածվում են իդեալական գազի բոլոր հատկությունները, սակայն մենք կանգ չենք առնելու այն հատկությունների վրա, որոնք շարադրված են եղել առաջ։

§ 10, 2. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ՍԱԶՄԱՆՈՒՄԻՑ ԲԽՈՂ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. (10, 1, 3) սահմանումից անմիջապես հետևում է, որ իդեալական գազի լրիվ ներքին էներգիան

$$U = nu = n\varphi(T), \qquad (10, 2, 1)$$

Այս գլխում, եթե չի արվում հատուկ դիտողություն, n-ի արժեքը կհամարենք հաստատուն։ Այս պայմանի դեպքում (10, 2, 1)-ը նշանակում է, որ

(10, 2, 2) Եթե $t = \text{const.}$, **ապա և** $U = \text{const.}$, **այսինքն՝ իդեալական գազում ամեն մի իզոթերմ պրոցես կլինի նաև իզոդինամիկ։**

Այդ պատճառով իդեալական գազի ամեն մի իզոթերմ պրոցեսում

արտաքին աշխատանքի և միջավայրից ստացած ջերմության գումարը հավասար է 0-ի։

Ինչպես համաձայն առաջին սկզբունքի՝

$$dU = dQ + dW_e:$$

Ըստ (10, 2, 2)-ի՝ $d_tU = 0$

հետևաբար $d_tQ + d_tW_e = 0:$ (10, 2, 3)

Հակադարձելի պրոցեսում $dW_e = -pdV.$

քանի (10, 1, 1)-ի, երբ $t=const.,\ pd_tV=nRTd_tlnV$

և (10, 2, 3)-ը տալիս է՝ $d_tQ=nRTd_tlnV$

կամ՝ $Q_{12}=nRTln\left(\frac{V_2}{V_1}\right).$ (10, 2, 4)

Իսկ անհակադարձելի իզոթերմ պրոցեսի դեպքում որքան փոքր է արտաքին ճնշումը, այնքան փոքր է արտաքին աշխատանքի բացարձակ արժեքը և այնքան էլ փոքր է սիստեմի՝ միջավայրից ստացած ջերմության քանակը։

2. Դիցուք $n=const.$, t-ն և x-ը իդեալական գազի պարամետրներն են, ընդ որում որպես x պարամետր կարելի է ընդունել V ծավալը, p ճնշումը և այլն։

(10, 2, 1)-ից և (10, 2, 2)-ից հետևում է, որ

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_t = 0, \qquad (10, 2, 5)$$

մասնավորապես, եթե ընդունենք $x=V$, $x=p$, ապա

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t = 0, \qquad \left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_t = 0: \qquad (10, 2, 6)$$

Այստեղ նպատակահարմար է ուշադրություն դարձնել հետևյալի վրա։ Երբ որպես իդեալական գազի պարամետրներ ընդունվում են n, t, և x-ը, ապա (10, 1, 3) սահմանումը լիովին համարժեք է (10, 2, 5)-ին։ Այսպես, օրինակ, երբ $x=V$, ապա n, t, V պարամետրների դեպքում այն պնդումից, որ իդեալական գազի ներքին էներգիան կախված է միայն n-ից և t-ից, բխում է ներքին էներգիայի անկախ լինելը ծավալից և ընդհակառակը։ Մինչդեռ խոսելով իդեալական գազի ներքին էներգիայի՝ ծավալից անկախ լինելու մասին, հաճախ բոլորովին չեն հիշեցնում այն մասին, թե ինչպիսի հատկանիշներ են ընդունված մյուս երկու պարամետրների փոխարեն։ Այնինչ ներքին էներգիայի ծավալից անկախ լինելը տեղի ունի միայն այն դեպքում, երբ որպես մյուս երկու պարամետրներ ընդունված են n-ը և t-ն։

Գարգաբանենք այս հարցը ընդհանուր դեպքում։ Դիցուք որպես պա-

բանաձևերը ընդունված են ոչ թե n, t, x, այլ y, z, x-ը։ Այն ժամանակ $n=f_1(y, z, x)$, $t=f_2(y, z, x)$ և (10, 2, 1)-ից հետևում է, որ

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{y, z}=\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)_{y, z}\varphi(T)+n\frac{d\varphi(T)}{dt}\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_{y, z}.$$

Այս հավասարման աջ մասի երկու գումարելիներն էլ տարբեր են 0-ից և այդ պատճառով ընդհանրապես $\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{y, z}\neq 0$.

մինչդեռ քան (10, 2, 5)-ի՝ $\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_t=0$:

Հիմա որպես պարամետրներ ընդունենք n, p, V։

Այդ դեպքում $\left(\frac{\partial n}{\partial V}\right)_{n, p}=0$, ուստի՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{n, p}=n\frac{d\varphi(T)}{dt}\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{n, p}.$$

քան (10, 1, 4) և (10, 2, 1)-ի՝ $n\frac{d\varphi(T)}{dt}=C_v$, քան (10, 1, 1)-ի՝ $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{n,p}=\frac{T}{V}$

և հետևաբար $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{n, p}=C_v\frac{T}{V}$, իսկ քան (10, 2, 1)-ի՝ $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t=0$:

Այս արդյունքին կարելի է հանգել (5, 7, 7) տիպի

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{n,p}=\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{n, t}+\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{n, v}\cdot\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{n, p}$$

արտահայտությունից։ Նկատի առնելով, որ

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{n, v}=C_v$$

և հիշելով (10, 2, 6)-ը, նորից ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{n, p}=C_v\frac{T}{V}.$$

Իհարկե, (10, 2, 2)-ը կարելի է արտահայտել և այսպես.

(10, 2, 9) թե U=const., ապա և t=const., այսինքն՝ իդեալական գազում ամեն մի իզոդինամիկ պրոցես կլինի նաև իզոթերմ:

Այս միտքը մասնակի ածանցյալների միջոցով կարող է արտահայտվել այսպես՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_n=0. \qquad (10, 2, 10)$$

մասնավորապես, երբ $x = V$, $x = p$.

ունենում ենք՝

$$\left(\frac{\partial t}{dV}\right)_u = 0, \qquad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_u = 0. \tag{10, 2, 11}$$

վերջապես, ըստ (10, 2, 1)-ի, երբ $n = \text{const}$., U-ն կախված է միայն t-ից. հետևապես

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_x = n\,\frac{d\varphi(T)}{dt} = \frac{dU}{dt}, \tag{10, 2, 12}$$

այսինքն՝ ներքին էներգիայի մասնակիածանցյալն ըստ ջերմաստիճանի հանդիսանում է լրիվ ածանցյալ։

3. Համաձայն (7, 9, 5)-ի $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t = l - p$։ Հետևաբար (10, 2, 6)-ից բխում է, որ իդեալական գազի դեպքում

$$l = p, \tag{10, 2, 13}$$

այսինքն՝ իդեալական գազի ծավալի հակադարձելի իզոթերմ փոփոխման թաքնված ջերմությունը հավասար է նրա ճնշմանը։

(10, 2, 11)-ը անմիջականորեն արտահայտում է ջերմաստիճանային էֆեկտի 0-ին հավասար լինելը բոլոր իզոդինամիկ պրոցեսներում և մասնավորապես, երբ իդեալական գազը ընդարձակվում է դեպի դատարկություն։

Վերջապես, ըստ (6, 7, 4)-ի, կամայական սիստեմի համար

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_v = C_v;$$

Ուստի (10, 2, 12)-ում ընդունելով $x = V$, ունենում ենք՝

$$C_v = n\,\frac{d\varphi(T)}{dt} = \frac{dU}{dt}; \tag{10, 2, 14}$$

Այստեղ C_v-ն իդեալական գազի n գրամմոլեկի ջերմունակությունն է հաստատուն ծավալի դեպքում։ $C_v = \frac{C_v}{n}$ մոլյար ջերմունակությունն է, երբ $V = \text{const}$.։

Այսպիսով, տե՛ս (10, 1, 4)-ը և (10, 2, 1)-ը

$$c_v = \frac{C_v}{n} = \frac{du}{dt} = \frac{d\varphi(T)}{dt} = \varphi'(T), \tag{10, 2, 15}$$

այսինքն՝

(10, 2, 16) Իդեալական գազի մոլյար ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում ֆունկցիա է միմիայն ջերմաստիճանից։

Ներկայումս գոյություն չունեն գազերի C_v ջերմունակության չափման ճշգրիտ մեթոդներ։ Որոշ հարցերի լուծման ժամանակ, երբ չի պա-

հանդիպում մեծ ճշտություն, ջերմատևողականների որոշ միջակայքում իդեալական գազերի C_v ջերմունակությունը կարելի է համարել հաստատուն։

Սրա հիման վրա իդեալական գազերի մոլյար c_v ջերմունակությունը հաճախ համարում են հաստատուն մեծություն, վարվելով այսպես, պետք է հիշել, որ վերջինս բոլորովին էլ չի բխում (10, 1, 3) ահմանումից և կրում է մոտավոր բնույթ։

(10, 2, 14) և (10, 2, 15) առնչությունները հանգեցնում են միայն իդեալական գազի դեպքում ճիշտ հետևյալ կարևոր արդյունքներին.

$$\left.\begin{aligned} du &= c_v dt \\ dU &= C_v dt, \end{aligned}\right\} \qquad (10\ 2,\ 17)$$

քանի որում ըստ (4, 5, 13)-ի միշտ $c_v > 0$, $C_v > 0$, հետևաբար (10, 2, 17)-ից բխում է, որ dU-ն և dt-ն ունեն միշտ միևնույն նշանը, այսինքն՝

(10, 2, 13) Իդեալական գազի ներքին մոլյար էներգիան ջերմաստիճանի աճող ֆունկցիա է։

(10, 2, 17)-ի ինտեգրումը տալիս է՝

$$\left.\begin{aligned} u &= \int c_v dt + a, \\ U &= \int C_v dt + A, \end{aligned}\right\} \qquad (10,\ 2,\ 18)$$

որտեղ a-ն և A-ն ինտեգրման հաստատուններն են, $A = na$, իսկ $\int c_v dt$-ն միմիայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է, որը հեշտությամբ որոշվում է, եթե մոլյար c_v ջերմունակությունը որպես ջերմաստիճանի ֆունկցիա հայտնի է, վերջինս հաճախ տրվում է աստիճանային շարքի ձևով՝

$$c_v = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3 + \ldots + c_n T^n, \qquad (10,\ 2,\ 19)$$

որտեղ $c_0, c_1, \ldots c_n$ գործակիցները հաստատուններ են։ Ըստ (10, 2, 18)-ի կունենք՝

$$u = c_0 T + \frac{c_1 T^2}{2} + \frac{c_2 T^3}{3} + \ldots + \frac{c_n T^{n+1}}{n+1} + a. \qquad (10,\ 2,\ 20)$$

Այս արտահայտության մեջ ինտեգրման a հաստատունը փորձնականորեն անորոշելի է։ Դրա համար օգտվելով (10, 2, 18)-ից, չի կարելի որոշել իդեալական գազի ներքին մոլյար էներգիայի արժեքը տվյալ ջերմաստիճանի դեպքում։

Շատ կարևոր է ընդգծել, որ (10, 2, 17) արտահայտությունները dU-ի և du-ի համար և (10, 2, 18) արտահայտությունները որոշում են ներքին էներգիայի ամբ յուրաքանչյուր պրոցեսում (հակադարձելի, ոչ-հակադարձելի, իզոխոր, իզոբար, ադիաբատ....), որի ընթացքում փոփոխվում է ջերմաստիճանը։

§ 10, 3. (10. 1, 3) ՍԱՀՄԱՆՈՒՄԻՑ ԲԽՈՂ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

1. Ըստ էնթալպիայի բնորոշման՝

$$H = U + pV.$$

հաշված (10, 1, 1)-ի՝

$$\left.\begin{aligned} H &= U + nRT \\ h &= u + RT \\ h &= \varphi(T) + RT, \end{aligned}\right\} \qquad (10,\ 3,\ 1)$$

իսկ մոլյար էնթալպիան՝

կամ ըստ (10, 1, 4)-ի՝

Այս հավասարման աջ մասը ջերմատեւողության ֆունկցիա է, որը կարելի է նշանակել $\psi(T)$-ով։

Այսպիսով՝

(10, 3, 2) Իդեալական գազի մոլյար էնթալպիան ֆունկցիա է միմիայն ջերմաստիճանից։

$$h = u + RT = \psi(T). \qquad (10,\ 3,\ 3)$$

Իդեալական գազի n գրամմոլերի լրիվ էնթալպիան արտահայտվում է այսպես՝

$$H = nh = n(u + RT) = n\psi(T). \qquad (10,\ 3,\ 4)$$

(10, 3. 3)-ը և (10, 3, 4)-ը համապատասխանաբար համանման են (10, 1, 4)-ին և (10, 2, 1)-ին։ Այդ պատճառով (10, 3, 3)-ից և (10, 3, 4)-ից կարելի է ստանալ (10, 2, 2)-ին և (10, 2, 19)-ին համանման առնչություններ։

Այսպես (շարունակելով n-ը համարել հաստատուն), (10, 3, 4)-ից ունենում ենք՝

(10, 3, 5) Իդեալական գազում կատարվող ամեն մի իզոթերմ պրոցես կլինի նաև իզէնթալպ, այսինքն՝ H=const., երբ t=const. և, ընդհակառակը, իզէնթալպ պրոցեսը կլինի և իզոթերմ։

Եթե որպես պարամետրներ ընդունված են n, t, x, ապա (10, 2, 5)-ը, (10, 2, 6)-ը, (10, 2, 10)-ը, (10, 2, 11)-ը, (10, 2, 12)-ը և (10, 2, 14)-ը համամանորեն կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_t = 0 \qquad (10,\ 3,\ 6)$$

և երբ՝ $x = V, \quad x = p,$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_t = 0, \qquad \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t = 0, \qquad (10,\ 3,\ 7)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_H = 0. \qquad (10,\ 3,\ 8)$$

կամ, երբ $x = V$, $x = p$,

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_н = 0, \qquad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_н = 0, \tag{10, 3, 9}$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_т = n\frac{d\psi(T)}{dt} = \frac{dH}{dt}. \tag{10, 3, 10}$$

(7, 9, 8)-ի համաձայն $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t = b + V$, *ուստի (10, 3, 7)-ը նշանակում է, որ իդեալական գազում* $h + v = 0$,

այսինքն՝

$$b = \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t = -V. \tag{10, 3, 11}$$

Սա (9, 4, 4)-ից և (9, 5, 5)-ից բխող արդյունք է։

(10, 3, 9) առնչությունը ևս մեզ ծանոթ է. նա հաստատում է, որ իդեալական գազի դրոսսելման ջերմաստիճանային էֆեկտը հավասար է 0-ի։

Վերջապես, (10, 3, 10)-ում ընդունելով $x = p$ *և հիշելով, որ ըստ (6, 10, 10)-ի*

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_p = C_p,$$

ստանում ենք՝

$$C_p = n\frac{d\psi(T)}{dt} = \frac{dH}{dt}, \tag{10, 3, 12}$$

C_p*-ն ջերմունակությունն է հաստատուն ճնշման դեպքում։ Երբ* $p = const.$, *իդեալական գազի մոլյար ջերմունակությունը*

$$c_p = \frac{C_p}{n} = \frac{d\psi(T)}{dt} = \frac{dh}{dt}, \tag{10, 3, 13}$$

(10, 3, 3)-ից հետևում է, որ

$$\frac{dh}{dt} = \frac{du}{dt} + R,$$

Համաձայն (10, 2, 15)-ի և (10, 3, 13)-ի այս հավասարությունը տալիս է՝

$$c_p = c_v + R, \tag{10, 3, 14}$$

այսինքն՝

(10, 3, 5) Իդեալական գազի մոլյար ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում գազային հաստատունի մեծությամբ գերազանցում է հաստատուն ծավալի դեպքում մոլյար ջերմունակությանը:

(10, 3, 14)-ի երկու մասերն էլ բազմապատկելով n*-ով, ստանում ենք իդեալական գազի* n *գրամմոլերի* C_p *և* C_v *ջերմունակությունների միջև եղած առնչությունը.*

$$C_p = C_v + nR, \tag{10, 3, 16}$$

(10, 3, 11) և (10, 3, 16) առնչությունները կարելի է ստանալ և այլ կերպ, հաշվածայն (10, 1, 1)-ի՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t = -\frac{V}{p}, \qquad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = \frac{nR}{p},$$

իսկ ըստ (10, 2, 13)-ի $l = p$։ Տեղադրելով այս արժեքները (7, 8, 11)-ում և (7, 6, 5)-ում, կստանանք (10, 3, 11)-ը և (10, 3, 16)-ը։

δQ-ի (7, 6, 2) և (7, 7, 1) արտահայտությունների մեջ l և b-ն փոխարինելով (10, 2, 13) և (10, 3, 11) արտահայտություններով, կստանանք՝ իդեալական գազի դեպքում՝

$$\delta Q = C_v \delta t + p \delta V, \qquad (10, 3, 17)$$

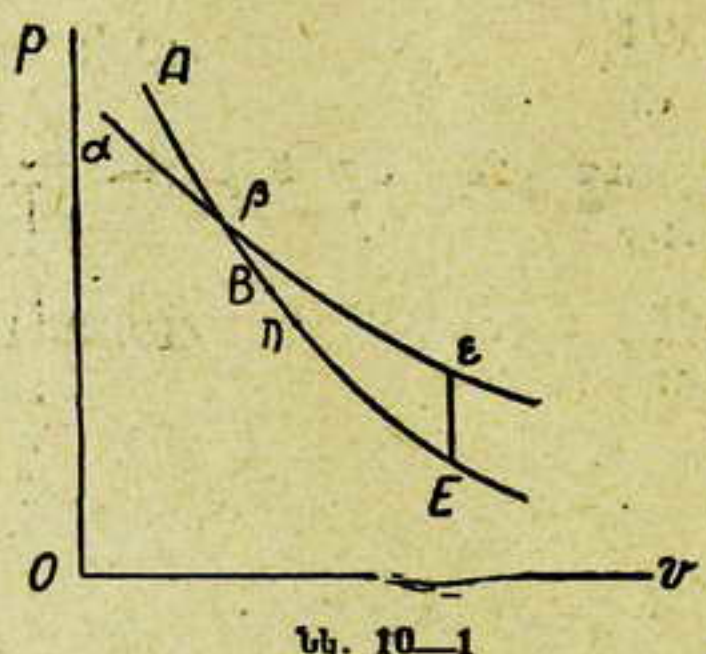
$$\delta Q = C_p \delta t - V dp, \qquad (10, 3, 18)$$

ընդ որում $C_v = nc_v$, $C_p = nc_p$, իսկ c_v և c_p-ն միմիայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա են։

§ 10, 4. ՄԻ ՔԱՆԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԱՌՆՉՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Նախքան իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարման արտածումը, օգտակար է քննարկել մի քանի ընդհանուր առնչություններ։

Պատկերացնենք, որ ABDE-ն հակադարձելի ադիաբատ պրոցես է իդեալական գազում (նկ. 10 – 1) և որ B վիճակից նրան անվերջ մոտ D վիճակին անցնելու դեպքում ծավալի և ներքին էներգիայի աճերն են՝



Նկ. 10—1

$$V_D - V_B = dV, \quad U_D - U_B = dU.$$

Հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում

$$dQ = 0, \quad dW_e = -pdV,$$

ուստի՝

$$dU = -pdV, \qquad (10, 4, 1)$$

այսինքն՝ dU-ն և dV-ն պետք է ունենան տարբեր նշաններ։ Մյուս կողմից, ինչպես ասված է § 10, 2-ի վերջում, իդեալական գազի U-ն աճող ֆունկցիա է ջերմաստիճանից և այդ պատճառով dU-ն և dt-ն ունեն միևնույն նշանը։

Այսպիսով, հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը նշանակելով s ինդեքսով, գտնում ենք, որ $d_s V$-ի և $d_s t$-ի նշանները պետք է լինեն տարբեր։

Հետևաբար

(10, 4, 2) Իդեալական գազի ծավալի հակադարձելի ադիաբատ փոփոխումներն ուղեկցվում են հակառակ նշան ունեցող ջերմաստիճանի փոփոխություններով՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s < 0. \qquad (10, 4, 3)$$

(10, 4, 3)-ը անմիջականորեն բխում է (6, 6, 6)-ից, եթե հաշվի առնենք, որ համաձայն $pv = nRT$ հավասարման, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը դրական է։

2. Մենք նույնպես հեշտությամբ կարող ենք ցույց տալ, որ p—V դիագրամի վրա իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատն իսկապես ավելի թեք է ստացվում, քան իզոթերմը։ Դիցուք (նկ. 10—1) β-ն ABDE հակադարձելի ադիաբատի և αβε իզոթերմի հատման կետն է, իսկ ε և E կետերը գտնվում են միևնույն իզոխորի վրա։ β և E կետերը գտնվում են ադիաբատի վրա և $V_E > V_\beta$, այդ պատճառով, (10, 4, 2)-ի հիման վրա, $t_E < t_\beta$։ β և ε կետերը պատկանում են իզոթերմին, հետևաբար $t_\varepsilon = t_\beta$։ Այսպիսով՝ $t_E < t_\varepsilon$, $T_E < T_\varepsilon$ կամ, համաձայն Մենդելեև-Կլապեյրոնի բանաձևի, $p_E V_E < p_\varepsilon V_\varepsilon$, բայց E_ε-ն իզոխոր է, և այդ պատճառով $V_E = V_\varepsilon$։ Հետևաբար $p_E < p_\varepsilon$, այսինքն՝ իզոթերմի հետ հատման β կետից աջ իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատը դասավորված է իզոթերմից ցած, նշանակում է՝ հակադարձելի ադիաբատը իզոթերմից ավելի թեք է։

3. Օգտվենք (6, 7, 7′) ընդհանուր առնչությունից՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s = \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t \left[\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s - \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v\right],$$

Իդեալական գազի դեպքում

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t = -\frac{V}{p} < 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{p}{T} > 0 \text{ և քանի (10, 4, 3)-ի՝ } \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s < 0:$$

Ուստի

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s - \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0,$$

և

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s > \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0 \qquad (10, 4, 4)$$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s > \frac{p}{T},$$

այսինքն՝ հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի դեպքում իդեալական գազի ճնշման և ջերմաստիճանի աճերն ունեն նույն նշանը, ինչ որ իզոխոր պրոցեսում։ Սակայն հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում ճնշումն ավելի արագ է փոփոխվում, քան իզոխոր պրոցեսում՝

$$\frac{d_s p}{d_v p} > 1, \text{ եթե } \frac{d_s t}{d_v t} = 1:$$

Այս բոլոր արդյունքները նույնպես գտնվում են լրիվ համաձայնության մեջ (6, 6, 6)-ի հետ։

4. Համեմատենք իդեալական գազի հակադարձելի և անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներում ջերմաստիճանի և ծավալի փոփոխությունները.

այդ պրոցեսները համապատասխանաբար կնշանակենք s և u նիշերով։ Ինչպես f-ն արտաքին ճնշումն է և $dW_e = -fdV$։

Իդեալական գազում բան (10, 2, 14)-ի

$$dU = C_v dt,\ Cv = ncv, \qquad p = \frac{nRT}{V},$$

ընդ որում n=const. և C_v-ն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է։

Այդ պատճառով, անհակադարձելի պրոցեսում

$$dU = C_v d_- t = -fd_- V. \qquad (10,\ 4,\ 5)$$

հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում f=p և

$$dU = C_v d_s t = \frac{nRTd_s V}{V}, \qquad (10,\ 4,\ 6)$$

(10, 4, 5)-ում մենք ունենք առնչություն ջերմաստիճանի, արտաքին ճնշման և ծավալի միջև, իսկ (10, 4, 6)-ում՝ ջերմաստիճանի և ծավալի միջև։ Հետևաբար իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի դեպքում պետք է որոշակի կապ գոյություն ունենա t-ի և V-ի միջև, իսկ անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում t-ի և V-ի փոփոխությունները կախված են f-ից։

§ 10, 5. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ՇԱԿԱՊԱՐՁԵԼԻ ԱԴԻԱԲԱՏԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԸ

1. Քննարկենք եռապարամետրային սիստեմում կատարվող հակադարձելի պրոցեսում dQ-ի արտահայտությունից որևէ մեկը։ Այսպես, օրինակ, ընդունելով որպես պարամետրներ m=const., V և t-ն, ըստ (7, 6, 2)-ի կունենանք՝

$$dQ = C_v dt + l dV,$$

որտեղ C_v-ն և l-ը m, V, t-ի ֆունկցիաներ են։ Ընդունելով dQ=0, կստանում ենք $C_v d_s t + l d_s V = 0$, որտեղից հետևում է, որ հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում $d_s t$-ն և $d_s V$-ն չեն հանդիսանում անկախ անվերջ փոքրեր, հետևաբար t-ն և V-ն չեն կարող իրարից անկախ լինել։ այս հատկանիշներից մեկը դառնում է մյուսի ֆունկցիա։

Համանման արդյունքների կհանգենինք, եթե քննարկեինք dQ-ի այլ արտահայտություններըլ

Այսպիսով՝ եթե որպես պարամետրներ ընդունենք m=const. և որևէ այլ x հատկանիշ, ապա հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում եռապարամետրային սիստեմի ծնացած բոլոր y հատկանիշները կլինեն m-ի և x-ի ֆունկցիաներ, այսինքն՝

$$\left.\begin{array}{l} y = f(m,\ x) \\ m = \text{const.},\quad y = \varphi(x) \end{array}\right\} \qquad (10,\ 5,\ 1)$$

կամ, քանի որ

(10, 5, 1)-ի տիպի հավասարումները կոչվում են հակադարձելի ադիաբատի հավասարումներ։

2. Այս պարագրաֆում արտածված են հաստատուն բաղադրություն ունեցող իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարումները, ընդ որում մասսան փոխարինված է գրամմոլեկի n թիվով։

(10, 4, 6)-ի երկու մասերն էլ բաժանելով RT-ի վրա և հիշելով, որ

$$\frac{C_v}{n} = c_v, \qquad dt = dT,$$

ստանում ենք՝

$$\frac{c_v}{R} d_s \ln T + d_s \ln V = 0,$$

Այն ենթադրությունը, որ C_v-ն անկախ է T-ից, վերջին հավասարումը բերում է հետևյալ տեսքի՝

$$d_s\left(\frac{c_v}{R}\ln T\right) + d_s \ln V = d_s \ln\left(T^{\frac{c_v}{R}} V\right) = 0, \qquad (10, 5, 2)$$

որը ինտեգրելով կստանանք՝

$$T^{\frac{c_v}{R}} V = B. \qquad (10, 5, 3)$$

այստեղ B-ն ինտեգրման հաստատունն է և ակնհայտ է, որ նա ուղիղ համեմատական է գրամմոլերի n թվին։ Այդ հաստատունը փոխում է իր արժեքը՝ մի ադիաբատից մյուսին անցնելիս։

Ակնհայտ է, որ (10, 5, 3)-ը կարելի է գրել և այսպես՝

$$TV^{\frac{R}{c_v}} = B', \qquad B' = B^{\frac{R}{c_v}}, \qquad (10, 5, 3')$$

Օգտվելով (10, 1, 1) հավասարումից, կարելի է (10, 5, 3)-ից արտաքսել V-ն, իսկ (10, 5, 3′)-ից՝ T-ն։ Այսպիսով կստանանք՝

$$T^{\frac{c_v}{R}} \frac{nRT}{p} = B \quad \text{և} \quad \frac{pV}{nR} V^{\frac{R}{c_v}} = B'.$$

Համաձայն (10, 3, 14)-ի $c_p = c_v + R$, ուստի

$$\frac{c_v}{R} + 1 = \frac{c_p}{R}, \qquad \frac{R}{c_v} + 1 = \frac{c_p}{c_v}, \qquad (10, 5, 4)$$

Նշանակենք $\frac{B}{nR}$-ը A-ով, B′nR-ը՝ D-ով։

Այսպիսով, նախորդ հավասարությունները կընդունեն հետևյալ տեսքը՝

$$T^{\frac{c_p}{R}} p^{-1} = A, \qquad (10, 5, 5)$$

$$pV^{\frac{c_p}{c_v}} = D, \qquad (10, 5, 6)$$

(10, 5, 5)-ն երբեմն հարմար է ներկայացնել այս տեսքով՝

$$p^{-\frac{R}{c_p}}T = A', \qquad \text{որտեղ} \quad A' = A^{\frac{R}{c_p}}, \tag{10, 5, 5'}$$

3. Ոչ որաբար իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարումներն արտահայտվում են ոչ թե $\frac{c_p}{R}$, $\frac{c_v}{R}$ ցուցանիշներով, այլ $k = \frac{c_p}{c_v}$ ցուցիչի միջոցով.

Երբ $c_v = \text{const.}$, $c_p : c_v = k$ հարաբերությունը նույնպես հաստատուն է։ Համաձայն (10, 5, 4)-ի՝

$$k = \frac{R}{c_v} + 1, \quad \frac{R}{c_v} = k - 1, \quad \frac{c_v}{R} = \frac{1}{k-1},$$

$$\frac{c_p}{R} = \frac{c_v}{R} + 1 = \frac{1}{k-1} + 1 = \frac{k}{k-1}, \tag{10, 5, 7}$$

Փորձերով և գազերի կինետիկ տեսությամբ հաստատված է, որ k-ի թվական արժեքը կախված է գազի մոլեկուլում եղած ատոմների թվից. մոլեկուլում ատոմների թվի մեծացման դեպքում k-ն փոքրանում է։

Միատոմ գազերի դեպքում $k = 1.66\left(= \frac{5}{3}\right)$. երկատոմ գազերի մեծ մասի համար k-ի արժեքը մոտ է 1.40, եթե գազի մոլեկուլն եռատոմ է, ապա մոտավորապես $k = 1{,}33$ և այլն։

Ներմուծելով $\frac{c_v}{R}$-ի և $\frac{c_p}{R}$-ի համար վերևում ստացված արտահայտությունները (10, 5, 3) և (10, 5, 6) հավասարումների մեջ, հանգում ենք իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարումների սովորական տեսքին՝

$$TV^{k-1} = B, \qquad TV^{k-1} = B', \qquad pV^k = D,$$

$$T^{\frac{k}{k-1}}p^{-1} = A, \qquad Tp^{-\frac{k-1}{k}} = A', \tag{10, 5, 8}$$

Այս հավասարումներով հաստատվում են (10, 4, 3), (10, 4, 4) անհավասարությունները և այն դրույթը, որ $p-V$ դիագրամի վրա հակադարձելի ադիաբատն իզոթերմից ավելի թեք է։

(10, 5, 8)-ի դիֆերենցումից ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_s = -\frac{V}{T}\,\frac{c_v}{R} < 0, \tag{10, 5, 9}$$

Այսպիսով հաստատվում է (10, 4, 3)-ը։

Սրան համանման (10, 5, 6)-ից և (10, 5, 5)-ից առանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s = -\frac{kp}{V}, \qquad (10, 5, 10)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s = \frac{p}{T}\,\frac{c_p}{R} > \frac{p}{T}, \qquad (10, 5, 11)$$

քանի որ $c_p = c_v + R$, $c_p : R > 1$:

Իդեալական գազի դեպքում $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = -\frac{p}{V}$,

ուստի $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = k$,

իսկ դա էլ ցույց է տալիս, որ իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատը նրա իզոթերմից ավելի թեք է, որովհետև $k = c_p : c_v > 1$: Վերջապես, (10, 5, 11)-ը (10, 4, 4)-ի հետ գտնվում է լրիվ համաձայնության մեջ:

3. (10, 5, 2), (10, 5, 3) և (10, 5, 8) հավասարումների արտածման ժամանակ ընդունված c_p և c_v ջերմունակությունների հաստատուն լինելը կրում է մոտավոր բնույթ. այդ պատճառով հետագայում այս հավասարումները մենք կանվանենք իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի մոտավոր հավասարումներ: Ինչպես ցույց է տրված եղել § 10, 2, 3-ում, c_p և c_v ջերմունակությունների մոտավորապես հաստատուն լինելը հաստատված է փորձնականորեն և բոլորովին չի բխում իդեալական գազի (10, 1, 3) սահմանումից:

Իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի ճշգրիտ հավասարում անվանենք այն հավասարումը, որն արտածվում է միայն առաջին սկզբունքի և (10, 1, 3) սահմանումի հիման վրա: Այդ հավասարումն ստանալու համար պետք է ընդունենք, որ c_v-ն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է:

(10, 5, 1)-ն արտագրենք այսպես՝

$$-\frac{c_v}{RT}\,d_s t = d_s \ln V, \qquad (10, 5, 13)$$

Այն հնթադրությամբ, որ c_v-ն ֆունկցիա է ջերմաստիճանից, $\int \frac{-c_v}{RT}\,d_s t$ նույնպես որևէ ֆունկցիա կլինի ջերմաստիճանից. Այս ֆունկցիան անվանենք $\varphi(T)$; այսինքն ընդունենք՝

$$-\int \frac{c_v}{RT}\,d_s t = \varphi(T).$$

այն ժամանակ (10, 5, 13)-ի ինտեգրումը կտա՝

$$\ln V = \varphi(T) + A, \qquad (10, 5, 14)$$

որտեղ A–ն ինտեգրման հաստատունն է։ Երկու տարբեր հակադարձելի ադիաբատները կտարբերվեն A հաստատունի արժեքներով։ Եվ այսպես, (10, 5, 14)-ը հանդիսանում է իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի ճշգրիտ հավասարումը։ Այդ հավասարումը նույնպես կապ է ստեղծում ծավալի և ջերմաստիճանի միջև հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի ընթացքում, բայց այդ առնչության ձևը հայտնի է դառնում միայն այն ժամանակ, երբ հայտնի է φ(T) ֆունկցիայի տեսքը։ Այդ պատճառով քանի դեռ չի տրված φ(T) ֆունկցիան, (10, 5, 14) հավասարումը գործնական նշանակություն չի ունենա։ Իսկ սկզբունքային բնույթ ունեցող հարցերում առավելությունը պիտք է տալ (10, 5, 14) հավասարմանը։ Այդ հավասարման կիրառման օրինակը տրված է § 10, 7-ում։

§ 10, 6. ՃՆՇՄԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ԱԴԻԱԲԱՏ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Քանի որ հակադարձելի պրոցեսում $dW_e = -pdV$, ապա հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսի դեպքում կունենանք՝

$$dU = dW_e = -pdV,$$

Բացի այդ, իդեալական գազում $dU = C_v dt$, ուստի հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսը նշանակելով s ինդեքսով, արտաքին տարրական աշխատանքի համար ստանում ենք՝

$$d_s W_e = dU = C_v d_s t, \qquad (10, 6, 1)$$

$$d_s W_e = -p d_s V, \qquad (10, 6, 2)$$

Ենթադրենք, թե պրոցեսն սկսվում է 1 վիճակից և վերջանում է 2 վիճակում։ Այն ժամանակ (10, 6, 1)-ի ինտեգրումը կտա՝

$$W_{e12} = U_2 - U_1 = \int_{t_1}^{t_2} C_v d_s t, \qquad (10, 6, 3)$$

Քանի որ իդեալական գազի U-ն և C_v-ն միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա են (իսկ գրամմոլերի թիվը $n = \text{const.}$), ապա (10, 6, 3)-ը ցույց է տալիս, որ

(10, 6, 4) Իդեալական գազի հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսի դեպքում արտաքին աշխատանքը կախված է միայն սկզբնական և վերջնական (t_1 և t_2) ջերմաստիճաններից:

Այսպես, օրինակ, եթե սկզբնական t_1 ջերմաստիճանին համապատասխանում են ծավալի երկու՝ V_1 և V'_1 արժեքները (n գրամմոլերի միևնույն թվի դեպքում), ապա, երբ ջերմաստիճանը հակադարձելի-ադիաբատ փոփոխումից հետո կհասնի t_2-ի, ծավալների արժեքները համապատասխանաբար կլինեն V_2 և V'_2։ (10, 6, 4)-ից բխում է, որ եթե ծավալի հակադարձելի ադիաբատ փոփոխումները կատարվում են V_1-ից մինչև V_2 և V'_1-ից մինչև V'_2-ը, ապա արտաքին աշխատանքները կլինեն միևնույնը։

Այդ դեպքում, երբ C_v ջերմունակությունը հաստատուն է, (10, 6, 3)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$W_{e12} = C_v(t_2 - t_1), \qquad (10, 6, 5)$$

իսկ p-ի և V-ի միջև եղած առնչությունը արտահայտվում է (10, 5, 8) -ով և ըստ (3, 4, 10)-ի, (10, 6, 2)-ի ինտեգրալը կլինի՝

$$W_{e12} = \frac{p_2V_2 - p_1V_1}{k - 1}, \qquad (10, 6, 6)$$

Հեշտ է ցույց տալ, որ (10, 6, 5) և (10, 6, 6) արտահայտություններըը համարժեք են. Իսկապես $p_1V_1 = nRT_1$, $p_2V_2 = nRT_2$. համաձայն § 10, 5, 3-ի վերջում շարադրվածի՝ $\frac{1}{k-1} = \frac{c_v}{R} = \frac{C_v}{nR}$, հետևաբար (10, 6, 6)-ում

$$W_{e12} = \frac{nR(T_2 - T_1)C_v}{nR} = C_v(T_2 - T_1) = C_v(t_2 - t_1).$$

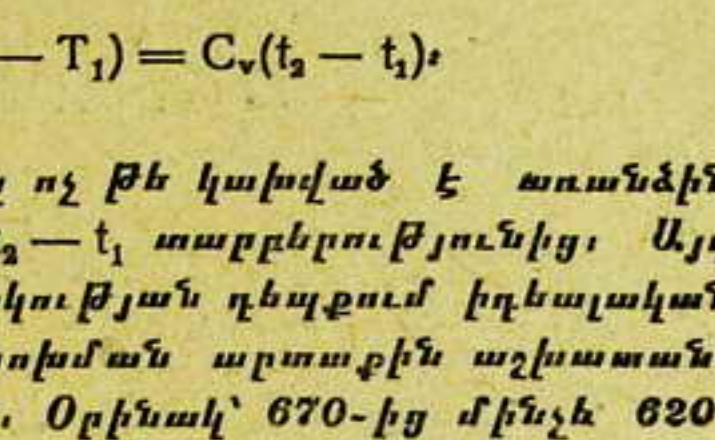
(10, 6, 5)-ում արտաքին աշխատանքը ոչ թե կախված է առանձին վերցրած t_2-ից և t_1-ից, այլ միայն նրանց $t_2 - t_1$ տարբերությունից. Այդ պատճառով էլ հաստատուն C_v ջերմունակության դեպքում իդեալական գազի ծավալի հակադարձելի ադիաբատ փոփոխման արտաքին աշխատանքը լիովին որոշվում է ջերմաստիճանի աճով. Օրինակ՝ 670-ից մինչև 620° և 220-ից մինչև 170° ջերմաստիճանի հակադարձելի-ադիաբատ փոփոխություններին համապատասխանում է միևնույն արտաքին աշխատանքը.

Ինքնըստինքյան հասկանալի է, որ եթե C_v-ն արտահայտված է կալորիաններով, ապա (10, 6, 3)-ում և (10, 6, 5)-ում աշխատանքը նույնպես արտահայտված է կալորիաններով.

§ 10, 7. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶՈՒՄ ԿԱՌՆՈՑԻ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՑԻԿԼԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Դիցուք կառնոյի 12341 հակադարձելի ցիկլում (նկ. 10—2) 12-ը և 34-ը իզոթերմներ են, որոնց ջերմաստիճանները համապատասխանաբար $t_1(T_1)$ և $t_3(T_3)$ են, իսկ 23-ը և 41-ը ադիաբատներ են. 12 և 34 պրոցեսների թաքնված ջերմությունները նշանակենք Q_{12} և Q_{34}.

Ապացուցենք շատ կարևոր մի թեորեմա.



Նկ. 10—2

(10, 7, 1) Իդեալական գազում կատարվող Կառնոյի հակադարձելի ցիկլում

$$\frac{Q_{12}}{T_1} + \frac{Q_{34}}{T_3} = 0. \qquad (10, 7, 2)$$

Համաձայն (10, 2, 4)-ի՝

$$\frac{Q_{12}}{T_1}=nR\ln\frac{V_2}{V_1},\qquad \frac{Q_{34}}{T_3}=nR\ln\frac{V_4}{V_3},$$

ընդ որում $V_2>V_1$ և $Q_{12}>0$, իսկ $V_4<V_3$ և $Q_{34}<0$: Այդ պատճառով

$$\frac{Q_{12}}{T_1}+\frac{Q_{24}}{T_3}=nR\left(\ln\frac{V_2}{V_1}+\ln\frac{V_4}{V_3}\right)=nR\left(\ln\frac{V_2}{V_3}+\ln\frac{V_4}{V_1}\right). \quad (10,\ 7,\ 3)$$

(10, 7, 1) թեորեման ապացուցված կլինի, եթե հաջողվի ցույց տալ, որ (10, 7, 3)-ի աջ մասը հավասար է 0-ի: Դրա համար օգտվենք (10, 5, 14)-ից. մեր ադիաբատներն են 23-ը և 41-ը: Հետևաբար

$$\ln V_2=\varphi(T_2)+A,\qquad \ln V_3=\varphi(T_3)+A$$

և

$$\ln\frac{V_2}{V_3}=\varphi(T_2)-\varphi(T_3).$$

Նույն կերպ էլ

$$\ln\left(\frac{V_4}{V_1}\right)=\varphi(T_4)-\varphi(T_1).$$

այդ պատճառով

$$\ln\left(\frac{V_2}{V_3}\right)+\ln\left(\frac{V_4}{V_1}\right)=\varphi(T_2)-\varphi(T_3)+\varphi(T_4)-\varphi(T_1):$$

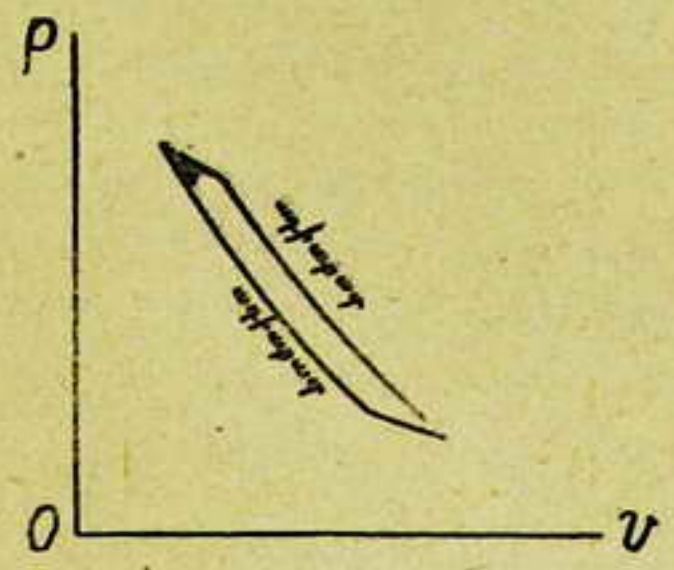
Բայց $T_2=T_1$, քանի որ 12-ը իզոթերմ է, ուստի $\varphi(T_2)=\varphi(T_1)$. Նույնպես և $T_3=T_4$, որովհետև 34-ն էլ իզոթերմ է, հետևապես $\varphi(T_3)=\varphi(T_4)$: Հետևաբար (10, 7, 3)-ի աջ մասը հավասար է 0-ի, ուրեմն (10, 7, 1) թեորեման ապացուցված է:

2. (10, 7, 1)-ը կարելի է արտահայտել որոշ չափով այլ կերպ. 12 իզոթերմն սկսվում է 14 ադիաբատի վրա և վերջանում 23 ադիաբատի վրա: 34 իզոթերմը, ընդհակառակը, սկսվում է 23 ադիաբատի վրա և վերջանում 14 ադիաբատի վրա: Մենք կասենք, որ 12 և 34-ը երկու ադիաբատների միջև հակառակ ուղղված իզոթերմներ են:

Այժմ (10, 7, 1)-ը կարող է արտահայտվել առանց կառնոյի ցիկլի հիշեցման:

(10, 7, 4) Եթե երկու հակադարձելի ադիաբատների միջև տարված են երկու հակառակ ուղղված հակադարձելի իզոթերմներ, ապա իդեալական գազի դեպքում համապատասխան իզոթերմների բաքնված ջերմություններ և բացարձակ ջերմաստիճանների հարաբերությունների գումարը հավասար է 0-ի:

Այն դեպքում, երբ հակադարձելի աղիաբատներն անվերջ մոտ են իրար, իսկ իզոթերմները՝ անվերջ փոքր (նկ. 10—3), ապա Q_{12} և Q_{34} թաքնված ջերմությունները կլինեն անվերջ փոքր։



Նկ. 10—3

Նշանակելով համապատասխանաբար այդ ջերմությունները d_1Q և d_3Q, (10, 7, 3)-ի փոխարեն կունենանք՝

$$\frac{d_1Q}{T_1}+\frac{d_3Q}{T_3}=0, \qquad (10.\ 7,\ 5)$$

Վերջապես, անհրաժեշտ է ցույց տալ, որ եթե dQ-ով և T-ով համապատասխանաբար նշանակենք ցանկացած տարրական պրոցեսի ջերմությունը, ապա (10, 7, 3)-ը և (10, 7, 5)-ը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

(10, 7, 6) Կառնոյի հակադարձելի ցիկլում, որ կատարում է իդեալական գազը,

$$\oint\frac{dQ}{T}=0, \qquad (10,\ 7,\ 7)$$

Այստեղ $\oint$-ն նշանակում է «ինտեգրալ ըստ ցիկլի հզրագծի»։

Իսկապես, $\oint$-ն որոշակի ինտեգրալ է. այդ պատճառով

$$\oint\frac{dQ}{T}=\int_1^2\frac{dQ}{T}+\int_2^3\frac{dQ}{T}+\int_3^1\frac{dQ}{T}+\int_1^1\frac{dQ}{T},$$

Քանի որ 12-ն իզոթերմ պրոցես է, ապա առաջին ինտեգրալում

$$T=T_1=\text{const.}, \qquad \int_1^2 dQ=Q_{12} \quad \text{և} \quad \int_1^2\frac{dQ}{T}=\frac{Q_{12}}{T_1},$$

նույն ձևով էլ

$$\int_3^4\frac{dQ}{T}=\frac{Q_{34}}{T_3},$$

Մնացած երկու ինտեգրալներից յուրաքանչյուրը՝ $\int_2^3\frac{dQ}{T}$ և $\int_4^1\frac{dQ}{T}$ հավասար են 0-ի, քանի որ 23-ը և 41-ն ադիաբատներ են. 23 և 41-ը պրոցեսների ամբողջ ընթացքում $dQ=0$: Այդպիսով, մենք հանգեցինք (10, 7, 7)-ին։

Եթե ադիաբատներն անվերջ մոտ են (նկ. 10—3), ապա

$$Q_{12} = d_1Q, \quad Q_{34}=d_2Q$$

և

$$\oint_C \frac{dQ}{T}=\frac{d_1Q}{T_1}+\frac{d_2Q}{T_2},$$

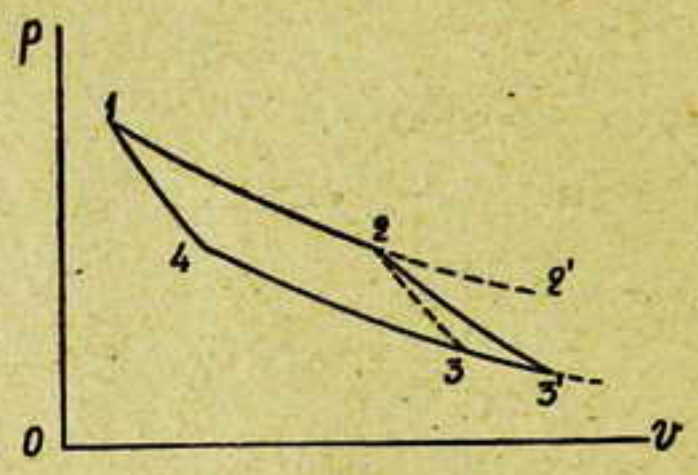
3. Օրինակներով կարելի է ցույց տալ, որ (10, 7, 2)-ը ճիշտ է միայն այն դեպքում, երբ երկու իզոթերմները և երկու ադիաբատները հակադարձելի են. հակառակ դեպքում

$$\frac{Q_{12}}{T_1}+\frac{Q_{34}}{T_2}\neq 0: \qquad (10, 7, 8)$$

Օրինակ՝ ենթադրենք, որ 23, 34, 41 պրոցեսները հակադարձելի են, իսկ 12-ը անհակադարձելի իզոթերմ ընդարձակում է դեպի դատարկություն. Այս դեպքում $Q_{12}=0$, 34-ը կլինի իզոթերմ սեղմման պրոցես, և ուստի $Q_{34}<0$, այս պատճառով

$$\frac{Q_{12}}{T_1}+\frac{Q_{34}}{T_2}=\frac{Q_{34}}{T_2}<0:$$

Ուրիշ օրինակ. Դիցուք Կառնոյի ցիկլում անհակադարձելի է միայն 23′ ադիաբատ ընդարձակումը (նկ. 10 – 4), և թող անհակադարձելիությունն առաջացած լինի նրանով, որ արտաքին ճնշումը $f<p$: Այս դեպքում 23′ պրոցեսի գիծը կդասավորվի 12 իզոթերմի 22′ շարունակության ու 23 հակադարձելի ադիաբատի միջև և կհատի 3′34 իզոթերմը 3′ կետում, որը դասավորված է 3 կետից աջ: Այդ նկատառումով էլ 3′34 իզոթերմն ստացվում է ավելի երկար, քան 23 հակադարձելի ադիաբատին համապատասխանող 34 իզոթերմը. ուստի



Նկ. 10—4

$$|Q_{3'4}| > |Q_{34}|,$$

Բայց 3′34-ը և 34-ը հակադարձելի իզոթերմ սեղմման պրոցեսներ են. հետևաբար $Q_{3'4}$ և Q_{34} թաքնված ջերմություններըը բացասական են. այդ իսկ պատճառով էլ

$$Q_{3'4}<Q_{34}, \qquad \frac{Q_{3'4}}{T_2}<\frac{Q_{34}}{T_2}:$$

Այսպիսով, եթե ըստ (10, 7, 2)-ի՝

$$\frac{Q_{12}}{T_1}+\frac{Q_{34}}{T_2}=0, \quad \text{ապա} \quad \frac{Q_{12}}{T_1}+\frac{Q_{3'4}}{T_2}<0,$$

§ 10, 8. (10, 7, 6) ԹԵՈՐԵՄԱՑԻ ԸՆԴՀԱՆՐԱՑՈՒՄԸ

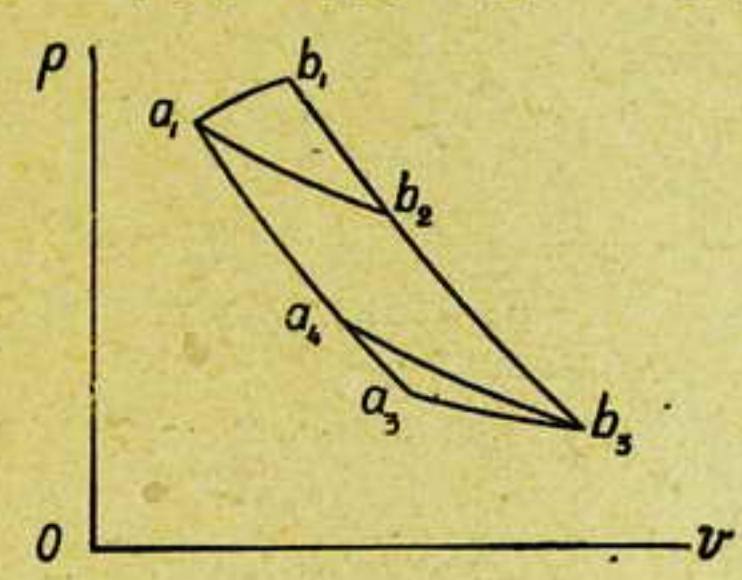
1. Կամնոյի հակադարձելի ցիկլի մասին (10, 7, 6)-ի ձևով արտահայտված թեորեման կարելի է տարածել ցանկացած հակադարձելի ցիկլի վրա, որը կատարում է իդեալական գազը, այսինքն՝ կարելի է ապացուցել, որ

(10, 8, 1) ցանկացած հակադարձելի ցիկլում, որը կատարում է հաստատուն քիմիական բաղադրություն ունեցող իդեալական գազը,

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0:$$

Այստեղ $\oint$-ը ինտեգրալն է ըստ ցիկլի եզրագծի, dQ-ն ցիկլի տարրական մասերից մեկում իդեալական գազին հաղորդած ջերմությունն է, իսկ T-ն այն բացարձակ ջերմաստիճանն է, որի դեպքում ջերմություն է հաղորդվում։

Սկզբում քննարկենք (նկ. 10—5) $a_1 b_1 b_3 a_3 a_1$ *հակադարձելի ցիկլը, որտեղ* b_1b_3-*ը և* $a_3 a_1$-*ն անվերջ մոտ ադիաբատներ են, իսկ* a_1b_1 *և* b_3a_3-*ը՝ կամայական տարրական պրոցեսներ։*



Նկ. 10—5

Տաններ a_1b_2 *և* b_3a_4 *հակադարձելի իզոթերմները։ Քանի որ* a_1b_1 *և* a_1b_2 *պրոցեսները հակադարձելի են, տարրական են և վերջանում են միևնույն հակադարձելի ադիաբատի վրա, ապա ըստ (7, 2, 11)-ի՝*

$$Q_{a_1b_1} = Q_{a_1b_2}:$$

Նույն կերպ էլ $Q_{b_3a_3} = Q_{b_3a_4}$: *Ուստի օգտվելով (10, 7, 6)-ից, ունենում ենք՝*

$$\frac{Q_{a_1b_1}}{T_1} = \frac{Q_{b_3a_3}}{T_3} = 0,$$

որտեղ T_1 *և* T_3-*ը* a_1b_1 *ու* b_3a_3 *գծերի կամքից որևէ մեկի բացարձակ ջերմաստիճաններն են։ Փոխարինելով* b_3a_3 *պրոցեսը* a_3b_3 *պրոցեսով և նկատի առնելով նրանց հակադարձելիությունը, կարող ենք գրել՝*

$$\frac{Q_{a_1b_1}}{T_1} - \frac{Q_{a_3b_3}}{T_3} = 0:$$

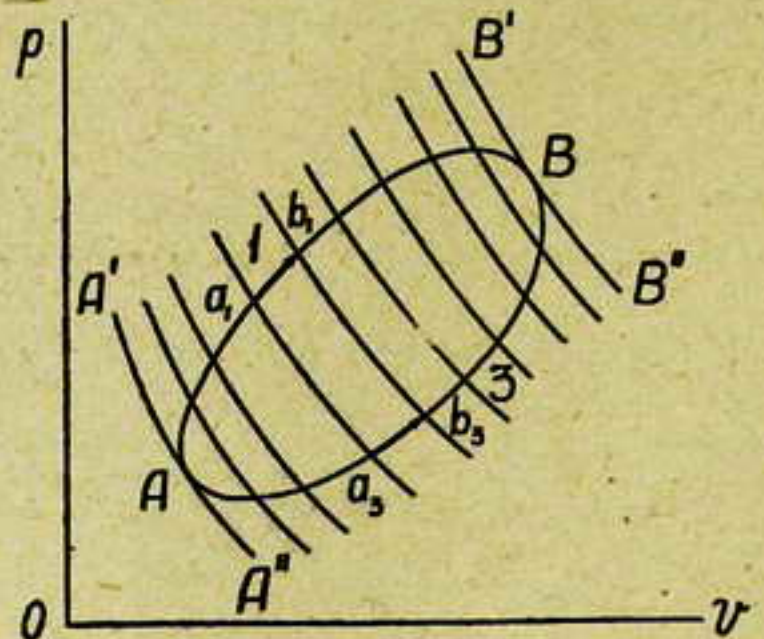
Կամ, եթե $Q_{a_1b_1}$ *և* $Q_{a_3b_3}$ *տարրական ջերմությունները նշանակենք համապատասխանաբար* d_1Q-*ով և* d_3Q-*ով (այսինքն՝ ընդունենք* $Q_{a_1b_1} = d_1Q$ *և* $Q_{a_3b_3} = d_3Q$), *ապա*

$$\frac{d_1Q}{T_1} - \frac{d_3Q}{T_3} = 0: \qquad (10, 8, 2)$$

Անվանելով a_1b_1 և a_3b_3-ը միատեսակ ուղղված պրոցեսներ (իսկ a_1b_1-ը և b_3a_3-ը՝ հակառակ ուղղված), կարելի է ասել.

Իդեալական գազում (10, 8, 2)-ը տեղի ունի երկու ադիաբատների միջև ցանկացած տարրական, հակադարձելի, միատեսակ ուղղված պրոցեսների համար։

2. Այժմ անցնենք իդեալական գազի կատարած հակադարձելի, միանգամայն կամայական ցիկլին։ Դիցուք A1B3A-ն այդ ցիկլի եզրագիծն է (նկ. 10—6)։ Տանենք իրար անվերջ մոտ a_1a_3, b_1b_3.... հակադարձելի ադիաբատների ընտանիք։ Բացառությամբ A′AA″ և B′BB″ ադիաբատների, բոլոր մնացածները ցիկլի եզրագիծը հատում են երկու կետերում։ A և B կետերը եզրագիծը բաժանում են A1B և B3A երկու մասերի։



Նկ. 10—6

Ունենք՝

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{A1B} \frac{dQ}{T} + \int_{B3A} \frac{dQ}{T}.$$

Փոխարինելով B3A հակադարձելի պրոցեսը A3B պրոցեսով, ստանում ենք՝

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{A1B} \frac{dQ}{T} - \int_{A3B} \frac{dQ}{T}.$$

Որպեսզի ավելի լավ կապենք (10, 8, 2)-ի հետ, ցիկլի A1B մասին վերաբերող մեծություններին վերագրենք 1 ինդեքսը (d_1Q, T_1), իսկ A3B գծին վերաբերող մեծություններին՝ 3 ինդեքսը (d_3Q, T_3)։

Այսպիսով՝

$$\int_{A1B} \frac{dQ}{T} = \int_{A1B} \frac{d_1Q}{T_1}, \qquad \int_{A3B} \frac{dQ}{T} = \int_{A3B} \frac{d_3Q}{T_3},$$

հետևաբար

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{A1B} \frac{d_1Q}{T_1} - \int_{A3B} \frac{d_3Q}{T_3} = \int_{A}^{B} \left(\frac{d_1Q}{T_1} - \frac{d_3Q}{T_3} \right).$$

Պատկերացնենք, որ d_1Q-ն և d_3Q-ն երկու (a_1a_3 և b_1b_3) ադիաբատների միջև հակադարձելի և միատեսակ ուղղված պրոցեսների (օրինակ՝ a_1b_1 և a_3b_3) տարրական ջերմություններն են, ապա ըստ (10, 8, 2)-ի ենթինտեգրալ արտահայտությունը հավասար է 0-ի և այդ պատճառով

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0,$$

Սա էլ հենց (10, 8, 1) թեորեման է։ Նա շատ կարևոր կիրառություն ունի երկրորդ սկզբունքի հիմնավորման համար (գլ. XIV)։ Կիրառություններից մեկը տրված է § 10, 10-ում։

§ 10, 9. ՊՈԼԻՏՐՈՊ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐ

1. Իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի մոտավոր հավասարումներում

$$pV^k = D, \quad TV^{k-1} = B, \quad Tp^{-\frac{k}{k-1}} = A. \qquad (10, 9, 1)$$

k-ն հաստատուն մեծություն է և հետևաբար k, $k-1$, $-\frac{k}{k-1}$ աստիճանացույցները հաստատուն են։ Համեմատելով (10, 9, 1)-ը իզոթերմի

$$pV = \text{const.}, \quad T = \text{const.} \qquad (10, 9, 2)$$

հավասարումների հետ, տեսնում ենք, որ (10, 9, 1)-ի առաջին երկու հավասարումները, երբ $k=1$, փոխանցվում են (10, 9, 2) հավասարումներին (քանի որ այդ դեպքում $k-1=0$, $V^0=1$)։

Ընդունելով (10, 9, 1)-ում $k=0$, կստանանք՝

$$p = D, \quad \frac{T}{V} = B, \qquad (10, 9, 3)$$

Բայց $D=\text{const.}$, $B=\text{const.}$, և քանի (10, 1, 1) հավասարման՝

$$\frac{T}{V} = \frac{p}{nR} \quad \text{կամ՝} \quad \frac{T}{V} = B = \frac{p}{nR},$$

հետևաբար (10, 9, 1)-ի երկու հավասարումներն էլ իզոբարների հավասարումներ են. այսինքն՝ երբ $k=0$, (10, 9, 1)-ը ներկայացնում է իզոբար։

(10, 9, 1)-ի հավասարումներից առաջինը բարձրացնենք $\frac{1}{k}$ աստիճան. այն ժամանակ $p^{\frac{1}{k}}V = D^{\frac{1}{k}}$. երբ $k=\infty$, $p^{\frac{1}{k}}=0$ և ենթադրելով $D=\infty$, գտնում ենք՝ $V = D^{\frac{1}{k}} = \text{const.}$

Այսպիսով, (10, 9, 1) հավասարումները, երբ $k=\frac{c_p}{c_v}$, հանդիսանալով իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարումները, կդառնան իզոթերմի, իզոբարի կամ իզոխորի հավասարումներ, եթե հաստատուն k աստիճանացույցին համապատասխանաբար վերագրենք $k=1$, $k=0$, $k=\infty$ արժեքները։

Նկատի առնելով այս, հետաքրքիր է քննարկել (10, 9, 1) տիպի հավասարումներն այն ենթադրությամբ, որ k ցուցիչը կարող է ունենալ $-\infty$-ից մինչև $+\infty$ ցանկացած հաստատուն արժեք։ Այս դեպքում (10, 9, 1) հավասարումներով արտահայտված գծերը կոչվում են պոլիտրոպներ,

իսկ այն պրոցեսները, որոնց գրաֆիկները այդ գծերն են հանդիսանում, կոչվում են պոլիտրոպ պրոցեսներ։

2. Պոլիտրոպի դիֆերենցիալ հավասարման ձևերից մեկը կարող է ստացվել (10, 3, 17) արտահայտությունից, որը կիրառելի է միայն իդեալական գազի նկատմամբ՝

$$\delta Q = C\delta t = C_v\delta t + p\delta V \text{ կամ } (C_v - C)\delta t + p\delta V = 0, \qquad (10, 9, 4)$$

Բայց իդեալական գազում

$$p = \frac{nRT}{V}, \qquad p\delta V = nRT\delta \ln V,$$

Ուստի (10, 9, 4)-ի երկու մասերն էլ բաժանելով $(C_v - C)T$-ի վրա, կունենանք՝

$$\delta \ln T + \frac{nR}{C_v - C}\delta \ln V = 0.$$

մացնելով մոլյար $c = \frac{C}{n}$, $c_v = \frac{C_v}{n}$ ջերմունակությունները, ստանում ենք՝

$$\frac{nR}{C_v - C} = \frac{R}{c_v - c}$$

և

$$\delta \ln T + \frac{R}{c_v - c}\delta \ln V = 0, \qquad (10, 9, 5)$$

Այն պայմանի դեպքում, երբ $c_v - c$ տարբերությունը հաստատուն է,

$$c_v - c = a = \text{const.} \qquad (10, 9, 6)$$

(10, 9, 5)-ի ինտեգրումը տալիս է՝

$$TV^{\frac{R}{c_v - c}} = E = \text{const.}, \qquad (10, 9, 7)$$

Այսպիսով, (10, 9, 6) պայմանի առկայության դեպքում (10, 9, 5)-ի ինտեգրումը հանգեցնում է (10, 9, 7) հավասարմանը, որտեղ $\frac{R}{c_v - c}$ աստիճանացույցը հաստատուն է, և որն այդ պատճառով էլ կոչվում է պոլիտրոպի հավասարում։

Այս բոլորից հետևում է, որ իդեալական գազի դեպքում յուրաքանչյուր պրոցես, որի ջերմունակությունը բավարարում է (10, 9, 6) պայմանին, կլինի պոլիտրոպ։

Ջերմաստիճանների այն տիրույթում, որտեղ իդեալական գազի մոլյար C_v ջերմունակությունը հաստատուն է, պոլիտրոպ պրոցեսի ջերմունակությունը նույնպես կլինի հաստատուն։ Իսկ եթե C_v-ն ջերմաստիճանի

ֆունկցիա է, $c_v=f(t)$, ապա պոլիտրոպ պրոցեսի ջերմունակությունը նույնպես կլինի (10, 9, 6) պայմանին բավարարող ջերմաստիճանի ֆունկցիա՝

$$c = a + c_v = a + f(t),$$

Այստեղ պետք է նշել հետևյալը։ Թե c ջերմունակությունը հաստատուն է, ապա նա մասնավոր դեպքում կարող է հավասար լինել 0-ի, և այս դեպքում պրոցեսը կլինի ադիաբատ, իսկ (10, 9, 7)-ը կվերածվի հակադարձելի ադիաբատի (10, 5, 3) հավասարմանն։

Իսկ եթե c_v-ն և c-ն ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են, ապա ադիաբատ պրոցեսը, որտեղ $c=0$, չի կարող լինել պոլիտրոպ։ Այս բխում է նաև այն բանից, որ երբ c_v-ն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է՝ $TV^{\frac{R}{c_v}}=E$ հավասարումն արդեն չի կարող հանդիսանալ իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարում (տես 10, 5, 2)։

Եվ այսպես, ջերմաստիճանների այն տիրույթում, որտեղ $c_v=\text{const.}$, իդեալական գազում հակադարձելի-ադիբատ պրոցեսը հանդիսանում է պոլիտրոպ պրոցեսի մասնավոր դեպքը, իսկ ջերմաստիճանների այն տիրույթում, որտեղ c_v-ն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է, իդեալական գազում հակադարձելի ադիբատ պրոցեսն այլևս չի կարող դիտվել որպես պոլիտրոպ։

3. Ինչպես հակադարձելի ադիաբատի $TV^{\frac{R}{c_v}}=D$ հավասարումը, նույնպես և (10, 9, 7) պոլիտրոպի հավասարումը կարելի է ձևափոխել այնպես, որ նա պարունակի p և V կամ p և T։ Դրա համար, օգտվելով Մենդելեև-Կլապեյրոնի (10, 1, 1) բանաձևից, պետք է (10, 9, 7)-ից արտաքսել T-ն կամ V-ն։

Առաջին դեպքում ստանում ենք $pV^{\frac{R}{c_v-c}+1}=nRE=E'$, հաստատուն $\frac{R}{c_v-c}+1$ ստուիճանացույցը նշանակում են մի տառով, ընդունելով $\frac{R}{c_v-c}+1=\nu$ և հիշելով, որ $R=c_p-c_v$, ունենում ենք՝

$$\nu=\frac{c_p-c_v}{c_v-c}+1=\frac{c_p-c}{c_v-c}, \qquad (10, 9, 9)$$

$$pV^{\nu}=E', \qquad (10, 9, 10)$$

$\frac{R}{c_v-c}=\nu-1$, այդ պատճառով (10, 9, 7) կգրվի այսպես՝

$$TV^{\nu-1}=E. \qquad (10, 9, 11)$$

(10, 9, 11)-ից V-ի արտահայտումը բերում է պոլիտրոպ պրոցեսի հավասարման երրորդ ձևին՝

$$Tp^{-\frac{\nu}{\nu-1}}=\text{const.} \qquad (10, 9, 12)$$

(10, 9, 10)—(10, 9, 12)-ն ըստ իրենց ձևի միանգամայն համընկնում են հակադարձելի ադիաբատի երեք մատավոր (10, 9, 1) հավասարումներին։

Միայն թե ադիբատի հավասարումներում $k=c_p:c_v$, իսկ պոլիտրոպի հավասարումներում $\nu=\frac{c_p-c}{c_v-c}$, որտեղ c—ն կամ ցանկացած հաստատուն թիվ է (երբ $c_v=\text{const.}$), կամ եթե $c_v=f(t)$, ապա $c=a+f(t)$, ընդ որում a հաստատունը կարող է ունենալ ցանկացած արժեք, երբ $c=\pm\infty$, $\nu=1$, պոլիտրոպը համընկնում է իզոթերմին։

Եթե $c=c_p$, $\nu=0$, պոլիտրոպը հանդիսանում է իզոբար, ինչպես ասված է, երբ $c_v=\text{const.}$ և $c=0$, $\nu=c_p:c_v$, պոլիտրոպը դառնում է ադիաբատ. վերջապես, եթե $c=c_v$ և $\nu=\infty$, պոլիտրոպը վեր է ածվում իզոխորի։

(10, 9, 9)-ից հետևում է, որ

$$c=\frac{c_p-\nu c_v}{1-\nu}. \qquad (10, 9, 13)$$

կամ նկատի ունենալով, որ $c_p:c_v=k$, որտեղ k-ն հակադարձելի ադիաբատի ցուցիչն է, (10, 9, 13) կարող ենք արտապրել այսպես՝

$$c=\frac{k-\nu}{1-\nu}c_v, \qquad (10, 9, 14)$$

(10, 9, 13)-ից և (10, 9, 14)-ից եզրակացնում ենք, որ c_v-ն և պոլիտրոպի ν ցուցիչը լիովին որոշում են իդեալական գազի ջերմունակությունը պոլիտրոպ պրոցեսում։

(10, 9, 13)-ը ճիշտ է, ինչպես $c_v=\text{const.}$, այնպես էլ այն դեպքում, երբ c_v-ն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է։

Իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարման ($pV^k=\text{const.}$) մեջ k ցուցիչը հաստատուն է։ Դրա համար էլ, եթե (10, 9, 14)-ում k-ն դիտվում է որպես հակադարձելի ադիաբատի ցուցիչ, ապա $k=\text{const.}$ և c_v-ն նույնպես պետք է համարել հաստատուն։ Այդ պատճառով (10, 9, 14)-ը կիրառելի է ջերմաստիճանների այն տիրույթում, որում c_v-ն, k-ն և c-ն հաստատուն են։

ν ցուցիչի թվական արժեքի մեծացումով պոլիտրոպը դառնում է ավելի թեք, ընդ որում, համաձայն (10, 9, 13)-ի կամ (10, 9, 14)-ի, փոփոխվում է c ջերմունակությունը։

Իդեալական գազի պոլիտրոպ պրոցեսի ջերմունակությունը միանգամայն համապատասխանում է (7, 4, 2) դրույթին։

§ 10, 10. ՊՈԼԻՏՐՈՊ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Պոլիտրոպը՝ նայած նրա ν ցուցիչի արժեքին՝ կարող է լինել ադիաբատ, իզոթերմ, իզոխոր և այլն։ Ուստի ադիաբատի, իզոթերմի, իզոբարի հատկությունների առանձին-առանձին ուսումնասիրման փոխարեն նպատակահարմար է ուսումնասիրել պոլիտրոպի մի քանի ընդհանուր հատկությունները։

Ամենից առաջ, $dQ=Cdt$ *և 12 վերջավոր պոլիտրոպ պրոցեսում*

$Q_{12}=\int_{t_1}^{t_2} Cdt$, *Այստեղից հետևում է.*

(10, 10, 1) Եթե պոլիտրոպ պրոցեսի C ջերմունակությունը հաստատուն է, ապա $Q_{12}=C(t_2-t_1)$,

(10, 10, 2) Եթե C-ն հաստատուն չէ, ևս պետք է լինի ջերմաստիճանի ֆունկցիա և այդ դեպքում Q_{12}-ը կլինի ֆունկցիա սկզբնական և վերջնական ջերմաստիճաններից:

(10, 10, 3) Յուրաքանչյուր պոլիտրոպ պրոցեսում, բացառությամբ իզոթերմի, արտաքին աշխատանքը համեմատական է ջերմաստիճանի աճին՝

$$W_{e12}=(C_v-C)(t_2-t_1), \qquad (10,\ 10,\ 4)$$

Իսկապես համաձայն առաջին սկզբունքի՝

$$dW_e=dU-dQ,$$

բայց

$$dQ=Cdt,$$

իսկ իդեալական գազում

$$dU=C_v dt,$$

հետևաբար

$$dW_e=(C_v-C)dt, \qquad (10,\ 10,\ 5)$$

Այս արտահայտության մեջ, (10, 9, 6)-ի համաձայն, $C_v-C=$ const.:

Այդ պատճառով էլ պոլիտրոպ պրոցեսի միջոցով 1 վիճակից 2 վիճակին անցնելու դեպքում արտաքին W_{e12} *աշխատանքը կարտահայտվի (10, 10, 4) բանաձևով:*

Որոշենք պոլիտրոպ պրոցեսի արտաքին տարրական աշխատանքի և ջերմության հարաբերությունը, ըստ հենց նոր գրածի՝

$$\frac{dW_e}{dQ}=\frac{(C_v-C)dt}{C\,dt}=\frac{C_v-c}{c},$$

Ջերմաստիճանների այն տիրույթում, որտեղ C_v*-ն հաստատուն է, C-ն նույնպես կլինի հաստատուն: Այս դեպքում (10, 10, 2)-ից և (10, 10, 4)-ից գտնում ենք՝*

$$Q_{12}:W_{e12}=\frac{C}{C_v-C}$$

կամ՝

$$Q_{12}=\frac{C}{C_v-C}W_{e12}, \qquad (10,\ 10,\ 6)$$

այսինքն՝ այն տիրույթում, որտեղ իդեալական գազի C_v *ջերմունակությունը հաստատուն է, հակադարձելի պոլիտրոպ վերջավոր պրոցեսում շրջապատից ստացած ջերմության և արտաքին աշխատանքի հարաբերությունը հաստատուն է:*

Այսպես, օրինակ, իդեալական գազում կատարվող իզոբար պրոցեսում, երբ c_v=const., c_p-ն նույնպես հաստատուն է [տե՛ս (10, 3, 16)-ը], ուստի

$$Q_{12} = C_p(t_2 - t_1).$$

ըստ (10, 10, 4)-ի՝

$$W_{e12} = (C_v - C_p)(t_2 - t_1) = - nR(t_2 - t_1),$$

Q_{12}-ի և W_{e12}-ի արտահայտությունների համեմատումից հետևում է, որ իդեալական գազի իզոբար պրոցեսում ջերմությունը և արտաքին աշխատանքը կունենան միշտ տարբեր նշաններ. ջերմության նշանը համընկնում է ջերմատևիճանի աճի նշանին, իսկ աշխատանքի և ջերմատևիճանի աճի նշանները տարբեր են։

Իդեալական գազի իզոթերմ պրոցեսում $\frac{C_v - C}{C} = -1$ (քանի որ $C = \pm\infty$) և այդ պատճառով

$\frac{W_{e12}}{Q_{12}} = -1$ կամ $W_{e12} + Q_{12} = 0$։ Սա հետևում է անմիջականորեն և այն բանից, որ իդեալական գազում իզոթերմ պրոցեսը միաժամանակ հանդիսանում է իզոդինամիկ ($U_2 - U_1 = 0$):

2. Քննարկենք պոլիտրոպի հավասարումներից որևէ մեկը, օրինակ՝ (10, 9, 10)-ը

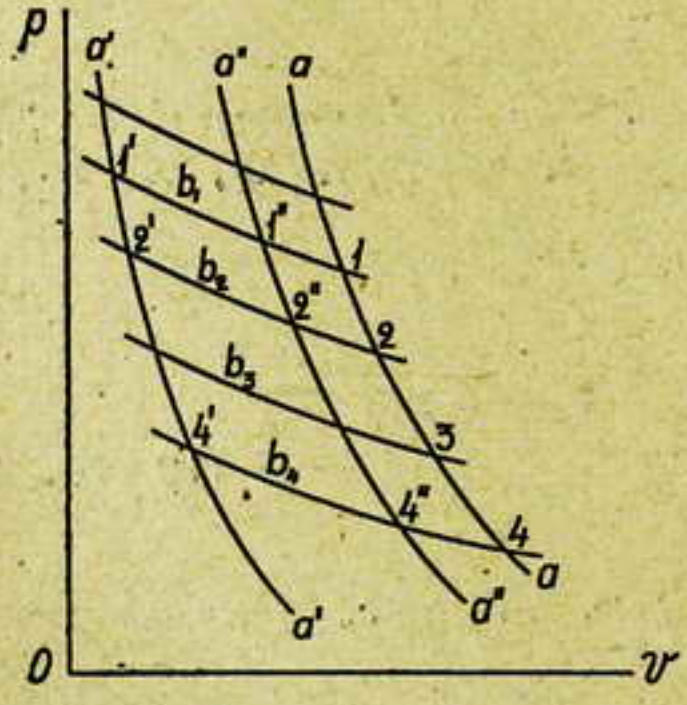
$$pv^{\nu} = E':$$

Երկու պոլիտրոպներ կարող են իրարից տարբերվել կամ ν ցուցիչով, կամ E' հաստատունով [տե՛ս (10, 9, 10)]։

Միևնույն ν ցուցիչ ունեցող պոլիտրոպների համախումբը կոչվում է պոլիտրոպների ընտանիք. Միևնույն ընտանիքի պոլիտրոպներն իրարից տարբերվում են E' հաստատունով և չեն հատվում։ Այսպես, օրինակ, բոլոր իզոբարները ($p = p_1 = E_1' = \text{const.}$, $p = p_2 = E_2' = \text{const.}$ և այլն) կազմում են պոլիտրոպների ընտանիք, որոնց ν ցուցիչը հավասար է 0-ի։ $p - V$ դիագրամի վրա ոչ մի զույգ իզոբար, ինչպես և ոչ մի զույգ իզոթերմ միմյանց չեն հատում։

Երկու տարբեր ընտանիքների պոլիտրոպները հատվում են։ Այսպես, օրինակ, յուրաքանչյուր իզոբար հատում է յուրաքանչյուր իզոթերմի և այլն։

Դիցուք (նկ. 10—7) b_1, b_2, ... b_n գծերը կազմում են ν_b ցուցիչ ունեցող պոլիտրոպների ընտանիք, իսկ a′ և a″ գծերը վերաբերում են պոլիտրոպների ուրիշ ընտանիքի, որոնց ցուցիչն է ν_a, a′-ը և a″-ը հատում են b_1-ն 1′ և 1″ կետերում, իսկ b_2-ը, a′-ը և a″-ը հատում են 2′ և 2″ կետերում։



Նկ. 10—7

Ծուբաքանչյուր հաստման կետին վերաբերող մեծություններն ունեն այդ կետի նիշը։

Այսպես, օրինակ, T_1''-ով, V_1''-ով և p_1''-ով նշանակվում են բացարձակ ջերմաստիճանը, ծավալը և ճնշումը 1″ կետում։

Ասացուցենք, որ երբ $C_v = \text{const.}$, ապա

$$T_1'' : T_1' = T_2'' : T_2' = \ldots = T_n'' : T_n', \qquad (10, 10, 7)$$

$$V_1'' : V_1' = V_2'' : V_2' = \ldots = V_n'' : V_n', \qquad (10, 10, 8)$$

$$p_1'' : p_1' = p_2'' : p_2' = \ldots = p_n'' : p_n', \qquad (10, 10, 9)$$

(10, 10, 8) և (10, 10, 9) թեորեմաները անմիջականորեն արտածվում են (10, 10, 7)-ից։

(10, 10, 7)-ի ապացույցը հիմնված է (10, 8, 1) թեորեմայի և այն բանի վրա, որ տարբեր ընտանիքներին պատկանող պոլիտրոպների ջերմունակությունները տարբեր են։

Ֆիզիկական դաշտի կատարած 1′1″2″2′1′ ցիկլը, որը բաղկացած է ν_b ցուցիչ ունեցող 1′1″, 2″2′ պոլիտրոպ պրոցեսներից և երկու ուրիշ պոլիտրոպ 1″2″ և 2′1′ պրոցեսներից, որոնց ցուցիչը ν_a-ն է։

Համաձայն (10, 8, 1) թեորեմայի՝ $\oint \frac{dQ}{T} = 0$,

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{1'}^{1''} \frac{dQ}{T} + \int_{1''}^{2''} \frac{dQ}{T} + \int_{2''}^{2'} \frac{dQ}{T} + \int_{2'}^{1'} \frac{dQ}{T}. \qquad (10, 10, 10)$$

բայց, համաձայն (10, 9, 6)-ի, երբ $C_v = \text{const.}$, ցանկացած պոլիտրոպի C ջերմունակությունը հաստատուն է։ a և b ընտանիքների պոլիտրոպների ջերմունակությունները նշանակելով համապատասխանաբար C_a և C_b, (10, 9, 14)-ի հիման վրա ունենում ենք՝

$C_a \neq C_b$, քանի որ $\nu_a \neq \nu_b$, $C_a = \text{const.}$, $C_b = \text{const.}$.

(10, 10, 10)-ի աջ մասի ինտեգրալները հեշտությամբ հաշվվում են։ Օրինակ՝ 1′1″ պրոցեսում $C = C_b$, $dQ = C_b dt$ և այդ պատճառով

$$\int_{1'}^{1''} \frac{dQ}{T} = C_b \ln\left(\frac{T_1''}{T_1'}\right);$$

Նույն կերպ էլ որոշվում են մնացած ինտեգրալները։

$$\int_{1''}^{2''} \frac{dQ}{T} = C_a \ln\left(\frac{T_2''}{T_1''}\right), \quad \int_{2''}^{2'} \frac{dQ}{T} = C_b \ln\left(\frac{T_2'}{T_2''}\right), \quad \int_{2'}^{1'} \frac{dQ}{T} = C_a \ln\left(\frac{T_1'}{T_2'}\right)$$

(10, 8, 1)-ի և (10, 10, 10)-ի հիման վրա

$$C_b \ln\left(\frac{T_1''}{T_1'}\right) + C_a \ln\left(\frac{T_2''}{T_1''}\right) + C_b \ln\left(\frac{T_2'}{T_2''}\right) + C_a \ln\left(\frac{T_1'}{T_2'}\right) = 0$$

կամ՝

$$C_a \ln \frac{T_2'' T_1'}{T_1'' T_2'} + C_b \ln \frac{T_1' T_2'}{T_1' T_2''} = 0;$$

Ուշադրություն դարձնենք l_n-ի նշանի տակ եղած կոտորակների վրա։ Նրանց արտադրյալը հավասար է մեկի. այդ պատճառով վերջին հավասարությունը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$(C_a - C_b) ln \frac{T_2'' T_1'}{T_1'' T_2'} = 0:$$

Այստեղ $C_a \neq C_b$, ուստի $ln \frac{T_2'' T_1'}{T_1'' T_2'} = 0$

և հետևաբար $$\frac{T_2'' T_1'}{T_1'' T_2'} = 1: \qquad (10, 10, 11)$$

Այս հավասարությունը կարելի է արտագրել երկու կերպ՝

$$T_1'' : T_1' = T_2'' : T_2',$$

որը համընկնում է (10, 10, 7)-ի հետ, և

$$T_1'' : T_2'' = T_1' : T_2', \qquad (10, 10, 7')$$

որը համարժեք է (10, 10, 7)-ին։

3. Վերջին երկու առնչություններից ստացվում են (10, 10, 8)-ը և (10, 10, 9)-ը։

Իսկապես 1′ և 1″ կետերը պատկանում են b_1 պոլիտրոպին. այդ պատճառով (10, 9, 11)-ի հիման վրա

$$T_1' V_1'^{n-1} = T_1'' V_1''^{n-1},$$

իսկ 2′ և 2″ կետերը պատկանում են b_2 պոլիտրոպին. հետևաբար

$$T_2' V_2'^{n-1} = T_2'' V_2''^{n-1}.$$

Բաժանելով առաջին հավասարությունը երկրորդի վրա և նկատի ունենալով (10, 10, 7)-ը, ստանում ենք՝

$$\left(\frac{V_1'}{V_2'}\right)^{n-1} = \left(\frac{V_1''}{V_2''}\right)^{n-1}$$

կամ՝

$$V_1' : V_2' = V_1'' : V_2'',$$

այսինքն՝ (10, 10, 8)-ը։ Նույն հղանակով էլ ստացվում է (10, 10, 9)-ը։

4. Պոլիտրոպ հակադարձելի 1′ 1″ և 2′ 2″ պրոցեսների արտաքին աշխատանքները նշանակենք W_{e1}-ով և W_{e2}-ով (նկ. 10—7)

$$W_{e1} = (C_v - C_b)(t_1'' - t_1') = (C_v - C_b)(T_1'' - T_1')$$

$$W_{e2} = (C_v - C_b)(t_2'' - t_2') = (C_v - C_b)(T_2'' - T_2').$$

այդ պատճառով

$$W_{e1} : W_{e2} = (T_1'' - T_1') : (T_2'' - T_2').$$

Այս հավասարության աջ մասը կարելի է ձևափոխել, օգտվելով (10, 10, 7)-ից։

Իսկապես, ըստ (10, 10, 7)-ի $T_1'' : T_2'' = T_1' : T_2'$

ուստի

$$(T_1'' - T_1') : (T_2'' - T_2') = T_1'' : T_2'' = T_1' : T_2'': \qquad (10.\ 10,\ 12)$$

Վերջապես, նշանակենք T_1 *և* T_2*-ով բացարձակ ջերմաստիճաններն այն կետերում, որտեղ* b_1 *և* b_2 *պոլիտրոպները հատվում են* a *ընտանիքի որևէ պոլիտրոպի հետ (նկ. 10—7)։ Ապա ըստ (10, 10, 7)-ի՝*

$$T_1'' : T_2'' = T_1' : T_2' = T_1 : T_2: \qquad (10,\ 10,\ 13)$$

Այսպիսով, նկատի ունենալով (10, 10, 12)-ը և (10, 10, 13)-ը, կարող ենք գրել՝

$$W_{e1} : W_{e2} = T_1'' : T_2'' = T_1' : T_2' = T_1 : T_2 \qquad (10,\ 10,\ 14)$$

կամ՝

$$\frac{W_{e1}}{T_1'} = \frac{W_{e2}}{T_2'}: \qquad (10,\ 10,\ 15)$$

Այսինքն՝

(10, 10, 14′) a ընտանիքի երկու պոլիտրոպների միջև պարփակված b ընտանիքի երկու պոլիտրոպներով (b_1 և b_2) կատարվող 1′1″ և 2′2″ հակադարձելի պրոցեսներում արտաքին աշխատանքների հարաբերությունը հավասար է b_1 և b_2 պոլիտրոպների և a ընտանիքի որևէ պոլիտրոպի հատման կետերում բացարձակ ջերմաստիճանների հարաբերությանը:

Այլ կերպ սա կարելի է արտահայտել այսպես.

(10, 10, 15′) a ընտանիքի պոլիտրոպների մեջ պարփակված b ընտանիքի հակադարձելի պոլիտրոպների վրա արտաքին աշխատանքը հավեմատական է սկզբնական վիճակի բացարձակ ջերմաստիճանին:

(10, 10, 13)-ից երևում է, որ սկզբնական ջերմաստիճանի փոխարեն կարելի է վերցնել վերջնականը կամ թե դիտվող պոլիտրոպի և a ընտանիքի որևէ մի պոլիտրոպի հատման կետի ջերմաստիճանը։ (10, 10, 14) և (10, 10, 15) առնչությունները լիովին անկախ են այն բանից, թե հատատվածն է արդյոք պոլիտրոպի C ջերմունակությունը, թե՞ ֆունկցիա է ջերմաստիճանից։

Համանման առնչություններ գոյություն ունեն նաև հատատուն ջերմունակություն ունեցող պոլիտրոպ պրոցեսների ջերմությունների միջև։

Իսկապես, դիցուք $C = \text{const.}$ *նշանակելով 1′1″ և 2′2″ պրոցեսների ջերմությունները համապատասխանաբար* Q_1 *և* Q_2 *(նկ. 10—7), համաձայն (10, 10, 2)-ի ունենում ենք՝*

$$Q_1 = C(t_1'' - t_1') = C(T_1'' - T_1')$$

$$Q_2 = C(t_2'' - t_2') = C(T_2'' - T_2'): \qquad (10,\ 10,\ 16)$$

Այստեղից, օգտվելով (10, 10, 12)-ից և (10, 10 ,13)-ից, գտնում ենք՝

$$Q_1 : Q_2 = T_1'' : T_2'' = T_1' : T_2' = T_1 : T_2 \qquad (10,\ 10,\ 17)$$

կամ՝

$$Q_1 : T_1' = Q_2 : T_2': \qquad (10,\ 10,\ 18)$$

Ուշադրություն դարձնենք այն բանի վրա, որ մասնավոր դեպքում, երբ 1′1″ պոլիտրոպը հանդիսանում է իզոթերմ, Q_1 ջերմությունը չի կարող արտահայտվել (10, 10, 16) հավասարությամբ, քանի որ $T_1'' = T_1'$ և $C = \infty$։

Իդեալական գազի 1′1″ և 2′2″ հակադարձելի իզոթերմների համար ըստ (10, 2, 4)-ի՝

$$Q_1 = nRT_1 \ln \frac{V_1''}{V_1'}, \quad Q_2 = nRT_2 \ln \frac{V_2''}{V_2'};$$

Նկատի առնելով (10, 10, 8)-ը, նկատում ենք, որ (10, 10, 17)-ը և (10, 10, 18)-ը միաժամանակ ճիշտ են այն ժամանակ, երբ b ընտանիքի 1′1″ և 2′2″ պոլիտրոպները հանդիսանում են իզոթերմներ։

Այսպիսով, և՛ արտաքին աշխատանքների հարաբերությունը՝ $W_{e1} : W_{e2}$, և՛ ջերմությունների $Q_1 : Q_2$ հարաբերությունը (10, 10, 14)-ում և (10, 10, 17)-ում կախված չեն պոլիտրոպների ընտանիքի ν ցուցիչից։

ԽՆԴԻՐՆԵՐ

10. 1. Ցույց տալ, որ եթե իդեալական գազի C_v ջերմունակությունը հաստատուն է, ապա ծավալի իզոբար փոփոխման դեպքում ներքին էներգիայի աճը համեմատական է ճնշման աշխատանքին։

10. 2. Որոշել $\left[\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_p\right]_t$ ածանցյալն իդեալական գազի դեպքում. ցույց տալ, որ

(ա) այդ ածանցյալի թվական արժեքը միևնույնն է իզոթերմի բոլոր կետերում.

(բ) այդ ածանցյալը հավասար է $\frac{1}{k-1}$, եթե իդեալական գազի C_v ջերմունակությունը հաստատուն է։

10. 3. Իդեալական գազի (որի սկզբնական ջերմաստիճանը, ճնշումը և ծավալն են t_1, p_1, V_1) ճնշման Δp բարձրացումը կատարվում է երեք եղանակներով՝ իզոթերմ, հակադարձելի-ադիաբատ և իզոխոր։

C_v ջերմունակությունը հաստատուն համարելով, այդ պրոցեսներում ներքին էներգիայի աճն արտահայտել սկզբնական և վերջնական (p_1 և $p = p_1 + \Delta p$) ճնշումների միջոցով։

10. 4. Դիտելով ջրային չհագեցած գոլորշին որպես իդեալական գազ, որոշել նրա ներքին էներգիայի աճը ջերմաստիճանի 100^0-ից մինչև 600^0 իզոբար բարձրացման դեպքում։ c_p ջերմունակության համար ընդունել $c_p = a + bt + \gamma t^3$ բանաձևը, որտեղ $a = 8{,}62$, $b = 0{,}002$, $\gamma = 7.2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{կալ.}}{\text{աստ. մոլ.}}$։

10. 5. Ապացուցել համար $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t = 0{,}0047$, երբ $p=1$ մթն. և $t=0^\circ C$, իսկ ծավալային ընդարձակման միջին գործակիցը $0^\circ C$-ի և $100^\circ C$-ի միջև արտահայտվում է այսպես՝

$$\alpha_{0,100} = 36{,}604 \cdot 10^{-7} + 167 \cdot 10^{-7} p,$$

Այս տվյալներով որոշել $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p$ ածանցյալի մոտավոր արժեքը և $c_p - c_v$ տարբերության շեղումը գազային R հաստատունից։

10. 6. Ցույց տալ, որ եթե իդեալական գազի c_v ջերմունակությունը հաստատուն է, ապա ճնշման իզոխոր փոփոխման դեպքում ներքին էներգիայի աճը համեմատական է ծավալին և ճնշման աճին։ (Համեմատել 10.1 խնդրի հետ)։

10. 7. $2V_0$ հաստատուն տարողություն ունեցող գլանում պարունակվում է իդեալական գազի որոշ քանակ։ Գլանի մեջ առանց շփման ահռոդ դիաֆրագմայի գազը բաժանում է երկու հավասար մասսաներ ունեցող a և b մասերի. գլանի հիմքերից մեկը դիաթերմ է, իսկ դիաֆրագմայի, կողմային մակերևույթը և մյուս հիմքը ադիաբատ են։

Սկզբնական վիճակում յուրաքանչյուր մասի ծավալը, ճնշումը և ջերմաստիճանն են V_0, p_0, t_0։

a մասին ջերմություն հաղորդելով (դիաթերմ հիմքի միջով), փոխում են գազի երկու մասերի վիճակները, ընդ որում պրոցեսի վերջում b մասի ճնշումը հասնում է $p_b = \sigma p_0$ արժեքին, որտեղ σ-ն դրական գործակից է։

Պրոցեսի վերջում որոշել b մասի ծավալը և ջերմաստիճանը (v_b, t_b), գազի ճնշման աշխատանքն ($\dot{W}_b$) այդ մասում, a մասի p_a ճընշումը և այդ մասին հաղորդած ջերմության քանակը։

Ցուցում.—b մասում կատարվում է ադիաբատ պրոցես, այդ պատճառով, համաբելով c_v-ն հաստատուն և գիտենալով p_b և $k = \frac{c_p}{c_v}$ մեծությունները, կարելի է որոշել V_b-ն, t_b-ն և W_b-ն։ Դիաֆրագմայի և գլանի պատերի միջև շփման բացակայության պատճառով ճնշումը երկու մասումն էլ կլինի նույնը, իսկ երկու մասերի ընդհանուր ծավալը ($2V_0$) հաստատուն է։ Այս տվյալներով կարելի է որոշել t_a-ն։ Վերջապես, օգտվելով առաջին սկզբունքից և երկու մասերի նկատմամբ էլ կիրառելով (10, 2, 17)-ը, կարելի է որոշել a մասին հաղորդած ջերմության քանակը։

10. 8. Իդեալական գազում կատարվում է 1231 ցիկլը, որի 12 պրոցեսում գազն ընդարձակվում է դեպի դատարկություն, 23-ը հակադարձելի ադիաբատ սեղմումն է, իսկ 31-ը՝ ճնշման իզոխոր իջեցումը։

Համաբելով C_v-ն ջերմաստիճանի ֆունկցիա, հաշվել $\oint dQ$, $\oint dW_e$ և ցույց տալ, որ $Q + W_e = 0$։

10. 9. B անոթը, որի պատերն ադիաբատ են, ադիաբատ դիաֆրագմաներով բաժանվում է B_1, B_2,...B_k մասերի, որոնց ծավալներն են V_1, V_2,... V_k, Բոլոր մասերում էլ պարունակվում է միևնույն իդեալական գազը, որի ջերմաստիճանը և ճնշումն են B_1-ում՝ t_1, p_1, B_2-ում՝ t_2, p_2 և այլն.

Որոշել այն ջերմաստիճանը և ճնշումը, որոնք կհաստատվեն անոթում՝ բոլոր դիաֆրագմաները հեռացնելուց հետո.

10. 10. Օգտվելով այն բանից, որ իզոխոր պրոցեսում առաջացած փոփոխությունը կարելի է իրականացնել իզոբար և իզոթերմ պրոցեսների հաջորդականությամբ և, հենվելով առաջին սկզբունքի վրա, ապացուցել, որ իդեալական գազերի դեպքում $L_p = L_v + RT\Delta n$.

Այստեղ L_v-ն իդեալական գազերի խառնուրդում կատարվող ռեակցիայի թաքնված ջերմությունն է, երբ V=const., L_p-ն նույն ռեակցիայի թաքնված ջերմությունն է, երբ p=const., Δn-ը ռեակցիայից առաջացած գրամմոլերի ընդհանուր թվի փոփոխումն է.

Որևէ պրոցեսի կատարման դեպքում, բացի սիստեմի վիճակից, փոփոխվում է նաև շրջապատող միջավայրը. սիստեմի հետ ջերմահաղորդակցությամբ կապված մարմինները (օրինակ՝ ջերմության աղբյուրները) ստանում են դրական կամ բացասական ջերմություն, իսկ այն մարմինները, որոնց տեղափոխման ժամանակ արտաքին ուժերն աշխատանք են կատարում, փոխում են իրենց դիրքերը.

Այսպես, օրինակ, եթե աշխատանք են կատարում ծանրության ուժերը, ապա արտաքին դրական աշխատանքի դեպքում շրջապատող միջավայրի մարմիններից գոնե մեկը կիջնի, իսկ արտաքին բացասական աշխատանքի դեպքում մարմիններից մեկը կբարձրանա.

Որևէ ցիկլի կատարման դեպքում ինքը սիստեմը վերադառնում է սկզբնական վիճակին, իսկ փոփոխություններ կրում են միայն շրջապատի մարմինները, որոնք մասնակցում են արտաքին աշխատանքի կատարմանը կամ ջերմահաղորդակցվում են սիստեմի հետ.

Երբեմն դիտվող a պրոցեսից կամ α ցիկլից հետո կարելի է կատարել այնպիսի նոր b պրոցես կամ նոր β ցիկլ, որ շրջապատող միջավայրում a-ի կամ α-ի առաջացրած փոփոխությունները կամ փոքրանում են, կամ բոլորովին ոչնչանում. Հիշյալ փոփոխությունների լրիվ ոչնչացումը հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ a-ն կամ α-ն հակադարձելի են.

Իսկ երբ a-ն կամ α-ն անհակադարձելի են, ապա ոչ մի հաջորդող պրոցեսով կամ ցիկլով չի կարելի լրիվ ոչնչացնել շրջապատող միջավայրում a պրոցեսի կամ α ցիկլի ընթացքում առաջացող փոփոխությունները.

Կարելի է միայն փոքրացնել միջավայրի այն մարմինների թիվը, որոնք փոփոխություններ են կրել, կամ որոշ մարմիններում

եղած փոփոխությունները փոխարինել այլ մարմիններում կատարվող փոփոխություններով։

Եթե b-ն և β-ն այնպիսին են, որ բոլորովին չեն ազդում սխեմի վրա կամ չեն փոխում այն վիճակը, որի մեջ սխեմը գըտնըվում էր a-ից հետո, ապա մենք համատոության համար կասենք, որ a պրոցեսը կամ α ցիկլը վեր է ածվում արտաքին միջավայրում b-ով կամ β-ով առաջացած փոփոխություններին։

Շատ կարևոր է այն հանգամանքը, որ հաճախ տարբեր բնույթի a_1, a_2, a_3... պրոցեսները հանգեցնում են միջավայրի միևնույն փոփոխությանը։

Ստորև բերված խնդիրներում հետազոտվում են այն հարցերը, որոնց մասին հիշց նոր ասվեց։

Այդ խնդիրներում «τ աղբյուր» նշանակում է ջերմության այն աղբյուրը, որի ջերմաստիճանը հավասար է τ-ի։ Եթե երկու τ′ և τ″ աղբյուրներում τ′ ջերմաստիճանը մեծ է τ″-ից, ապա մենք համատոտ արտահայտվելու համար τ′ աղբյուրը կանվանենք տաք, իսկ τ″-ը՝ սառը։ Սխեմից կամ ուրիշ աղբյուրից τ′ աղբյուրի ստացած ջերմությունը նշանակենք λ′-ով, τ′ և τ″ աղբյուրների ջերմահաղորդակցության դեպքում տեղի ունի $\lambda'+\lambda''=0$ հավասարությունը, ընդ որում, եթե $\tau'>\tau''$, ապա $\lambda'<0$, $\lambda''>0$։

τ′ աղբյուրի և a պրոցեսը կատարող սխեմի ջերմահաղորդակցության ժամանակ $\lambda'_a+Q_a=0$։

10. 11. Ունենալով երկու աղբյուրներ՝ տաքը τ′ և սառը τ″ ($\tau'>\tau''$), մենք կարող ենք՝

а) նրանց միջև հաստատել ջերմահաղորդակցություն. այդ դեպքում ջերմությունը կանցնի տաք աղբյուրից սառը աղբյուրին, այսինքն՝

$$\lambda'_a+\lambda''_a=0, \qquad \lambda'_a<0, \qquad \lambda''_a>0:$$

α) Ջերմային հաղորդակցություն հաստատելով սկզբում τ′-ի և իդեալական գազ հանդիսացող սխեմի միջև, այնուհետև τ″-ի և այդ նույն սխեմի միջև՝ իրականացնել Կառնոյի 12341 հակադարձելի ցիկլը, որտեղ վերին և ստորին իզոթերմերի ջերմաստիճանները՝ T_1-ը և T_3-ը համապատասխանաբար հավասար են $T_1=\tau'$, $T_3=\tau''$, հետևաբար $T_1>T_3$, իսկ Q_{12} և Q_{34} թաքնված ջերմությունները բավարարում են $Q_{12}+\lambda'_a=0$ և $Q_{34}+\lambda''_a=0$ պայմաններին, ընդ որում $Q_{12}>0$, $\lambda'_a<0$, $Q_{34}<0$, $\lambda''_a>0$։

Այդ ցիկլի ընթացքում $W_{e\alpha}$ արտաքին աշխատանքը բացասական կլինի։

Հաշվելով, որ a պրոցեսում և α ցիկլում τ′ աղբյուրը տալիս է ջերմության միևնույն քանակություն, այսինքն՝ $\lambda'_a=\lambda_\alpha$, որոշել λ''_a և λ''_α ջերմությունների տարբերությունը և այն (բացասական) արտաքին աշխատանքը, որը մենք կոբցնում ենք a պրոցեսում այն

բանի հետևանքով, որ այդ պրոցեսում ջերմությունն անմիջականորեն անցնում է t'-ից t''-ին։

10. 12. Դիցուք a, b, c, ... պրոցեսների հաջորդականության ընթացքում t աղբյուրը ստանում է (դրական կամ բացասական) λ_a, λ_b, λ_c ... ջերմաքանակները։

Եթե $\lambda_a+\lambda_b+\lambda_c+\ldots$ գումարը հավասար է 0-ի, ապա աղբյուրը կհաշվենք «չօգտագործված», իսկ եթե այդ գումարը 0-ից տարբեր է, աղբյուրն օգտագործված կհամարենք։

Հիշելով, որ ջերմությունն ինքնիրեն անցնում է տաք մարմնից սառը մարմնին, ապացուցել, որ միշտ հնարավոր է պրոցեսների այնպիսի հաջորդականություն, երբ օգտագործվում է միայն մեկ աղբյուր, արտաքին աշխատանքը դրական է, սիստեմը վերադառնում է իր սկզբնական վիճակին, իսկ օգտագործված աղբյուրն ստանում է դրական ջերմաքանակ։

10. 13. Ծույց տալ, որ եթե հնարավոր լիներ ջերմության անմիջական անցումը սառը մարմնից տաք մարմնին, ապա հնարավոր կլիներ պրոցեսների այնպիսի հաջորդականություն, երբ կօգտագործվեր միայն մեկ աղբյուր, արտաքին աշխատանքը բացասական կլիներ, սիստեմը կվերադառնար իր սկզբնական վիճակին, իսկ օգտագործված աղբյուրը կստանար արտաքին աշխատանքին հավասար բացասական ջերմություն։

10. 14. Ուսումնասիրել իդեալական գազում կատարվող հետևյալ ցիկլերը.

I, որի 1a2 պրոցեսում սիստեմը ընդարձակվում է դեպի դատարկություն, իսկ 2b1 պրոցեսը հակադարձելի իզոթերմ սեղմում է։

II, որի պրոցեսներն են հակադարձելի ադիաբատ 12 ընդարձակումը, ճնշման և ջերմաստիճանի իզոխոր 23 մեծացումը և հակադարձելի իզոթերմ 31 սեղմումը։

Ծույց տալ, որ I ցիկլում օգտագործվում է սիստեմից դրական ջերմություն ստացող մեկ աղբյուր, իսկ արտաքին աշխատանքը դրական է (և հավասար՝ աղբյուրի ստացած ջերմության)։

II ցիկլում նույնպես կարող է օգտագործվել միայն մեկ աղբյուր, ընդ որում այն ջերմությունը, որ աղբյուրը ստանում է սիստեմից, դրական է, դրական է նույնպես արտաքին աշխատանքը (և հավասար՝ աղբյուրի ստացած ջերմությանը)։

10. 15. Նախորդ խնդրում տրված էին այնպիսի ցիկլերի օրինակներ, որոնց մեջ արտաքին աշխատանքը դրական էր, իսկ օգտագործված աղբյուրն ստանում էր դրական ջերմություն։

Ծույց տալ, որ յուրաքանչյուր a ցիկլից հետո, որտեղ $W_{0a}>0$ և օգտագործված է մեկ t' աղբյուր (ընդ որում $\lambda_{a'}>0$), կարելի է իդեալական գազի մեջ իրականացնել կատնոյի այնպիսի հակադարձելի ցիկլ, որ a ցիկլի և կատնոյի ցիկլի ընթացքում ընդհանուր արտաքին աշխատանքը լինի 0, և սառն աղբյուրը ստանա այնքան ջերմություն, որքան կորցրել էր տաք աղբյուրը, այսինքն՝ այս երկու ցիկլերի հաջորդականությունը վեր է ածվում ջերմության անցմանը

տաք աղբյուրից սառն աղբյուրին, որ տեղի կունենար այդ աղբյուրների ջերմահաղորդականության դեպքում)։

10. 16. Հենվելով նախորդ երկու խնդիրների արդյունքների վրա, ցույց տալ, որ եթե a պրոցեսը ընդարձակում է դեպի դատարկություն, ապա a-ից հետո կարելի է իրականացնել մի շարք այնպիսի հակադարձելի b պրոցեսներ, որ a-ի և b-ի ընթացքում ընդհանուր արտաքին աշխատանքն առացվի 0, և սիստեմը վերադառնա իր սկզբնական վիճակին, իսկ երկու օգտագործված աղբյուրներից սառը առնա այնքան ջերմություն, որքան կորցրել է տաքը։ (Համառոտակի դա կարելի է ձևակերպել այսպես. դեպի դատարկություն ընդարձակումը վեր է ածվում ջերմության անցմանը տաք աղբյուրից սառն աղբյուրին)։

10. 17. Ջոուլի ջերմության մեխանիկական համարժեքի որոշման փորձի ժամանակ (տես 6. 2 խնդ.) բեռի իջեցման դեպքում սկսած է հեղուկից ջերմություն հեռացնել, որպեսզի վերջինիս վիճակն անփոփոխ մնա։ Դրսից հեռացվող ջերմությունը առանում է՝ աղբյուրը։ Ծանրոցի իջեցման պրոցեսն անվանելով a, համաձայն 6. 2 խնդրի ունենում ենք՝

$$W_{ea}=Ph, \qquad \lambda'_a=W_{ea}:$$

Ցույց տալ, որ a պրոցեսից հետո իդեալական գազում կարելի է պատկերացնել հատնոյի այնպիսի հակադարձելի α ցիկլ, որ a-ի և α-ի ընթացքում ընդհանուր արտաքին աշխատանքն առացվի հավասար 0-ի, սիստեմները (հեղուկը և իդեալական գազը) գտնվեն իրենց սկզբնական վիճակում, իսկ օգտագործված երկու (τ′ և τ″) աղբյուրներից սառը առնա այնքան ջերմություն, որքան կորցնում է տաքը (Ջոուլի փորձի ժամանակ), բեռի իջեցման դեպքում հեղուկի մեջ պտտվում է լիսեռնիկն իր թիակներով, իսկ դա շփում է առաջ բերում հեղուկի մասնիկների միջև և հեղուկի ու թիակների միջև։ Այսպիսով, առացած արդյունքը կարելի է ձևակերպել հետևյալ կերպ՝ շփումը վեր է ածվում ջերմության անցմանը տաք մարմնից սառը մարմնին։

Գլուխ XI

ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԱՄԵՆԱՐՆԴՀԱՆՈՒՐ ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒԹՅՈՒՆԸ. ՀՈՍՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

§ 11. 1. ՋԵՐՄԱՑԻՆ ՇԱՐԺՈՒՄ ԵՎ ԱՐՏԱՔԻՆ ՇԱՐԺՈՒՄ

1. Միատեմի յուրաքանչյուր մասնիկ (մոլեկուլ, ատոմ, էլեկտրոն և այլն) գտնվում է մշտական շարժման մեջ։ Մասնիկները հաղորդակցում ու վանվում են կարուկ փոփոխված արագություններով, բախվում են անոթի պատերին...

Մասնիկների անկանոն շարժման առկայության դեպքում սիստեմը, որպես ամբողջություն, կարող է գտնվել կամ շարժման, կամ հանգստի վիճակում։ Այսպես, օրինակ, դեպի դատարկությունն ընդարձակվելիս ծավալի մեծացման ժամանակ սիստեմը, որպես ամբողջություն, շարժվում է։ Նույնը տեղի ունի նաև դրոսսելման ժամանակ. իսկ յուրաքանչյուր մասնիկի շարժման արագությունը մեծացնող իզոխոր տաքացման ժամանակ ինքը սիստեմը դանվում է հանգստի վիճակում։

Որոշելու համար, թե արդյոք սիստեմը հանգստի վիճակի՞ւմ է գտնվում, թե՞ շարժվում է, դիտենք ուժերի՝ աշխատանք կատարելու տարբեր դեպքեր։

Սիստեմի կամայական մասնիկների միջև (օրինակ, երկու մոլեկուլների միջև, մի կամ տարբեր մոլեկուլներին պատկանող ատոմների կամ էլեկտրոնների միջև) ազդում են ուժեր։ Այդ ուժերը, որևէ երկու մասնիկների հեռավորության փոփոխման ժամանակ, աշխատանք են կատարում։ Բայց այդ ուժերը ներքին ուժեր են, նրանց աշխատանքը ներքին աշխատանք է և ներքին էներգիայի աճման գումարելիներից մեկն է։

Ծավալի փոփոխման ժամանակ աշխատանք են կատարում և՛ սիստեմի ճնշումը, և՛ արտաքին ճնշումը, ընդ որում դրանցից առաջինի աշխատանքը մտնում է ներքին էներգիայի dU աճի արտահայտության մեջ, իսկ երկրորդի կատարած աշխատանքն արտաքին աշխատանքն է և մըտնում է dW_0-ի արտահայտության մեջ։ Վերջապես, եթե սիստեմի ծանրության կենտրոնն իջնի, ապա ծանրության ուժերն աշխատանք կկատարեն։ Այդ նույնպես արտաքին աշխատանք է։

Այսպիսով, տարբեր երկրաչափական մեծությունները (սիստեմի մասնիկների հեռավորությունները, ծավալը, սիստեմի ծանրության կենտրոնի բարձրությունը և այլն) կարելի է բաժանել երկու խմբի։ Առաջին խմբին են պատկանում այն մեծությունները, որոնց փոփոխման ընթացքում արտաքին աշխատանք չի կատարվում (օրինակ՝ մոլեկուլի մասնիկների

հեռավորությունը), իսկ երկրորդ խմբին են պատկանում այն երկրաչափական մեծությունները, որոնց վերլուծման ընթացքում կարող է արտաքին աշխատանք կատարվել (օրինակ՝ ծավալը, սիստեմի ծանրության կենտրոնի բարձրությունը)։

Մենք սիստեմին, ամբողջապես վերցրած, շարժում ենք վերագրում միշտ այն ժամանակ, երբ վերլուծվում են երկրորդ խմբի երկրաչափական մեծությունները։

Այս շարժումն անվանենք արտաքին կամ մակրոսկոպիկ։ Երբ սիստեմը դադարի մեջ է (այսինքն՝ երբ չկա արտաքին շարժում), սիստեմի մասնիկների շարժումը կանվանենք ջերմային շարժում։

Ցուրաքանչյուր մասնիկի իրական շարժումը բաղկացած է ջերմային և արտաքին շարժումներից։

2. Ջերմային շարժման ընթացքում շարժման քանակը և շարժման քանակի մոմենտը հավասար են միշտ զրոյի։ Այդ բխում է մասնիկների շարժման անկանոնությունից և նրանց թվի շատ մեծ լինելուց։

Իրոք, եթե m մասսա ունեցող որևէ մասնիկ ունի $\bar{w}$ արագություն, ապա միշտ կգտնվի նույն մասսան ունեցող այնպիսի մասնիկ, որի արագությունը $-\bar{w}$ է։ Այդ պատճառով սիստեմի շարժման քանակ հանդիսացող $\Sigma m\bar{w}$ գումարը պետք է զրո լինի։ Համանմանապես, եթե որևէ մասնիկի շարժման քանակի մոմենտը $\bar{\mu}$ է, ապա միշտ կգտնվի այնպիսի մասնիկ, որի շարժման քանակի մոմենտը $-\bar{\mu}$ է։ Այդ պատճառով ամբողջ սիստեմի շարժման քանակի մոմենտ հանդիսացող $\Sigma\bar{\mu}$ գումարը հավասար կլինի զրոյի։

Միանգամայն էական է այն, որ $\Sigma m\bar{w}$ և $\Sigma\bar{\mu}$ գումարների զրո լինելը վերաբերում է ոչ միայն ամբողջ սիստեմին, այլև նրա յուրաքանչյուր փոքր մասին։ Այդ բացատրվում է նրանով, որ մինչև անգամ շատ փոքր ծավալներում մասնիկների թիվը շատ մեծ է։

Այժմ դիտենք այնպիսի սիստեմներ, որոնք չեն գտնվում հանգստի մեջ։ Դիցուք, օրինակ, գազը շարժվում է խողովակում կամ գազ պարունակող գլանը շարժվում է համընթաց $\bar{w}_0$ արագությամբ։ Պարզ է, որ այս դեպքում յուրաքանչյուր մասնիկի ջերմային շարժման արագությանը կգումարվի գլանի համընթացորեն շարժման $\bar{w}_0$ արագությունը։ Այդ պատճառով ամբողջ սիստեմի շարժման քանակը կլինի ոչ թե զրո, այլ $(\Sigma m)\bar{w}_0$, որտեղ Σm-ը ամբողջ գազի մասսան է։

Որպես այլ օրինակ դիտենք ջերմության մեխանիկական համարժեքի որոշման Ջոուլի փորձը (նկ. 3—15)։ Առանցքի վրա ամրացրած թիակները պտտվում են հեղուկ պարունակող գլանում և հեղուկի մասնիկներին հաղորդում են թիակներին և առանցքին ուղղահայաց արագություններ։ Այս արագությունները գումարվում են ջերմային շարժման արագություններին։ Այս դեպքում ամբողջ սիստեմի շարժման քանակը զրո է, իսկ գլանի առանցքի նկատմամբ շարժման քանակի մոմենտը տարբեր է զրոյից։

Վերլուծված օրինակները ցույց են տալիս, որ արտաքին շարժման մեջ կամ շարժման քանակը, կամ շարժման քանակի մոմենտը և կամ

երկուսն էլ միատեղ ասվորաբար տարբեր են զրոյից։ Սակայն միշտ չէ, որ այդպես է։

Դիցուք գնդային թաղանթում գտնվող գազն իզոբար եղանակով տաքացվում է։ Այդ դեպքում գնդի շառավիղը (մակերևույթն ու ծավալը) կմեծանա, և կատարվող արտաքին շարժում։ Սակայն թե՛ շարժման քանակը և թե՛ գնդի կենտրոնի նկատմամբ շարժման քանակի մոմենտը կլինեն 0։

Այսպիսով, արտաքին շարժման գոյության համար շարժման քանակի և շարժման քանակի մոմենտի առկայությունը ոչ անհրաժեշտ, այլ բավարար պայման է։ Ինչպես շարժման քանակը, այնպես էլ շարժման քանակի մոմենտը կարող են տարբերվել զրոյից միայն արտաքին շարժման ժամանակ։

§ 11. 2. ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԱՄԵՆԱԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Դիցուք $\overline{w}_i$-ն i-րդ մասնիկի արտաքին շարժման արագությունն է, իսկ m_i-ն՝ նրա մասսան։ Այդ դեպքում

$$J=\frac{\Sigma m_i w_i^2}{2} \qquad (11, 2, 1)$$

կլինի սիստեմի արտաքին շարժման կինդանի ուժը։

Մինչև այժմ առաջին սկզբունքը կիրառել ենք միայն այնպիսի սիստեմների նկատմամբ, որոնց արտաքին կինետիկ էներգիան կարելի էր անտեսել։ Այն դեպքերում, երբ արտաքին կինետիկ էներգիան անտեսելիորեն փոքր չէ և փոփոխվում է, թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը գրվում է այսպես՝

$$dJ+dU=dQ+dW_e. \qquad (11, 2, 2)$$

Այստեղ արտաքին կինետիկ և ներքին էներգիաների $J+U$ գումարը ներկայացնում է սիստեմի ամբողջ էներգիան, և $dJ+dU=d(J+U)$ սիստեմի ամբողջ էներգիայի աճն է։

Հետևաբար (11, 2, 2)-ը նշանակում է՝

(11, 2, 2′) Սիստեմի ամբողջ էներգիայի աճը հավասար է արտաքին աշխատանքի և միջավայրից ստացված ջերմության գումարին։

Եթե J արտաքին կինետիկ էներգիան հաստատուն է կամ, մանավորաբար, անփոփոխ հավասար է 0, ապա $dJ=0$, և (11, 2, 2)-ը դառնում է առաջին սկզբունքի սովորական արտահայտությունը՝

$$dU=dQ+dW_e, \qquad (11, 2, 3)$$

որով և մինչ այժմ օգտվել ենք։

Վերջավոր պրոցեսի դեպքում, որը փոխադրում է սիստեմը 1 վիճակից 2 վիճակը, (11, 2, 2)-ը կստանա

$$(U_2+J_2)-(U_1+J_1)=Q_{12}+W_{e12} \qquad (11, 2, 4)$$

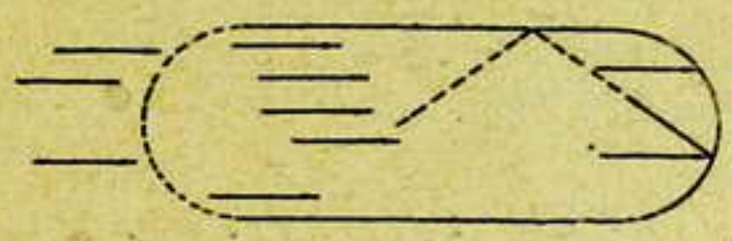
տեսքը։

(11, 2, 2) և (11, 2, 4) հավասարություններից յուրաքանչյուրը հանդիսանում է առաջին սկզբունքի ամենաընդհանուր արտահայտությունը և կիրառելի է առանց բացառության բոլոր դեպքերում։ Այսպես, օրինակ, փոփոխական կորվածքի մակերես ունեցող խողովակով հեղուկի շարժման դեպքում արտաքին կենդանի ուժը կփոփոխվի։ Այդ պատճառով, առաջին սկզբունքը կիրառելիս, պետք է օգտվել կամ (11, 2, 2)-ից և կամ (11, 2, 4)-ից, իսկ (11, 2, 3) արտահայտությունը այս դեպքում ամենևին կիրառելի չէ։

§ 11, 3. (11, 2, 2)-Ի ԵՎ (11, 2, 4)-Ի ԿԻՐԱՌՈՒՄՆԵՐԻ ՊԱՐԶԱԳՈՒՅՆ ՕՐԻՆԱԿՆԵՐ

(11, 2, 2)-Ը և (11, 2, 4)-Ը լուսաբանելու նպատակով քննարկենք երկու դեպք։

1. Ենթադրենք, թե սիստեմը բաղկացած է n գնդային մոլեկուլներից, որոնք շարժվում են միևնույն $\overline{w}$ արագությամբ և այդ արագությամբ մանում են կիսապնդաձև կափարիչ ունեցող գլանը (նկ. 11—1), Երբ բոլոր n մոլեկուլներն արդեն գտնվում են գլանում, ձախից հագցվում է երկրորդ կափարիչը, և սիստեմը միջավայրից մեկուսացվում է։ Քանի դեռ ոչ մի մոլեկուլ չի հասել աջ կափարիչին, սիստեմի արտաքին շարժումը համընթաց է, որովհետև բոլոր մոլեկուլներն ունեն միևնույն արագությունը։ Կափարիչին հասնելով, մոլեկուլը կանդրադառնա այնպիսի արագությամբ, որի մեծությունը հավասար է համընթաց շարժման արագության մեծությանը, իսկ ուղղությունը տարբեր է համընթաց շարժման արագության ուղղությունից։ Առաջին մոլեկուլի կափարիչին զարկվելու մոմենտից համընթաց շարժումը կսկսի հետզհետե խանգարվել, և ոչ մեծ ժամանակամիջոցից հետո մոլեկուլները կսկսեն բախվել գլանի պատերին և կափարիչներին, հանդիպել միմյանց։



Նկ. 11—1

Մենք ենթադրում ենք, որ մոլեկուլներն իդեալապես առաձգական են։ Այդ դեպքում գլանի պատերին և կափարիչներին մոլեկուլի բախումը կփոխի միայն շարժման ուղղությունը, իսկ կինետիկ էներգիան կմնա անփոփոխ։ Իսկ երկու մոլեկուլների բախման ժամանակ կփոխվեն արագությունների և՛ ուղղությունները, և՛ մեծությունները, իսկ երկու մոլեկուլների կինետիկ էներգիան դարձյալ չի փոխվի։ Հետևաբար ժամանակի ընթացքում մոլեկուլների ընդհանուր կինետիկ էներգիան կմնա անփոփոխ, բայց մոլեկուլների արագությունները անընդհատ կփոխվեն և կառաջանան ոչ միայն կամայական ուղղության, այլև կամայական մեծության արագություններ։

Այսպիսով, սկզբնական մոմենտում գոյություն ունի միայն արտաքին շարժում հանդիսացող մոլեկուլների համընթաց շարժում։ Ջերմային

շարժում ամենևին չկա։ Որոշ ժամանակ անց արտաքին շարժումն անհետանում է, և ամբողջ շարժումը ջերմային է դառնում, ընդ որում վերջինիս կինետիկ էներգիան հավասար է սկզբնական մոմենտում արտաքին շարժման ունեցած կինետիկ էներգիային։

Այդ դեպքում ասում են, որ «արտաքին շարժումն ամբողջովին ջերմային է դարձել» կամ՝ «արտաքին շարժման կինետիկ էներգիան դարձել է ջերմային շարժման էներգիա», որը հանդիսանում է ներքին էներգիայի մի մասը։

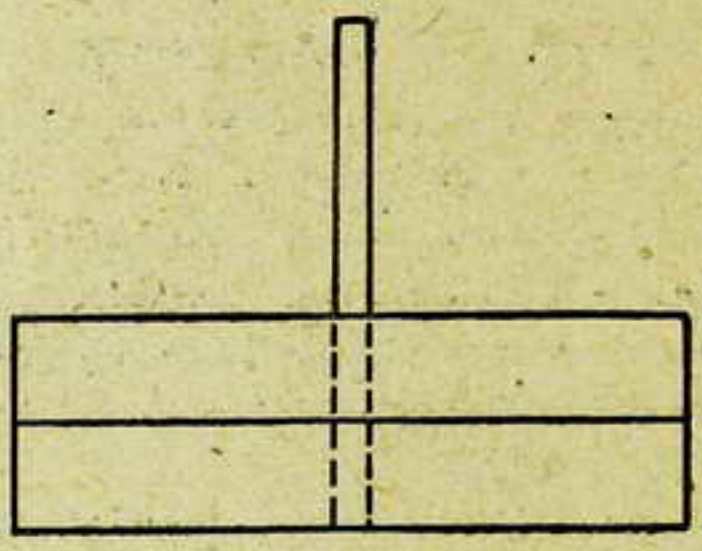
Այս արդյունքն անմիջականորեն ստացվում է (11, 2, 4)-ից։ Իրոք, մոլեկուլների շարժման, գլանի պատերից և կափարիչներից նրանց անդրադարձման ու բախումների ընթացքում արտաքին աշխատանք չի կատարվում, ջերմություն չի հաղորդվում և չի ստացվում, հետևաբար $W_{e12}=0$, $Q_{12}=0$ և, եթե 1 և 2 նիշերը վերագրենք սկզբնական մոմենտին (երբ կար միայն համընթաց շարժում) և վերջնական մոմենտին (երբ արտաքին շարժումը ըստ որոշելի է), ապա ըստ (11, 2, 4)-ի կունենանք՝

$$J_2+U_2=J_1+U_1,$$

բայց քանի որ 2 վիճակում արտաքին շարժում արդեն չկա, ապա $J_2=0$։ Այսպիսով՝

$$U_2-U_1=J_1,$$

այսինքն՝ քննարկված դեպքում արտաքին շարժման կինետիկ էներգիան ամբողջովին վեր է ածվել սիստեմի ներքին էներգիայի մեծացմանն։



Նկ. 11—2

2. Մի այլ օրինակ։ Դիցուք սիստեմը բաղկացած է երկու սկավառակներից (նկ. 11—2)։ Ստորին սկավառակն անշարժ է, իսկ վերինը կարող է պտտվել իր առանցքի շուրջը։ Պատենք այս սկավառակն ու ինքն իրեն թողնենք։ Սկավառակը կշարունակի պտտվել, ընդ որում քանի որ նրա ստորին հիմքը հենվում է անշարժի վերին հիմքի վրա, ապա նրանց միջև առաջացող շփման ուժերը կկատարեն բացասական աշխատանք, դրանով իսկ դանդաղեցնելով պտույտի արագությունը։ Դանդաղեցման հետ մեկտեղ երկու սկավառակների ջերմաստիճանները կբարձրանան։

Որոշ ժամանակից հետո վերին սկավառակը կկանգնի, այսինքն՝ արտաքին շարժումը կդադարի։ Այդ մոմենտում ջերմաստիճանը կլինի ամենաբարձրը։ Պետք է նշել, որ ինչքան հարթ լինեն հպվող մակերեսները, այնքան դանդաղ կփոքրանա վերին սկավառակի անկյունային արագությունը, և այնքան դանդաղ կբարձրանա սկավառակների ջերմաստիճանը։

Ակնհայտ է, որ այստեղ նույնպես արտաքին շարժման կինետիկ էներգիան վերածվում է ներքին էներգիայի, իրոք, ներքին էներգիան ջերմաս-

ալիճանի աճող ֆունկցիա է, հետևաբար ջերմատիճանը բարձրանալիս ներքին էներգիան պետք է մեծանա։

Նորից դառնանք (11, 2, 4)-ին։ 1 նիշով նշանակենք այն մոմենտին վերաբերող մեծությունները, երբ արդեն շարժման մեջ դրված վերին սկավառակը թողնելու ենք ինքն իրեն։ Մեր դեպքում շփման ուժերը ներքին ուժեր են։ Արտաքին ուժերն աշխատանք չեն կատարում, ջերմությունը ոչ տրվում է, ոչ էլ վերցվում։ Նշանակելով 2 նիշով սիստեմի վիճակը, պատման դադարի մոմենտում ունենք՝

$W_{e12}=0$, $Q_{12}=0$, $J_2=0$ *և ըստ (11, 2, 4)-ի՝* $U_2+J_2=U_1+J_1=U_2$, *կամ՝* $U_2-U_1=J_1$, *այսինքն՝ արտաքին շարժման կինետիկ էներգիան ծախսվել է երկու սկավառակների սիստեմի ներքին էներգիայի մեծացման։*

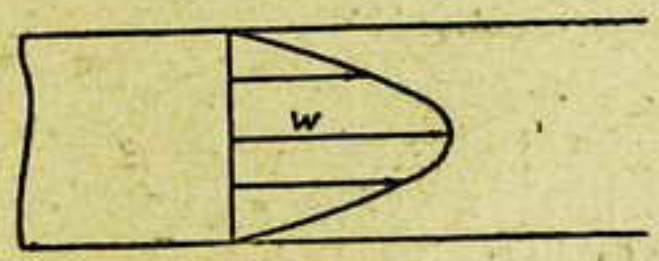
3. (11, 2, 4)-ը կարող է համանմանապես կիրառվել ջերմության մեխանիկական համարժեքը որոշելու Ջոուլի փորձի դեպքում։ Մեր քննարկած երկու օրինակներում էլ արտաքին շարժումը ժամանակի ընթացքում «մարում» էր, այսինքն՝ շարժումը հետզհետե դադարում էր, իսկ նրա կինետիկ էներգիան փոքրանում էր և ապա զրո դառնում, դրան զուգընթաց մեծանում էր սիստեմի ներքին էներգիան։

Կարևոր է նշել, որ այդ մյուշտ տեղի ունի, եթե հատուկ միջոցներ չեն ձեռնարկված։ Համենայն դեպս արտաքին շարժման մասնակի մարումը միշտ տեղի ունի։

§ 11, 4. ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՀՈՍՈՒՄ

Քննարկենք որևէ սիստեմի հոսուն այնպիսի խողովակով, որի ընդլայնական հատույթը կոմայական է և կարող է փոփոխվել հոսման ուղղությամբ (որպես հոսող սիստեմ կարելի է վերցնել գազը, հեղուկը, հեղուկ-գոլորշի խառնուրդը և այլն)։

Հոսուն արտաքին շարժում է։ Այն հետազոտելիս մենք ամենևին հաշվի չենք առնում ջերմային շարժումը և խոսելով հոսող հեղուկի որևէ կետի արագության մասին, նկատի ենք ունենում միայն հոսման արագությունը։ Փորձերով հաստատված է, որ մլևնույն հատույթի տարբեր կետերում հոսման արագությունները տարբեր են։ Խողովակի պատերին մոտ այդ արագությունը հավասար է զրոյի կամ շատ փոքր է։ Պատերից հեռանալիս արագությունը մեծանում է (տե՛ս նկ. 11—3)։



Նկ. 11—3

Մենք կանենք մի քանի պարզեցնող ենթադրություններ.

ա) կընդունենք, որ (ընդլայնական մլևնույն կտրվածքի բոլոր կետերում) հոսման արագությունը մլևնույնն է և միայն կարող է փոփոխվել խողովակի մի կտրվածքից մյուսին անցնելիս։

բ) կենթադրենք, թե խողովակի ներքին մակերևույթն այնքան ողորկ

է և հոսող սխեմամբ մածուցիկությունն այնքան փոքր, որ պատերի շփումը և սխեմամբ ներքին շփումը կարելի է անտեսել։

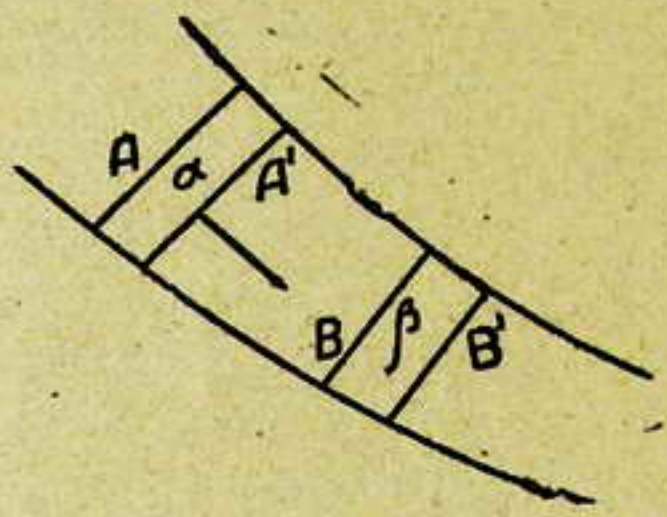
գ) Կհնթադրենք, ինչպես այդ հաճախ արվում է տեխնիկայում, որ շփման բացակայության դեպքում հոսումը կարելի է հակադարձելի համարել մինչև անգամ այն դեպքում, երբ հոսման արագությունն զգալի է։

2. Հետագայում ուսումնասիրվելու է ստացիոնար ադիաբատ հոսումը։

Ստացիոնարության գաղափարի հետ մենք ծանոթ ենք դրոսսելման տեսությունից։ Բայց դրոսսելման ժամանակ արագություններն անտեսանելիորեն փոքր են, իսկ հոսման ընթացքում արագությունները կարող են հասնել շատ մեծ արժեքների, այդ պատճառով բերենք այստեղ ստացիոնարության ավելի ընդհանուր սահմանումը։

Ստացիոնար է կոչվում այնպիսի հոսումը, որի ընթացքում խողովակի յուրաքանչյուր կետում հոսման արագությունը, ճնշումը, ջերմաստիճանը և բոլոր տեսակարար մեծությունները հաստատուն են, այսինքն՝ կախում չունեն ժամանակից։ Այս մեծություններից յուրաքանչյուրը կարող է փոփոխվել խողովակի մի կետից մյուսին անցնելիս։

Դիցուք հոսող սխեմամբ նույն մասսա ունեցող α և β մասերը (նկ. 11—4) t մոմենտում գրավում են AA′ և BB′ դիրքերը։ Եթե հոսումը կատարվում է A→B ուղղությամբ, ապա α մասը, տեղափոխվելով և ձևափոխվելով, հաջորդ՝ t′ մոմենտում կհասնի խողովակի BB′ մասին։ Եթե հոսումը ստացիոնար է, ապա սխեմամբ α մասի վիճակը t′ մոմենտում, երբ α-ն խողովակում կզբաղեցնի BB′ դիրքը, ոչնչով չի տարբերվի β մասի վիճակից t մոմենտում։



Նկ. 11—4

3. Ժամանակի միավորում խողովակի որևէ կտրվածքով անցած նյութի քանակը (որը չափվում է իր մասսայով կամ կշռով) կոչվում է ծախս՝ այդ կտրվածքում։ Միանգամայն ակնհայտ է, որ ստացիոնար հոսման դեպքում մխնուլյն կտրվածքում ծախսը հաստատուն է, այսինքն՝ կախված չէ ժամանակից։ Այդ պատճառով, եթե δm-ը խողովակի՝ ընտրած կտրվածքի միջով δt ժամանակում անցած մասսան է, ընդ որում δm-ը և δt-ն կարող են լինել իրենց անվերջ փոքր (dm, dt), այնպես էլ վերջավոր (Δm, Δt), ապա $\dot{m}$ ծախսը այսպես կարտահայտվի՝

$$\dot{m}=\frac{\delta m}{\delta t}=\frac{dm}{dt}=\frac{\Delta m}{\Delta \tau}: \qquad (11,\ 4,\ 1)$$

Հաջորդ պարագրաֆում ցույց կտրվի, որ ստացիոնար հոսման դեպքում խողովակի բոլոր կտրվածքներում ծախսը միևնույնն է։

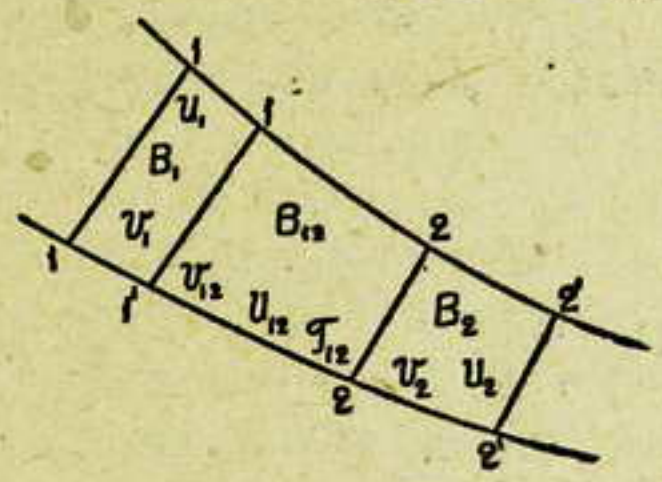
§ 11, 5. ՍՏԱՑԻՈՆԱՐՈՒԹՅԱՆ ԱՆՄԻՋԱԿԱՆ ՀԵՏԵՎԱՆՔՆԵՐԸ

1. Հոսող նյութով մի խողովակում մտովին անջատենք t ժամենտում 1 և 2 կտրվածքների միջև ընկած մասը և դիտենք այն որպես սիստեմ (նկ. 11—5)։ Քանի որ սիստեմը հոսում է, ապա այն կտեղափոխվի, կձևափոխվի և հաջորդ t՛ ժամենտում կզտնվի 1՛ և 2՛ կտրվածքների միջև։ 1,1՛, 1՛, 2 և 2, 2՛ ընդլայնական կտրվածքների միջև եղած մասերը նշանակենք համապատասխանաբար B_1, B_{12}, B_2-ով։ Պարզ է, որ սիստեմը t ժամենտում կազմված է B_1 և B_{12} մասերից, իսկ t՛ ժամենտում՝ B_{12} և B_2 մասերից, ընդ որում B_{12} մասն ընդհանուր է։

Պայմանավորվենք t ժամենտում ամբողջ սիստեմին վերաբերող մեծությունները նշանակել առանց նիշի (օրինակ՝ V-ն սիստեմի ծավալն է). t՛ ժամենտում ամբողջ սիստեմին վերաբերող մեծությունները նշանակենք դծիկով, իսկ B_1, B_{12}, B_2 մասերին վերաբերող մեծությունները նշանակենք նույն նիշերով (օրինակ՝ V_1, V_{12}, V_2-ը B_1, B_{12}, B_2-ի ծավալներն են)։

Այսպիսով կստանանք՝

$V=V_1+V_{12}$, $V'=V_{12}+V_2$, $H=H_1+H_{12}$, $H'=H_{12}+H_2$, $m=m_1+m_{12}$, $m'=m_{12}+m_2$, $J=J_1+J_{12}$ $J'=J_{12}+J_2$, $U=U_1+U_{12}$, $U'=U_{12}+U_2$, *որտեղ* m, V, U, H, J-ն, *համապատասխանաբար, մասսան է, ծավալը, ներքին էներգիան, ջերմատարունակությունը և արտաքին շարժման կինետիկ էներգիան։*



Նկ. 11—5

Քանի որ մենք հաշվի չենք առնում ջերմային շարժումը, ապա սիստեմը անփոփոխ բաղկացած է միևնույն մասերից։ Հետևաբար սիստեմի մասսան հաստատուն է, և այդ պատճառով $m=m'$։ Համաձայն հոսման ստացիոնարության սահմանման՝ B_{12} մասի մասսան, ծավալը, ներքին էներգիան, էնթալպիան և արտաքին կինետիկ էներգիան ժամանակի նկատմամբ անփոփոխ են։

Այսպիսով, վերը գրված հավասարություններից կստանանք՝

$$m'-m=m_2-m_1=0, \text{ այսինքն՝ } m_2=m_1 \qquad (11, 5, 1)$$

(քանի որ $m'=m$)

$$\begin{aligned} V'-V&=V_2-V_1,\\ U'-U&=U_2-U_1,\\ H'-H&=H_2-H_1,\\ J'-J&=J_2-J_1, \end{aligned} \qquad (11, 5, 2)$$

Այն մասնիկները, որոնք t ժամենտում գտնվում էին 1 և 2 կտրվածքներում՝ t՛ ժամենտում կզտնվեն համապատասխանաբար 1՛ և 2՛ կտրվածքներում. այսպիսով՝ m_1-ը այն քանակի մասսան է, որը հոսել է 1 կտրվածքով t՛—t ժամանակամիջոցում, իսկ m_2-ը՝ այն քանակի մասսան, որը

նույն ժամանակամիջոցում հասել է 2 կտրվածքով։ Քանի որ ըստ (11, 5, 1)-ի $m_2=m_1$, ապա

$$\frac{m_1}{t'-t}=\frac{m_2}{t'-t}.$$

Այս հավասարության ձախ մասը ծախսն է 1 կտրվածքում, իսկ աջ մասը՝ ծախսը 2 կտրվածքում։ 1 և 2 կտրվածքների ընտրության կամայականության պատճառով այս հավասարությունը նշանակում է, որ ստացիոնար հոսման ժամանակ ծախսը բոլոր կտրվածքներում միևնույնն է։ Պետք է հիշել, որ բոլոր կտրվածքներում ծախսի հաստատունությունը տեղի ունի միայն ստացիոնար հոսման դեպքում։

2. (11, 5, 2) կախումները կարող են արտահայտվել տեսակարար մեծություններով, եթե $t'-t$ ժամանակամիջոցը հաշվենք անվերջ փոքր։ Իրոք, (11, 5, 2) հավասարությունների ձախ մասերը ներկայացնում են տարբեր մեծությունների (ծավալի, ներքին էներգիայի.....) աճերը $t'-t$ ժամանակամիջոցում։ Որովհետև անվերջ փոքր ժամանակամիջոցին համապատասխանում են միայն անվերջ փոքր աճեր, ապա ընդունելով, որ $t'-t=dt$, մենք պետք է ընդունենք $V'-V=dV$, $U'-U=dU$, $H'-H=dH$, $J-J=dJ$.

Դրա հետ մեկտեղ dt ժամանակում 1 և 2 կտրվածքներով կհոսեն անվերջ փոքր dm քանակություններ։ Հետևաբար

$$m_2=m_1=dm,$$

Վերջապես, B_1 և B_2 մասերին վերաբերող բոլոր V_1, U_1,..... V_2..... J_2 մեծությունները, B_1 և B_2-ի մասանների անվերջ փոքր (dm) լինելու պատճառով, այժմ կդառնան անվերջ փոքր։

V_1, U_1, H_1, J_1, V_2, U_2, H_2, J_2-ի փոխարեն կունենանք dV_1, dU_1, dH_1, dJ_1, dV_2, dU_2, dH_2, dJ_2։

Նշանակելով

v_1, u_1, h_1, τ_1, v_2, u_2, h_2, τ_2-ով 1 և 2 կտրվածքներում տեսակարար մեծությունները (τ_1 և τ_2-ը 1 և 2 կտրվածքներում տեսակարար կինետիկ էներգիաներ են), կունենանք՝

$$dV_1=v_1dm,\ dU_1=u_1dm,\ldots\ dH_2=h_2dm,\ dJ_2=\tau_2dm. \qquad (11, 5, 3)$$

Այսպիսով, ժամանակամիջոցը համարելով անվերջ փոքր, (11, 5, 2) և (11, 5, 3)-ից կստանանք՝

$$\left.\begin{aligned} dV&=(v_2-v_1)\,dm,\\ dU&=(u_2-u_1)\,dm,\\ dH&=(h_2-h_1)\,dm,\\ dJ&=(\tau_2-\tau_1)\,dm. \end{aligned}\right\} \qquad (11, 5, 4)$$

(11, 5, 4) հավասարությունների իմաստը պարզ է, օրինակ՝ երկրորդ հավասարությունը նշանակում է.

(11, 5, 4) Ստացիոնար հոսման դեպքում, խողովակի որևէ լայնական

կտրվածքով dm մասսա անցնելիս, ճոսող սիստեմի ներքին էներգիայի աճը հավասար է dm-ի և խողովակի ծայրային կտրվածքների տեսակարար ներքին էներգիաների ($u_2 - u_1$) տարբերության արտադրյալին:

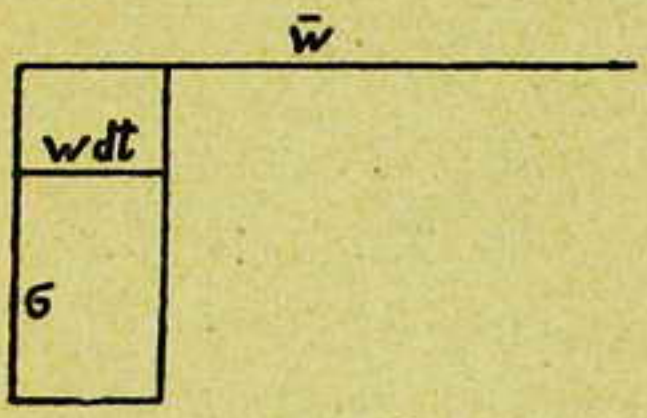
(11, 5, 4)-ի ձախ մասի հավասարություններն ունեն համանման իմաստ: (11, 5, 4) հավասարությունները կարելի է ստանալ և անմիջականորեն: t մոմենտում սիստեմն ուներ V ծավալ և բաղկացած էր B_1 և B_{12} մասերից: t+dt մոմենտում սիստեմը կազմված է B_{12} և B_2 մասերից: Հետևաբար dt ժամանակում սիստեմն այնպես փոխվեց, որ կարծես կորցրեց B_1 մասը, որի մասսան է dm, և ձեռք բերեց միևնույն dm մասսա ունեցող B_2 մասը: Այսպիսով, dt ժամանակում սիստեմի ծավալը փոքրացավ $v_1 dm$-ով, այսինքն՝ կորցրած B_1 մասի ծավալով և մեծացավ $v_2 dm$-ով, այսինքն՝ ձեռք բերած B_2 մասի ծավալով: dt ժամանակամիջոցում սիստեմի ծավալի dV անվերջ փոքր աճը՝

$$dV = v_2 dm - v_1 dm = (v_2 - v_1) dm:$$

Նույն դատողություններով կարելի է ստանալ և (11, 5, 4)-ի ձախ երեք առնչությունները:

3. (11, 5, 3)-ից օգտվելով, հեշտ է կապ հաստատել $\dot{m}$ ծախսի, $\bar{w}$ արագության, խողովակի ընդլայնական կտրվածքի σ մակերեսի և v տեսակարար ծավալի միջև:

Իրոք, դիցուք σ մակերես ունեցող ընտրված կտրվածքով dt ժամանակում հոսել է dm մասսա (նկ. 11—6), իսկ հոսման արագությունն է՝ $\bar{w}$:



Նկ. 11—6

Ակնհայտ է, որ t մոմենտում այդ կտրվածքում գտնվող մասնիկը dt ժամանակամիջոցում կանցնի wdt ճանապարհ և dt ժամանակամիջոցում այդ կտրվածքով անցած բոլոր մասնիկները կզտնվեն անվերջ փոքր գլանում, որի բարձրությունը, հիմքի մակերեսը և ծավալը wdt, σ, $dV = \sigma w dt$ են:

Մյուս կողմից՝ (11, 5, 3)-ի համաձայն՝ $dV = v dm$, որտեղ v-ն սիստեմի տեսակարար ծավալն է դիտվող կտրվածքում: Այսպիսով՝

$$dV = v dm = \sigma w dt.$$

Բաժանելով dt-ի և հիշելով, որ $\frac{dm}{dt} = \dot{m}$ ծախսն է, կստանանք՝

$$\left.\begin{aligned} \dot{m} v &= \sigma w, \\ \frac{\dot{m}}{\sigma} &= \frac{w}{v}, \end{aligned}\right\} \qquad (11, 5, 5)$$

(11, 5, 5)-ում $\dot{m}$-ը ծախսն է, որը ընդհանուր է խողովակի բոլոր կտրվածքների համար, իսկ σ-ն, w-ն և v-ն վերաբերում են դիտվող կտրվածքին (և կարող են փոխվել կտրվածքից կտրվածք):

$\mu = \frac{\dot{m}}{\sigma}$ հարաբերությունը հավասար է ծախսին ընդլայնական կտրվածքի միավոր մակերեսի միջով և կոչվում է տեսակարար ծախս։ Ստացիոնար հոսման ժամանակ տեսակարար ծախսը կարող է նույնը լինել խողովակի բոլոր կտրվածքներում, եթե միայն ամբողջ խողովակի երկարությամբ ընդլայնական կտրվածքի σ մակերեսը նույնը լինի։

Իսկ եթե մի կտրվածքից մյուսին անցնելիս σ մակերեսը փոփոխվում է, ապա կփոփոխվի նաև տեսակարար ծախսը։ Տեսակարար ծախսը հակադարձ համեմատական է σ-ին։

§ 11, 6. ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՀՈՍՄԱՆ ՆԿԱՏՄԱՄԲ։ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ

1. Քանի որ էներգիայի համաձայն հոսումը աղիաբատ է, ապա (11, 2, 2)-ը կգրվի այսպես՝

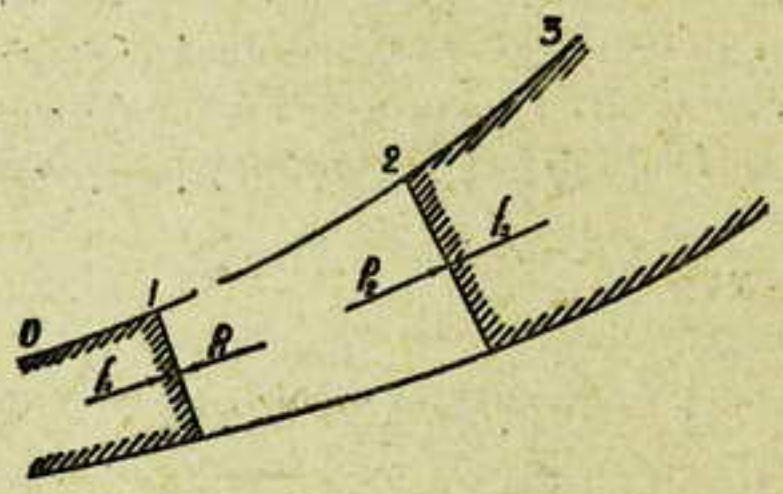
$$dJ + dU = dW_e \qquad (11, 6, 1)$$

կամ որում (11, 5, 3)-ի համաձայն

$$dJ + dU = (\tau_2 - \tau_1)\, dm + (u_2 - u_1)dm, \qquad (11, 6, 2)$$

Մնում է հաշվել արտաքին ուժերի կատարած dW_e աշխատանքը այն ժամանակամիջոցում, որի ընթացքում խողովակի որևէ կտրվածքով հոսում է dm մասսա։

Որպես սիստեմ ընդունել ենք 1—2-ի միջև ընկած մասը (տե՛ս նկ. 11—7)։ Ակնհայտ է, որ հոսող հյութի 1-ից ձախ դասավորված 0—1 մասը, ձգտելով շարժվել հոսման ուղղությամբ, 1 կտրվածքում կազդի սիստեմի վրա f_1 ճնշումով։ f_1-ը արտաքին ճնշուժն է, որը հավասար է սիստեմի կողմից 1 կտրվածքում 0—1 մասի վրա ազդող p_1 ճնշմանը՝ $f_1 = p_1$։



Նկ. 11—7

Իր հերթին սիստեմը, ձգտելով շարժվել հոսման ուղղությամբ, 2 կտրվածքում ազդում է p_2 ճնշմամբ հոսող հյութի 2—3 աջ մասի վրա և այդ նույն մասի կողմից հակազդվում է 2 կտրվածքում $f_2 = p_2$ ճընշմամբ։ f_2-ը նույնպես արտաքին ճնշուժ է։

Միանգամայն ակնհայտ է, որ հոսող սիստեմից ձախ և աջ դասավորված 0—1 և 2—3 մասերը այստեղ կատարում են մխոցների դեր, որոնց միջոցով ճանապարհը դրոսսելման հետազոտության ժամանակ։

Այդ պատճառով նույն կերպ, ինչպես և դրոսսելման ժամանակ, կստանանք՝

$$dW_e = -f_1 dV_1 - f_2 dV_2 = p_1 v_1 dm - p_2 v_2 dm, \qquad (11, 6, 3)$$

Եթե խողովակի առանցքը հորիզոնական չէ, ապա արտաքին աշխատանքի մեջ պետք է մտցնել նաև հոսող սիստեմի կշռի աշխատանքը։ Սակայն տեխնիկական հետաքրքրություն ներկայացնող դեպքերում կշռի աշխատանքը կազմում է ճնշման աշխատանքի շատ փոքր մասը, այդ պատճառով կշռի աշխատանքն անտեսվում է։ (11, 6, 1), (11, 6, 2), (11, 6, 3)-ը dm*-ով կրճատելուց հետո տալիս են՝*

$$\tau_2-\tau_1+u_2-u_1=p_1v_1-p_2v_2,$$

կամ, քանի որ $u_1+p_1v_1=h_1$, $u_2+p_2v_2=h_2$, (11, 6, 4)

$$\tau_2+h_2=\tau_1+h_1,$$

Բայց 1 և 2 կտրվածքները ընտրված էին միանգամայն կամայորեն, այդ պատճառով (11, 6, 4)-ը նշանակում է.

(11, 6, 4′) Խողովակի բոլոր կտրվածքներում սառցիոնար ադիաբատ հոսման ժամանակ տեսակարար կինետիկ էներգիայի և տեսակարար ջերմապարունակության գումարը մինույնն է՝

$$\tau + h = \text{const.}$$

կամ՝

$$d\tau+dh=0. \qquad (11, 6, 5)$$

dτ*-ն և* dh*-ը τ-ի և* h*-ի աճերն են մի կտրվածքից մյուս անսահման մոտ կտրվածքին անցնելիս։ (11, 6, 5)-ից հետևում է, որ* dτ *և* dh *աճերը պետք է ունենան տարբեր նշաններ։*

2. Հետաքրքրական է համեմատել (11, 6, 4) և (11, 6, 5)-ի կա խումները դրոսելման տեսության համապատասխան բանաձևերի հետ։ Հիշենք, որ դրոսելումն այն պրոցեսն է, որի ժամանակ մխոցների տեղափոխման արագությունները և հետևաբար տեսակարար կինետիկ էներգիան դրոսելումից առաջ և հետո անտեսելիորեն փոքր են։ (11, 6, 4)-ում ընդունելով $\tau_2=\tau_1=0$ *և (11, 6, 5)-ում համարելով* $d\tau=0$*, կստանանք դրոսելումը բնութագրող կախումները՝*

$$h_2=h_1=h=\text{const.}$$

$$dh=0.$$

[Տե՛ս (9, 2, 8)]։ Այս համընկնումը կարող է տարօրինակ թվալ, որովհետև դրոսելումն անհակադարձելի պրոցես է, իսկ հոսումը մենք ընդունում ենք հակադարձելի։ Սակայն (11, 6, 4), (11, 6, 5) բանաձևերի արտածման ժամանակ ոչ մի տեղ չօգտագործվեց հոսման հակադարձելիությունը։ Այս պայմանը կմուծվի ցածում և կբերի (11, 6, 8) կախմանը, որը իրավացի է հակադարձելի հոսման դեպքում և անկիրառելի է դրոսելման նկատմամբ։

3. (11, 6, 5) բանաձևերը կարելի է մասամբ ձևափոխել։ m *մասսա ունեցող մարմնի կինետիկ էներգիան հավասար է* $\frac{mw^2}{2}$*։ Տեսակարար կինետիկ էներգիա ասելով հասկանում ենք կամ մեկ միավոր մասսա ունեցող* (m=1) *քանակի, կամ մեկ միավոր կշիռ ունեցող* (P=1) *քանակի*

կինեմատիկ էներգիան, CGS սիստեմում կլինեն ու մասսան կապված են $P=ma$ առնչությամբ, որտեղ a-ն ազատ անկման արագացումն է։ Այդ պատճառով, երբ

$$P=1, \quad ma=1, \quad m=\frac{1}{a},$$

Այսպիսով, ընդունելով τ-ն $\frac{1}{a}$ մասսայի կինեմատիկ էներգիան, ունենք CGS սիստեմում՝

$$\tau=\frac{w^2}{2a}, \tag{11, 6, 6}$$

$$d\tau=\frac{wdw}{a}, \tag{11, 6, 6'}$$

Բացի դրանից, ըստ (8, 8, 3)-ի ճակատարձելի ադիաբատ պրոցեսներում

$$d_sH=Vd_sp, \quad d_sh=vd_sp \tag{11, 6, 7}$$

(v և h փոքրատառերը վերաբերում են տեսակարար մեծություններին)։

Այսպիսով, (11, 6, 5) կախումը հոսման հակադարձելիության դեպքում կարելի է այսպես արտագրել՝

$$\left.\begin{aligned} &d\tau+dh=0,\\ &d\tau=-vd_sp,\\ &\frac{wdw}{a}=-dh,\\ &\frac{wdw}{a}=-vd_sp, \end{aligned}\right\} \tag{11, 6, 8}$$

(11, 6, 8) հավասարությունները հիմնական են ստացիոնար ադիաբատ հոսման տեսության մեջ։

(11, 6, 8)-ից ստանում ենք հետևյալ եզրակացությունը.

(11, 6, 8′) Ինչպիսին էլ որ լինի հոսող սիստեմի բնույթը, ստացիոնար հակադարձելի ադիաբատ հոսման մեջ կարելի է փոփոխել արագությունը, միայն ճնշումը փոփոխելով։ Արագության և ճնշման աճերը խողովակի ուղղությամբ մի կտրվածքից մյուսին անցնելիս միշտ ունեն տարբեր նշաններ։

Այսպես, անընդհատ մեծացող արագությամբ հոսում ստեղծելու համար անհրաժեշտ է, որ հոսման ուղղությամբ ճնշումն անընդհատ ընկնի։

Եթե, ընդհակառակը, ուզում ենք, որ հոսման ընթացքում ճնշումը մեծանա, պետք է փոքրացնել հոսման արագությունը։

§ 11, 7. ԴԻՏՈՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ (11, 5, 5) ԵՎ (11, 6, 5) ԿԱԽՈՒՄՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

1. Ավելի պարզ լինելու համար պետք է մի քանի ցուցում անել այն արժեքների մասին, որ կարող են ընդունել $\dot{m}$, v, σ, w մեծությունները։

ա) Ինչպիսին էլ լինի սիստեմը, նրա v տեսակարար ծավալը չի կարող հավասար լինել զրոյի, v-ն կամ վերջավոր և զրոյից տարբեր է, կամ շատ մեծ է (սահմանում՝ անվերջ մեծ), վերջին դեպքը տեղի ունի պազակերպ սիստեմներում կրիտիկականից շատ ցածր ջերմաստիճաններում և շատ փոքր ճնշումների դեպքում։ Մենք նույնպես գիտենք, որ ճնշման հակադարձելի-ադիաբատ անսահման փոքրացման դեպքում յուրաքանչյուր պազակերպ սիստեմի տեսակարար ծավալն անսահմանորեն մեծանում է։

բ) Մեր բոլոր պատկերացումների համաձայն վերջավոր մասսա ունեցող սիստեմի էներգիան չի կարող անվերջ լինել։ Այսպիսով, տեսակարար էներգիան միշտ վերջավոր է, հետևաբար $\tau=\frac{w^2}{2a}$ տեսակարար կինետիկ էներգիան նույնպես միշտ վերջավոր է։

Այստեղից բխում է, որ հոսման արագությունը չի կարող երբեք անվերջ մեծ դառնալ։

գ) Քանի որ մեր արտամադրության տակ չկան անսահման մեծ մասսա ունեցող սիստեմներ, և մյուս կողմից էլ, հոսման արագությունը չի կարող անվերջ մեծ լինել, ապա ստացիոնար հոսման դեպքում ծախսը չի կարող անվերջ մեծ լինել։ Բայց, եթե $\dot{m}=0$, ապա հոսումը սմենևին տեղի չունի, հետևաբար ստացիոնար հոսման առկայության դեպքում ծախսը պետք է լինի վերջավոր և զրոյից տարբեր, այսինքն՝ $0<\dot{m}<\infty$։

դ) ա) և բ)-ից հետևում է, որ վերջավոր ծախսով ստացիոնար հոսման մեջ $\dot{m}v$ արտադրյալը երբեք չի կարող զրո դառնալ։ Միշտ $\dot{m}v>0$, բայց քանի որ ըստ (11, 5, 5)-ի

$$\dot{m}v=\sigma w,$$

ապա կարելի է պնդել, որ ստացիոնար հոսման ժամանակ

միշտ $$\sigma w>0, \qquad (11, 7, 1)$$

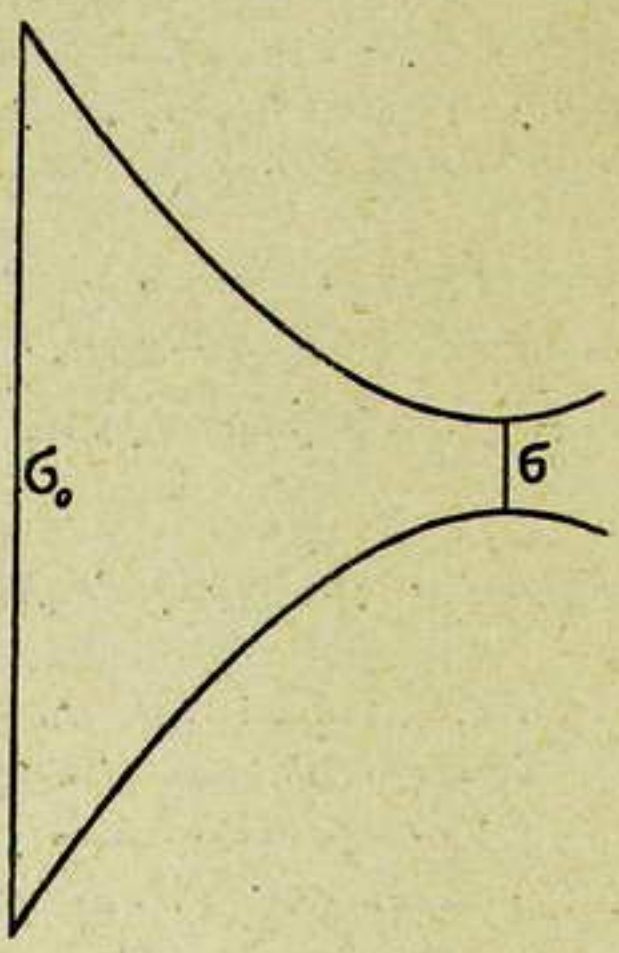
Երբեմն այս երկու արտադրիչներից մեկն անսահմանորեն փոքրանում է, ձգտում է զրոյի. արտադրյալը կպահպանի 0-ից տարբեր վերջավոր արժեքը, եթե միաժամանակ մյուս արտադրիչը ձգտի անվերջության։ Ստացան բ)-ից մենք արդեն գիտենք, որ w-ն չի կարող անվերջ մեծ դառնալ։ Այստեղից հետևում է, որ σ և w արտադրիչներից միայն σ-ն կարող է դառնալ անվերջ։

Ենթադրենք, որ հեղուկը հոսում է 11—8 նկարի վրա պատկերված խողովակով։ Ենթադրենք, թե հեղուկն անսեղմելի է, և անտեսենք ջերմաստիճանի ազդեցությունը ծավալի վրա։ Այդ դեպքում խողովակի բոլոր կտրվածքներում տեսակարար ծավալը միևնույնը կլինի, $v=\text{const.}$, հետևաբար ըստ (11, 5, 5)-ի ստացիոնար հոսման ժամանակ

$$\dot{m}v=\sigma_0 w_0=\sigma w=\text{const.}, \qquad (11, 7, 2)$$

որտեղ σ_0-ն A_0 ընդլայնական կտրվածքի մակերեսն է, w_0-ն այդ

կտրվածքի հոսման արագությունն է, իսկ σ-ն և w-ն նույն մեծություններն են A կտրվածքում։ (11, 7, 2)-ից ունենք $\frac{\sigma_0}{\sigma} = \frac{w}{w_0}$։ Ենթադրենք, ինչպես այդ



Նկ. 11—8

ներկայացված է 11—8 գծագրի վրա, որ $\frac{\sigma_0}{\sigma}$-ն շատ մեծ է։ Համաձայն բ)-ում ասվածին, w-ն չի կարող շատ մեծ լինել, հետևաբար w_0-ն պետք է լինի շատ փոքր։

Այն դեպքերում, երբ ընդլայնական կտրվածքի մակերեսը խիստ է փոփոխվում, և խողովակի տարբեր կտրվածքների մակերեսների հարաբերությունը շատ մեծ է, իդեալականացնելով ընդունում են, որ լայն կտրվածքի σ_0 մակերեսն անվերջ մեծ է, և այդ կտրվածքում w_0 արագությունը հավասար է զրոյի, բայց համաձայն (11, 7, 1)-ի $\sigma_0 w_0$ արտադրյալը զրո չէ։

Հետագայում ենթադրելու ենք, որ $\dot{m}$ ծախսը վերջավոր է (և ոչ թե անվերջ փոքր) և (0) նիշով կնշանակենք այն կտրվածքին վերաբերող մեծությունները, որտեղ հոսման արագությունը ընդունվում է հավասար զրոյի, և այդ պատճառով ընդլայնական կտրվածքի մակերեսը պետք է համարվի անվերջ մեծ։

Ծախսի վերջավոր (և ոչ թե անվերջ փոքր) լինելու դեպքում (11, 5, 5)-ից հետևում է, որ σ-ն պետք է համարվի անվերջ մեծ նաև այն դեպքում, երբ տեսակարար ծավալն ընդունվում է անվերջ մեծ։

2. (11, 5, 5)-ը այսպես գրենք՝

$$\mu = \frac{\dot{m}}{\sigma} = \frac{w}{v}, \qquad (11, 7, 3)$$

որտեղ v-ն տեսակարար ծավալն է։ Ըստ 1-ի (գ)-ի $\dot{m}$-ը չի կարող անվերջ մեծ դառնալ, իսկ σ-ն՝ անվերջ փոքր (եթե m-ը անվերջ փոքր չէ), հետևաբար և տեսակարար ծավալը չի կարող լինել անվերջ մեծ։

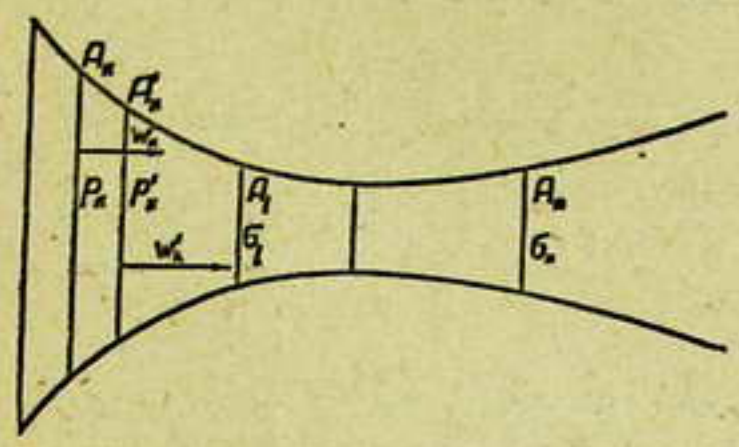
(11, 5, 5)-ը և բոլոր սրան հաջորդող արդյունքները բերում են հետևյալ, ընդհանուր եզրակացությանը.

(11, 7, 4) Եթե ստացիոնար հոսման ծախսը վերջավոր է, ապա շատ փոքր տեսակարար ծախս ունեցող կտրվածքների մակերեսները պետք է շատ մեծ լինեն (սահմանում $\sigma = \infty$)։

3. Դիցուք ստացիոնար հոսումը կատարվում է 11—9 նկարի վրա պատկերված խողովակում։ Վերցնենք A և A′ երկու հարևան կտրվածքները,

A կտրվածքում արագությունը, ճնշումը և մակերեսը նշանակենք w, p, ω նույն մեծությունները A′ կտրվածքում կլինեն w′, p′, ω′։

Նշանակենք $p'-p=\Delta p$ և A, A′ հարևան կտրվածքներն այնպես ընտրենք, որ Δp-ն մեծ չլինի։ $\frac{\Delta w}{\Delta p}$ հարաբերությունը ցույց է տալիս, թե ինչքան կլիներ երկու կտրվածքներում հոսուքների արագությունների տարբերությունը, եթե այդ կտրվածքներում ճնշումների տարբերությունը հավասար լիներ 1-ի։



Նկ 11—9

Երբ A′ կտրվածքը մոտենում է A-ին, Δp-ն փոքրանում է և

$$\lim_{\Delta p\to 0}\frac{\Delta w}{\Delta p}=\frac{\partial w}{\partial p}$$

հոսման արագության ածանցյալն է ըստ ճնշման, եթե A և A′ կտրվածքներն այնքան մոտ են, որ Δp-ն շատ փոքր է, ապա մեծ ճշտությամբ կարելի է ընդունել, որ

$$\frac{\Delta w}{\Delta p}=\frac{\partial w}{\partial p},$$

Այս ածանցյալը հեշտ է որոշել ստացիոնար-հակադարձելի ադիաբատ հոսման համար հիմնականում

$$\frac{wdw}{a}=-vdp \qquad (11, 6, 8)$$

կախումից, իրար, այստեղից և (11, 7, 3)-ից ունենք՝

$$\frac{\partial w}{\partial p}=-\frac{v}{w}a=-\frac{a}{\dot{m}}\omega, \qquad (11, 7, 5)$$

Քանի որ a և $\dot{m}$-ը դրական են, ապա (11, 7, 6)-ից հետևում է, որ $\frac{\partial w}{\partial p}$-ն բացասական է, ուղիղ համեմատականն է ընթացող կտրվածքի մակերեսին և ուրիշ ոչնչից կախում չունի։

Այսպիսով, (11, 7, 6)-ը բերում է հետևյալ եզրակացություններին.

ա) Այն կտրվածքներում, որոնց մակերեսները շատ մեծ են (ասիմպտոտում անվերջ մեծ), միշտ $\frac{\partial w}{\partial p}$ ածանցյալի բացարձակ արժեքը շատ մեծ է (ասիմպտոտում $\left|\frac{\partial w}{\partial p}\right|=\infty$)։

Ինչպես արդեն նշվեց նախկա պարագրաֆի 1-ում, $\sigma=\infty$, եթե $w=0$ կամ $v=\infty$, եթե խողովակում կա մինիմալ մակերես ունեցող կտրվածք ($\sigma=\sigma_{min}$), ապա այդ կտրվածքում $\frac{\partial w}{\partial p}$ածանցյալն ունի մինիմալ բացարձակ արժեք, այդ պատճառով $\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)=0$. այսինքն՝

$$\frac{\partial}{\partial p}\frac{\partial w}{\partial p}=\frac{\partial^2 w}{(\partial p)^2}=0, \quad \text{երբ } \sigma=\sigma_{min},$$

ուրեմն $w=f(p)$ գիծը այդ կտրվածքում ունի շրջման կետ։

բ) Եթե խողովակում կան մինչնուշն մակերես ունեցող կտրվածքներ, ապա այդ կտրվածքներում $\frac{\partial w}{\partial p}$ածանցյալները պետք է լինեն իրար հավասար։ Օրինակ՝ 11—9 գծագրում A_l և A_n կտրվածքներում մակերեսները միևնույնն են, $\sigma_l=\sigma_n$, հետևաբար

$$\left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_l=\left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_n.$$

ա) և բ) հետևանքները թույլատրում են առանց հաշվումների ճիշտ գաղափար կազմել $w=f(p)$ կորի մասին, որն անհրաժեշտ է մի շարք տեխնիկական հարցերում։

4. Իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի

$$pv^k=\text{const.}$$

հավասարումից հետևում է, որ հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսներում իդեալական գազի ծավալը ճնշման ֆունկցիա է։ Ելնելով հակադարձելի-ադիաբատի միակությունից (տե՛ս § 12, 8), կարելի է ցույց տալ, որ այդ արդյունքն իրավացի է կամայական հոսապարամետր սիստեմի համար։ Այսպիսով ընդունենք, որ հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում որևէ հոսապարամետր սիստեմի ծավալն ու տեսակարար ծավալը կախված են միայն ճնշումից՝

$$v=\omega(p), \qquad (11, 7, 8)$$

Սակայն $\omega(p)$ ֆունկցիայի տեսքը հայտնի է միայն իդեալական գազի համար։

(11, 7, 8)-ը և (11, 6, 8)-ը թերում են հետևյալ թեորեմային.

(11, 7, 9) Եթե երկու կտրվածքներում ճնշումները հավասար են միմյանց, հակադարձելի–ադիաբատ ստացիոնար հոսման արագությունները նույնպես հավասար են մեկը մյուսին։

Իրոք, քանի (11, 6, 8)-ի և (11, 7, 8)-ի, A_1 և A_2 կամայական կտրվածքների համար ունենք՝

$$\tau_2-\tau_1=-\int_{p_1}^{p_2} v\,dp=-\int_{p_1}^{p_2}\omega(p)\,dp,$$

ակնհայտ է, որ երբ

$$p_1=p_2, \quad \text{ապա} \int_{p_1}^{p_2}\omega(p)dp=0$$

և այդ պատճառով $\tau_2=\tau_1$:

Բայց

$$\tau_1=\frac{w_1^2}{2a}, \quad \tau_2=\frac{w_2^2}{2a},$$

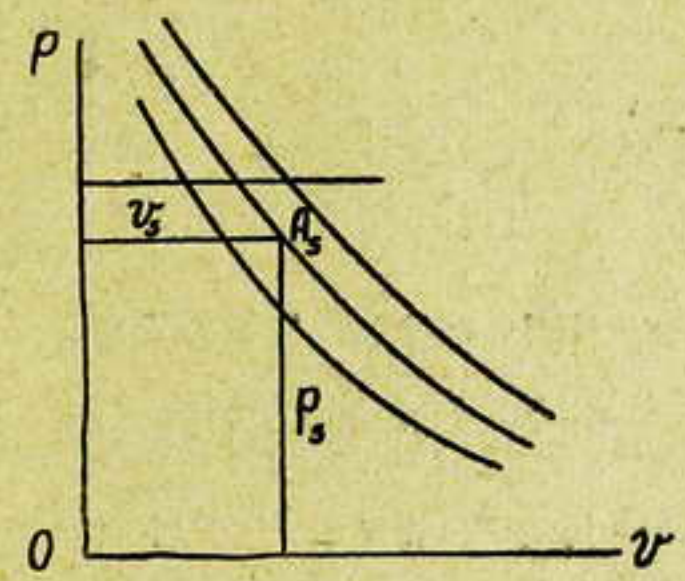
այսպիսով՝

$$\text{երբ } p_1=p_2, \text{ ունենք՝ } \tau_1=\tau_2, \ w_1=w_2: \qquad (11,\ 7,\ 9')$$

Հենց այս է (11, 7, 9) թեորեման:

5. Հետագայում մենք անհրաժեշտություն կզգանք ավելի խորը թափանցելու (11, 7, 8)-ի իմաստի մեջ: § 12, 8-ում նշված եռապարամետր սիստեմի հակադարձելի ադիաբատի մլակությունից հետևում է, որ կոորդինատային կամայական սիստեմում (p—v, v—t և այլն) հակադարձելի-ադիաբատը մլանգամայն որոշակի կոր է և երկու այդպիսի ադիաբատներ չեն հատվում: Այդ մասնավորապես նշանակում է, որ p—v կոորդինատային սիստեմում p-ի յուրաքանչյուր արժեքին հակադարձելի ադիաբատի վրա համապատասխանում է v-ի միայն մեկ արժեք, այն, ինչ: արտահայտված է (11, 7, 8)-ում:

Սակայն p—v դիագրամի վրա մի քանի հակադարձելի ադիաբատների առկայության դեպքում p-ի որևէ արժեքին համապատասխանում է յուրաքանչյուր ադիաբատի վրա v-ի մեկական արժեք (նկ. 11—10):



Նկ 11—10

Այդ պատճառով, որպեսզի տրված p-ով v-ի արժեքը որոշվի, պետք է նշվի նաև ադիաբատը: Այդ դժվար չէ անել, օգտվելով այն բանից, որ դիագրամի որևէ կետից կարող է անցնել միայն մեկ հակադարձելի ադիաբատ: Դիցուք դիտվող հակադարձելի ադիաբատը անցնում է p_s, v_s կոորդինատներ ունեցող A_s կետով: Այդ դեպքում, որպեսզի նշենք ադիաբատը, կարելի է (11, 7, 8)-ի փոխարեն գրել հետևյալը՝

$$v=\varphi(p, A_s), \quad \text{կամ} \quad v=\varphi(p, p_s, v_s). \qquad (11,\ 7,\ 10)$$

(11, 7, 10)-ը այսպիսի իմաստ ունի՝ p-ի յուրաքանչյուր արժեքին համապատասխանում է $A_s(p_s, v_s)$ կետով անցնող հակադարձելի-ադիաբատի վրա v-ի մի արժեք:

§ 11, 8. ՋՈՈՒԼԻ ԵՎ ՋԱՑՆԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հակադարձելի-ադիաբատ ատացիոնար հոսքի մի շարք հատկություններն ու առանձնահատկությունները կապված են հոսող սիստեմում ձայնի արագության հետ:

Ինչպես հայտնի է, ձայնի α արագությունը արտահայտվում է՝

$$\alpha^2 = -v\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s \frac{1}{\delta} \qquad (11, 8, 1)$$

բանաձևով, որտեղ s-ը ցույց է տալիս, որ $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s$ածանցումը կատարվել է պրոցեսի՝ հակադարձելի-ադիաբատ լինելու ենթադրությամբ, իսկ δ-ն խտությունն է։

Դիցուք P-ն կշիռն է, V-ն՝ ծավալը, այդ դեպքում տեսակարար ծավալը՝

$$v = \frac{V}{P} = \frac{V}{ma},$$

բայց

$$\frac{m}{V} = \delta,$$

հետևաբար

$$v = \frac{1}{\delta a} \quad և \quad \frac{1}{\delta} = av.$$

այսպիսով՝

$$\alpha^2 = -v\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s av \qquad (11, 8. 1)$$

կամ՝

$$\alpha^2 = -av\frac{d_s p}{d_s \ln v}, \qquad (11, 8, 2)$$

Անհրաժեշտ է սրանց վրա մի քիչ կանգ առնել։

§ 7, 8-ում ասվեց, որ $\gamma_s = -\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s$-ը ադիաբատ սեղմելիության գործակիցն է. այդ պատճառով

$$-v\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s = \frac{1}{\gamma_s} \quad և \quad \alpha^2 = \frac{1}{\gamma_s \delta}, \qquad (11, 8, 1')$$

Ինչպես տեսակարար ծավալը, այնպես էլ $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s$ածանցյալն ու γ_s-ը կախված են ճնշումից։ Այդ պատճառով միևնույն միջավայրում տարբեր ճնշումների դեպքում ձայնի արագությունը տարբեր է։

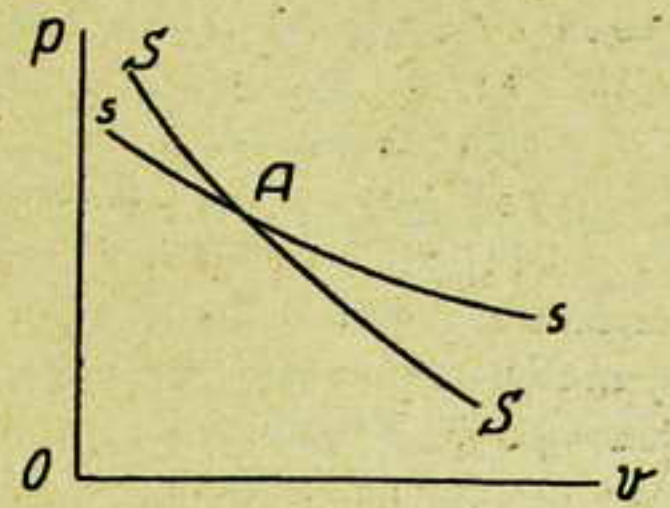
Եթե հոսման ժամանակ մի կտրվածքից մյուսին անցնելիս ճնշումը փոփոխվում է, ապա ձայնի արագությունը տարբեր կտրվածքներում տարբեր է։

(11, 8, 1')-ից հետևում է, որ ինչքան փոքր լինի γ_s-ը, այնքան մեծ կլինի ձայնի արագությունը։

Օրինակ, կրիտիկական վիճակից հեռու գտնվող հեղուկների դեպքում γ_s-ը շատ փոքր է, այդ պատճառով այդպիսի հեղուկների մեջ ձայնի արագությունը շատ մեծ է։ Եթե անտեսենք հեղուկի սեղմելիությունը,

այսինքն՝ ընդունենք $\gamma_s=0$, ապա պետք է համաձայնել, որ նրա մեջ ձայնի արագությունն անվերջ մեծ է։

Եթե (նկ. 11—11) s և S-ը երկու տարբեր համասեռ սիստեմների հավասարակշիռ ադիաբատներ են, ապա ադիաբատների հատման A կետում γ_s-ը փոքր է այն սիստեմի համար, որի ադիաբատը ավելի թեք է։ Հետևաբար այդ սիստեմում ձայնի արագությունն ավելի մեծ կլինի։



Նկ. 11—11

Գազերում միևնույն ադիաբատի վրա ձայնի արագությունը ճնշման հետ մեկտեղ փոքրանում է և ձգտում է զրոյի, երբ ճնշումը ձգտում է զրոյի (իսկ ծավալը ձգտում է անվերջության)։

Իրոք, գրելով ադիաբատի հավասարումը $pv^k=B=const.$ տեսքով, ունենք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s=-k\frac{p}{v}=-\frac{kB}{v^{k+1}}.$$

ըստ (11, 8, 1)-ի՝

$$\alpha^2=-av^2\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s=\frac{kaB}{v^{k-1}},$$

ընդ որում $k>1$։

2. (11, 8, 1)-ը արտագրենք հետևյալ կերպ՝

$$-vd_sp=\frac{wdw}{a}=\frac{w^2d_s\ln w}{a}, \qquad (11, 8, 3)$$

(11, 8, 2)-ը և (11, 8, 3)-ը տալիս են՝

$$\alpha^2d_s\ln v=w^2d_s\ln w. \qquad (11, 8, 4)$$

Այս կախումը հեշտ է կապել (11, 5, 6)-ի հետ եթե լոգարիթմենք վերջինս, ապա կստանանք՝

$$\ln\dot m+\ln v=\ln\sigma+\ln w.$$

Դիֆերենցենք, հիշելով, որ առաջինում հաստատուն դեպքում

$$\dot m=\text{const.} \quad \text{և} \quad d\ln\dot m=0.$$

կստանանք՝

$$d_s\ln v=d\ln\sigma=d_s\ln w. \qquad (11, 8, 5)$$

Օգտվենք (11, 8, 4)-ից, որպեսզի (11, 8, 5)-ից արտաքսենք $d_s\ln v$-ն. դառնում ենք՝

$$d\ln\sigma=\left(\frac{w^2}{\alpha^2}-1\right)d_s\ln w. \qquad (11, 8, 6)$$

(11, 8, 6)-ը կիրառելի է բոլոր հակադարձելի-ադիաբատ առաջինով հոսումների նկատմամբ և թույլատրում է գալ մի քանի ընդհանուր եզրակացություններին։

Ամենից առաջ նկատենք, որ հնարավոր է երկու դեպք, երբ

$$d\sigma=0, \quad d\ln\sigma=0.$$

ա) կամ ընդլայնական կտրվածքի մակերեսը հաստատուն է ամբող խողովակի երկարությամբ, և ապա $\sigma=\text{const}$., $d\sigma=0=\text{const}$.

բ) կամ $d\sigma=0$ *միայն առանձին կտրվածքներում, որոնց մեջ* σ-*ն հասնում է էքստրեմումի (մաքսիմումի կամ մինիմումի),*

(11, 8, 6)-ից և (11, 8, 3)-ից բխում է, որ

եթե $d\sigma\neq0$, *ապա* $w\neq\alpha$, $dw\neq0$, $dp\neq0$,

իսկ եթե $d\sigma=0$, *ապա կամ* $dw=0$, $dp=0$, *կամ* $w=\alpha$.

(11, 8, 7) հենց նոր ասածներից և (11, 8, 6)-ից հետևում է, որ հաստատուն ընդլայնական կտրվածք ունեցող խողովակներում ($\sigma=\text{const}$.) հակադարձելի-ադիաբատ ստացիոնար հոսման արագությունն ու ճնշումը ամբող խողովակի երկարությամբ հաստատուն են: Այդ դեպքում հոսման արագությունը կարող է լինել կա՛մ հավասար, կա՛մ ոչ-հավասար ձայնի արագությանը:

Փոփոխական ընդլայնական կտրվածք ունեցող խողովակներում հակադարձելի-ադիաբատ ստացիոնար հոսման արագությունն ու ճնշումը, ինչպես նաև այդ սիստեմում ձայնի արագությունը փոփոխական են: Ընդ որում այն կտրվածքներում, որտեղ σ-ն չունի էքստրեմում, հոսման արագությունը ոչ կարող է հավասար լինել ձայնի արագությանը և ոչ էլ ունենալ էքստրեմում, ճնշումը նույնպես չի կարող էքստրեմում ունենալ: Իսկ այն կտրվածքներում, որոնց մեջ σ-ն ունի էքստրեմալ արժեք, կա՛մ հոսման արագությունը և ճնշումը նույնպես ունեն էքստրեմալ արժեքներ, կա՛մ հոսման արագությունը պետք է հավասար լինի ձայնի արագությանը: Վերջին դեպքում հոսման արագությունն ու ճնշումը սովորաբար չունեն էքստրեմալ արժեք:

Մյուս կարևոր եզրակացությունը հիմնված է այն փաստի վրա, որ ըստ (11, 8, 6)-ի, եթե $w>\alpha$, *ապա* $d\sigma$-*ն և* dw-*ն ունեն միևնույն նշանները, և եթե* $w<\alpha$, *ապա* $d\sigma$-*ն և* dw-*ն ունեն տարբեր նշաններ:*

Այստեղից հետևում է, որ

(11, 8, 8) եթե խողովակի նեղացող մասի ($d\sigma<0$) սկզբում հոսման արագությունը ձայնի արագությունից մեծ է, ապա այդ մասի ամբողջ երկարությամբ հոսման արագությունը կփոքրանա, իսկ ճնշումը կմեծանա:

եթե խողովակամասը լայնացող է ($d\sigma>0$) և հոսման արագությունը դարձյալ մեծ է ձայնի արագությունից, ապա այդ մասի ամբողջ երկարությամբ հոսման արագությունը կմեծանա (իսկ ճնշումը կընկնի):

երկու դեպքերումն էլ ($d\sigma<0$, $d\sigma>0$) կկատարվի հակառակը, եթե հոսման արագությունը փոքր լինի ձայնի արագությունից:

§ 11. ՀՈՍՈՒՄԸ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՏԵՍԱԿԱՐԱՐ ԾԱՎԱԼԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Քննարկենք հեղուկի ստացիոնար հոսումը պարզեցնող որոշ հնթադրությունների դեպքում:

Եթե հեղուկի ջերմաստիճանը հեռու է կրիտիկականից, ապա

հեղուկը կարող է գործնականորեն համարվել անսեղմելի, այսինքն՝ կարելի է ընդունել, որ նրա ծավալը կախում չունի ճնշումից։ Եթե անտեսենք նաև ջերմաստիճանի աննշան ազդեցությունը ծավալի վրա, ապա տեսակարար ծավալը պետք է դիտվի որպես հաստատուն մեծություն, այդ պատճառով

$$\int_{p_1}^{p_2} v\,dp = v(p_2 - p_1) \qquad (11,\ 9,\ 1)$$

և ստացիոնար հոսման ժամանակ $\dot{m}v$ արտադրյալը մի ևնույնը կլինի խողովակի բոլոր կտրվածքներում,

$$\dot{m}v = \text{const.},$$

Այս պայմանների դեպքում (11, 5, 5)-ից և (11, 6, 8)-ից կստանանք՝

$$\sigma w = \dot{m}v = \text{const.}, \qquad (11,\ 9,\ 2)$$

$$\tau_2 - \tau_1 = -v\Delta p, \qquad (11,\ 9,\ 3)$$

որտեղ $\Delta p = p_2 - p_1$։

Քանի որ անսեղմելի հեղուկում (§ 11, 8, 1) $\alpha = \infty$, ապա (11, 8, 6)-ը տալիս է՝

$$d \ln \sigma + d_s \ln w = 0, \quad \text{կամ՝} \quad \ln(\sigma w) = \text{const.}, \quad \sigma w = \text{const.},$$

այսինքն՝ նույնը, ինչ որ (11, 9, 2)։

(11, 9, 2) և (11, 9, 3) առնչությունները թույլատրում են ստատսխանել մի շարք հարցերի, որոնք կապված են հաստատուն տեսակարար ծավալ ունեցող հեղուկի հոսման հետ։

Ամենից առաջ (11, 9, 2)-ից հետևում է, որ ստացիոնար հոսման արագությունը հակադարձ համեմատական է խողովակի ընդլայնական կտրվածքի մակերեսին։ Մյուս կողմից, արագության և ճնշման փոփոխությունները միշտ ունեն հակառակ նշանները։ Հետևաբար կտրվածքի մակերեսի և ճնշման փոփոխությունների նշանները միևնույնն են։ Օրինակ, եթե ցանկալի է, որ հոսման ուղղությամբ ճնշումն ընկնի, ապա այդ ուղղությամբ խողովակը պիտի նեղանա։

Ենթադրենք, թե տրված են կտրվածքներից մեկի σ մակերեսը և այդ կտրվածքում հոսման արագությունը. (11, 9, 2)-ի համաձայն այդ բավական է, որ հաշվենք ծախսը (ենթադրվում է, որ տեսակարար ծավալը հայտնի է)։

Ծախսը հեշտ է հաշվել և այն դեպքում, երբ տրված են A_1 և A_2 կտրվածքներում Δp տարբերությունը և կտրվածքների σ_1, σ_2 մակերեսները։

Իրոք, ըստ (11, 9, 2)-ի $w_1^2 = \left(\frac{\dot{m}v}{\sigma_1}\right)^2$, $w_2^2 = \left(\frac{\dot{m}v}{\sigma_2}\right)^2$ և (11, 9, 3)-ի հիման վրա կարելի է գրել՝

$$\frac{(\dot{m}v)^2}{2a}\left(\frac{1}{\sigma_2^2} - \frac{1}{\sigma_1^2}\right) = -v\Delta p,$$

արտահայտից՝

$$\dot{m}^2 = -\frac{2a\Delta p}{v}\left(\frac{1}{\frac{1}{\sigma_2^2}-\frac{1}{\sigma_1^2}}\right), \qquad (11,\ 9,\ 4)$$

Մասնավոր դեպքում, երբ $w_1=0$, ապա (11, 9, 2)-ի փոխարեն ունենք՝

$$\tau_2 = -v\Delta p,$$

որտեղից

$$\dot{m}^2 = -\frac{2a\Delta p}{v}\sigma_2^2, \qquad (11,\ 9,\ 5)$$

§ 11. 10. ԳԱԶԱԿԵՐՊ ՍԻՍՏԵՄԻ ՀՈՍՈՒՄԸ

1. *Տեսականորեն ծավալի հաստատունության շատ է պարզեցնում հոսման պրոցեսը և նրա հետազոտությունը։*

Այժմ դիտենք որևէ գազակերպ սիստեմի հոսումը (իդեալական կամ իրական գազ, խոնավ հագեցած գոլորշի և այլն), որի դեպքում չի կարելի տեղամելիությունն անտեսել։

Պատկերացնենք, որ խողովակում ունենք A_0 կտրվածքը, որի մեջ հոսման արագությունը անտեսելիորեն փոքր է և (11, 7, 4)-ի համաձայն կարելի է ընդունել $w_0=0$, $\sigma_0=\infty$։ Պայմանավորվենք այդ կտրվածքն անվանել ելակետային և նրան վերաբերող մեծությունները նշանակել (0) նիշով. այսպես՝ p_0, v_0-ն ճնշումն ու տեսակարար ծավալն են A_0 ելակետային կտրվածքում։

Խողովակի ծայրի կտրվածքը նշանակենք A'-ով, իսկ կտրվածքի մակերեսը, ճնշումը, տեսակարար ծավալն ու հոսման արագությունը՝ σ'-ով, p'-ով, v'-ով և w'-ով։

Ամենից առաջ ուսումնասիրենք այն դեպքը, երբ $p'=0$, այսինքն՝ երբ ճնշումն անընդհատ ընկնելով, ելակետային կտրվածքում ունեցած p_0 արժեքից անցնում է A' կտրվածքում $p'=0$ արժեքին։

Այդ դեպքում ըստ (§ 11, 8, 1-ի) A_0 կետում ամենամեծ α_0 արժեք ունեցող ձայնի արագությունը, հոսման ուղղությամբ փոքրանալով, A'-ում կդառնա զրոյի հավասար, $\alpha'=0$, իսկ հոսման արագությունը կմեծանա ($dw>0$) $w_0=0$-ից մինչև A'-ում ունեցած w' ամենամեծ արժեքը։

Այստեղից հետևում է, որ $\frac{w_0}{\alpha_0}=0$, $\frac{w}{\alpha}$-ն շատ փոքր է A_0-ին մոտ կտրվածքներում, $\frac{w}{\alpha}$-ն շատ մեծ է A'-ին մոտ կտրվածքներում և $\frac{w'}{\alpha'}=\infty$, Այսպիսով A_0-ին մոտ կտրվածքներում $\left(\frac{w^2}{\alpha^2}-1\right)<0$, իսկ A'-ին մոտ կտրվածքներում $\left(\frac{w'}{\alpha^2}-1\right)>0$ և շատ մեծ է։ Հետևաբար

(ա) խողովակում պետք է լինի այնպիսի A_m կտրվածք, որի մեջ

$$\frac{w_m^2}{\alpha_m^2}-1=0, \quad w_m=\alpha_m \qquad (11,\ 10,\ 1)$$

(բ) (11, 8, 6) կախման համաձայն

$$\left(\frac{w^2}{\alpha^2}-1\right) d_s \ln w = d\ln\sigma.$$

A_0-ին մոտ կտրվածքներում $d\ln\sigma<0$, $d\sigma<0$,
A'-ին մոտ կտրվածքներում $d\ln\sigma>0$, $d\sigma>0$,
իսկ A_m կտրվածքում $d\ln\sigma=0$, $d\sigma=0$։

Այդ նշանակում է, որ խողովակի A_0A_m մասը նեղացող է A_mA'-ը լայնացող է, իսկ A_m-ում կտրվածքի մակերեսը դառնում է մինիմալ, $\sigma_m=\sigma_{min}$, A_m կտրվածքը կոչվում է մինիմալ կտրվածք։

Ակնբև է, որ տեսակարար ծախսը մաքսիմումի է հասնում մինիմալ կտրվածքում՝ $\mu_m=\mu_{max}$ Իրոք $\mu=\frac{\dot m}{\sigma}$, բայց ստացիոնար հոսման դեպքում $\dot m=\text{const}$. այդ պատճառով $\mu_m=\frac{\dot m}{\sigma_m}=\frac{\dot m}{\sigma_{min}}$, այսինքն՝ $\mu_m=\mu_{max}$։

Ամփոփում.

(11, 10, 2) Գազակերպ սիստեմի ստացիոնար հակադարձելի-ադիաբատ հոսման ժամանակ ճնշումը կարող է զրո դառնալ խողովակի ծայրի կտրվածքում միայն այն դեպքում, երբ խողովակն ունի մինիմալ կտրվածք։

Ճնշման անկման հետ մեծանում է հոսման արագությունը։ (11, 10, 1)-ի համաձայն մինիմալ կտրվածքում հոսման և ձայնի արագությունները հավասար են։ Խողովակի A_0A_m մասում հոսման արագությունը փոքր է ձայնի արագությունից, իսկ A_mA' խողովակամասում հոսման արագությունը մեծ է ձայնի արագությունից։

Սովորաբար այն խողովակամասը, որի յուրաքանչյուր կտրվածքում հոսման արագությունը փոքր է ձայնի արագությունից, անվանում են նախաձայնային, իսկ այն մասը, որի յուրաքանչյուր կտրվածքում հոսման արագությունը մեծ է ձայնի արագությունից՝ գերձայնային։

2. Ինչպես մենք հենց հիմա տեսանք, A' կտրվածքում ճնշումը չի կարող հասնել 0-ի, եթե խողովակում չկա մինիմալ կտրվածք։ Սակայն վերջինիս առկայությամբ A' կտրվածքում p'-ը կարող է ունենալ $p'<p_0$ պայմանին բավարարող ցանկացած արժեք։ Այսպիսով, մինիմալ կտրվածքի առկայությունը լրիվ չի որոշում հոսման բնույթը։ Բայց և այնպես հոսման մի քանի առանձնահատկություններ առաջանում են մինիմալ կտրվածքի շնորհիվ և չեն կարող տեղի ունենալ վերջինիս բացակայության դեպքում։

Այդ առանձնահատկությունները մենք կքննարկենք այստեղ։ Ամենից

առաջ՝ մինիմալ կտրվածքում $d\sigma=0$, և այդ պատճառով (11, 8, 6)-ի ձախ մասը դառնում է 0, այսինքն՝

$$\left(\frac{w_m^2}{\alpha_m^2}-1\right)d_s lnw=0. \qquad (11, 10, 3)$$

Այս կարող է տեղի ունենալ հետևյալ դեպքերում.

(ա) մինիմալ կտրվածքում $d_s lnw\neq 0$, $\frac{w_m^2}{\alpha_m^2}-1=0$, այսինքն՝ $w_m=\alpha_m$, $dw\neq 0$ և հետևաբար $dp\neq 0$.

(բ) մինիմալ կտրվածքում $dw=0$, $dp=0$, բայց $w_m\neq\alpha_m$.

(գ) մինիմալ կտրվածքում (11, 10, 3)-ի յուրաքանչյուր արտադրիչը միաժամանակ հավասար է 0-ի, այսինքն

$$w_m=\alpha_m, \quad dw=0, \quad dp=0.$$

Մենք կքննարկենք բոլոր այս դեպքերը, նկատի ունենալով ոչ թե պայմանները, այլ սեղմելի կամայական սխեմաները։

Վերցնենք (ա) դեպքը։

(11, 8, 7)-ի համաձայն՝ խողովակի ոչ նեղացող և ոչ էլ լայնացող մասերում dw չի կարող դառնալ 0, բայց ըստ (ա) պայմանի՝ $dw\neq 0$ նաև մինիմալ կտրվածքում, հետևաբար խողովակի ամբողջ երկայնքով dw-ն կունենա միևնույն նշանը։

(11, 8, 6)-ից հեշտ համոզվում ենք, որ $dw>0$։ Իսկապես նեղացող մասում $d\sigma<0$ և $\left(\frac{w^2}{\alpha^2}-1\right)<0$, որովհետև ելակետային կտրվածքում $w_0=0$։

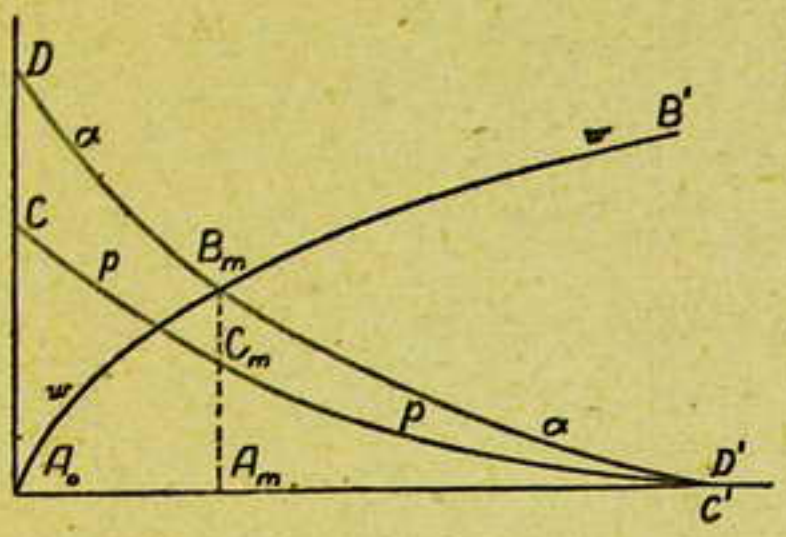
Այսպիսով, (ա) դեպքում խողովակի բոլոր մասերում հոսման արագությունն աճում է, իսկ ճնշումը՝ նվազում. մինիմալ կտրվածքում հոսման արագությունը հավասարվում է ձայնի արագությանը։

Հարկավոր է նկատի առնել, որ (ա) դեպքը անսեղմելի սխեմում տեղի ունենալ չի կարող։ Սա բխում է այն բանից, որ անսեղմելի սխեմում (§ 11, 8, 1) ձայնի արագությունն անսահմանորեն մեծ է, հետևաբար խողովակի յուրաքանչյուր կտրվածքում $w<\alpha$, բացի այդ մինիմալ կտրվածքում $d\sigma=0$, իսկ անսեղմելի հեղուկում $dv=0$, դրա համար էլ մինիմալ կտրվածքում (11, 8, 5)-ը տալիս է $dw=0$։ Ստացած արդյունքները ցույց են տալիս, որ անսեղմելի հեղուկների հոսման ժամանակ հնարավոր է միայն (բ) դեպքը, 11—12 նկարի վրա պատկերացված է գազանման սխեմի հոսումը, երբ A′ կտրվածքում ճնշումը հավասար է 0-ի։

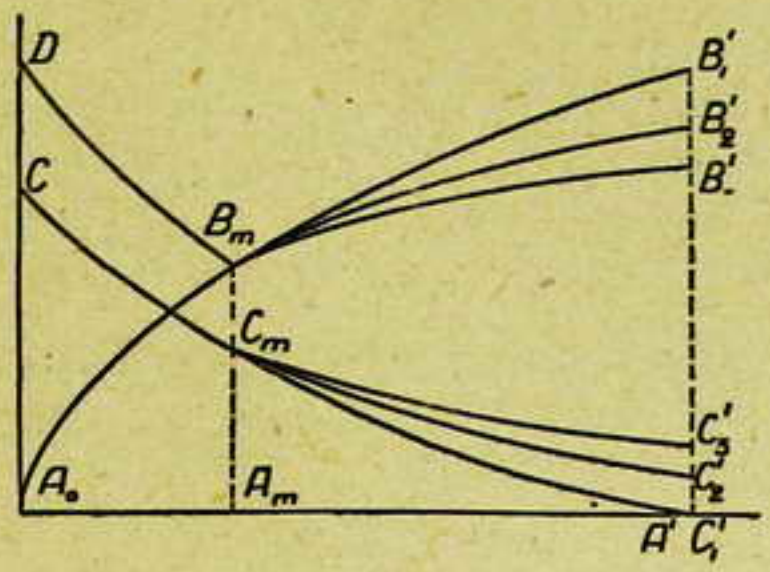
Աբսցիսների առանցքի վրա տեղավորված է քննարկվող կտրվածքի հեռավորությունը ելակետայինից (A_0), իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ հոսման w արագությունը, ձայնի α արագությունը և p ճնշումը։ $A_0 B_m B'$ գիծը պատկերացում է տալիս, թե ինչպես է աճում հոսման արագությունը, երբ ճնշումը p_0-ից նվազում է մինչև $p=0$, և կոչվում է հոսման արագության գիծ։

CC_mC' և DB_mD' համապատասխանորեն և ճնշման ձայնի արագության դծերն են։

11—13 նկարի վրա պատկերացված են (ա) դեպքում ձայնի արագության դծի մի մասը, ճնշման դծերը և հոսման արագության գծերը որոնք համապատասխանում են A' կտրվածքի ճնշման տարբեր արժեքներին, սկսած 0-ից մինչև $\omega(p_0, v_0)$-ին ցանկացած չափով մոտ, բայց $\omega(p_0, v_0)$-ից փոքր արժեքները։



Նկ. 11—12



Նկ 11—13

Այդ գծերի ձախ մասերը (A_0-ից մինչև A_m) կախված չեն p'-ից, իսկ մասում (A_m-ից մինչև A'), p'-ի յուրաքանչյուր արժեքին համապատասխանում են ճնշման, հոսման արագության և ձայնի արագության միևնույն դիծ։

Օրինակ՝ երբ $p'=p_1'$, այդ մասում ճնշման գիծը կլինի C_mC_1'-ը, իսկ հոսման արագության գիծը՝ B_mB_1'-ը։

Մինիմալ կտրվածքի այլ հատկություններն (ա) դեպքում կարելի է արտահայտել այսպես՝

(11, 10, 4) $v=\varphi(p, p_0, v_0)$ պայմանին բավարարող սիստեմի ադիաբատ ստացիոնար հոսման դեպքում մինիմալ կտրվածքում ճնշումը, տեսակարար ծավալը, հոսման արագությունը և տեսակարար ձախսը (այսինքն՝ p_m, v_m, w_m, μ_m) լրիվ որոշվում են ելակետային կտրվածքի p_0 ճնշումով և v_0 տեսակարար ծավալով։

Իսկապես, ըստ (11, 7, 10)-ի և (11, 8, 1')-ի, երբ

$$v=\varphi(p, p_0, v_0), \text{ այստեղ } \alpha^2=-av^2\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s=-\frac{av^2}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s}=-\frac{a\varphi^2(p, p_0 v_0)}{\frac{\partial\varphi(p, p_0, v_0)}{\partial p}}.$$

նշանակելով $\dfrac{\varphi^2(p, p_0, v_0)}{\frac{\partial\varphi(p, p_0, v_0)}{\partial p}}$ կոտորակը $\psi(p, p_0, v_0)$-ով, կստանանք՝

$$\alpha^2=a\psi(p, p_0, v_0), \quad \alpha_m^2=a\psi(p_m, p_0, v_0), \qquad (11, 10, 5)$$

Մյուս կողմից, ինտեգրելով (11, 6, 8)-ը p_0-ի և p-ի սահմանների միջև, կգտնենք՝

$$\tau-\tau_0=-\int_{p_0}^{p} v\,dp=-\int_{p_0}^{p}\varphi(p, p_0, v_0)\,dp:$$

Ակնհայտ է, որ այս ինտեգրալը p-ի, p_0-ի, v_0-ի ֆունկցիա է. նշանակելով նրա արժեքը $-F(p, p_0, v_0)$-ով, կունենանք՝

$$\tau-\tau_0=F(p, p_c, v_u).$$

հիշելով, որ

$$w_0=0,\quad \tau_0=\frac{w_0^2}{2a}=0,\quad \tau=\frac{w^2}{2a},$$

կստանանք՝

$$w^2=2aF(p, p_0, v_0),\quad w_m^2=2aF(p_m, p_0, v_0), \qquad (11, 10, 6)$$

Բայց (ա) դեպքում $w_m=a_m$ կամ ըստ (11, 10, 5)-ի և (11, 10, 6)-ի

$$2F(p_m, p_0, v_0)=\psi(p_m, p_0, v_0),$$

Այստեղից հետևում է, որ p_m-ը ֆունկցիա է p_0-ից և v_0-ից,

$$p_m=\omega(p_0, v_0): \qquad (11, 10, 7)$$

Տեղադրելով (11, 10, 7)-ը, (11, 6, 8), (11, 10, 5), (11, 10, 6) արտահայտությունների և (11, 5, 5) հավասարության մեջ՝ $\mu_m=\frac{w_m}{v_m}$, մենք կնկատենք, որ v_m-ը, w_m-ը $\left(\text{հետևաբար և } a_m=w_m,\ \tau_m=\frac{w_m^2}{2a}\right)$ և μ_m-ը նույնպես ֆունկցիա են p_0-ից և v_0-ից:

Այսպիսով, (11, 10, 4) թեորեման ապացուցված է:

(11, 10, 4)-ից հետևում է, որ (ա) դեպքում հակադարձելի ադիաբատ ստացիոնար հոսքի ծախսը լրիվ որոշվում է մինիմալ կտրվածքի σ_m մակերեսով և p_0-ի, v_0-ի արժեքներով: Իսկապես, ստացիոնար հոսքի ժամանակ $\dot{m}$ ծախսը միևնույնն է բոլոր կտրվածքներում, դրա համար $\dot{m}=\dot{m}_m=\mu_m\sigma_m$, իսկ μ_m-ը, համաձայն (11, 10, 4)-ի, ֆունկցիա է p_0-ից և v_0-ից:

Վերը նշածից (§ 11, 10, 2) անմիջապես բխում է հետևյալ արդյունքը. որպեսզի սեղմելի սիստեմի հակադարձելի-ադիաբատ ստացիոնար հոսքի ճնշումը խողովակի A′ կտրվածքում փոքր լինի (11, 10, 7)-ով որոշվող $\omega(p_0, v_0)$ արժեքից, խողովակում անհրաժեշտ է մինիմալ կտրվածքի առկայություն: Ընդ որում խողովակի A_0A_m մասը կլինի մինչձայնային (նախաձայնային), իսկ A_mA' մասը՝ գերձայնային:

Եթե խողովակի ամբողջ երկայնքով ճնշումը, միշտ նվազելով, լինում է A′ կտրվածքում մեծ, քան $\omega(p_0, v_0)$, ապա խողովակը պետք է լինի նեղացող (և չպետք է ունենա մինիմալ կտրվածք), ըստ որում հոսումը կլինի մինչձայնային:

Այս արդյունքն ավելի ընդհանուր է, քան (11, 10, 2)-ը, որովհետև ճիշտ է ոչ միայն գազանման, այլ նաև կամայական սեղմելի սեթեթոնների դեպքում։

3. Վերևում ցույց է տրված, որ (ա) դեպքը անսեղմելի հեղուկների համար ժամանակ անհնար է. ակնհայտ է, որ այս դեպքը սակավ կհանդիպի, եթե հոսող հեղուկների սեղմելիությունը փոքր է։ Վերջապես, անհրաժեշտ է հիշել, որ (ա) դեպքում A′ կտրվածքի p′ ճնշումը փոքր է, քան $\omega(p_0, v_0)$, հետևաբար (ա) դեպքը չի կարող տեղի ունենալ, երբ $p' \geqslant \omega(p_0, v_0)$։

Հնարավոր (բ) և (ա) դեպքերի համապատասխան մեծությունների արժեքները նշանակենք b և a ինդեքսով, այսպես օրինակ՝ մինիմալ կտրվածքում այդ դեպքերին կհամապատասխանեն՝

$$w_{mb},\ p_{mb},\ \alpha_{mb} \quad \text{և} \quad w_{ma},\ p_{ma},\ \alpha_{ma}:$$

(11, 10, 7)-ը կարող ենք գրել այսպես՝

$$p_{ma} = \omega_a(p_3, v_0): \qquad (11,\ 10,\ 7')$$

(բ) դեպքի որևէ A կտրվածքում հոսման արագությունը, ճնշումը և ձայնի արագությունը նշանակենք՝

$$w_b,\ p_b,\ \alpha_b:$$

Մենք (բ) դեպքը անվանել ենք այն, որի ժամանակ, մինիմալ կտրվածքում՝

$$dw_b = 0, \quad dp_b = 0, \quad w_{mb} \neq \alpha_{mb}:$$

Քանի որ խողովակին ներգացող մասում w-ն աճում է, իսկ α-ն նվազում ($dw > 0$, $dp < 0$), ապա մինիմալ կտրվածքում $dw_b = 0$, $dp_b = 0$ պայմաններըը համապատասխանում են w-ի մաքսիմումին և p-ի մինիմումին՝

$$w_{mb} = w_{max},\ p_{mb} = p_{min}.$$

Մենք կարող ենք նույնպես ցույց տալ, որ

$$w_{mb} < w_{ma},\quad p_{mb} > p_{ma} \ (\text{և } \alpha_{mb} > \alpha_{ma}).$$

Դրա համար անհրաժեշտ է օգտվել այն բանից, որ մինիմում ելակետային վիճակի դեպքում, (11, 10, 5)-ի և (11, 10, 6)-ի համաձայն, w-ն և α-ն ֆունկցիա են միայն p-ից։

Այդ պատճառով, եթե (բ) դեպքի որևէ A կտրվածքում ճնշումը հավասար լիներ (ա) դեպքի մինիմալ կտրվածքի ճնշմանը,

$$p_b = p_{ma},$$

ապա մենք կունենայինք (նկ. 11—14)՝

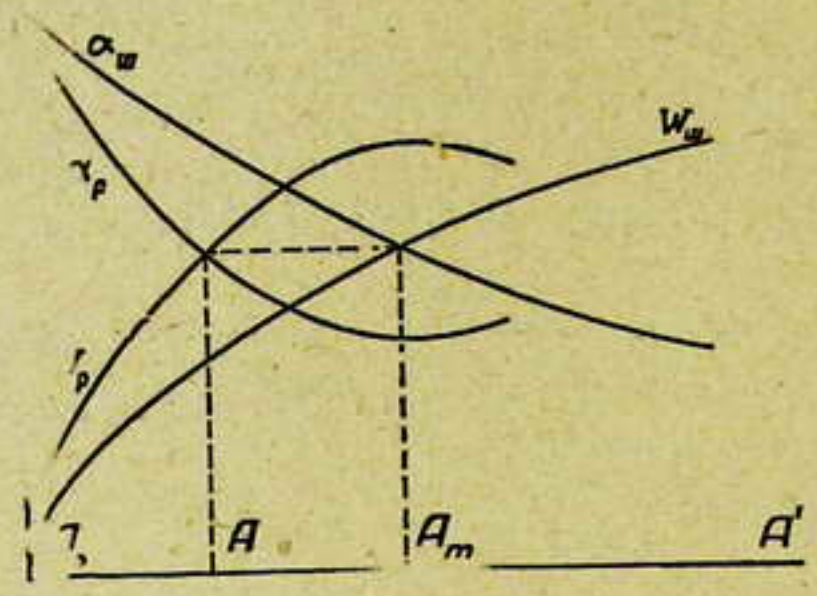
$$w_b = w_{ma},\ \alpha_b = \alpha_{ma},\ \text{կամ՝}\ w_b - \alpha_b = w_{ma} - \alpha_{ma},$$

որից $w_{ma} - \alpha_{ma} = 0$. այսպիսով՝

$$w_b = \alpha_b, \quad \text{եթե} \quad p_b = p_{ma}: \qquad (11,\ 10,\ 8)$$

Մինչ մաս կտրվածքի նկատմամբ դիտենք երեք իմաստալի հարաբերություններ՝

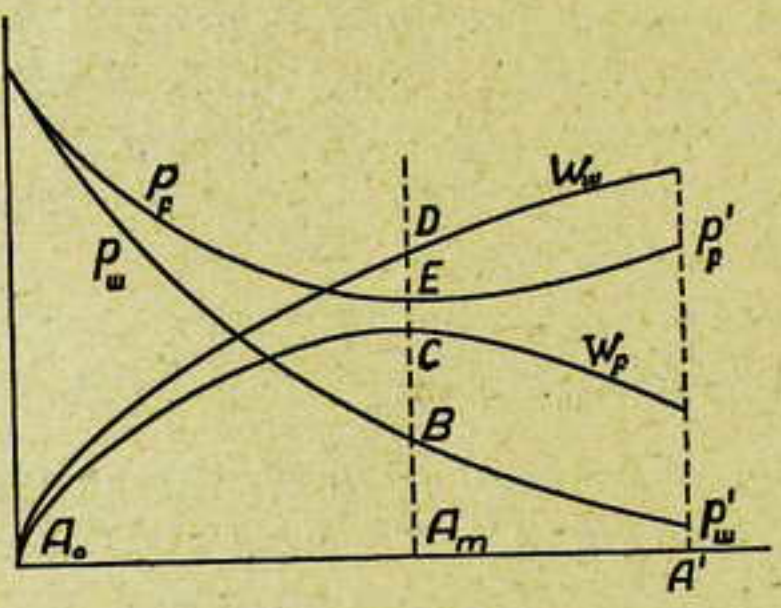
$$p_{mp}=p_{mw};\quad p_{mp}<p_{mw};\quad p_{mp}>p_{mw}:$$



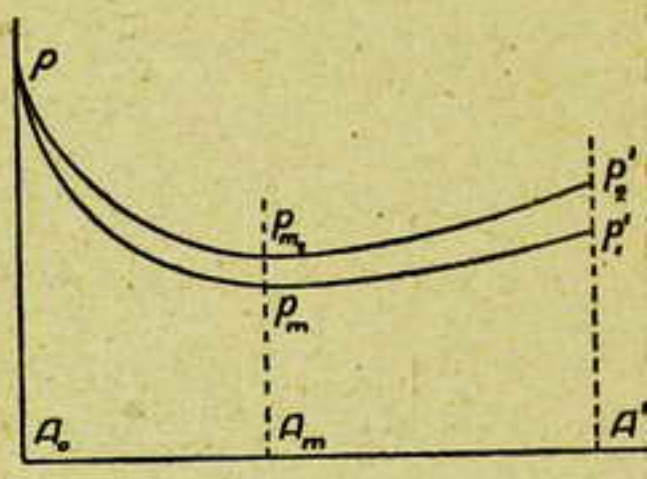
Նկ. 11—14

Առաջին հարաբերությունը վերաբերում է, որովհետև այս դեպքում (11, 10. 8)-ի համաձայն $w_{mp}=\alpha_{mp}$, մինչդեռ (բ) դեպքում $w_{mp}\neq\alpha_{mp}$:

Դիտարկենք երկրորդ հարաբերությունը: Հողովակի հեղացող մասում ճնշումը նվազում է. դրա համար (նկ. 11—14), երբ $p_{mp}<p_{mw}$, ապա հողովակի այս մասում պետք է լինի այնպիսի A կտրվածք, որտեղ $p_p=p_{mw}$ և (11, 10. 8)-ի հիման վրա $w_p=\alpha_p$, բայց հեղացող մասում ըստ (11, 8, 7)-ի այս հավասարությունը հնարավոր չէ հետևաբար երկրորդ հարաբերությունը նույնպես վերաբերում է, և այսպես ճիշտ է դուրս գալիս միայն երրորդ հարաբերությունը $p_{mp}>p_{mw}$, որտեղից հետևում է, որ $w_{mp}<w_{mw}$ և $\alpha_{mp}>\alpha_{mw}$ [որովհետև ըստ (11 6, 8)-ի մեծ ճնշմանը համապատասխանում է փոքր արագություն]. Այսպես (բ) դեպքում մինիմալ կտրվածքի ճնշումը ունի մինիմալ արժեք, հոսման արագությունը՝ մաքսիմալ, բայց այդ մինիմումը մեծ է (ա) դեպքի մինիմալ կտրվածքի ճնշումից և (բ) դեպքի մաքսիմալ արագությունից փոքր է (ա) դեպքի մինիմալ կտրվածքի արագություններից (նկ. 11—15):



Նկ 11—15



Նկ. 11—16

Հաշվելով A_m կտրվածքում մինիմումի. ճնշումը պետք է մեծանա հողոսակի յայնացող մասում և քանի որ $p_{mp}>p_{mw}$, ապա հողովակի A_m կտրվածքում

$$p'_w>p_{mp}>p_{mw},$$

Այսպիսով կարելի է պնդել, որ հակադարձելի-ադիաբատ հոսման ժամանակ (բ) դեպքը միշտ տեղի կունենա, եթե p ճնշումը մեծ լինի p_{mw}-ից: Անհրաժեշտ է հիշել, որ քանի (11, 10, 7)-ի $p_{mw}=\omega(p_0, v_0)$,

Դժվար չէ նաև պատկերացնել, որ (բ) դեպքում A′ կտրվածքի ճնշման մեծանալու հետ զուգընթաց մեծանում է նաև A_m-ի ճնշումը (նկ. 11—16)։

4. Վերևում, բացի (ա)-ի և (բ)-ի գոյության հնարավորությունից, մենք ընդունեցինք նույնպես (գ) դեպքը, ըստ որի A_m կտրվածքում

$$w_{m_գ}=a_{m_գ},\quad dw=0,\quad d\alpha=0։$$

Քանի որ w և α-ն p-ի միարժեք ֆունկցիաներ են, ապա w=α հավասարությունը [որը տեղի ունի նույնպես (ա) դեպքում] համապատասխանում է p-ի միայն մի արժեքին, այսինքն՝

$$p_{m_գ}=p_{m_ա},\quad w_{m_գ}=w_{m_ա},\quad \alpha_{m_գ}=\alpha_{m_ա}։$$

Մյուս կողմից, մենք տեսանք, որ խողովակի A′ կտրվածքում

$$p'_ա<p_{m_ա},\qquad p'_բ>p_{m_ա},$$

հետևաբար (գ) դեպքում

$$p'_գ=p_{m_ա}=p_{m_գ},\quad w'_գ=w_{m_գ},\quad \alpha'_գ=\alpha_{m_գ},\qquad (11,\ 10,\ 9)$$

այսինքն՝ (գ) դեպքում խողովակի A′ կտրվածքում ճնշումը, հոսման և ձայնի արագությունները հավասար են A_m կտրվածքի ճնշմանը և հոսման ու ձայնի արագություններին։

Այս արդյունքը կարծեք թե հակասության մեջ է գտնվում (11, 8, 6)-ի և (11, 8, 7)-ի հետ։ Իսկապես, A_mA' մասի ամբողջ երկայնքով $d\sigma>0$, ուստի համաձայն (11, 8, 6)-ի այդ մասում ոչ $\left(\frac{w^2}{\alpha^2}-1\right)$ տարբերությունը և ոչ էլ $d_s\ln w$ չեն կարող դառնալ 0։

Հետևաբար այս դեպքում (11, 10, 9) հավասարությունները տեղի ունենալ չեն կարող։

Սակայն այս հակասությունը հեշտ է բացատրվում։

Մենք սովոր ենք մտածելու, որ հոսող սիստեմը լցնում է ամբողջ խողովակը, այսինքն՝ ցանկացած տեղում հոսող սիստեմի ընդլայնական կտրվածքի մակերեսը համընկնում է խողովակի նույն տեղի ընդլայնական կտրվածքի մակերեսի հետ։ Այնինչ, երբ $p'=p_m$, հոսող սիստեմը A_m կտրվածքից հետո լցնում է ոչ թե ամբողջ խողովակը, այլ այն գլանը, որի հիմքը հանդիսանում է A_m կտրվածքի σ_m մակերեսը, իսկ ծնիչները ուղղահայաց են հիմքին։

Այս բացատրությունը մի քիչ իդեալականացված է։ Իրականում հոսող սիստեմի պլանային ձևը պահպանվում է միայն A_m կտրվածքից որոշ հեռավորության վրա, որից հետո սկսում են առաջանալ մրրիկները, այսինքն՝ հոսումը դառնում է անհակադարձելի, կրելով էներգիայի այլ բնույթ. հետևաբար և մեր տեսությունը դուրս է գալիս անկիրառելի։

§ 11, 11. $pV^n=\text{const}$. ԱԴԻԱԲԱՏԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄ ՈՒՆԵՑՈՂ ԳԱԶԱԿԵՐՊ ՍԻՍՏԵՄԻ ՀՈՍՈՒՄԸ

1. Նախորդ պարագրաֆում մենք ստացանք մի շարք որակական բնույթի ընդհանուր եզրակացություններ։ Այսպես, օրինակ, ստացանք,

որ մինիմալ կտրվածքում հոսման և ձայնի արագությունները միևնույնն են ($w_m = a_m$) և կախված են միայն p_0, v_0-ից։ Սակայն կախման տեսքը չպարզվեց։

Ծանյց տրվեց նաև այնպես, որ մինիմալ կտրվածքում p_m ճնշումը կախված է p_0, v_0-ից, սակայն $p_m = \omega(p_0, v_0)$ ֆունկցիայի տեսքը ևնաց չպարզված։

Դրա պատճառն այն է, որ մենք չգիտեինք հակադարձելի ադիաբատի հավասարումը։ Իսկ երբ այդ հավասարումը տրված է, կարելի է որակական արդյունքներից անցնել քանակականներին։ Գիտնանք այն դեպքը, երբ հակադարձելի ադիաբատի հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$pv^n = B = \text{const.}, \quad n = \text{const.}$$

կամ

$$v = Dp^{-\frac{1}{n}}, \quad D = B^{\frac{1}{n}}, \qquad (11.\ 11.\ 1)$$

(11, 11, 1)-ը կիրառելի է իդեալական գազերի նկատմամբ այն դեպքում, երբ $n = \frac{c_p}{c_v}$ և c_p, c_v ջերմունակությունները հաստատուն են։ Տեխնիկայում երբեմն (11, 11, 1) հավասարումը կիրառում են նաև խոնավ հագեցած գոլորշու նկատմամբ, բայց այդ դեպքում n ցուցիչը ֆիզիկական իմաստ չունի։ Մեզ հետաքրքրող մի քանի մեծությունների արժեքները որոշելու համար ամենից հարմար է դիտարկել տեսակարար ծավալի քառակուսին։ Ըստ (11, 7, 8)-ի

$$\mu^2 = \frac{w^2}{v^2}, \quad \text{բայց ըստ (11, 11, 1)-ի } v^2 = D^2 p^{-\frac{2}{n}}, \text{ իսկ ըստ (10, 6, 8)-ի}$$

$$\tau - \tau_0 = -\int_{p_0}^{p} Dp^{-\frac{1}{n}} dp = \frac{Dn}{n-1}\left(p_0^{\frac{n-1}{n}} - p^{\frac{n-1}{n}}\right):$$

Այստեղ

$$\tau = \frac{w^2}{2a}, \quad \text{իսկ } \tau_0 = \frac{w_0^2}{2a} = 0,$$

որովհետև A_0 կտրվածքում հոսման արագությունը $w_0 = 0$։

Հետևաբար

$$w^2 = \frac{2anD}{n-1}\left(p_0^{\frac{n-1}{n}} - p^{\frac{n-1}{n}}\right), \qquad (11,\ 11,\ 2)$$

իսկ

$$\mu^2 = \frac{2an}{D(n-1)} p^{\frac{2}{n}}\left(p_0^{\frac{n-1}{n}} - p^{\frac{n-1}{n}}\right) =$$

$$= \frac{2an}{D(n-1)} p_0^{\frac{n-1}{n}}\left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{n}}. \qquad (11,\ 11,\ 3)$$

Հաշվառելով հետևյալ նշանակումով $\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{n}} = x$, տեսակարար

ծախսի համար կստանանք՝

$$\mu^2 = \frac{2an}{D(n-1)} p_0^{\frac{n+1}{n}} (1-x^{n-1})x^2, \qquad (11.\ 11,\ 4)$$

Մինիմալ կտրվածքում տեսակարար ծախսը մաքսիմալ է, այդ պատճառով $d\mu^2=0$, այսինքն՝

$$2x(1-x^{n-1})dx - x^2(n-1)x^{n-2}dx = 0$$

կամ $$2(1-x^{n-1}) - (n-1)x^{n-1} = 0, \quad (n+1)x^{n-1} = 2:$$

Այսպիսով՝ $$\frac{2}{n+1} = x^{n-1} \qquad \text{կամ} \quad x = \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{1}{n-1}}:$$

Բայց քանի որ $x = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{n}}$, ապա x-ի և p-ի արժեքները նշանակելով մինիմալ կտրվածքում x_m-ով ու p_m-ով, կստանանք՝

$$p_m = \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{n}{n-1}} p_0, \qquad (11,\ 11,\ 5)$$

Այսպիսով՝ երբ ադիաբատի հավասարումը (11, 11, 1)-ի տեսքի է, ապա մինիմալ կտրվածքում ճնշումը ուղիղ համեմատական է ելակետային կտրվածքի ճնշմանը (մինչդեռ ընդհանուր դեպքում p_m-ը կախված է p_0, v_0-ից)։ Համեմատականության գործակիցը, իդեալական գազերի դեպքում, կախված է մոլեկուլի աստիճանների թվից։ Այսպես, օրինակ, միատոմ գազի դեպքում

$$n = \frac{5}{3}, \quad \frac{n}{n-1} = \frac{5}{2}, \quad \frac{2}{n+1} = \frac{3}{4}, \quad \left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{n}{n-1}} = 0{,}484.$$

երկատոմ գազի $n=1{,}4$, $\left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{n}{n-1}} = 0{,}528$:

Այժմ կարելի է հեշտությամբ գտնել տարբեր մեծությունների՝ մինիմալ կտրվածքում ունեցած արտահայտությունները։ Այսպես (11, 11, 3)-ը և (11, 11, 5)-ը տալիս են

$$w_m = \sqrt{\frac{2anD}{n+1}} p_0^{\frac{n-1}{2n}}, \qquad (11,\ 11,\ 6)$$

(11, 11, 1)-ից և (11, 11, 5)-ից ստացնում ենք՝

$$v_m = D\left(\frac{n+1}{2}\right)^{\frac{1}{n-1}} p_0^{-\frac{1}{n}}, \qquad (11,\ 11,\ 7)$$

Բաժանելով (11, 11, 6)-ը (11. 11, 7)-ի վրա, ըստ (11, 11, 5)-ի ունենում ենք՝

$$\mu_m = \sqrt{\frac{na}{D}}\left(\frac{2}{n+1}\right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} p_0^{\frac{n+1}{2n}}, \qquad (11,\ 11,\ 8)$$

$\dot{w}_m$, v_m, μ_m-ի համար ստացած արտահայտությունների մեջ մտնում է D հաստատունը, որը կախված է p_0, v_0-ից։ Ըստ (11, 11, 1)-ի $D = p_0^{\frac{1}{n}} v_0$. այդ պատճառով, ինչպես հետևում է (11, 10, 4)-ից w_m, v_m և μ_m-ը ֆունկցիա են p_0, v_0-ից։

Այս բոլորից հետևում է, որ մինիմալ կտրվածքի σ_m մակերեսով և n, p_0, v_0-ի արժեքներով լիովին որոշվում է աղխարատ ստացիոնար հոսման ծախսը ($\dot{m}$)։ Իրոք, $\dot{m}$-ը նույնն է բոլոր կտրվածքներում, ուստի

$$\dot{m} = \mu\sigma = \mu_m \sigma_m,$$

որտեղ ըստ (11, 11, 8)-ի μ_m-ը ֆունկցիա է n, p_0, v_0-ից։

ԽՆԴԻՐՆԵՐ

11. 1. Հակադարձելի-ադիաբատ հոսման դեպքում p_0 և p սահմանների միջև (11, 6, 8)-ի ինտեգրումը տալիս է

$$w^2 - w_0^2 = 2a(h_0 - h)$$

կամ $w^2 = 2a(h_0 - h)$, քանի որ $w_0 = 0$, ընդ որում եթե h արտահայտված է կիլոգրամմետրերով, ապա w-ն կարտահայտվի $\frac{\text{մետր}}{\text{վայրկ.}}$-ով։

Ելնելով սրանից, ցույց տալ, որ երբ h-ը արտահայտված լինի մեծ կալորիաներով,

$$w \frac{\text{մետր}}{\text{վայրկ.}} = 91{,}53 \sqrt{h_0 - h},$$

11. 2. Ցույց տալ, որ իդեալական գազի դեպքում, որի ջերմունակությունը՝ $c_p = \text{const.}$, և հետևաբար $c_p : c_v = k = \text{const.}$, ընդհանուր $w^2 = 2a(h_0 - h)$ կապակցությունը կընդունի հետևյալ տեսքերը՝

$$w^2 = 2ac_p(T_0 - T),$$

$$w^2 = 2a \frac{k}{k-1} RT_0 \left(1 - \frac{T}{T_0}\right),$$

$$w^2 = 2a \frac{k}{k-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k}{k-1}}\right] = 2a \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right],$$

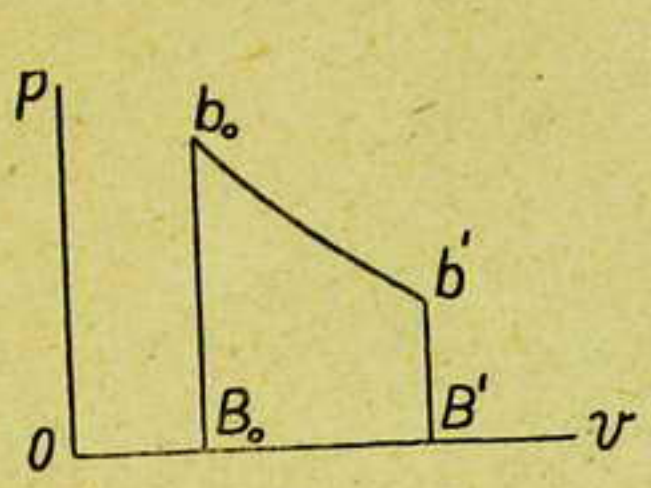
11. 3. Երբ հոսող սիստեմն իդեալական գազ է, § 11. 10, 2 (ա) դեպքի համար w_m^2 արտահայտել 11. 2 խնդրի արդյունքներից բխող բոլոր եղանակներով։

Ինչպիսի միավորների ընտրման ժամանակ, երկատոմային իդեալական գազի դեպքում՝

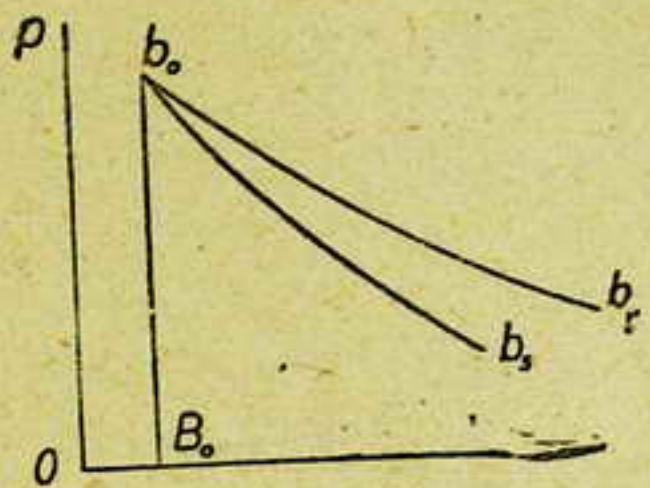
$$w = 3{,}38 \sqrt{RT_0},$$

11. 4. Ցույց տալ, որ երբ օդը (դիտված որպես իդեալական գազ) հակադարձելի-ադիաբատորեն հոսում է խողովակով, որի վերջում ճնշումը հավասար է 0-ի, այսինքն՝ $p'=0$ ապա այդ կտրվածքում հոսման արագությունը $w'=44.2\sqrt{T_0}$: (Օրինակ՝ երբ $T_0=300^0$, $w'=769$ $\frac{\text{մետր}}{\text{վայրկ.}}$):

11 5. Դիցուք b_0b' գիծը հանդիսանում է ճնշման և տեսակարար ծավալի միջև եղած կապակցության գրաֆիկը (նկ. 11—17), որտեղ $p_0=B_0b_0$ և $p'=B'b'$ համապատասխանաբար ելակետային A_0 և վերջի A' կտրվածքների ճնշումներն են։ Գրաֆիկորեն որոշել հակադարձելի հոսման արագության քառակուսին (w'^2) A' կտրվածքում։



Նկ. 11—17



Նկ. 11—18

11. 6. Դիցուք b_0b_s և b_0b_t գծերը (նկ 11—18) համապատասխանաբար պատկերում են ճնշման և տեսակարար ծավալի միջև եղած կապակցությունները E գազի հակադարձելի-ադիաբատ և իզոթերմ հոսումների դեպքում, $p_0=B_0b_0$, s և t ինդեքսով նշանակենք այդ երկու հոսումներին վերաբերող մեծությունները։ Որոշել վերջի կտրվածքներում հոսման արագությունների $w'_s-w'_t$ տարբերության նշանը, երբ՝

(ա) $p'_s=p'_t$,

(բ) $v'_s=v'_t$,

11. 7. Գազի հակադարձելի-ադիաբատ և իզոթերմ հոսումները համապատասխանորեն կատարվում են D_s և D_t խողովակներում, ընդ որում այդ երկու խողովակներում է՛ ելակետային ճնշումները նույնն են։ Գիտենալով, որ խողովակների վերջի կտրվածքներում գազի վիճակը նույնն է, գրաֆիկ պատկերացման միջոցով (տե՛ս 11. 5 և 11.6 խնդիրները) որոշել հոսման արագությունների $w'_s-w'_t$ տարբերության նշանը։

11. 8. Ցույց տալ, որ իդեալական գազի հակադարձելի իզոթերմ ստացիոնար հոսման դեպքում, երբ խողովակում ճնշումը նվազում է հոսման ուղղությամբ՝

ա. մինիմալ A_m կտրվածքում հոսման արագության քառակուսին՝

$$w_m^2=p_mv_m,$$

որտեղ v_m-ը միավոր մասսայի ծավալն է,

բ. $\frac{p_m}{p_0}=e^{-\frac{1}{2}}$, որտեղ p_0 ելակետային կտրվածքի ($w_0=0$) ճնշումն է, իսկ e-ն բնական լոգարիթմների հիմքն է,

$$e^{-\frac{1}{2}}=0,606.$$

գ. $\frac{w^2_{ms}}{w^2_m}=k$, որտեղ w^2_{ms}-ը A_m մինիմալ կտրվածքի իդեալական գազի արագության քառակուսին է այնպիսի ադիաբատ հոսման ժամանակ, որի A_m կտրվածքի ճնշումը և ջերմաստիճանը համապատասխանորեն հավասար են քննարկվող իզոթերմ հոսման A_m կտրվածքի ճնշմանը և ջերմաստիճանին։

11. 9. ա. Ցույց տալ, որ եթե օդը դիտենք որպես իդեալական գազ, ապա նրա իզոթերմ հոսման ժամանակ

$$w\frac{մետր}{վայրկ.}=36,37\sqrt{T\log\left(\frac{p_0}{p}\right)},$$

որտեղ log-ը տասնորդական լոգարիթմն է։

բ. Ինչպես կարտահայտվի առեսակարար ծախսը մինիմալ կտրվածքում։

11. 10. Դիցուք w_a-ն և w_b-ն A և B իդեալական գազերի հակադարձելի իզոթերմ հոսման արագություններն են հավասար ճնշումներ ունեցող կտրվածքներում ($p_a=p_b$)։ Ենթադրելով, որ ջերմաստիճաններըն՝ $T_a=T_b$, իսկ ելակետային կտրվածքներում ճնշումները նույնն են, ($p_{oa}=p_{ob}$) ցույց տալ, որ

$$w_a=w_b=\sqrt{\delta_b:\delta_a},$$

որտեղ δ_a-ն և δ_b-ն այդ կտրվածքներում գազերի խտություններն են։

11. 11. Իդեալական գազի իզոթերմ հոսման արագությունն արտահայտել այդ գազում ձայնի ունեցած արագության միջոցով։

11. 12. Դիցուք հակադարձելի ստացիոնար հոսող գազի վիճակը փոփոխվում է ըստ պոլիտրոպի, որի ցուցիչն է λ (այսինքն՝ $pv^\lambda=\text{const.}$)։ Ցույց տալ, որ մինիմալ կտրված քում

ա. $w^2_m=\lambda p_m v_m$, որտեղ v_m-ը միավոր մասսայի ծավալն է (մասնավոր դեպքեր՝ $\lambda=k$, ադիաբատ հոսում, $\lambda=1$, իզոթերմ հոսում).

բ. $$p_m=p_0\left(\frac{2}{\lambda+1}\right)^{\frac{\lambda}{\lambda-1}}$$

[այս կապակցությունը վեր է ածվում (11, 11, 5)-ի, երբ $\lambda=k=n$.

կարելի է ցույց տալ, որ երբ $\lambda=1$, $\left(\frac{2}{\lambda+1}\right)^{\frac{\lambda}{\lambda-1}}=e^{-\frac{1}{2}}$, այսինքն՝ երբ $\lambda=1$, կունենանք՝ 11. 8. խնդրին լրիվ համապատասխան $p_m=p_0 e^{-\frac{1}{2}}$].

Գլուխ XII

ԵՐԿՐՈՐԴ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ

§ 12, 1. ԱՌԱՋԻՆ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ԱՆԲԱՎԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Առաջին սկզբունքը հնարավորություն է տալիս պատասխանելու բազմաթիվ հարցերի և հաստատելու մի շարք ընդհանուր օրինաչափություններ։ Այնուամենայնիվ, կան շատ հարցեր, որոնց առաջին սկզբունքը չի պատասխանում։

Այսպես, օրինակ, իդեալական գազի դեպքում [տե՛ս (10, 2, 13)] ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունը հավասար է ճնշմանը՝

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial v}\right)_t = l = p.$$

կամայական սիստեմի համար (7, 8, 2)-ի համաձայն ունենք՝

$$l = \omega\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v,$$

որտեղ ω-ն վիճակի ֆունկցիա է։

Սակայն այդ ֆունկցիայի տեսքը հնարավոր չէ հաստատել առաջին սկզբունքի օգնությամբ։ Այսպիսով, իրավունք ունենք ասելու, որ միայն առաջին սկզբունքի օգնությամբ հնարավոր չէ որոշել կամայական սիստեմի ծավալի փոփոխության l թաքնված ջերմության արտահայտությունը։

Մենք տեսանք, որ իդեալական գազերում և հեղուկ-գոլորշի սիստեմներում հակադարձելի-ադիաբատը իզոթերմից թեք է։ Առաջին սկզբունքը հնարավորություն է տալիս հաստատելու այսպիսի սիստեմներին ներհատուկ մի շարք հատկություններ, օրինակ՝ $C_p > C_v$, (7, 3, 8) հատկությունները։ Մենք գիտենք նաև, որ երբեմն հակադարձելի ադիաբատը և իզոթերմը համընկնում են։ Առաջին սկզբունքը դարձյալ նշում է բոլոր այս սիստեմների համար ընդհանուր հատկությունները, օրինակ՝ (7, 3, 7)-ը։ Մեզ հայտնի չեն այնպիսի սիստեմներ, որոնցում իզոթերմը լինի հակադարձելի-ադիաբատից թեք։ Առաջին սկզբունքը հնարավորություն է տալիս որոշելու, թե ինչպիսին պետք է լինեն այս սիստեմների հատկությունները. բայց ցույց չի տալիս, թե արդյոք գոյություն ունեն այդպիսի սիստեմները, թե ոչ։

Ծանոթանանք ևս հետևյալ հարցերը. պատկերացնենք, որ թթվածին պարունակող անոթի մեջ լցված է մի կտոր մաքուր պղինձ։ Ինչպես

հայտնի է, թթվածինն ու պղինձը տալիս են հետևյալ միացությունները՝ Cu_2O և CuO։ Այսպիսով՝ երբ պղինձը մտցվում է թթվածնի մեջ, կարող է սկսվել Cu_2O-ի կամ CuO-ի առաջացումը և կամ միաժամանակ Cu_2O-ի և CuO-ի առաջացումը։ Վերջապես, կարող է պղինձ մտցնելը ոչ մի ռեակցիա չառաջացնել։

Ենթադրենք, որ անոթում ջերմաստիճանն ու ճնշումը պահվում են հաստատուն։ Այդ դեպքում մենք կտեսնենք, որ t-ի և p-ի միանգամայն որոշակի արժեքների դեպքում առաջանում է CuO, իսկ նույն մեծությունների այլ արժեքների դեպքում առաջանում է Cu_2O։

Վերջապես, կարելի է ջերմաստիճանի և ճնշման արժեքներն այնպես ընտրել, որ միաժամանակ առաջանան Cu_2O և CuO։

Այսպիսով, թթվածին պարունակող անոթի մեջ պղինձ լցնելուց առաջացած պրոցեսը որոշվում է ջերմաստիճանով և ճնշմամբ։

Սակայն առաջին սկզբունքը ցույց չի տալիս, թե ինչպե՞ս են կապված ճնշումն ու ջերմաստիճանը այն ռեակցիայի հետ, որը տեղի է ունենում պղինձ և թթվածին պարունակող անոթում։

Նման դեպք տեղի է ունենում H_2, I_2 և HI գազերի խառնման ժամանակ։ Կարելի է այս գազերի քանակները հատուկ այնպես ընտրել, որ խառնուրդից հետո գրամմոլերի թվերն ամենևին չփոփոխվեն, իսկ առհասարակ այս գազերի խառնումն առաջացնում է կամ HI-ի տարրալուծումը H_2-ի և I_2-ի, կամ էլ, ընդհակառակը, H_2-ը և I_2-ը միանալով տալիս են HI։ Ռեակցիայի ուղղությունը, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, կախված է գազերի քանակներից։ Այստեղ նույնպես առաջին սկզբունքը անզոր է պարզել, թե այդ երկու հնարավոր ռեակցիաներից ո՞ր մեկը կկատարվի գազերի խառնման դեպքում։

Մի շարք դեպքերում պրոցեսը ընթանում է միայն մեկ որոշակի ուղղությամբ։ Օրինակ, ինչպես այդ բացատրվեց 6-ում, այն պրոցեսը, որում $dW_e=0$, $dQ=0$, $dU=0$, ընթանում է միայն ծավալի մեծացման ուղղությամբ։ Այս պայմանների դեպքում սեղմումն անհնար է։ Ջերմության մեխանիկական համարժեքի որոշման Ջոուլի փորձի ժամանակ ծանրոցը կարող է միայն ընկնել (և ոչ թե բարձրանալ) և այդ բարձրացնում է ջերմաստիճանը, եթե հեղուկը պարփակված է ադիաբատ թաղանթի մեջ։

Վերջապես, լավ հայտնի է ջրի (և այլ հեղուկների) գերսառեցման երևույթը։ Ջուրը գերսառեցված վիճակում կարող է պահպանվել երկար, որքան կամենանք, բայց կարող է նույնպես կատարվել սառույց դառնալու շատ արագ պրոցես։ Հակառակ պրոցես, այսինքն՝ սառույցի գերտաքացում գոյություն չունի։

Առաջին սկզբունքը չի կարող կանխատեսել այնպիսի պրոցեսների անհնարինությունը, ինչպիսիք են սառույցի գերտաքացումը, սեղմումը, որի ընթացքում $dW_e=0$, $dQ=0$, $dU=0$ և այլն։

2. Ասածներից հետևում է, որ մի շարք դեպքերում առաջին սկզբունքն անզոր է, այդ պատճառով ակնհայտորեն կարիք է զգացվում այնպիսի մի նոր ընդհանուր սկզբունքի, որը կպատասխանի նոր դրված

և մի շարք այլ հարցերին. Հենց այդպիսին է թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը։

Միակողմանի կոչենք այնպիսի պրոցեսները, ինչպիսիք են՝ ջրի դերատաքացումը, ընդարձակումը $dW_e=0$, $dQ=0$, $dU=0$ պայմանների դեպքում և այլն։ Միակողմանի պրոցեսների գոյությունից բխում է միակողմանի ցիկլերի գոյությունը, այսինքն՝ ցիկլերի, որոնք կարող են կատարվել միայն մի ուղղությամբ։

Հնարավոր է, որ ուսումնասիրելով մեկ առ մեկ միակողմանի պրոցեսները և ցիկլերը, մենք կստանանք մի ընդհանուր օրինաչափություն, որին ենթարկվում են բոլոր այդ պրոցեսները (կամ բոլոր միակողմանի ցիկլերը), և որը հատատատում է պրոցեսների անհնարինության (անիրագործելիության) մի ընդհանուր հատկանիշ։

Այդ մեզ հնարավորություն կտար հաստատելու այն ընդհանուրը, որ կա բոլոր միակողմանի պրոցեսներում։

Երբ սիստեմը չի գտնվում հավասարակշռության վիճակում, ապա յուրաքանչյուր այդպիսի վիճակում կատարվում է միանգամայն որոշակի պրոցես։ Այդ պատճառով, եթե ունենայինք հիշյալ ընդհանուր օրինաչափությունը, կկարողանայինք հաստատել այն պրոցեսների բնորոշ առանձնահատկությունները, որոնք կատարվում են սիստեմների անհավասարակշիռ վիճակներում։

Վերջապես, երբ սիստեմը հավասարակշռված է և այնպիսին է, որ նրա մեջ կարելի է առաջացնել հակադարձելի պրոցես, ապա յուրաքանչյուր այդպիսի պրոցես կարող է ընթանալ երկու, մեկը մյուսին հակառակ ուղղություններով (օրինակ՝ ծավալի մեծացում կամ փոքրացում)։ Հետևաբար այս դեպքում պրոցեսի միակողմանիությունն անհնար է. եթե բոլոր միակողմանի պրոցեսներն իրեն ենթարկող ընդհանուր օրինաչափությունը գտնված լիներ, ապա նրանից օգտվելով կարելի կլիներ հաստատել հակադարձելիության հիմնական ընդհանուր հատկանիշը։

§ 12, 2. ՋԵՐՄՈՒԹՅԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԸ

Նախքան ընդհանուր օրինաչափության որոնմանն անցնելը, այն օրինաչափության, որ կարող է դրվել երկրորդ սկզբունքի հիմքում, մենք պետք է ծանոթանանք ջերմային աղբյուրների գաղափարի հետ։

Թերմոդինամիկայում ջերմային աղբյուր (ջերմաղբյուր) է կոչվում այն մարմինը, որը

ա) չի պատկանում դիտվող սիստեմին.

բ) կարող է, ըստ մեր հայեցողության, ջերմահաղորդակցվել սիստեմի հետ.

գ) ունի հաստատուն ջերմաստիճան (որը ենթադրում է անվերջ նաև ջերմության առանձին կամ տալու ընթացքում)։

Մենք արդեն լավ գիտենք, որ իզոթերմ պրոցեսների ընթացքում առացվում կամ տրվում է ջերմություն։ Այդ պատճառով ջերմաղբյուրի՝

ջերմություն տալու կամ ստանալու ընթացքում հաստատուն ջերմաստիճան պահպանելու հատկությունը որևէ բացատրություն չի պահանջում։ Որպես ջերմաղբյուր ընդունում են՝ ա) այն մարմիններըը, որոնց մասսան այնքան մեծ է (սահմանում անվերջ մեծ), որ դրական կամ բացասական ջերմության վերջավոր քանակները չեն ազդի նրանց ջերմաստիճանի վրա, բ) այնպիսի մարմիններըը, որոնց պարամետրները կարելի է այնպես փոխել, որ ջերմաստիճանը մնա հաստատուն։

Օրինակ՝ մխոց ունեցող գլանը, որը պարունակում է հեղուկ և նրա գոլորշին։ Մխոցի վրա հաստատուն արտաքին ճնշման դեպքում ջերմաստիճանը գլանում նույնպես կլինի հաստատուն։ Երբ գլանը ջերմություն տա, նրա մի գոլորշու մի մասը հեղուկ կդառնա, իսկ ջերմություն ստանալիս՝ հեղուկի մի մասը գոլորշի կդառնա։

Այսպիսով, գլանի և սիստեմի ջերմահաղորդակցման ընթացքում գլանում իզոբար-իզոթերմ կերպով կփոփոխվի հեղուկի և գոլորշու քանակը։

Որպես ջերմաղբյուրի այլ օրինակ կարող է ծառայել իդեալական գազ պարունակող, մխոց ունեցող գլանը։ Քանի որ իդեալական գազի ներքին էներգիան (6, 7, 11) կախված է միայն ջերմաստիճանից, ապա՝ եթե անընդհատ պահպանվի ներքին էներգիայի անփոփոխությունն ապահովող $dQ+dW_0=0$ պայմանը, ջերմաստիճանն էլ կլինի հաստատուն։ Հետևաբար այս պայմանի դեպքում իդեալական գազ պարունակող գլանը կարող է ծառայել որպես ջերմաղբյուր։

Սակայն անհրաժեշտ է հիշել, որ ջերմաղբյուրները դիտելիս պետք է անտեսել այն հանգամանքը, թե ինչպես է ջերմային աղբյուրի ջերմաստիճանը հաստատուն պահվում, և ընդունել, որ ջերմաղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցվելիս սիստեմն ստանում է (դրական կամ բացասական) ջերմություն։ Իսկ սիստեմի հետ կապված արտաքին աշխատանքի կատարման մեջ ջերմաղբյուրները ոչ մի մասնակցություն չունեն։

2. Դիցուք t-ն և τ-ն սիստեմի և ջերմաղբյուրի ջերմաստիճաններն են, իսկ dQ-ն ջերմության տարրական քանակը (դրական կամ բացասական), որ ջերմահաղորդակցության ընթացքում սիստեմն ստանում է ջերմաղբյուրից։ Կարելի է պնդել (տե՛ս, օրինակ, § 7, 3, 1), որ dQ-ն և $(\tau-t)$ տարբերությունը միշտ ունեն միևնույն նշանը։ Երբ $\tau-t>0$ (աղբյուրի ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, քան սիստեմինը), $dQ>0$ (սիստեմն աղբյուրից ստանում է դրական ջերմություն)։ Երբ $\tau-t<0$, ապա $dQ<0$ և վերջապես, երբ $\tau-t=0$, $dQ=0$։ Հաճախ օգտագործվող «սիստեմը ջերմություն է ստանում միևնույն ջերմաստիճան ունեցող աղբյուրից» նախադասությունը պետք է հասկանալ այսպես՝ սիստեմը ջերմություն է ստանում այնպիսի աղբյուրից, որի ջերմաստիճանը շատ քիչ է տարբերվում սիստեմի ջերմաստիճանից։

Այն հարցի մասին, թե ինչպես է փոփոխվում աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցված սիստեմի ջերմաստիճանը, ոչինչ որոշակի ասել չի կարելի։ Դիցուք սիստեմում ռեակցիա է կատարվում. եթե այդ ռեակցիան աղիաբատ ընթանաք, ապա ջերմաստիճանն զգալիորեն կմեծանա։

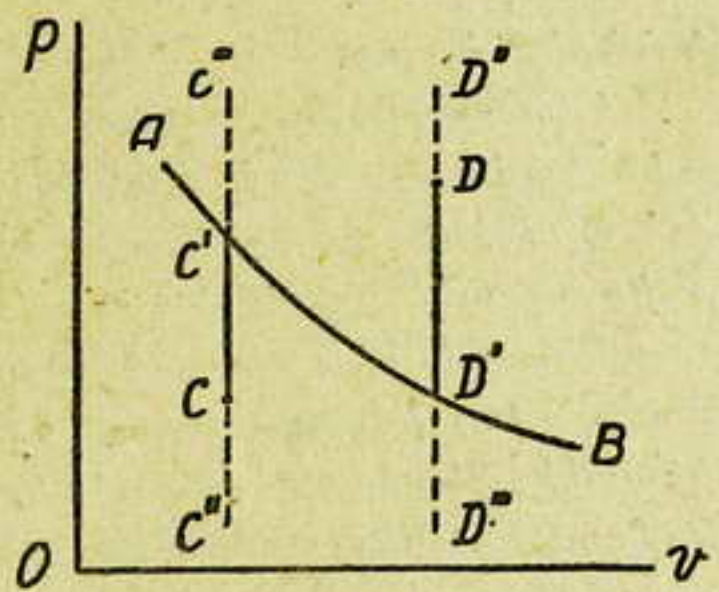
Եթե τ ջերմատուիճան ունեցող աղբյուրը ջերմահաղորդակցվի t ջերմատուիճան ունեցող սիստեմի հետ, ապա ռեակցիան այլևս չի լինի ադիաբատ, և τ>t դեպքում կսկսվի դրական ջերմության հոսք, որը կնպաստի սիստեմի t ջերմատուիճանի ավելի արագ բարձրանալուն, քան ադիաբատ ռեակցիայի դեպքում։

Այսպիսով, t-ն կհասնի τ-ին և ապա կանցնի τ-ից, բայց, երբ t>τ, dQ-ն բացասական կդառնա (սիստեմը կսկսի ջերմություն հաղորդել աղբյուրին). աղբյուրի աղդեցությունը և սիստեմում ջերմատուիճանի փոփոխությունը կդադարեն հակադրակ, և ակնհայտ է, որ t>τ որոշ արժեքի դեպքում սիստեմի ջերմատուիճանի բարձրացումը կընդհատվի։

Կարելի է պատկերացնել այնպիսի դեպք, երբ սիստեմում ապահովված են ջերմատուիճանի անփոփոխության պայմանները։ Այս դեպքում աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցվելիս կսկսվի (դրական կամ բացասական) ջերմության հոսք, և սիստեմում կսկսվի իզոթերմ պրոցես։ Այդ պրոցեսի ուղղությունը կախված կլինի τ—t տարբերության նշանից։ Իրոք, երբ τ—t>0, նաև dQ>0, այդ պատճառով սիստեմում կսկսվի այն իզոթերմ պրոցեսը, որի ընթացքում ջերմությունը դրական է։ Երբ τ—t<0, ապա նաև dQ<0, այս դեպքում՝ աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցվելիս՝ սիստեմում կսկսվի այնպիսի իզոթերմ պրոցես, որի ընթացքում ջերմությունը բացասական է։

Այսպիսով, հեղուկ-գոլորշի սիստեմի՝ աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցվելիս հատատուն արտաքին ճնշման տակ կկատարվի իզոթերմ գոլորշիացում, եթե τ>t և գոլորշու իզոթերմ վերածումը հեղուկի, եթե τ<t։

Հետազոտենք մի դեպք ևս։ Ենթադրենք, թե հավասարակշռության մեջ գտնվող սիստեմի համար առեղծված են այնպիսի պայմաններ, որոնք ապահովում են սիստեմի ծավալի և այլ աշխատանքային հատկանիշների հատատատունությունը։ Ջերմային աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցումը կխախտի հավասարակշռությունը և սիստեմում կառաջացնի այնպիսի պրոցես, որի ընթացքում ծավալը և մնացած բոլոր աշխատանքային հատկանիշները հատատատուն են։ Այդ պրոցեսի ժամանակ սիստեմի մեջ (դրական կամ բացասական) ջերմություն անցնելիս նրա ջերմատուիճանը կսկսի մոտենալ աղբյուրի ջերմատուիճանին, այսինքն՝ եթե τ—t>0, ապա dQ>0 և dt>0, եթե τ—t<0, ապա dQ<0 և dt<0։



Նկ. 12—1

Այս երկու դեպքերում էլ τ—t տարբերության բացարձակ արժեքը փոքրանում է։

3. Դիտարկենք հատատատուն սիստեմի այն մասնավոր դեպքը, որի մեկ աշխատանքային հատկանիշը ծավալն է։ Դիցուք (նկ. 12—1) AB-ն այդ սիստեմի այն իզոթերմն է, որի ջերմատուիճանը հավասար է աղբյուրի ջերմատուիճանին։ Ենթադրենք C-ն (կամ D-ն) սիստեմի հավասարակշիռ վիճակն է։ Ջերմահաղորդակցենք սիստեմը աղբյուրի հետ. հավասարա-

կշռությունը կխախտվի, և եթե ապահովված է ծավալի հաստատուն ծնալը՝ կսկսվի իզոխոր պրոցես։ 2-ում ասածի համաձայն սիստեմի ջերմաստիճանը կսկսի մոտենալ աղբյուրի ջերմաստիճանին։ Այժմ հնարավոր չափով մանրակրկիտ ձևակերպենք այդ հանգամանքը։

(12, 2, 1) Եթե հաստատուն ծավալ ունեցող սիստեմը գտնվում է հավասարակշռության մեջ, ապա սիստեմի ջերմաստիճանից տարբեր ջերմաստիճան ունեցող աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցությունը խախտում է ջերմային հավասարակշռությունը։ Առաչացած աննկատելի իզոխոր պրոցեսում սիստեմի ջերմաստիճանը կմոտենա աղբյուրի ջերմաստիճանին։ Այսպիսով, հավասարակշռության C վիճակում սկսվող CC″ և CC′ իզոխոր պրոցեսներից, աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցվելիս կառաչանա այն CC′ պրոցեսը, որն ուղղված է դեպի AB իզոթերմը, ըստ որում AB-ի վրա սիստեմի ջերմաստիճանը հավասար է աղբյուրի τ ջերմաստիճանին։ C′ կետում այդ պրոցեսը կվերջանա, և նորից կհաստատվի ջերմային հավասարակշռություն։ Իզոթերմից հեռացնող CC″ պրոցեսն անհնար է։ Անցումը դեպի իզոթերմի մյուս կողմն անհնար է, այսինքն՝ չի կարող տեղի ունենալ CC′ պրոցեսի C′C‴ շարունակությունը։

Եթե աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցությունը հաստատվել է այն ժամանակ, երբ սիստեմի հավասարակշիռ վիճակը եղել է D-ն, ապա կկատարվեր DD′ իզոխոր պրոցեսը (ուղղված դեպի AB իզոթերմը). DD″ պրոցեսը կամ DD′ պրոցեսի D′D‴ շարունակությունն անհնար է։

Այժմ ենթադրենք, թե մեր տրամադրության տակ ունենք մի շարք աղբյուրներ, որոնց τ_1, τ_2,.... τ_n ջերմաստիճանների միջակայքերը շատ փոքր են. $\tau_2-\tau_1$, $\tau_3-\tau_2$,...., $\tau_n-\tau_{n-1}$-ը շատ փոքր դրական մեծություններ են։ Ակնհայտ է, որ եթե C վիճակում սիստեմի t_0 ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, քան τ_1-ը, և ավելի ցածր, քան τ_n-ը, ապա CC′ և CC″ իզոխոր պրոցեսներից երկուսն էլ հնարավոր են։

CC′ պրոցեսն իրագործելու համար անհրաժեշտ է սիստեմին միացնել t_0-ին հավասար կամ նրանից բարձր ջերմաստիճան ունեցող աղբյուր։ Իսկ CC″ պրոցեսն իրագործելու համար անհրաժեշտ է սիստեմին միացնել t_0-ից ոչ ավելի ջերմաստիճան ունեցող աղբյուր։

Պետք է նկատի ունենալ, որ միայն մի ջերմաղբյուրի օգնությամբ իրագործվող իզոխոր պրոցեսները կլինեն միշտ անհակադարձելի, եթե սիստեմի ջերմաստիճանը վերջավոր մեծությամբ տարբերվի աղբյուրի ջերմաստիճանից։ Իսկ եթե ունենք մեծ թվով աղբյուրներ, որոնց ջերմաստիճանների միջակայքերը շատ փոքր են, ապա միշտ փոխարինելով սիստեմին միացրած աղբյուրը այլ աղբյուրով, այնպես որ t և τ ջերմաստիճանների տարբերությունը շատ փոքր լինի, կարելի կլինի իրագործել հակադարձելի իզոխոր պրոցես։

§ 12, 8. ՄԵԿ ԱՂԲՅՈՒՐՈՎ ՑԻԿԼԵՐ

Մեկ աղբյուրով ցիկլ կոչվում է այն ցիկլը, որի ընթացքում սիստեմը ջերմահաղորդակցվում է միայն մեկ աղբյուրի հետ։ Ցիկլի այն մասերը, որոնց ընթացքում սիստեմը և աղբյուրը չեն ջերմահաղորդակցվում,

կլինեն ադիաբատ։ Մնացած բոլոր հատվածներում, երբ սիստեմը և աղբյուրը ջերմահաղորդակցվում են (դրական կամ բացասական), ջերմությունը աղբյուրից կանցնի սիստեմին։

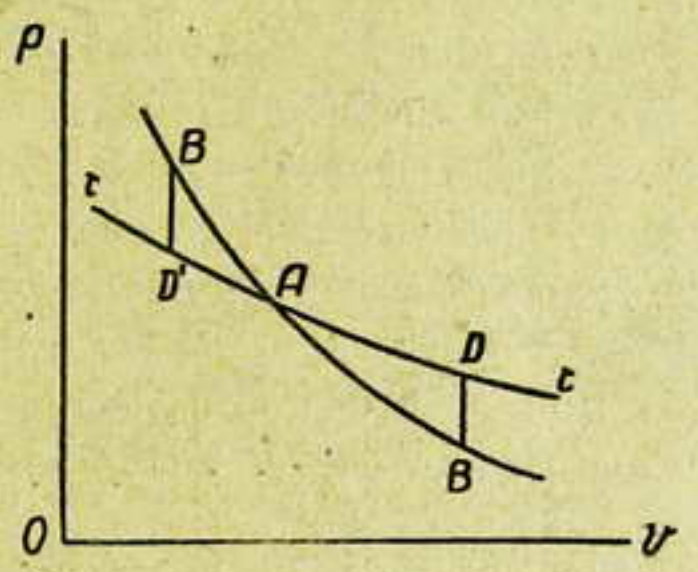
Մեկ աղբյուրով ցիկլերում հակադարձելի կլինեն, միայն ադիաբատ հատվածները և այն իզոթերմ պրոցեսները, որոնց ընթացքում սիստեմի և աղբյուրի ջերմաստիճանները միևնույնն են։ Բոլոր մնացած պրոցեսները, որոնք ընթանում են անհավասար ջերմաստիճաններ ունեցող սիստեմի և աղբյուրի ջերմահաղորդակցության ժամանակ, անկասկած, կլինեն անհակադարձելի։

Ցածրում շարադրված օրինակներով մենք կհամոզվենք, որ ոչ բոլոր նբևակայելի մեկ աղբյուրով ցիկլերն են իրագործելի, և որ իրագործված մեկ աղբյուրով անհակադարձելի ցիկլերը կարող են ընթանալ միայն մի ուղղությամբ։

Մեկ աղբյուրով ցիկլերի մասին տեղեկությունները կլրացվեն քիչ հետո։

§ 12, 4. ՄԵԿ ԱՂԲՅՈՒՐՈՎ ՑԻԿԼԵՐԻ ՕՐԻՆԱԿՆԵՐ

1. Ասածն ավելի ակնառու դարձնելու համար բոլոր ցիկլերը կպատկերացնենք p—V դիագրամի վրա, անցկացնելով ամեն անգամ դիագրամի վրա դիտվող սիստեմի այն իզոթերմը, որի ջերմաստիճանը հավասար է աղբյուրի (τ) ջերմաստիճանին։ Համառոտության համար այդ իզոթերմը կոչենք τ-իզոթերմ։



Նկ. 12_2

Նույն համառոտության նպատակով երբեմն կասենք՝ «միացնենք աղբյուրը», փոխանակ ասելու «ջերմահաղորդակցենք սիստեմը և ջերմության աղբյուրը», և՝ «անջատենք աղբյուրը», փոխանակ ասելու «դադարեցնենք սիստեմի և ջերմության աղբյուրի ջերմահաղորդակցությունը»։

2. Դիցուք (նկ. 12—2) D′AD-ն իդեալական գազի τ-իզոթերմն է, իսկ B′AB-ն՝ այդ գազի հակադարձելի-ադիաբատը։ Ջերմության աղբյուրն անջատելով, կատարենք գազի հակադարձելի-ադիաբատ AB ընդարձակումը։ Միացնենք աղբյուրը և կատարենք BD իզոխոր պրոցեսը և ապա DA իզոթերմ սեղմումը։ BD պրոցեսն անհակադարձելի է, քանի որ սիստեմի և աղբյուրի միջև ջերմության անցումը կատարվել է $t \neq \tau$ պայմանի դեպքում։ ABDA անհակադարձելի ցիկլը կատարված է ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ։ Այս նույն ցիկլը ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ իրագործելն անհնարին է, այսինքն՝ ADBA ցիկլն անհնար է կատարել՝ քանի որ (12, 2, 1)-ի համաձայն կարելի է BD իզոխորով միայն մոտենալ τ իզոթերմին, իսկ հեռանալ τ իզոթերմից DB իզոխորով անհնարին է։

Ենթադրենք, որ արտաքին ճնշումը հավասար է դարի ճնշմանը. այդ դեպքում ցիկլի ընթացքում կատարված արտաքին (W_e) աշխատանքը դրական կլինի,

$$W_e = \text{մակ. } ABDA > 0:$$

(Իրոք, AB-ի ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ $W_{eAB} < 0$, իզոթերմ սեղմման ժամանակ $W_{eDA} > 0$, բայց $W_{eDA} > |W_{eAB}|$, իսկ BD իզոխորի վրա արտաքին աշխատանքը հավասար է 0։

Այսպիսով, $W_e = W_{eAB} + W_{eDA} > 0$):

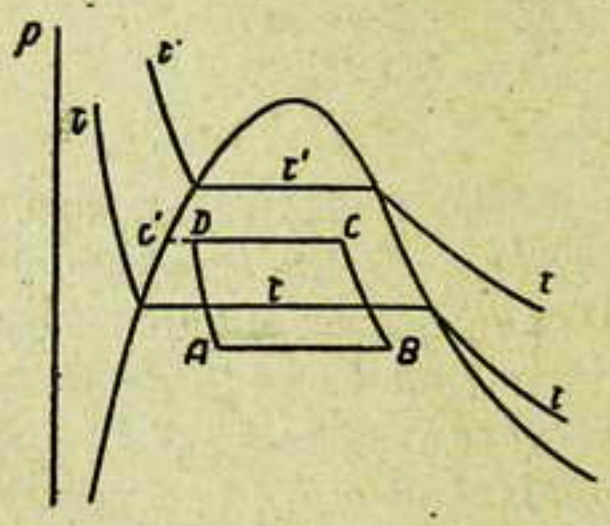
Որովհետև B′ վիճակից, աղբյուրի հետ ջերմահաղորդակցվելու ժամանակ, հնարավոր է միայն B′D′ իզոխոր մոտեցումը τ-իզոթերմին, ապա AB′D′A անհակադարձելի ցիկլը նույնպես կարող է կատարվել (նկ. 12—2)։ Այդ ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դարձյալ դրական է, քանի որ $W_{eAB'} > |W_{eD'A}|$։ AD′B′A ցիկլն անիրագործելի է այն պատճառով, որ D′B′ անհակադարձելի իզոխոր պրոցեսն անիրագործելի է, եթե ունենք միայն մեկ աղբյուր, որի ջերմաստիճանը $\tau = t_D$. (t-ով միշտ նշանակվում է սիստեմի ջերմաստիճանը. t_D-ը սիստեմի ջերմաստիճանն է D′ վիճակում)։ Նույն պատճառով անիրագործելի է նաև ADBA ցիկլը։

Այսպիսով, միայն մեկ աղբյուրի առկայության դեպքում իդեալական գազը կարող է կատարել մի հակադարձելի ադիաբատից, անհակադարձելի իզոխորից և հակադարձելի իզոթերմից* բաղկացած ցիկլ միայն ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ (ABDA, AB′D′A):

Այս ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական է։

Մենք կստանայինք միևնույն արդյունքը, եթե այս ցիկլը կատարվեր ոչ թե իդեալական գազով, այլ մի որևէ ուրիշ սիստեմով, որի հակադարձելի-ադիաբատն ու իզոթերմն այնպես են դասավորվում, ինչպես ցույց է տրված 12—2 նկարում։

3. Դիտենք մեկ աղբյուրով կառնոյի ցիկլը հեղուկ-գոլորշի սիստեմում (նկ. 12—3)։ Քանի որ այս սիստեմում ճնշումը միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա է, ապա AB, CD իզոթերմները միևնույն ժամանակ նաև իզոբարներ են. նշանակենք AB և CD իզոթերմների ջերմաստիճանները համապատասխանաբար t_A և t_C-ով։ Նկատում ենք, որ $t_A < \tau < t_C$, այսինքն՝ աղբյուրի ջերմաստիճանը բարձր է t_A-ից և ծանր է t_C-ից։



Նկ. 12—3

Դիցուք A-ն սիստեմի հավասարակշիռ վիճակն է, իսկ արտաքին ճնշումը հաստատուն է և հավասար սիստեմի ճընշմանը, $f_A = p_A = \text{const.}$:

Միացնենք աղբյուրը, քանի որ $t_A < \tau$,

---

* Ենթադրվում է, իհարկե, որ իզոթերմ պրոցեսի ընթացքում սիստեմի ջերմաստիճանը հավասար է աղբյուրի ջերմաստիճանին։

ապա սիստեմը կսկսի աղբյուրից դրական ջերմություն ստանալ, և այդ պատճառով կսկսվի AB-ով իզոբար-իզոթերմ գոլորշիացումը։ Քանի որ $p_A = f_A = \text{const}$. և ենթադրվում է, որ շփման ուժեր չկան, ապա AB պրոցեսը կլինի մեխանիկորեն հակադարձելի։

B վիճակում անջատենք աղբյուրը և կատարենք BC-ով ջերմաստիճանի հակադարձելի-ադիաբատ բարձրացում։ C վիճակում մխացնենք աղբյուրը։ Այժմ արդեն $t_C > \tau$, և այդ պատճառով աղբյուրից ստացված ջերմությունը բացասական կլինի։ Հաստատուն ճնշման տակ $f_C = p_C = \text{const}$. կսկսվի CD-ով հաղեցած գոլորշու մեխանիկորեն հակադարձելի իզոբար-իզոթերմ հեղուկացումը։ D վիճակում աղբյուրը նորից անջատենք և ցիկլն ավարտենք ջերմաստիճանի հակադարձելի-ադիաբատ DA ինքնուրույն։

Այս ցիկլը (ABCDA) կատարվել է ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ. մենք միտումնավոր չունենք ADCBA ցիկլն իրագործելու համար (ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ), քանի որ այդ ցիկլի DC հատվածն անիրագործելի է։ Իրոք, DC-ն գոլորշիացման պրոցես է, նրա թաքնված ջերմությունը դրական է, մինչդեռ, երբ $t_D = t_C > \tau$, սիստեմը կարող է աղբյուրից ստանալ միայն բացասական ջերմություն։ Այդ պատճառով սիստեմին աղբյուրը մխացնելիս D-ից կարող է կատարվել հաղեցած գոլորշու հեղուկացման DC′ իզոթերմ պրոցեսը և ոչ թե DC-ն։

ABCDA ցիկլում AB և CD իզոբար-իզոթերմ պրոցեսները ջերմափոխորեն անհակադարձելի են, որի հետևանքով ամբողջ ցիկլն անհակադարձելի է, բայց AB-ն և CD-ն մեխանիկորեն հակադարձելի են, իսկ BC և DA ադիաբատները լիովին հակադարձելի են։

Այդ պատճառով համաձայն (7, 1, 5)-ի՝ ամբողջ ցիկլի ընթացքում կատարվող արտաքին աշխատանքը՝

$$W_e = \text{մակ } ABCDA > 0։$$

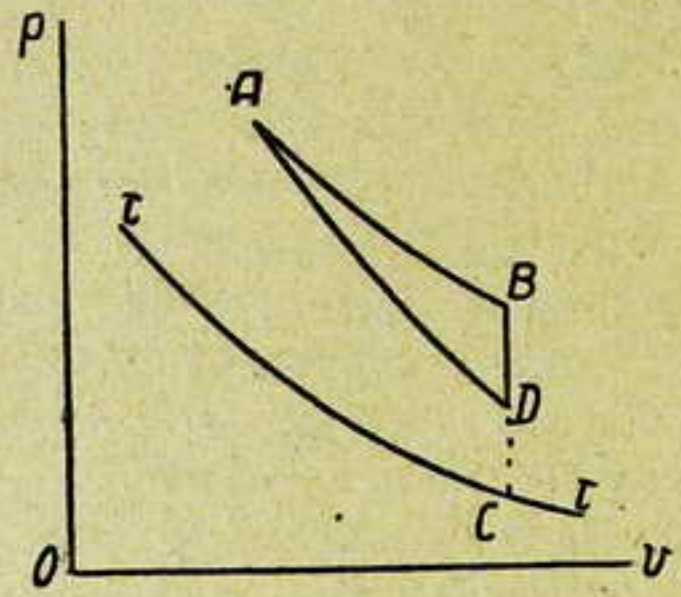
Այսպիսով, մեկ աղբյուրի առկայության դեպքում հեղուկ-գոլորշի սիստեմը կարող է կատարել դառնույի ցիկլը ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ։ Այդ ցիկլի արտաքին աշխատանքը դրական է։

Անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել այն հանգամանքի վրա, որ եթե աղբյուրի ջերմաստիճանը լիներ կամ ցածր t_A-ից, կամ բարձր t_C-ից (այսինքն՝ $\tau < t_A < t_C$ կամ՝ $\tau > t_C > t_A$), ապա ABCDA և ADCBA ցիկլերից և ոչ մեկը չէր հաջողվի իրագործել։ Ինչու՞ք, օրինակ, աղբյուրի ջերմաստիճանն է τ' և $\tau' > t_C > t_A$ (նկ. 12—3)։ Այդ դեպքում կառնոյի երկու իզոթերմների վրա էլ սիստեմը պիտի ստանար դրական ջերմություն, մինչդեռ իզոթերմներից մեկի վրա պիտի կատարվի գոլորշիացում, իսկ մյուսի վրա՝ հաղեցած գոլորշու հեղուկացում, այսինքն՝ այս իզոթերմների վրա թաքնված ջերմությունները պիտի ունենան հակառակ նշաններ։

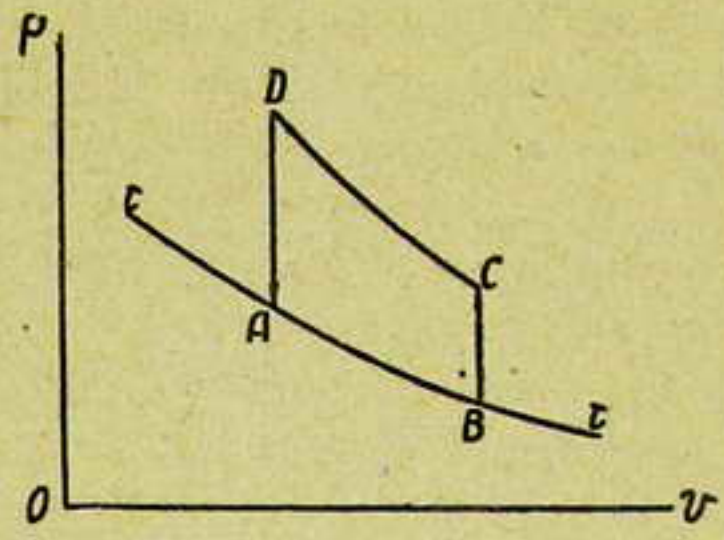
4. Միայն մեկ աղբյուրի առկայությամբ կարելի է իրագործել հետևյալ եռատակտ ցիկլը (նկ. 12—4)։ AB իզոդինամիկ ընդարձակումը դեպի դատարկություն, որի ընթացքում սիստեմի ջերմաստիճանը իջնում է։ Ջերմաստիճանի իջոխոր BD իջեցում (այստեղ ենթադրվում է, որ B և D վիճակներում աղբյուրի ջերմաստիճանը ավելի ցածր է, քան սիստեմինը),

այսինքն՝ $t_B > t_D > \tau$. հետևաբար հնարավոր է միայն BD իզոխոր պրոցեսը, իսկ DB պրոցեսն անիրագործելի է։ DA հակադարձելի-ադիաբատ սեղմումը, որը բարձրացնում է ջերմաստիճանը, ավարտում է ցիկլը։

Դեպի դատարկություն AB ընդարձակման և BD իզոխոր պրոցեսի ժամանակ արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի։ Ադիաբատ սեղմման ժամանակ արտաքին աշխատանքը դրական է։



Նկ. 12—4



Նկ. 12—5

Հետևաբար ամբողջ այս ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական է՝

$$W_e = W_{eDA} > 0,$$

6. Լրիվության նպատակով քննարկենք մեկ աղբյուրով մի ցիկլ ևս (նկ. 12—5)։

Ենթադրենք, թե ($t_A = \tau$) աղբյուրի ջերմաստիճան ունեցող իդեալական գազը կատարում է դեպի դատարկություն AB ընդարձակումը (քանի որ իզոդինամիկ պրոցեսն իդեալական գազում ջերմաստիճանի փոփոխություն չի առաջացնում, ապա AB գիծը կկազմի τ իզոթերմի հատվածը)։ B վիճակում սկսվում է BC իզոխոր պրոցեսը, որի ժամանակ որևէ «կոորդինատային» ուժ [տե՛ս (3, 8, 3)] կատարում է դրական աշխատանք, և այսպիսով սիստեմի ջերմաստիճանը բարձրանում է։ C վիճակում սկզբում է CD հակադարձելի-ադիաբատ սեղմումը։ D վիճակում միացնում ենք աղբյուրը և իրագործում DA իզոխոր պրոցեսը։

Այս ցիկլում DA իզոխոր պրոցեսի և AB իզոդինամիկ ընդարձակման ընթացքում չի կատարվում արտաքին աշխատանք։

BC իզոխորի ընթացքում «կոորդինատային» ուժը դրական արտաքին աշխատանք է կատարում [ինչպես արդեն ասվեց (3, 8, 3)-ում, «կոորդինատային» ուժերը կարող են միայն դրական աշխատանք կատարել], CD հակադարձելի-ադիաբատ սեղմման ժամանակ արտաքին ճնշման աշխատանքը դրական է։ Հետևաբար ամբողջ ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական է.

$$W_e = W_{eBC} + W_{eCD} > 0,$$

Նկարագրված ցիկլում AB, BC, DA պրոցեսներն անհակադարձելի են,

1. Հետևյալ նորք քննարկված չորս ցիկլերն ունեն որոշ ընդհանուր գծեր

ա) Բոլոր այդ ցիկլերն անհակադարձելի են, քանի որ նրանցից յուրաքանչյուրն ունի անհակադարձելի պրոցեսներ։

բ) Բոլոր այդ ցիկլերում արտաքին աշխատանքը դրական է։

Այն պատճառները, որոնց հետևանքով նշված ցիկլերը կատարվում են արտաքին աշխատանքը դրական դարձնող ուղղությամբ, միանգամայն տարբեր են։ Թվարկենք դրանք։

1. Եթե սխեմայի հավաստարակշռությունը խախտվել է սխեմայի չկրճատելիության տարբեր չկրճատելիություն ունեցող աղբյուրի հետ միացնելու հետևանքով, ապա (12,2,1)-ի համաձայն իդեալական պրոցեսի ընթացքում չկրճատելիությունների տարբերության $|t-\tau|$ բացարձակ արժեքը փոքրանում է. $|t-\tau|$-ի մեծացումն անհնար է։

2. Երբ $\tau-t$ տարբերությունը դրական է, աղբյուրից սխեմայի ստացած ջերմությունը դրական է (տե՛ս 12, 2, 2)։ Երբ $\tau-t$ տարբերությունը բացասական է, այդ ջերմությունը նույնպես բացասական է։

3. Երբ $dU=0$, $dW_e=0$, $dQ=0$, ապա հնարավոր է միայն ընդարձակում. սեղմումն անիրագործելի է։

4. «Կոորդինատային» ուժերի աշխատանքը միշտ դրական է։

Այստեղից հետևում է, որ քննարկված մեկ աղբյուրով ցիկլերի ուղղության փոփոխումն անհնար է, և այդ ցիկլերում արտաքին աշխատանքը միշտ դրական է։

Այժմ քննարկենք մեկ աղբյուրով BADCB ցիկլը (նկ. 12—5)։ Այստեղ BA-ն հակադարձելի իզոթերմ սեղմում է (ընդ որում այդ պրոցեսի արտաքին աշխատանքը՝ $^{e}W_{eBA}>0$), AD-ն ջերմատևիճանի իզոխոր բարձրացում է, որն առաջացել է որևէ «կոորդինատային» ուժի դրական արտաքին աշխատանքի հետևանքով (այնպես որ $W_{eAD}>0$), DC-ն հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակում է, որի ժամանակ արտաքին ճնշման աշխատանքը բացասական է ($W_{eDC}<0$), իսկ CB-ն ջերմատևիճանի t_C-ից մինչև $t_B<\tau$ իզոխոր իջեցում է, որն առաջացել է աղբյուրը սխեմայից միացնելուց. $W_{eCB}=0$:

Այսպիսով, այս ցիկլում արտաքին աշխատանքը՝

$$W_e=W_{eBA}+W_{eAD}+W_{eDC},$$

Քանի որ $W_{eBA}>0$, $W_{eAD}>0$, իսկ $W_{eDC}<0$, ապա հիմք չունենք պնդելու, որ այս մեկ աղբյուրով անհակադարձելի ցիկլում արտաքին աշխատանքը դրական է։

2. Այդ պայմանների դեպքում բնականաբար ծագում է հետևյալ հարցը՝ չկա՞ն արդյոք մեկ աղբյուրով այնպիսի ցիկլեր, որոնցում արտաքին աշխատանքը բացասական լիներ։

Այդ հարցին բացասական պատասխան է տալիս Թոմսոնի պոստուլատ կոչվող դրույթը։

Նախքան այդ դրույթի ճշդելու ձևակերպումը, հիշենք, որ համաձայն առաջին սկզբունքի (6, 2, 2) $W_0+Q=0$, *այսինքն՝*

(12, 5, 1) Եթե ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական է, ապա սիստեմի կողմից այդ ցիկլի ընթացքում ստացված ջերմությունը բացասական՝ է և ընդհակառակը։

(12, 5, 2) Թոմսոնի պոստուլատը.— Միայն մեկ աղբյուրի առկայության դեպքում անիրագործելի են այն ցիկլերը, որոնցում արտաքին աշխատանքը բացասական է, իսկ աղբյուրից ստացած ջերմությունը՝ դրական։

Այլ կերպ ասած, Թոմսոնի պոստուլատի համաձայն, իրագործելի են միայն մեկ աղբյուրով այնպիսի ցիկլերը, որոնցում արտաքին աշխատանքը բացասական չէ, իսկ աղբյուրից ստացած ջերմությունը դրական չէ.

$$W_0<0, \quad Q>0, \tag{12,5,3}$$

(12, 5, 1)-ից անմիջականորեն հետևում է, որ (12, 5, 2)-ում և (12, 5, 3)-ում արտաքին աշխատանքի նշանի վերաբերյալ պահանջից ($W_0<0$) *բխում է ջերմության նշանի վերաբերյալ պահանջը* ($Q>0$)։ *Այդ պատճառով այս պնդումներից յուրաքանչյուրը լիովին արտահայտում է Թոմսոնի պոստուլատի բովանդակությունը։ Այստեղ բերված են երկու պնդումն էլ, որովհետև երկուսն էլ կիրառվում են։ Որոշ դեպքերում հարմար է օգտվել առաջինից* ($W_0<0$), *այլ դեպքերում՝ երկրորդից* ($Q>0$)։

3. (12, 5, 2)-ից և (12, 5, 3)-ից հետևում է, որ հնարավոր են մեկ աղբյուրով այնպիսի ցիկլեր, որոնցում

$$\text{(12,5,4)} \quad \begin{array}{ll} \text{կամ } W_0=0 \text{ և } Q=0, & (12,5,5) \\ \text{կամ } W_0>0 \text{ և } Q<0: & (12,5,6) \end{array}$$

Այս և նախկինում ապացուցված (5, 11, 1)-ը դառնում են լիակատար համաձայնության մեջ։

Երբ p—V դիագրամի վրա տրված է ցիկլի եզրագիծը, ապա միշտ կարելի է գտնել այդ ցիկլն իրագործելու այն եղանակը, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական կլինի։ Այն եղանակները, որոնցում ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը բացասական է, հնարավոր են միայն երբեմն։

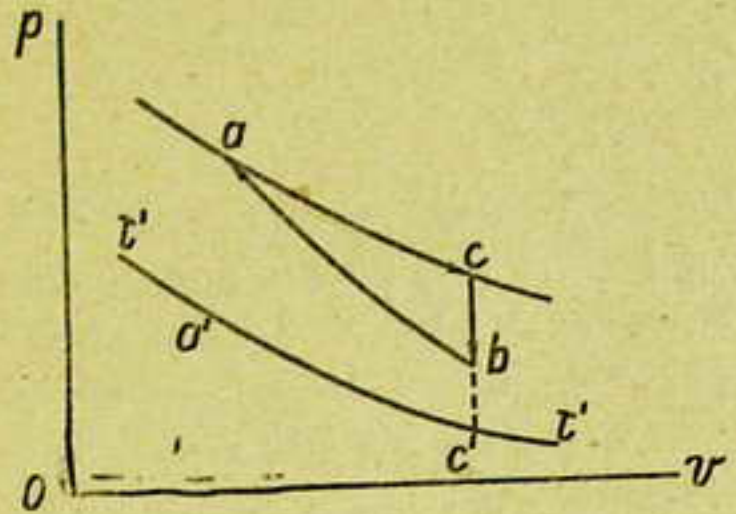
Շուտով մենք ցույց կտանք, որ (12, 5, 5) պնդումները իրավացի են մեկ աղբյուրով այն ցիկլերի դեպքում, որոնք հակադարձելի են, իսկ (12, 5, 6) պնդումները՝ մեկ աղբյուրով անհակադարձելի ցիկլերի դեպքում։

4. Թոմսոնի պոստուլատում խոսքը վերաբերում է մեկ աղբյուրով ցիկլերին։ Որպեսզի ցույց տանք աղբյուրների թվի ազդեցությունը ցիկլերի հատկությունների վրա, նորից դիտենք § 12, 4 ցիկլերից մի քանիսը այն ենթադրությամբ, որ մեր տրամադրության տակ ունենք երկու աղբյուր։

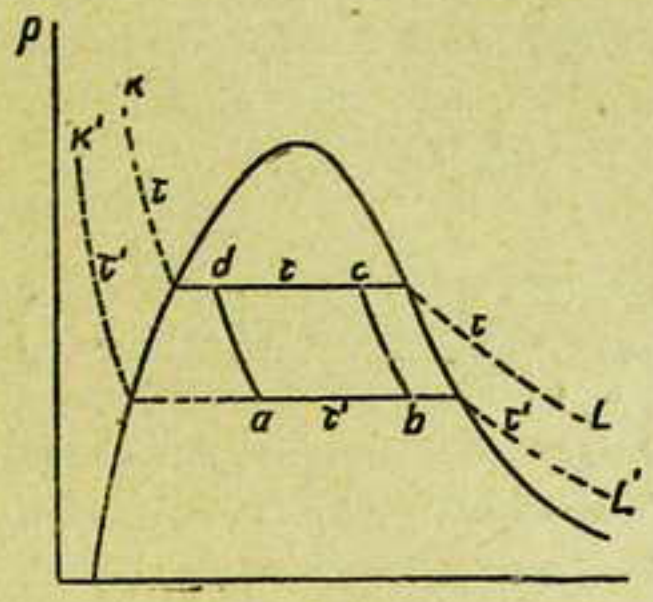
Այսպես, օրինակ, դիցուք տրված են τ և τ′ ջերմաստիճաններ ունեցող երկու աղբյուրներ, ընդ որում $\tau>\tau'$։ *12—6 նկարում* ac-ն և a′c′-ը *դիտվող սիստեմի այն իզոթերմներն են, որոնց ջերմաստիճանները համապատասխանաբար τ և τ′ են։ Միացնենք τ ջերմաստիճան ունեցող աղբյուրը և կատարենք* ac *իզոթերմ պրոցեսը (նկ. 12—6)։ Այդ աղբյուրը*

փոխարինենք մյուսով և կատարենք cb *պրոցեսը (որն անհակադարձելի կլինի, քանի որ սիստեմի ջերմաստիճանը հավասար չէ աղբյուրի t′ ջերմաստիճանին). Անջատենք աղբյուրը և կատարենք* ba *հակադարձելի ադիաբատ սեղմումը:*

ac, cb, ba *պրոցեսները կազմում են սիստեմի կողմից ժամացույցի*



Նկ. 12—6



Նկ. 12—7

սլաքի ուղղությամբ կատարված acba *ցիկլը: Համեմատելով* ABDA *ցիկլի հետ (նկ. 12—2), տեսնում ենք, որ* ABDA *և* acba *ցիկլերը տարբերվում են միայն ուղղություններով (*ABDA*-ն ժամացույցի սլաքին հակառակ է,* acba*-ն ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ է): Նրանց ձևացած բոլոր հատկությունները միևնույնն են.* ac *և* DA, ba *և* AB*-ն հակադարձելի են.* cb *և* BD *պրոցեսներն անհակադարձելի են, որովհետև դրանց ընթացքում ջերմություն առացվում է սիստեմի ջերմաստիճանից տարբեր ջերմաստիճան ունեցող աղբյուրից:*

Դիցուք հեղուկ-գոլորշի սիստեմում (նկ. 12—7) KL*-ը և* K′L′*-ը τ և τ′ ջերմաստիճան ունեցող իզոթերմներն են: Սիստեմին միացնելով τ ջերմաստիճան ունեցող աղբյուրը, կատարենք* dc *իզոթերմ պրոցեսը: Անջատենք աղբյուրը և կատարենք* cb *ադիաբատ ընդարձակումը:* b *վիճակում միացնենք երկրորդ աղբյուրը և կատարենք* ba *հակադարձելի իզոթերմ սեղմումը:* a *վիճակում սիստեմը մեկուսացնում ենք աղբյուրից և ամբողջացնում ցիկլը* ad *հակադարձելի ադիաբատ սեղմումով: Այսպիսով, երկու աղբյուրից օգտվելով, մենք իրագործեցինք ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ կատարվող կառնոյի* dcbad *ցիկլը: Այս ցիկլում արտաքին աշխատանքը բացասական է, իսկ ջերմությունը՝ դրական:*

dcbad *ցիկլը ներկայացնում է* ABCDA *ցիկլը (նկ. 12—3) հակառակ ուղղությամբ կատարված: Ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ կատարված մեկ աղբյուրով* ABCDA *ցիկլն անպայմանորեն անհակադարձելի է, քանի որ սիստեմի ջերմաստիճանից տարբեր ջերմաստիճան ունեցող աղբյուրից* AB *իզոթերմի վրա ստացվում է դրական, իսկ* CD *իզոթերմի վրա՝ բացասական ջերմություն:* dcbad *ցիկլում յուրաքանչյուր իզոթերմի ջերմաստիճանը հավասար է համապատասխան աղբյուրի ջերմաստիճանին, այդ պատճառով ցիկլը լիովին հակադարձելի է:*

Նշանակենք w_e-*ով և* q-*ով* dcbad *ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքն ու ջերմությունը, իսկ նույն մեծությունները* ABCDA *ցիկլի ընթացքում նշանակենք* W_e-*ով և* Q-*ով։ Ենթադրելով, որ այս ցիկլերը կատարվում են միևնույն սխեմայում, համեմատենք դրանք։*

Եթե սպրին իզոթերմների ջերմաստիճանները միևնույնն են ($t_A=t_a$), *միևնույնն են նաև վերին իզոթերմների ջերմաստիճանները* ($t_C=t_c$), *և իզոթերմների երկարությունները միևնույնն են* (AB=ab *և հետևաբար* CD=cd), *ապա*

$$w_e=-W_e,\ q=-Q,\ q_{dc}=-Q_{CD}\ \text{և}\ q_{ba}=-Q_{AB},$$

Այս հավասարությունները բխում են այն հանգամանքից, որ ABCDA *ցիկլը մեխանիկական տեսակետից հակադարձելի է (այսինքն՝ ցիկլի բոլոր տարրերի համար* $dW_e+dW_i=0$), *այդ պատճառով, չնայած* ABCDA *ցիկլի ջերմային անհակադարձելիությանը, § 7, 1-ի և (7,1,5)-ի համաձայն համապատասխան ջերմաստիճանները հավասար պիտի լինեն։ (—) նշանը բոլոր հավասարություններում նշանակում է, որ* ABCDA *և* dcbad *ցիկլերը կատարվում են հակառակ ուղղություններով։*

Այստեղ քննարկված ցիկլերը (նկ. 12—6, նկ. 12—7) բերում են հետևյալ եզրակացություններին՝ ունենալով երկու աղբյուր, որոնց ջերմաստիճաններն ընտրված են համապատասխան ձևով, յուրաքանչյուր ցիկլ կարելի է կատարել ցանկացած ուղղությամբ (և՛ ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ, և՛ նրան հակառակ)։ Եթե կառնոյի ցիկլի իզոթերմների ջերմաստիճանները համապատասխանաբար հավասար են աղբյուրների ջերմաստիճաններին, ապա դրանով ցիկլի ջերմային հակադարձելիությունն ապահովված է։ Ընդհանրապես երկու աղբյուր չեն կարող ապահովել կամայական ցիկլի ջերմային հակադարձելիությունը։ Օրինակ՝ acba *ցիկլը (նկ. 12—6) ջերմայնորեն անհակադարձելի է։ Ակներև է, որ երկու աղբյուրի դեպքում ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը կարող է լինել և՛ բացասական, և՛ դրական, քանի որ, հենց նոր ասվածի համաձայն, ցիկլի եզրագիծը կարող է շրջանցվել ցանկացած ուղղությամբ։*

Այսպիսով, Թոմսոնի պոստուլատում հաստատվող մեկ աղբյուրով ցիկլերի առանձնահատկությունները երկու աղբյուրի դեպքում տեղի չունեն։

Հաճախ երկրորդ սկզբունքն արտահայտում են հետևյալ կերպ.
Երկրորդ տեսակի ֆիզիկական շարժուն» անհնար է։
Այն մասին, թե ինչ բան է առաջին և երկրորդ տեսակի հավերժական շարժումը, տե՛ս § 6, 1, 2 և § 15, 2, 1։

§ 12, 6. ԹՈՄՍՈՆԻ ՊՈՍՏՈՒԼԱՏԻ ՀԵՏԵՎԱՆՔՆԵՐԸ

1. *Թեորեմա*

(12,6,1) Մեկ աղբյուրով յուրաքանչյուր հակադարձելի ցիկլում արտաքին աշխատանքը՝ $W_e=0$, ջերմությունը՝ $Q=0$:

Այս թեորեմայի ապացույցը հիմնված է այն բանի վրա, որ եթե հակադարձելի ցիկլը կատարվում է մի որևէ ուղղությամբ, օրինակ, ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ, ապա այն կարող է կատարվել և հակառակ ուղղությամբ՝ ժամացույցի սլաքին հակառակ։ Երբ ուղղությունը փոխվում է, ջերմության և արտաքին աշխատանքի բացարձակ արժեքները պահպանվում են, փոխվում են միայն նրանց նշանները։ Այսպիսով, անվանելով մի ուղղությունը «ուղիղ», իսկ մյուսը՝ «շրջված», ստանում ենք, եթե ուղիղ հակադարձելի ցիկլում ջերմությունն ու արտաքին աշխատանքը Q և W_0 են, ապա շրջվածում Q′ և W_0'-ն այնպիսին են, որ

$$Q'=-Q \quad և \quad W_0'=-W_0:$$

Ենթադրենք, թե Q-ն և W_0-ն զրոյից տարբեր են։ Այդ դեպքում Թոմսոնի պոստուլատի համաձայն [տե՛ս, օրինակ, (12,5,4)] պետք է ունենանք՝

$$Q<0, \quad W_0>0, \qquad (12,6,2)$$

իսկ շրջված ցիկլում

$$Q'>0, \quad W_0'<0: \qquad (12,6,3)$$

(12,6,3)-ը հակասում է Թոմսոնի պոստուլատին և ուղղակի հետևանքն է այն ենթադրության, որ կարող են իրականացվել մի աղբյուրով այնպիսի հակադարձելի ցիկլեր, որոնց համար տեղի ունի (12, 6, 2)-ը։

Հետևաբար՝ եթե Թոմսոնի պոստուլատի համաձայն գոյություն չունեն մեկ աղբյուրով այնպիսի ցիկլեր, որոնք բավարարում են (12, 6, 3)-ին, ապա անիրագործելի են և մեկ աղբյուրով այնպիսի հակադարձելի ցիկլերը, որոնցում $Q<0$ և $W_0>0$։

Այսպիսով, հնարավոր են մեկ աղբյուրով միայն այնպիսի հակադարձելի ցիկլերը, որոնցում $Q=0$ և $W_0=0$, իսկ այս (12, 6, 1) թեորեման է։

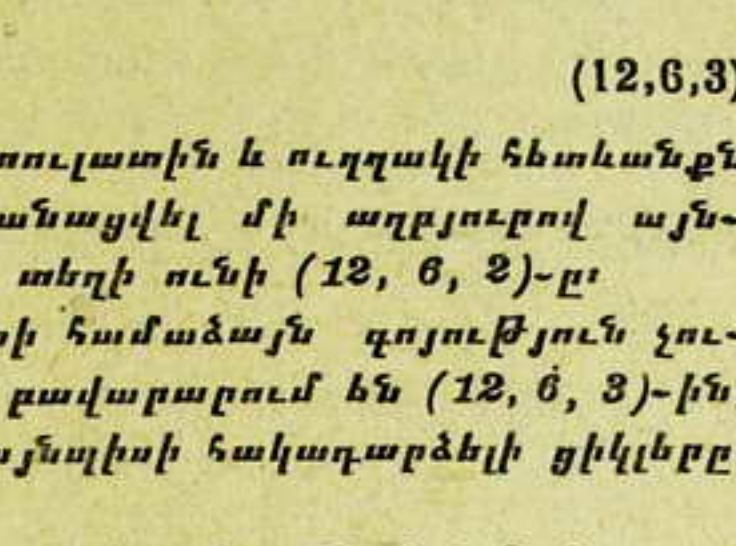
Քանի որ (12, 6, 1)-ը լիովին համընկնում է (12, 5, 5)-ին և իրավացի է մեկ աղբյուրով բոլոր հակադարձելի ցիկլերի համար, ապա (12,5,6) անհավասարությունները կարող են վերաբերվել միայն մեկ աղբյուրով անհակադարձելի ցիկլերին, այսինքն՝

(12, 6, 4) Մեկ աղբյուրով յուրաքանչյուր անհակադարձելի ցիկլում արտաքին աշխատանքը դրական է, իսկ աղբյուրից ստացած ջերմությունը՝ բացասական։

Այսպիսով, § 12, 4-ում դիտված ցիկլերը լուսաբանում են միանդամայն ընդհանուր (12, 6, 4) դրույթը։

2. Նախկինում (§ 5, 9, 2, § 5, 9, 3) քննվեցին իզոթերմ ցիկլերի այնպիսի օրինակներ, որոնք բաղկացած էին երկու և ավելի պրոցեսներից։

Ենթադրենք (նկ. 12—8), 1a2b1 իզոթերմ ցիկլում 1a2 պրոցեսն անհակադարձելի է, իսկ 2b1-ը՝ հակադարձելի։ 2b1 պրոցեսի ուղղությունը փոխելով,



Նկ. 12—8

կստանանք 1b2 *հակադարձելի պրոցեսը։ Այսպիսով կստանանք, որ սիստեմը 1 վիճակից 2 վիճակը կարելի է փոխադրել երկու իզոթերմ պրոցեսներով՝* 1a2 *անհակադարձելի և* 1b2 *հակադարձելի, օրինակ* 1b2*-ը իդեալական գազի իզոթերմ հակադարձելի ընդարձակումն է (որի ընթացքում* $d_tU=0$, $d_tW_o<0$, $d_tQ=-d_tW_o$*), իսկ* 1a2 *պրոցեսը՝ այդ գազի ընդարձակումը դեպի դատարկություն* ($d_tU=0$, $d_tW_o=0$, $d_tQ=0$)*։*

Այսպիսով, տեսնում ենք, որ երբ սիստեմի ջերմաստիճանը սկզբնական և վերջնական վիճակներում միևնույնն է, ապա մի վիճակից մյուսին իզոթերմ անցումը կարող է լինել և՛ հակադարձելի, և՛ անհակադարձելի։

Թ ե ո ր ե մ ա

(12,6,5) Երբ վիճակի միևնույն իզոթերմ փոփոխությունն իրագործելի է և՛ հակադարձելի, և՛ անհակադարձելի եղանակներով, ապա անհակադարձելի պրոցեսի Q_{1a2} թաքնված ջերմությունն ավելի փոքր է, քան հակադարձելի պրոցեսի Q_{1b2} թաքնված ջերմությունը:

Ապացույցի համար օգտվենք այն փաստից, որ եթե 1b2*-ը հակադարձելի պրոցես է, ապա կարելի է կատարել նաև հակադարձելի* 2b1 *պրոցեսը, ըստ որում* $Q_{2b1}=-Q_{1b2}$ *(նկ. 12—8)։* 1a2 *և* 2b1 *իզոթերմ պրոցեսները միասին կազմում են անհակադարձելի իզոթերմ ցիկլ, այսինքն՝ մեկ աղբյուրով անհակադարձելի ցիկլ։ Այս ցիկլի ջերմությունը՝*

$$Q=Q_{1a2}+Q_{2b1}=Q_{1a2}-Q_{1b2},$$

բայց (12, 6, 4)-ի համաձայն $Q<0$*, և այդ պատճառով* $Q_{1a2}-Q_{1b2}<0$ *կամ՝*

$$Q_{1a2}<Q_{1b2},$$

Այս (12, 6, 5) թեորեման է։

Միանգամայն կարևոր է նկատի ունենալ, որ (12, 6, 5)-ում խոսքը վերաբերում է թաքնված ջերմության ոչ թե բացարձակ արժեքին, այլ թաքնված ջերմությունը դիտվում է որպես հանրահաշվական մեծություն։ Այդ պատճառով, եթե 1b2 *հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսի* Q_{1b2} *ջերմությունը բացասական է, անհակադարձելի իզոթերմ պրոցեսի* Q_{1a2} *ջերմությունը նույնպես բացասական է, իսկ* Q_{1a2}*-ի բացարձակ արժեքը մեծ է* Q_{1b2}*-ի բացարձակ արժեքից, այսինքն՝*

եթե $Q_{1b2}<0$*, ապա և* $Q_{1a2}<0$*, իսկ* $|Q_{1a2}|>|Q_{1b2}|$*։*

Իսկ եթե հակադարձելի պրոցեսի Q_{1b2} *թաքնված ջերմությունը դրական է, ապա անհակադարձելի պրոցեսի* Q_{1a2} *թաքնված ջերմությունը կարող է լինել ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական։*

(12, 6, 5)-ից հետևում է, որ եթե հնարավոր են անհակադարձելի իզոթերմ պրոցեսներ՝ 1a2*, որը փոխադրում է սիստեմը 1 վիճակից 2-ը,* 2c1*, որը փոխադրում է սիստեմը 2 վիճակից 1-ը, ապա* Q_{1a2} *և* Q_{2c1} *թաքնված ջերմություններից մեկը կամ մյուսը անպայման բացասական է։*

Իրոք, դիցուք 1b2*-ը հակադարձելի իզոթերմ պրոցես է, որի հետևանքով սիստեմն անցնում է 1 վիճակից 2 վիճակը, իսկ* 2b1*-ը հակա-*

ական պրոցեսն է։ Այդ դեպքում $Q_{1b2}+Q_{2b1}=0$, *իսկ (12, 6, 5)-ի համաձայն*

$$Q_{1a2}<Q_{1b2},\quad Q_{2c1}<Q_{2b1},$$

որտեղից $Q_{1a2}+Q_{2c1}<Q_{1b2}+Q_{2b1}$, *այսինքն՝* $Q_{1a2}+Q_{2c1}<0$։

Այդ նշանակում է, որ Q_{1a2} *և* Q_{2c1} *ջերմություններից առնվազն մեկը բացասական է. այն, ինչ որ պահանջվում էր ապացուցել։*

Ստացված արդյունքները կարելի է լուսաբանել հետևյալ օրինակով։ Իդեալական գազի դեպքում հակադարձելի իզոթերմ ընդարձակման Q_{1b2} *թաքնված ջերմությունը դրական է [և հավասար է* $nRT\ln\frac{V_2}{V_1}$, *տես (3,4,8)],*

դեպի դատարկությունը անհակադարձելի ընդարձակման Q_{1a2} *թաքնված ջերմությունը հավասար է զրոյի, այսինքն՝* $Q_{1a2}<Q_{1b2}$։

Եթե f *արտաքին ճնշումը մեծ է իդեալական գազի* p *ճնշումից, ապա* 2c1 *իզոթերմ սեղմումը կլինի անհակադարձելի, ընդ որում, քանի որ* $U_2=U_1$, *ապա*

$$Q_{2c1}+W_{e2c1}=0 \quad \text{կամ՝} \quad Q_{2c1}=+\int_{V_2}^{V_1} f\,dV \qquad (V_1<V_2)։$$

2b1 *հակադարձելի իզոթերմ սեղմման ժամանակ* $Q_{2b1}=+\int_{V_2}^{V_1} p\,dV$։

Ակնհայտ, ինչպես Q_{2c1}-*ը, այնպես էլ* Q_{2b1}-*ը բացասական են, բայց* Q_{2c1} Q_{2b1}, *քանի որ* $f>p$։

(12, 6, 5)-ից բխում է հետևյալ թեորեման.

(12, 6, 6) Եթե վիճակի իզոթերմ փոփոխություն իրագործելի է անհակադարձելի և հակադարձելի կերպով, ապա անհակադարձելի պրոցեսի արտաքին աշխատանքը մեծ է հակադարձելի պրոցեսի արտաքին աշխատանքից:

Իրոք, համաձայն առաջին սկզբունքի

$$U_2-U_1=Q_{1a2}+W_{e1a2},\qquad U_2-U_1=Q_{1b2}+W_{e1b2},$$

որտեղ 1a2-*ը և* 1b2-*ը համապատասխանաբար անհակադարձելի և հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսներ են։*

Այստեղից՝

$$Q_{1b2}-Q_{1a2}=W_{e1a2}-W_{e1b2},$$

Բայց (12, 6, 5)-ից՝ $Q_{1b2}-Q_{1a2}>0$, *ուրեմն, նաև* $W_{e1a2}-W_{e1b2}>0$, *այսինքն՝ (12, 6, 6)-ը։*

3. (12, 6, 5) և (12, 6, 6) թեորեմաներին զուգահեռ թեորեմա։

(12, 6, 7) Եթե վիճակի միևնույն իզոթերմ փոփոխություն իրագործելի է մի քանի հակադարձելի եղանակներով, ապա բոլոր այդ իզոթերմ հակադարձելի պրոցեսների թաքնված ջերմությունները միևնույնն են, միևնույնն են նաև այդ պրոցեսների արտաքին աշխատանքները:

Ջ-ում մենք դիտեցինք 1a2b1 անհակադարձելի իզոթերմ ցիկլերը, բայց հնարավոր են նաև հակադարձելի իզոթերմ ցիկլերը (§ 5, 9, 3)։ Դիցուք 1a2b1-ը այդպիսի ցիկլ է։

Այդ ցիկլը մտովին բաժանենք 1a2 և 2b1 մասերի։

Քանի որ 1a2b1 ցիկլը հակադարձելի և իզոթերմ է, ապա համաձայն (12,6,1)-ի ունենք՝

$$Q_{1a2b1}=Q_{1a2}+Q_{2b1}=0,$$
$$W_{e1a2b1}=W_{e1a2}+W_{e2b1}=0։$$

Փոխարինելով 2b1 պրոցեսը 1b2 պրոցեսով և հիշելով, որ այդ պրոցեսների հակադարձելիության պատճառով

$$Q_{2b1}=-Q_{1b2},\ W_{e2b1}=-W_{e1b2},$$

երկու նախորդ հավասարություններից կստանանք՝

$$Q_{1a2}=Q_{1b2},\ W_{e1a2}=W_{e1b2}՝$$

ինչ որ պահանջվում էր ապացուցել։

(12,6,7) թեորեման բազմաթիվ և շատ հետաքրքրական կիրառություններ ունի քիմիական թերմոդինամիկայում (և հատկապես այն շարադրանքով, որը մինչ այժմ հանդիպում է ֆիզիկական քիմիայի մի շարք հիմնական ձեռնարկներում)։

§ 12, 7. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ-ԱԴԻԱԲԱՏՆԵՐԻ ԵՎ ԻԶՈԹԵՐՄՆԵՐԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ամբողջ շարադրանքի ընթացքում մեկ անգամ չէ, որ շոշափվել է հակադարձելի ադիաբատների և իզոթերմների փոխադարձ դասավորման հարցը։ Ցույց տրվեց, որ այդ դասավորությամբ որոշվում են սիստեմի մի շարք հատկությունները։ Մեր կողմից մանրամասնորեն ուսումնասիրված իդեալական գազ և հեղուկ-գոլորշի սիստեմներում հակադարձելի-ադիաբատը՝ p—V դիագրամում ավելի թեք է, քան իզոթերմը։ Նշվեցին նաև այնպիսի դեպքեր, երբ հակադարձելի-ադիաբատի առանձին հատվածները կարող են համընկնել իզոթերմին, այսինքն՝ երբ իր որոշ մասում հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսը կարող է լինել և՛ իզոթերմ։

Նախքան այն թեորեմայի դուրս բերումը, որը հատատում է հակադարձելի ադիաբատների և իզոթերմների փոխադարձ դասավորման հնարավոր դեպքերը, կանգ առնենք այնպիսի սիստեմի օրինակի վրա, որտեղ հակադարձելի-ադիաբատի մի հատվածը համընկնում է իզոթերմին։

Ինչպես ասվեց (§ 5, 2, 3), ճնշման և ջերմաստիճանի որոշակի p_0 և t_0 արժեքների դեպքում սառույցը, ջուրը և նրա գոլորշին կարող են հավասարակշռության գտնվել միմյանց հետ։ Մասնավորապես այս տրեգատային վիճակներից մեկի կամ երկուսի մասսաները կարող են զրո լինել։ Այս սիստեմում կարելի է իրագործել տարբեր ադիաբատ-իզոթերմ պրոցեսներ. ջրի վերածումը սառույցի կամ գոլորշու, ջրի վերածումը մասամբ սառույցի, մասամբ գոլորշու և այլն։

Դիցուք $p_1 < p_0$ ճնշման տակ նշված t_0 ջերմաստիճանում ունենք ջրի հագեցած գոլորշի։ Իրագործենք 123456 իզոթերմ սեղմումը։ Այդ սեղմման 12 հատվածում ճնշումն աճում է p_1-ից մինչև p_0, իսկ պրոցեսի թաքնված ջերմությունը բացասական է։ 23 հատվածում, որը կլինի իզոբար-իզոթերմ ($p=p_0=\text{const.}$, $t=t_0=\text{const.}$) գոլորշու մի մասը դառնում է ասուլց, և այսպիսով առաջանում է x գրամ ասուլց. այս պրոցեսի թաքնված ջերմությունը բացասական է, այսինքն՝ $Q_{23}<0$։

34 հատվածում (սեղմումը շարունակելով, երբ $p=p_0=\text{const.}$ և $t=t_0=\text{const.}$) և՛ ասուլցը, և՛ գոլորշին ջուր են դարձնում այնպես, որ x գրամ ասուլցից և y գրամ գոլորշուց առաջանա 1 գրամ ջուր, ընդ որում դրական կանոնավոր y կոտորակն ընտրվում է ըստ մեր հայեցողության, եթե λ-ն և L-ը համապատասխանաբար ասուլցի հալման և գոլորշու հեղուկացման տեսակարար թաքնված ջերմություններն են ($\lambda>0$, $L<0$, $L<\lambda$), ապա մեկ գրամ ջրի առաջացման ջերմությունը հավասար է $x\lambda+yL=y(L-\lambda)+\lambda$։

Երբ $y=\frac{\lambda}{\lambda-L}$, ջրի առաջացման ջերմությունը կլինի զրո, այսինքն՝ 34 պրոցեսը կլինի ոչ միայն իզոբար-իզոթերմ, այլև ադիաբատ, $Q_{34}=0$։ Սեղմման 34 հատվածը շարունակենք մինչև ասուլցի լրիվ անհետանալը։

45 հատվածում սիստեմը կազմված է հագեցած ջրից և նրա գոլորշուց. այդ պատճառով իզոբար-իզոթերմ սեղմումը գոլորշին հետզհետե վերածում է ջրի՝

$$Q_{45}<0.$$

56 հատվածում ջրի իզոթերմ-սեղմումը արագորեն մեծացնում է ճնշումը։ Այս հատվածի թաքնված ջերմությունը՝ $Q_{56}<0$։

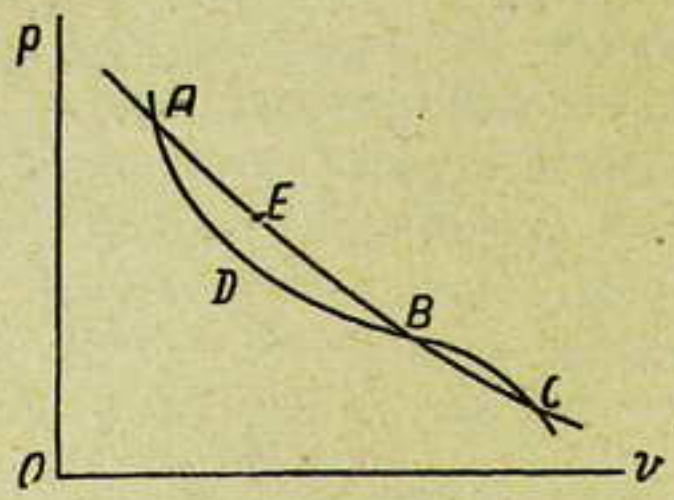
Հիմա նոր դիտված 123456 իզոթերմ սեղմմամբ մեզ հաջողվեց գոլորշին ջուր դարձնել այնպես, որ 12 և 56 հատվածներում ճնշումն աճի, իսկ Q_{12} և Q_{56} թաքնված ջերմությունները բացասական լինեն։ 23, 34, 45 հատվածները իզոբար-իզոթերմ են։ Q_{23} և Q_{45} թաքնված ջերմությունները բացասական են, իսկ $Q_{34}=0$։ Հետևաբար 34 հատվածը ոչ միայն իզոբար-իզոթերմ է, այլև ադիաբատ է։

Պատկերացնենք A34B հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը, որում հիմա նոր նկարագրված 34 հատվածը շարունակված է երկու ուղղությամբ։

A3 հատվածում, որը կատարվում է ասուլց-գոլորշի սիստեմում, գոլորշին ադիաբատ կերպով ասուլց է դառնում, ջերմաստիճանը բարձրանում է. 4B հատվածում, որը կատարվում է ջուր-գոլորշի սիստեմում, գոլորշին ադիաբատ կերպով ջուր է դառնում, ջերմաստիճանը բարձրանում է։

Այսպիսով, դիտելով ասուլց-ջուր-գոլորշի սիստեմը, մենք համոզվում ենք, որ գոյություն ունեն այնպիսի սիստեմներ, որոնց մեջ հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի մի հատվածը միևնույն ժամանակ իզոթերմ է (դիտած օրինակում A34B հակադարձելի-ադիաբատը և 123456-ի

հակադարձելի իզոթերմը ունեն ընդհանուր ադիաբատ-իզոթերմ 34 հատված):



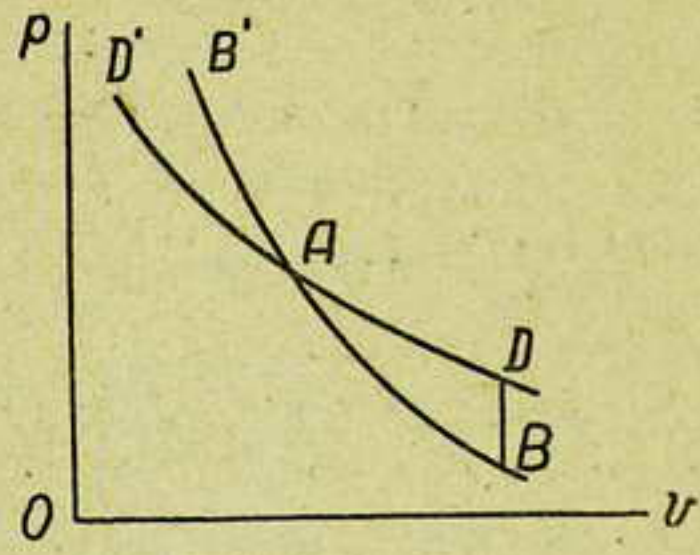
Նկ. 12—9

Այսպիսով, հակադարձելի իզոթերմը և ադիաբատը կարող են ունենալ (հատման կամ շոշափման) ընդհանուր կետ կամ ընդհանուր հատված: Կարող են արդյոք այս գծերն ունենալ մի քանի առանձին (դիսկրետ) ընդհանուր կետեր: Կարող են արդյոք, օրինակ, հակադարձելի ադիաբատն ու իզոթերմը ունենալ մի քանի հատման կետ (A, B, C, նկ. 12—9): Հետևյալ թեորեման ապացուցը պատասխան է տալիս այս հարցին:

2. Թեորեմա

(12,7,1) Գոյություն չունեն այնպիսի սիստեմներ, որոնց հակադարձելի իզոթերմը p—V դիագրամի վրա ավելի թեք է, քան հակադարձելի ադիաբատը:

Ապացուցելու համար ենթադրենք, որ այդպիսի սիստեմներ գոյություն ունեն և դիցուք (նկ. 12—10) B′AB-ն այն իզոթերմն է, որի ջերմաստիճանը հավասար է աղբյուրի τ ջերմաստիճանին, D′AD-ն հակադարձելի ադիաբատ է, BD-ն՝ իզոխոր: Իրագործելով ծավալի հակադարձելի-ադիաբատ մեծացումը, միացնենք սիստեմը τ ջերմաստիճան ունեցող աղբյուրի հետ. DB անհակադարձելի իզոխոր պրոցեսից հետո կատարենք BA հակադարձելի իզոթերմ սեղմում:



Նկ. 12—10

Այսպիսով, մենք կատարած կլինենք մեկ աղբյուրով անհակադարձելի ցիկլ, որի ընթացքում W_e արտաքին աշխատանքը բացասական կլիներ, քանի որ՝

$$W_e = W_{eAD} + W_{eBA},\ W_{eAD} < 0,\ W_{eBA} > 0,\ |W_{eAD}| > W_{eBA},$$

Այս արդյունքը, որը հակասում է Թոմսոնի (12, 5, 2) պոստուլատին, ստացվեց այն ենթադրությամբ, թե իզոթերմը ադիաբատից թեք է, հետևաբար ենթադրությունը սխալ է, և թեորեման ապացուցված է:

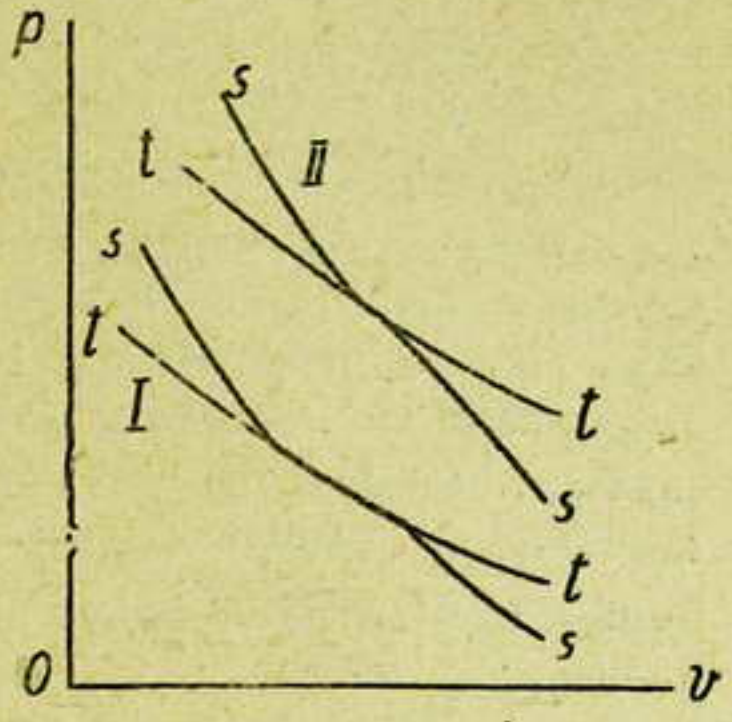
Պետք է նշել, որ երբ հակադարձելի-ադիաբատի հատվածը համընկնում է իզոթերմին, ապա այդ հատվածը կարող է դիտվել իբրև այնպիսի իզոթերմ, որի վրա բոլոր թաքնված ջերմությունները (l, h և այլն) հավասար են զրոյի: Այս դեպքում մենք կունենայինք ABA հակադարձելի ցիկլը (քանի որ B-ն և D-ն կհամընկնեին, և այդ պատճառով DB անհակադարձելի իզոխոր պրոցեսը կանհետանար, որովհետև DB հատվածը կվերածվեր կետի), որտեղ $W_e = 0$ (և $Q = 0$): (12,6,1)-ի համաձայն այսպիսի ցիկլ ամենևին չի հակասում Թոմսոնի պոստուլատին: Այսպիսով, հակադարձելի-ադիաբատի և իզոթերմի երբեմն իրականության մեջ տեղի

ունեցող համընկնումը միանգամայն հասատեղելի է Թոմսոնի պոստուլատի հետ։

(12,7,1) Թեորեմայից հետևում է, որ

(12,7,2) Հակադարձելի-ադիաբատը և իզոթերմը կարող են ունենալ միայն մեկ ընդհանուր կետ կամ միայն մեկ ընդհանուր հատված։

Իրոք, պատկերացնենք, թե հակադարձելի-ադիաբատն ու իզոթերմն ունեն p երկու դիսկրետ ընդհանուր կետ, օրինակ երկու հատման կետ A և B (նկ. 12—12, որի վրա SS-ը հակադարձելի-ադիաբատ է, tt-ն՝ իզոթերմ)։

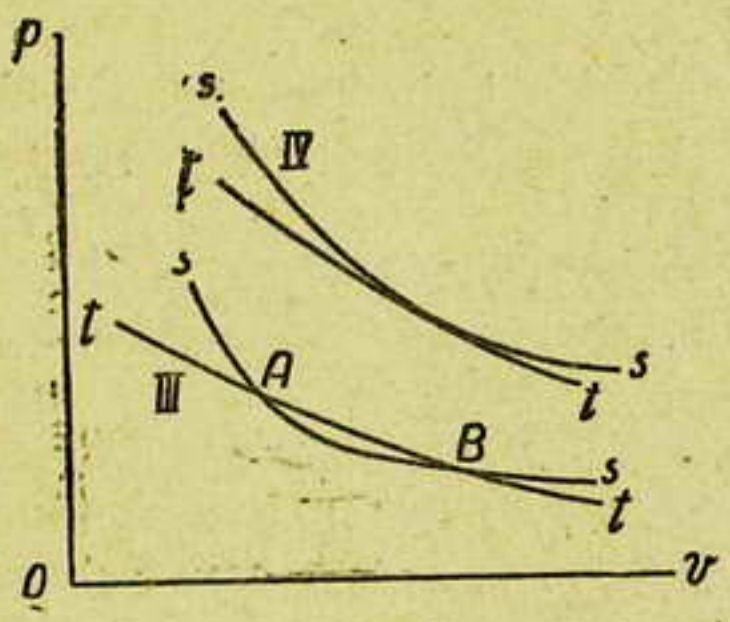


Նկ. 12—11

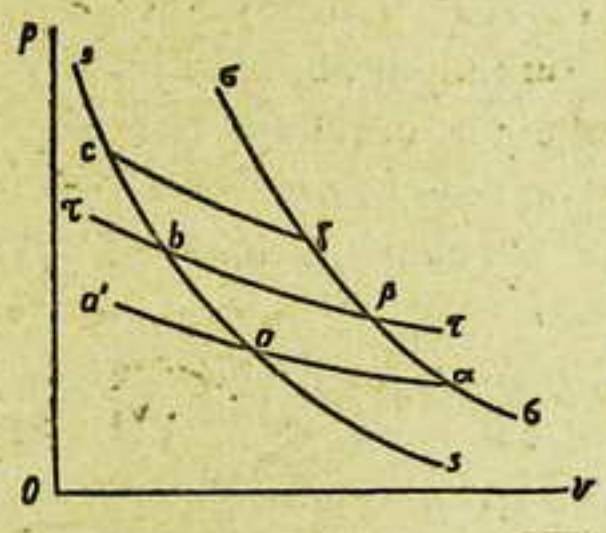
Ակնհայտ է, որ եթե A կետում հակադարձելի ադիաբատը իզոթերմից թեք է, ապա B կետում իզոթերմը կլինի ադիաբատից թեք, որը հակասում է (12,7,1)-ին։

Նույն ձևով կարելի է ապացուցել, որ միևնույն հակադարձելի-ադիաբատը չի կարող ունենալ միևնույն իզոթերմի հետ ընդհանուր երկու հատված։

Այսպիսով, 12—10 նկարի վրա պատկերացված դեպքից բացի, հնարավոր են նաև 12—11 նկարի I և II դեպքերը, իսկ 12—12 նկարի III և IV դեպքերը տեղի ունենալ չեն կարող (նկ. նկ. 12—10-ի և 12—11-ի վրա SS-ը հակադարձելի-ադիաբատ է, tt-ն՝ հակադարձելի իզոթերմ)։



Նկ. 12—12



Նկ. 12—13

3. Դիցուք S-ը և σ-ն երկու հակադարձելի ադիաբատներ են։

S *ադիաբատի կետերը նշանակենք լատինական տառերով (օրինակ,* a, b, ...), *իսկ σ-ի կետերը՝ հունական տառերով (α, β, ...) (նկ. 12—13).* aα*-ով,* bβ*-ով և* cγ*-ով նշանակենք հակադարձելի իզոթերմները։ Այն իզոթերմները, որոնք սկսվում են միևնույն հակադարձելի-ադիաբատից և ուղղված են դեպի մյուս հակադարձելի-ադիաբատը, կոչենք միատեսակ ուղղված։*

Օրինակ՝ aα, bβ *իզոթերմները, որոնք սկսվում են* S*-ից և ուղղված են դեպի* σ*-ն, միատեսակ ուղղված են: Ընդհակառակը,* aα*-ն և* βb*-ն կամ* aa′*-ը և* aα*-ն հակառակ ուղղված իզոթերմներ են:*

Ապացուցենք հետևյալ շատ կարևոր թեորեման.

(12,7,3) Երկու հակադարձելի-ադիաբատների մի և միատեսակ ուղղված իզոթերմ պրոցեսների թաքնված ջերմություններ միշտ նույնանշան են:

Որպեսզի դրանում համոզվենք, եկթադրենք, որ, ընդհակառակը, միատեսակ ուղղված հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսների $Q_{a\alpha}$ *և* $Q_{c\gamma}$ *թաքնված ջերմությունների նշանները տարբեր են (օրինակ՝* $Q_{a\alpha}>0$, $Q_{c\gamma}<0$), *և կատարենք մի աղբյուրով* aαγca *կառնոյի ցիկլը: Դիցուք τ-ն աղբյուրի ջերմաստիճանն է,* bβ*-ն τ իզոթերմի հատվածն է և ցիկլի բոլոր պրոցեսները (*aα, γc *իզոթերմները և* αγ, ca *ադիաբատները) մեխանիկորեն հակադարձելի են: Ինչպես ցույց է տրված (7,1,14)-ում,* aα *և* γc *մեխանիկորեն հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսների թաքնված ջերմությունները հավասար են լիովին հակադարձելի* aα, γc *պրոցեսների* $Q_{a\alpha}$ *և* $Q_{\gamma c}$ *թաքնված ջերմություններին, և ամբողջ ցիկլի ընթացքում ջերմության քանակը՝*

$$Q=Q_{a\alpha}+Q_{\gamma c}=Q_{a\alpha}-Q_{c\gamma}, \qquad (12,7,4)$$

պայմանի համաձայն $Q_{c\gamma}<0$, *իսկ* $Q_{a\alpha}>0$, *հետևաբար* $Q>0$:

Այս արդյունքը հակասում է Թոմսոնի (12,5,2) պոստուլատին: Այդ պատճառով այն եկթադրությունը, թե $Q_{a\alpha}$*-ն և* $Q_{c\gamma}$*-ն կարող են տարբեր նշաններ ունենալ, սխալ է:*

Թեորեման ապացուցված է: (12,7,3)-ը (7,2,12)-ից ընդհանուր է: (12,7,3)-ից և (12,7,4)-ից հետևում է, որ

(12,7,5) Կառնոյի յուրաքանչյուր հակադարձելի, կամ միայն մեխանիկորեն հակադարձելի ցիկլում թաքնված ջերմությունները երկու իզոթերմների վրա պետք է ունենան տարբեր նշաններ:

Այս անմիջականորեն հետևում է (12,7,3)-ից և (1?,6,12)-ից, եթե նկատի ունենանք, որ Կառնոյի ցիկլի իզոթերմները միշտ հակառակ են ուղղված:

Հետագայում կտեսնենք, որ բոլոր ոչ ադիաբատ ցիկլերում միջավայրից ստացած ջերմությունը ցիկլի մի հատվածի վրա դրական է, իսկ մյուսի վրա՝ բացասական: Որոշ սահմանային դեպքերում ոչ ադիաբատ ցիկլերի հատվածներից մեկի վրա ջերմությունը հավասար է զրոյի: Չի կարելի պատկերացնել այնպիսի ցիկլ, որի հատվածների վրա միջավայրից ստացված ջերմությունը միևնույն նշանն ունենա:

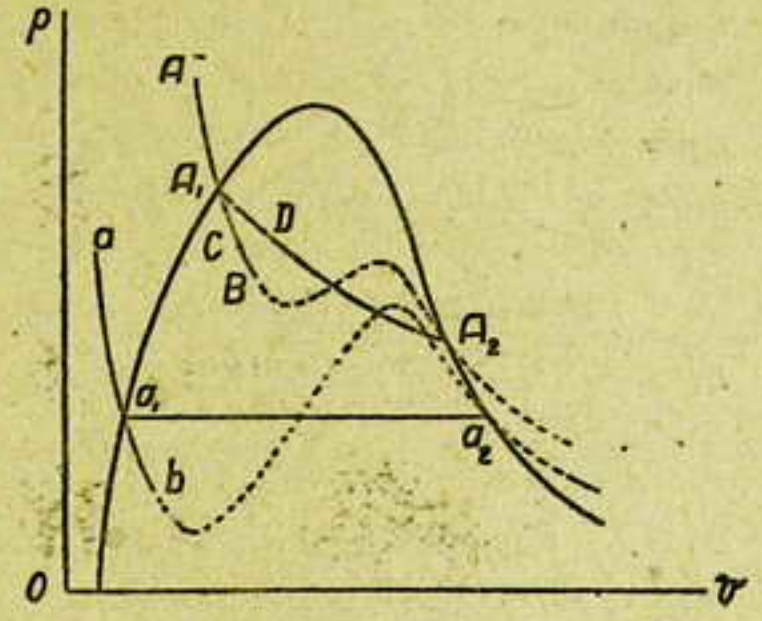
§ 12, 8. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ-ԱԴԻԱԲԱՏՆԵՐԻ ԵՎ ԻԶՈԹԵՐՄՆԵՐԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

(12,7,1) Թեորեման հետաքրքրական կիրառություններ ունի:

Մենք արդեն դիտենք, որ սխեմայի միևնույն վիճակից սկսված ան-

հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները կարող են լինել միանգամայն տարբեր։ Հետևաբար մի կետից կարելի է տանել ցանկացած թվով անհակադարձելի ադիաբատներ։ Օրինակ՝ եթե արտաքին f ճնշումը հաստատուն է և հավասար չէ սխտեմի ճնշմանը (f≠p), ապա ջերմայնորեն մեկուսացված սխտեմում արտաքին ճնշման յուրաքանչյուր հաստատուն արժեքին f_1=const. ..., f_2=const. ..., համապատասխանում է իր ադիաբատը։

Հակադարձելի ադիաբատը մեծ մասամբ միայն է լինում, բայց հայտնի են այնպիսի դեպքեր, երբ մի կետից գլնում են երկու հակադարձելի ադիաբատներ։ Բերենք երկու օրինակ։ 12—14 նկարի վրա aa_1-ը չհագեցած հեղուկի հակադարձելի իզոթերմ ընդարձակումն է։ a_1 կետը գտնվում է հեղուկի ճյուղի վրա։ Իզոթերմ ընդարձակումը շարունակելիս պրոցեսը կարող է ընթանալ կամ a_1a_2 գծով, կամ aa_1-ի շարունակությունը կազմող a_1b գծով։ a_1a_2-ի վրա սխտեմը դադարում է համասեռ լինել. կատարվում է իզոբար-իզոթերմ գոլորշիացում։ a_1b գծի վրա հեղուկը մնում է համասեռ և չհագեցած (այսինքն՝ չի կարող պահվել հավասարակշռության մեջ գոլորշու հետ), ճնշումն ընկնում է, իսկ գոլորշի չի առաջանում։



Նկ. 12—14

Սրան միանգամայն նման երևույթ է տեղի ունենում չհագեցած հեղուկի AA_1-ով հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ (նկ. 12—14), որտեղ A_1-ը հեղուկի ճյուղի վրա է։ Շարունակելով հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակումը, կատանանք կամ A_1A_2 և կամ A_1B գիծը. A_1A_2 պրոցեսը համանման է a_1a_2-ին։

A_1A_2-ի վրա ճնշումն ու ջերմաստիճանը ընկնում են, առաջանում է գոլորշի։ A_1A_2-ը այն հակադարձելի ադիաբատն է, որը հաճախ դիտում են ջերմաանհնինիկայում։ AA_1 գծի շարունակությունը կազմող A_1B հատվածը համանման է a_1b հատվածին։

A_1B-ի վրա հեղուկը մնում է համասեռ. ճնշումն ու ջերմաստիճանն ընկնում են, գոլորշի չի առաջանում (մանրամասնությունները §8,1,1-ում)։ Այսպիսով, A_1 վիճակից գլնում են երկու հակադարձելի ադիաբատներ՝ A_1A_2 և A_1B։ Այս երկու ադիաբատի վրա էլ ջերմաստիճանը փոփոխվում է։ Ընտրելով նրանցից յուրաքանչյուրի վրա մեկական կետ (C և D), որոնց ջերմաստիճանը միևնույնն է, կարելի է տանել CD իզոթերմը։ Քանի որ ամբողջ A_1B ադիաբատի վրա հեղուկը գտնվում է ոչ հագեցած վիճակում (այսինքն՝ չի կարող պահվել գոլորշու հետ հավասարակշռության մեջ), ապա CD իզոթերմը, որի վրա պետք է կատարվի գոլորշիացումը, չի կարող հակադարձելի լինել։

§ 12,7-ում ցույց տրվեց, որ եթե սկզբնական մոմենտում սառույցի և գոլորշու բաղկացած սխտեմում իրագործենք իզոբար-իզոթերմ

սեղմում, որի ընթացքում սառույցն ու գոլորշին ջուր են դառնում, ապա ջուր դարձող սառույցի և գոլորշու քանակությունները կարելի է այնպես ընտրել, որ պրոցեսն ադիաբատ լինի:

Սակայն սառույց-գոլորշի սիստեմում կարելի է իրագործել և այլ հակադարձելի ադիաբատ սեղմում, որի ընթացքում գոլորշին սառույց կդառնա: Այդ ադիաբատի վրա ջերմաստիճանն ու ճնշումը կմնծանան ճիշտ այնպես, ինչպես հեղուկ-գոլորշի սիստեմում, երբ գոլորշին հակադարձելի ադիաբատ կերպով անցնում է հեղուկ վիճակին (նկ. 8—14'): Այսպիսով, և՛ սառույց-գոլորշի սիստեմում կարելի է, ելնելով միևնույն վիճակից իրագործել երկու հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներ՝ ջրի իզոբար-իզոթերմ առաջացում սառույցից ու գոլորշուց և գոլորշու սառույց դառնալը: Քանի որ առաջին պրոցեսն իզոթերմ է, իսկ երկրորդի ժամանակ ջերմաստիճանը բարձրանում է, ապա այս երկու ադիաբատների վրա չկան երկու հավասար ջերմաստիճան ունեցող կետեր, և այդ պատճառով հնարավոր չէ իրագործել իզոթերմ անցումը մի ադիաբատից մյուսին:

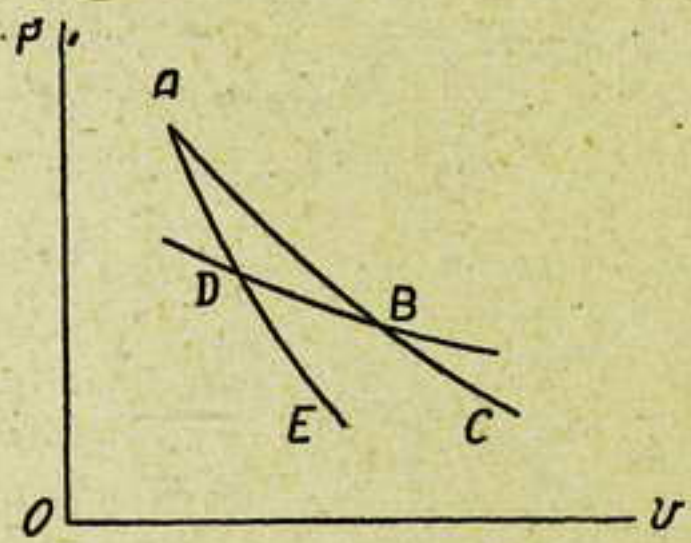
Հետևյալ թեորեման ընդհանրացնում է քննարկված երկու օրինակներից ստացված արդյունքները:

Թեորեմա

(12,8,1) Այն սիստեմներում, որոնցում բոլոր իզոթերմ պրոցեսները կարող են իրագործվել հակադարձելի կերպով, միևնույն կետից ելնող երկու ադիաբատների իրագործումն անհնար է:

Միևնույն վիճակից ելնելով, կարելի է իրագործել երկու տարբեր հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներ միայն այն դեպքում, երբ մի ադիաբատից մյուսին հակադարձելի իզոթերմ անցումն անհնար է:

Նախքան այս թեորեմայի ապացուցմանն անցնելը, նկատենք, որ վիճակի բոլոր իզոթերմ փոփոխությունների հակադարձելի իրագործումը երևակայելի է ամեն մի համասեռ հեղուկում, յուրաքանչյուր համասեռ գազում, նրանց բաղադրության անփոփոխ լինելու դեպքում: Օրինակ, անփոփոխ քիմիական բաղադրություն ունեցող գազում կլուսիկականից բարձր յուրաքանչյուր ջերմաստիճանում իզոթերմ պրոցեսները կարող են առաջացնել միայն ծավալի և ճնշման փոփոխություն: Այդ փոփոխությունները միշտ կարելի է պատկերացնել որպես հակադարձելիորեն կատարված:



Նկ. 12—15

(12,8,1) Թեորեմայի ապացույցը: Ենթադրենք, թե սիստեմն այնպիսին է, որ բոլոր իզոթերմ պրոցեսները կարող են իրագործվել հակադարձելի կերպով: Ենթադրենք, թե այդ սիստեմում հնարավոր են A կետից ելնող երկու տարբեր հակադարձելի ադիաբատներ՝ ABC-ն և ADE-ն (նկ. 12—15): Քանի որ երկու պրոցեսն էլ հակադարձելի են, կարելի է նրանցից մեկի, օրինակ՝

ADE-ի աւղղութիւնը փոխել, և այդ դէպքում կստանանք EDABC հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսը։ Եթե B և D կետում սիստեմի ջերմաստիճանները մէնեուկն են, ապա, համաձայն ենթադրութեան, BD իզոթերմը կարող է հակադարձելի համարուիլ, և այդ դէպքում դուրս կգա, որ EDABC հակադարձելի ադիաբատը և BD իզոթերմն ունեն երկու ընդհանուր կետ։ Դա հակասում է (12,7,1) թեորեմային։ Ուստի այն սիստեմներում, որտեղ բոլոր իզոթերմ պրոցեսները կարող են իրագործուել հակադարձելի կերպով, մի կետից կարող է ելնել միայն մեկ (այլ ոչ երկու) հակադարձելի ադիաբատ։ Այդպիսի սիստեմներում հակադարձելի-ադիաբատը միակն է։

Այսպիսով, (12,8,1) թեորեմայի առաջին մասն ապացուցված է։ Որպեսզի ապացուցենք նրա երկրորդ մասը, ենթադրենք, թե սիստեմում ոչ բոլոր իզոթերմ պրոցեսները կարող են կատարուել հակադարձելի կերպով։ Հնարաւոր են երկու դէպք՝ կամ EDA և ABC ադիաբատների վրա չկան հաւասար ջերմաստիճան ունեցող կետեր, կամ դիցուք D ու B կետերում ջերմաստիճանները մէնեուկն են, սակայն DB իզոթերմն անհակադարձելի է։

Այս դէպքերից և ոչ մեկը չի հակասում (12,7,1) թեորեմային, այդ պատճառով երկուսն էլ կարող են տեղի ունենալ։

Առաջին դէպքին վերաբերում են, օրինակ՝ սառույց-գոլորշի սիստեմի հակադարձելի ադիաբատները, եթե A ընդհանուր կետում ջերմաստիճանն ու ճնշումը այնպիսին են, որ սառույցի, ջրի և գոլորշու համակցութիւնը հնարաւոր է։ Երկրորդ դէպքին են վերաբերում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի հակադարձելի ադիաբատները (նկ. 12—14)։

(12,7,1)-ից օգտուելով, կարելի է ապացուցել (12,8,1)-ին զուգահեռ հետևեալ թեորեման.

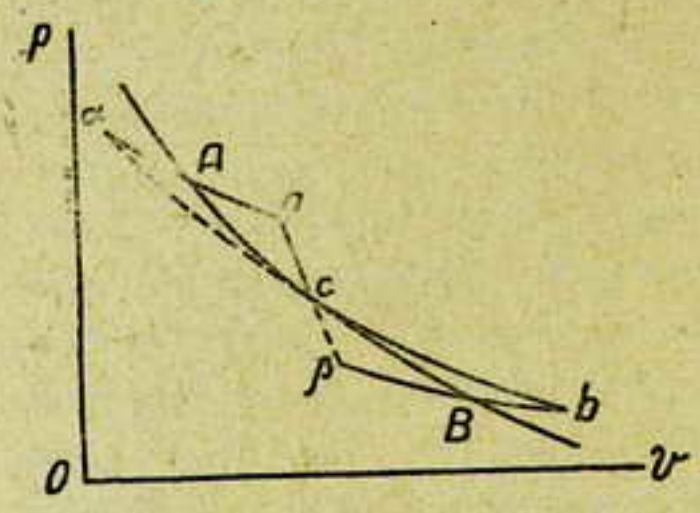
(12,8,2) Երե միևնոյն վիճակից ելնելով, հնարաւոր է իրագործել երկու տարբեր իզոթերմ պրոցեսներ, ապա հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսով անհնար է անցնել այդ իզոթերմներից մեկից մյուսին։

Որպես այս թեորեման լուսաբանող օրինակներ կարող են ծառայել հեղուկ-գոլորշի սիստեմի a_1a_2 և a_1b իզոթերմները (նկ. 12—14). a_1b իզոթերմի վրա հեղուկը չի պահւում հագեցած վիճակում, այսինքն՝ չի կարող լինել հաւասարակշռութեան մէջ գոլորշու հետ, այդ պատճառով այս երկու իզոթերմների միջև ոչ մի պրոցես չի կարող հակադարձելի լինել։

§ 12, 9. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ԵՎ ԱՆՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ԱԴԻԱԲԱՏՆԵՐ

Մենք արդէն գիտենք, որ միևնոյն կետից կարելի է տանել ցանկացած չափով անհակադարձելի ադիաբատներ, որոնցից ոչ մեկը չի համընկնում հակադարձելի ադիաբատին (նկ. 12—16)։ Դիցուք ACB-ն հակադարձելի ադիաբատ է. Cb, Cβ Ca, Cα-ն սրանք անհակադարձելի ադիաբատներ են, ընդ որում առաջին երկուսը (Cb և Cβ) համապատասխանում են ճնշման փոքրացմանը, իսկ երկրորդ զոյգը (Ca և Cα)՝ ճնշման մեծանալուն։

Հենվելով Թոմսոնի պոստուլատի վրա, ցույց տանք, որ այս չորս անհակադարձելի ադիաբատներից կարող են համապատասխանություն ունենալ միայն այն երկուսը, որոնք դասավորված են ACB ադիաբատի միևնույն կողմում՝ կամ Cb-ն և Ca-ն, կամ Cβ-ն և Cα-ն։



Նկ. 12—16

Անհակադարձելի ադիաբատների իրականացման հատկանիշը հաստատելու համար տանենք βBb և αAa հակադարձելի իզոթերմները և դիտանք մեկ աղբյուրով CβBC, CbBC, CαAC, CaAC անհակադարձելի ցիկլերը։ Ենթադրենք, թե դիտվող սիստեմում միաժամանակ ուղղված βBb և αAa իզոթերմների թաքնված ջերմությունները դրական են, այսինքն՝ $Q_{\beta Bb}>0$ և $Q_{\alpha Aa}>0$։ Այդ նշանակում է, որ դրական թաքնված ջերմությունը համապատասխանում է ծավալի իզոթերմ մեծացմանը։

Բոլոր այս ցիկլերը (CβBC-ն և ճնացած երեք ցիկլերը) եռապրոյես են։ Նրանցից յուրաքանչյուրն ունի երկու ադիաբատ (հակադարձելի և անհակադարձելի) և հակադարձելի իզոթերմ. օրինակ՝ CbBC ցիկլում Cb-ն անհակադարձելի և BC-ն հակադարձելի ադիաբատներ են, bB-ն այն իզոթերմն է, որի համար Q_{bB}-ն բացասական է։ Q_{bB}-ն միաժամանակ ջերմությունն է ամբողջ CbBC ցիկլի ընթացքում։ Այդ ջերմությունը նշանակենք Q_b-ով։

Քննարկելով բոլոր ցիկլերը, ունենք՝

CbBC ցիկլի ջերմությունը $Q_b=Q_{bB}<0$, քանի որ $Q_{Bb}>0$,
CaAC — » — $Q_a=Q_{aA}<0$, քանի որ $Q_{Aa}>0$,
CβBC — » — $Q_\beta=Q_{\beta B}>0$,
CαaC — » — $Q_\alpha=Q_{\alpha A}>0$։

Քանի որ այս բոլոր ցիկլերը մեկ աղբյուրով են, ապա ըստ Թոմսոնի (12,5,2) պոստուլատի՝ առաջին երկու ցիկլերը հնարավոր են, իսկ երկրորդ երկուսը՝ անիրագործելի։

Վերջին երկու ցիկլերից յուրաքանչյուրն անիրագործելի է, որովհետև անիրագործելի են նրանց համապատասխան անհակադարձելի ադիաբատները։

Այսպիսով, եթե ճնշումը փոքրացնելիս անհակադարձելի ադիաբատը Cb-ն է, ապա ճնշումը մեծացնելիս անհակադարձելի կլինի ոչ թե Ca ադիաբատը, ինչպես կարող էր թվալ, այլ Ca-ն։ ACB հակադարձելի ադիաբատի C կետից ելնող բոլոր անհակադարձելի ադիաբատները դասավորվում են ACB-ի միևնույն կողմում (անկախ նրանից, թե անհակադարձելի ադիաբատի վրա ճնշումը մեծանում է, թե փոքրանում)։

Այստեղ մենք դիտեցինք ադիաբատները p—V դիագրամի վրա։

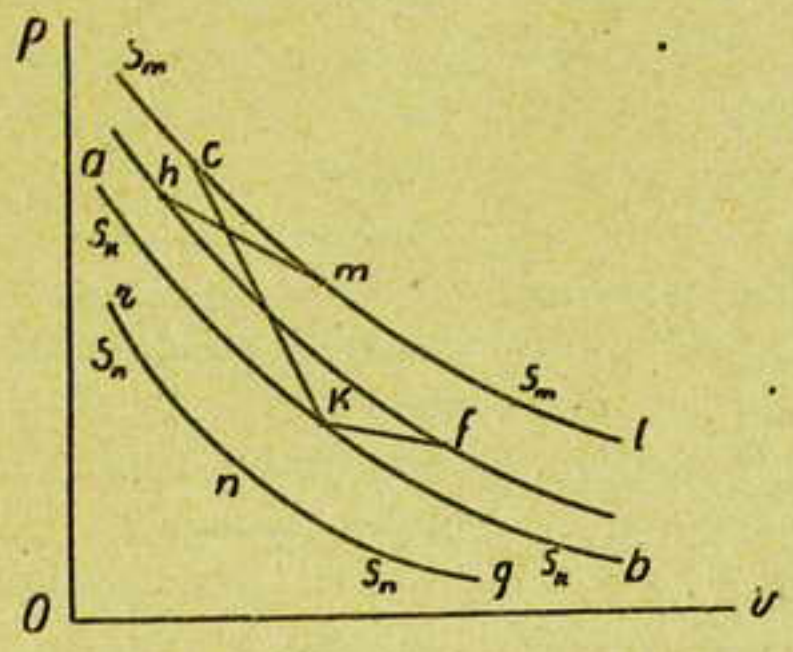
Ամենաընդհանուր դեպքում, երբ ճնշումից բացի աշխատանք կարող են կատարել նաև այլ x աշխատանքային հատկանիշների հետ լծորդված

(X) ուժերը, մենք կարող ենք մուծել այլ (X—x) դիագրամներ և կատանանք ամենաընդհանուր ձևով հետևյալ թեորեման.

(12,9,1) X—x դիագրամի վրա հակադարձելի ադիաբատին պատկանող կետից ելնող բոլոր անհակադարձելի ադիաբատները, անկախ աշխատանքային հատկանիշների աների նշաններից, դասավորվում են հակադարձելի ադիաբատի միևնույն կողմում, հատկապես այն կողմում, որ հակադարձելի ադիաբատից անհակադարձելիին իզոթերմ հակադարձելի եղանակով անցնելիս բաքված ջերմությունը դրական լինի:

2. Կարաթեոդորիի պոստուլատը

(12,9,1) թեորեման թույլատրում է պատասխանել հետևյալ հարցին. Կարելի է արդյոք սիստեմը մի ավյալ վիճակից մյուս ավյալ վիճակը տեղափոխել մեկ կամ մի քանի ադիաբատ պրոցեսներով. Այսպես, օրինակ, դիցուք պահանջվում է սիստեմը k վիճակից տեղափոխել m վիճակը (նկ. 12—17).



Նկ. 12—17

Տանենք k և m կետերից akb և cml հակադարձելի ադիաբատները և նշանակենք դրանք համապատասխանաբար S_k և S_m-ով. Ենթադրենք, թե S_k-ից S_m-ին հակադարձելի իզոթերմ անցումների թաքնված ջերմությունները դրական են.

Եթե S_k-ն և S_m-ը չեն համընկնում, այսինքն, եթե m կետը չի գտնվում S_k-ի վրա, ապա կարելի է վարվել այսպես. Նախ՝ իրագործել kc անհակադարձելի ադիաբատը և ապա՝ S_m ադիաբատի cm հատվածը, ըստ որում c-ն S_m-ին պատկանող որևէ կետ է: Այսպիսով, անցումը k վիճակից m վիճակին կատարված կլինենք երկու ադիաբատ պրոցեսներով՝ անհակադարձելի ադիաբատ kc և հակադարձելի ադիաբատ cm:

Կարելի էր և այլ կերպ վարվել. իրագործել անհակադարձելի ադիաբատ kl պրոցեսը և ապա հակադարձելի ադիաբատ fh և, վերջապես, անհակադարձելի ադիաբատ hm պրոցեսները:

Ակնհայտ է, որ կարելի է կամայորեն մեծացնել ադիաբատ պրոցեսների թիվը, ինչպես և կարելի է բոլոր ադիաբատ պրոցեսներն անհակադարձելի ընտրել (եթե m-ը S_k-ի վրա չէ):

Այժմ դիտանք n վիճակը, որն այնպես է ընտրված, որ S_k-ն ընկած լինի S_m-ի և հակադարձելի rng (S_n) ադիաբատի մեջ:

Ակնհայտ է, որ այս դեպքում S_k-ից S_m-ին և S_k-ից S_n-ին հակադարձելի իզոթերմ անցման թաքնված ջերմությունները տարբեր նշաններ կունենան. վերը մենք ընդունեցինք, որ առաջին անցման (S_k-ից S_m-ին) ջերմությունը դրական է. հետևաբար (12,9,1)-ի համաձայն S_k-ի կետերից ելնող բոլոր անհակադարձելի ադիաբատներն ուղղված են դեպի S_m-ը (նկ. 12—17). Դեպի S_n-ը ուղղված անհակադարձելի ադիաբատներ չկան.

Այդ պատճառով անցնել k-ից n-ը մեկ կամ մի քանի ադիաբատ պրոցեսներով անհնար է։

Մենք կարող ենք արտահայտել միանգամայն ընդհանուր հետևյալ արդյունքը.

(12,9,2) Եթե k և m վիճակներն այնպիսին են, որ S_k-ից S_m-ին հակադարձելի իզոթերմ անցման թաքնված ջերմությունը դրական է, ապա m վիճակը k-ից և S_k-ի յուրաքանչյուր կետից հասանելի է ադիաբատ պրոցեսների յուրաքանչյուր հաջորդականությամբ, որոնցից մի քանիսը պետք է լինեն անհակադարձելի: Եթե n վիճակը այնպիսին է, որ S_k-ից S_n-ին հակադարձելի իզոթերմ անցման թաքնված ջերմությունը բացասական է, ապա անհնար է միայն ադիաբատ պրոցեսների միջոցով փոխադրել սիստեմը k-ից n (կամ S_k-ից S_n):

Այս թեորեման, ինչպես տեսանք, (12,9,1)-ի, ուրեմն նաև Թոմսոնի պոստուլատի, անմիջական հետևանքն է։ (12,9,2)-ը որպես ինքնուրույն պոստուլատ տրվել է Կարաթեոդորիի կողմից (1909 թվականին)։ Այս պոստուլատից կարելի է ստանալ Թոմսոնի պոստուլատից բխող արդյունքների մի մասը։

Իր պոստուլատը Կարաթեոդորին արտահայտել է հետևյալ կերպ.

(12,9,3) Յուրաքանչյուր k վիճակի շրջակայքում գոյություն ունեն այնպիսի վիճակներ, որոնք ադիաբատ կերպով անհասանելի են k-ից:

k-ից ադիաբատ հասանելի վիճակների տիրույթը բաժանվում է k-ից ադիաբատ անհասանելի վիճակների տիրույթից S_k հակադարձելի ադիաբատով։ Մեր դեպքում (նկ. 12—17) S_k-ից աջ ընկած կետերն ադիաբատորեն հասանելի են k-ից, իսկ S_k-ից ձախ ընկած կետերը k-ից ադիաբատորեն անհասանելի են։

3. Վերցնենք k և m երկու վիճակները։ Դիցուք S_k-ից S_m-ին հակադարձելի իզոթերմ անցման ջերմությունը դրական է։ Այդ դեպքում S_m-ից S_k-ին հակադարձելի իզոթերմ անցման ջերմությունը բացասական կլինի։ Այսպիսով, համաձայն (12,9,2)-ի, եթե m վիճակը k-ից ադիաբատորեն հասանելի է, ապա k-ն m-ից ադիաբատորեն անհասանելի է։

Այստեղից անմիջականորեն ստացվում է կարևոր հետևանք.

(12,9,4) Անհակադարձելի ադիաբատ ցիկլերն անիրագործելի են:

§ 12, 10. ԿԼԱՈՒԶԻՈՒՍԻ ՊՈՍՏՈՒԼԱՏԸ

1. Թոմսոնի պոստուլատի փոխարեն երկրորդ սկզբունքի հիմքում կարող է դրվել «Կլաուզիուսի պոստուլատը»։

Ամենից առաջ մենք կպարզենք վերջինիս ճշգրիտ բովանդակությունը, ապա ցույց կտանք այդ երկու պոստուլատների համարժեքությունը։

2. Դիցուք A և B մարմինները պարփակված են ադիաբատ թաղանթի մեջ, և A մարմնի ջերմաստիճանը բարձր է B-ի ջերմաստիճանից, $t_a > t_b$։

Այդ դեպքում ջերմությունը կանցնի A-ից B-ին կամ ջերմահաղորդակցության, կամ ճառագայթման միջոցով, իսկ շրջապատի միջավայրը,

որից A-ն և B-ն անջատված են ադիաբատ թաղանթով, ամենևին չի փոփոխվի։

Հետագայի համար բավական է ենթադրել, որ շրջապատող միջավայրը կամայական σ սխեմա է։ Նշանակենք A և B մարմինների (մեկը մյուսից կամ σ սխեմայից) առաջած ջերմաքանակները λ_a և λ_b-ով։ Այդ դեպքում վերև ասվածը կդրվի հետևյալ կերպ. A-ն և B-ն σ-ից բաժանող ադիաբատ թաղանթի դեպքում

$$\left.\begin{array}{l}(\alpha)\ \lambda_a+\lambda_b=0 \text{ և եթե } t_a>t_b, \text{ ապա } \lambda_a<0,\ \lambda_b>0,\\ (\beta)\ \sigma \text{ սխեմայի վիճակը չի փոփոխվի,}\\ (\gamma)\ \sigma\text{-ին կիրառված արտաքին ուժերը աշխատանք չեն կատարի։}\end{array}\right\} \quad (12,10,1)$$

3. Նկատենք, որ մեզ հետաքրքրում է վերջնական արդյունքը և ոչ թե միջանկյալ վիճակները։ Այդ պատճառով (12, 10, 1)-ում (β)-ն և (γ)-ն կարելի է համապատասխանաբար հետևյալ կերպով փոխարինել՝

(β′) կամ σ սխեմայի վիճակը չի փոփոխվում, կամ σ-ն փոփոխությունների կրելով, վերադառնում է իր եկակետային վիճակին։

(γ′) σ-ին կիրառված արտաքին ուժերը կամ աշխատանք չեն կատարում, կամ կատարում են աշխատանք, բայց աշխատանքների գումարը հավասար է զրոյի։

(β′) և (γ′)-ը նշանակում են, որ կամ σ սխեմայը ամենևին չի փոփոխվում, կամ կատարում է այնպիսի ցիկլ, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի։

Այսպիսով, եթե մենք նկատի ունենք միայն վերջնական արդյունքները, ապա (12,10,1)-ի (α), (β), (γ) պայմանները համարժեք են (α), (β′), (γ′) պայմաններին։

Բազմաթիվ օրինակները մեզ համոզում են այն բանում, որ (α), (β′), (γ′) արդյունքները կարելի է ստանալ ոչ միայն A-ն և B-ն պարփակող թաղանթի առկայության դեպքում, այլև այն դեպքում, երբ A-ն և B-ն չեն ջերմահաղորդակցվում, իսկ նրանցից յուրաքանչյուրը կարող է ջերմահաղորդակցվել σ-ի հետ։

Նախքան օրինակներին անցնելը, պարզենք, թե դոյություն ունի կապ (α), (β′), (γ′) պայմանների միջև։

Նշանակենք (u) և (v) նիշերով σ սխեմայի սկզբնական և վերջնական վիճակները։ Այդ դեպքում առաջին սկզբունքի հիման վրա

$$U_v-U_u=Q_{uv}+W_{ouv},$$

Քանի որ ջերմության փոխանցումը կարող է կատարվել միայն մեր դիտած A, B և σ մարմինների միջև, ապա ակնհայտ է, որ

$$Q_{uv}+\lambda_a+\lambda_b=0. \quad (12,10,2)$$

այդ պատճառով վերջին հավասարությունը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$(\lambda_a+\lambda_b)+(U_v-U_u)=W_{ouv}, \quad (12,10,3)$$

Եթե (β′)-ը կատարված է, այսինքն՝ σ սխեմայի վիճակները սկզբում և վերջում միևնույնն են, ապա $U_u=U_v$ և $U_v-U_u=0$. եթե տեղի է ունենում

(γ′)-ը, ապա $W_{e\circlearrowleft}=0$։ Այսպիսով, (α)-ի տեղի ունենալու դեպքում (այն է՝ եթե A, B մարմիններից մեկը կորցրել է այնքան ջերմություն, որքան ստացել է մյուսը, ապա $\lambda_a+\lambda_b=0$ և $U_\circlearrowleft-U_\circlearrowright=W_{e\circlearrowleft}$),

կամ $U_\circlearrowleft-U_\circlearrowright=0,\quad W_{e\circlearrowleft}=0$

և կամ $U_\circlearrowleft-U_\circlearrowright\neq0,\quad W_{e\circlearrowleft}\neq0,$

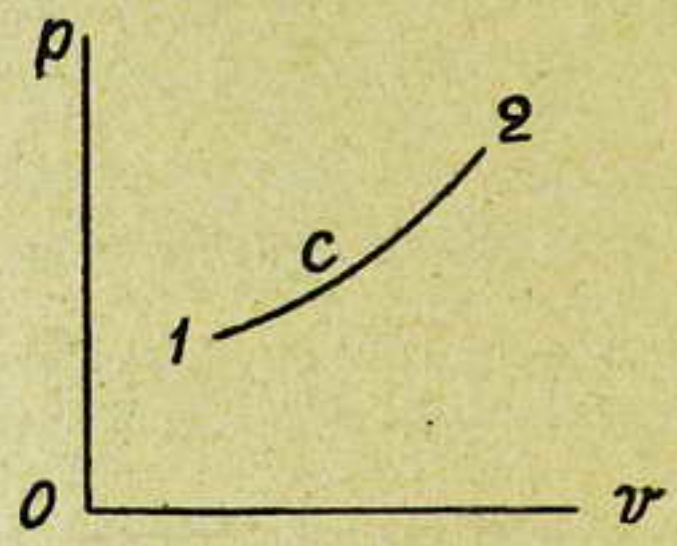
այսինքն՝ (α)-ի առկայության դեպքում կամ (β′) և (γ′)-ը պետք է միաժամանակ կատարվեն, կամ նրանցից ոչ մեկը չպիտի կատարվի։

Այն օրինակները, որոնք մենք այժմ կդիտենք, ցույց կտան հետևյալ երկու դեպքերի սկզբունքային տարբերությունը՝ երբ (α), (β′), (γ′)-ը տեղի ունեն միաժամանակ և երբ (α)-ն կատարված է, իսկ (β′)-ը և (γ′)-ը՝ ոչ։

4. Օրինակներ

I. σ սիստեմի ջերմաստիճանը նշանակենք t-ով։

Դիցուք $t_a>t>t_b$։ Պարփակենք A ն և σ-ն ադիաբատ թաղանթի մեջ և կատարենք σ-ում 1c2 պրոցեսը (նկ. 12—18)։ Այս պրոցեսում $\lambda_a<0$, քանի որ $t_a>t$։ Այնուհետև պարփակենք ադիաբատ թաղանթի մեջ B-ն և σ-ն և իրագործենք 2c1 պրոցեսը, որի ընթացքում $\lambda_b>0$, քանի որ $t>t_b$։



Նկ. 12—18

Այս պրոցեսների հետևանքով σ-ն վերադառնում է իր նախկին վիճակին, և այդ պատճառով $U_\circlearrowleft=U_\circlearrowright$, արտաքին աշխատանքը՝

$$W_{e\circlearrowleft}=W_{e1c2}+W_{e2c1}=0,$$

ջերմությունը՝ $Q_{\circlearrowleft}=Q_{1c2}+Q_{2c1}=0$։

(12,10,2)-ի կամ (12,10,3)-ի համաձայն

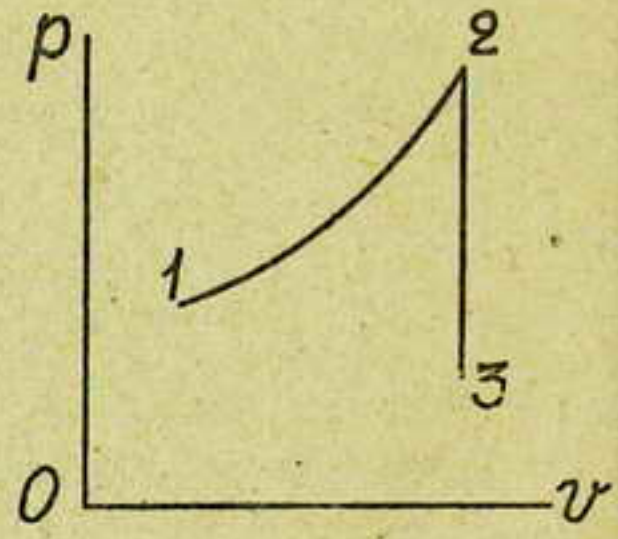
$\lambda_a+\lambda_b=0$, ընդ որում $\lambda_a<0$, $\lambda_b>0$, $t_a>t_q$

Հետևապես այս դեպքում (α), (β′) (γ′) պայմանները կատարված են։

II. Նորից $t_a>t>t_b$. σ սիստեմը և A-ն պարփակենք ադիաբատ թաղանթի մեջ. սիստեմում կկատարվի 12 պրոցեսը (նկ. 12—19), որում $\lambda_a<0$, քանի որ $t_a>t$։

Ապա պարփակենք B-ն և σ-ն ադիաբատ թաղանթի մեջ և կատարենք σ-ի ջերմաստիճանի 23 իզոխոր իջեցումը, քանի որում $\lambda_b>0$, քանի որ $t>t_b$։

23 պրոցեսը կարելի է ընդհատել այնպես ընտրված 3 վիճակում, որ $Q_{12}+Q_{23}=0$. այդ դեպքում (12, 10,2)-ի համաձայն $\lambda_a+\lambda_b=0$, քանի որում $\lambda_a<0$, $\lambda_b>0$։



Նկ. 12—19

Բայց չէ՞ որ 3 վիճակը չի համընկնում 1 վիճակին, $U_\circlearrowleft\neq U_\circlearrowright$, $W_{e\circlearrowleft}=W_{e12}\neq0$։ Հետևաբար այս օրինակում (α) պայմանը կատարված է, իսկ (β′), և (γ′)-ը՝ ոչ։

III. $t_a > t_b$. σ սիստեմի սկզբնական ջերմաստիճանը կամայական է։ Դիցուք, օրինակ, $t_2 > t_a$։ Ապա (նկ. 12—20) առաջ կատարենք σ սիստեմի ջերմաստիճանի իջեցման ուղղությամբ 12 հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը։ Ջ վիճակին ընտրենք այնպես, որ սիստեմի t_2 ջերմաստիճանը լինի t_a-ից մի քիչ ցածր։ A-ն և σ-ն պարփակենք ընդհանուր ադիաբատ թաղանթի մեջ և սկսենք իրագործել 23 իզոթերմ պրոցեսը, որում

$$\lambda_a < 0, \text{ քանի որ } t_a > t_2 \text{ և } Q_{23} + \lambda_a = 0։$$

Ապա կատարենք 34 ադիաբատ պրոցեսը, որը σ-ի ջերմաստիճանը հասցնում է t_b-ից անչափ մեծ t_4-ին։ Վերջապես (B-ն և σ-ն պարփակելով ադիաբատ թաղանթի մեջ), կատարենք 45 իզոթերմ պրոցեսը, որում

$$\lambda_b > 0, \text{ քանի որ } t_b < t_4 \text{ և } Q_{45} + \lambda_b = 0։$$

5 վիճակը ընտրենք այնպես, որ $Q_{45} = -Q_{23}$։

12, 23, 34, 45 պրոցեսների հետևանքով

$$Q_{\sigma q} = Q_{23} + Q_{45} = 0 \text{ և համաձայն } (12,10,2)\text{-ի՝}$$

$$\lambda_a + \lambda_b = 0,\ \lambda_a < 0,\ \lambda_b > 0,\ t_a > t_b։$$

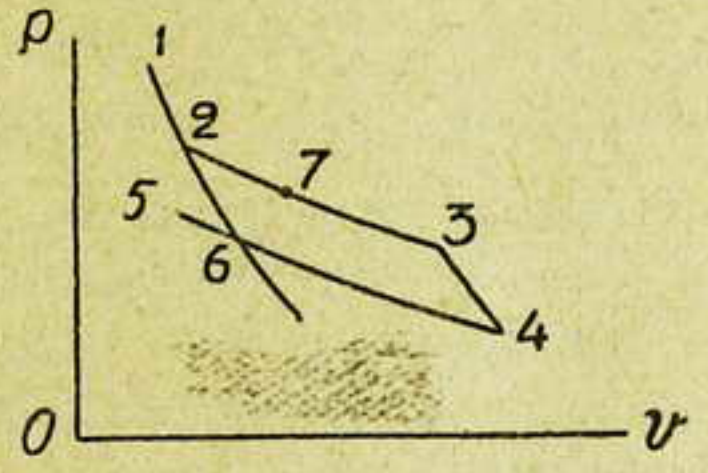
Հետևաբար այստեղ (α) պայմանը բավարարված է, իսկ (β′) և (γ′) պայմանները բավարարված չեն, քանի որ

$$W_{\sigma q} = W_{e12345} \neq 0։$$

Պետք է ուշադրություն դարձնել այն հանգամանքի վրա, որ 12 ադիաբատ պրոցեսը կարելի է շարունակել մինչև 6 կետը, որում սիստեմի ջերմաստիճանը t_b-ից մի քիչ ցածր է։ Այդ դեպքում կարելի է իրագործել 64, 43, 37 պրոցեսները՝ որոնց հետևանքով

$$Q_{64} + Q_{37} = 0 \text{ և համաձայն } (12, 10, 2)\text{-ի՝}$$

դարձյալ $\lambda_a + \lambda_b = 0$, բայց այժմ $\lambda_b < 0$, $\lambda_a > 0$, չնայած որ $t_a > t_b$։



նկ. 12—20

Մենք տեսնում ենք, որ 16, 64, 43, 37 պրոցեսների հաջորդականության հետևանքով պակաս տաք B մարմինը կորցնում է այնքան ջերմություն, որքան ստանում է ավելի տաք A մարմինը։

Միևնույն ժամանակ այստեղ (β′) և (γ′) պայմանները չեն բավարարված։

IV. Դիտենք ջերմության մեխանիկական համարժեքը որոշելու Ջուլի փորձը։

P ծանրոցն իջնում է ցած և պտտեցնում թիակավոր լիսեռը, շարժման մեջ դնելով σ հեղուկը։ P-ի կշռի բավականաչափ փոքր լինելու դեպքում բոլոր այս շարժումների արագությունները կլինեն շատ փոքր, և եթե պլանը գտնվում է ադիաբատ թաղանթի մեջ, ապա հեղուկի ջերմաստիճանը կբարձրանա։

Իսկ եթե պլանը չի գտնվում ադիաբատ թաղանթի մեջ, այլ ջերմա-

հաղորդակցվում է A մարմնի հետ, որի ջերմաստիճանը մի քիչ ցածր է հեղուկի ջերմաստիճանից, ապա վերջինս ջերմություն կտա (dQ<0) A-ին։ Փոքր $t-t_a$ տարբերության համապատասխան ընթության դեպքում $dU=dQ+dW_e=0$։ Իսկ եթե հեղուկի ծավալն ու ներքին էներգիան հաստատուն լինեն, ապա անփոփոխ կլինեն նաև նրա վիճակն ու մասնավորապես ջերմաստիճանը։

Այս պայմաններում ծանրոցի $h=h_2-h_1$ իջնելու դեպքում նրա կշիռը կատարում է դրական արտաքին աշխատանք՝ $W_{e12}=P(h_2-h_1)$ և σ հեղուկի անփոփոխ վիճակի դեպքում

$Q_{12}+W_{e12}=0$, $Q_{12}<0$, A մարմնի ստացած λ_{a1} ջերմություն դրական է՝ $\lambda_{a12}=-Q_{12}>0$։

Այսպիսով, $$\lambda_{a12}=W_{e12}, \qquad (12,10,4)$$

Ծանրոցի h-ով իջնելուց հետո σ սիստեմում իրագործենք Կառնոյի հակադարձելի ցիկլը, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը բացասական է, իսկ վերին և ստորին իզոթերմների ջերմաստիճանները համապատասխանաբար t′ և t″ են, ընդ որում t′-ի ու t_a-ի, ինչպես նաև t″-ի ու t_b-ի տարբերությունը չնչին է, և $t_a-t'>0$, $t''-t_b>0$։

Նշանակելով Կառնոյի ցիկլին վերաբերող մեծություններն (c) ինդեքսով, ունենք՝ ամբողջ ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը՝ $W_{ec}<0$, վերին իզոթերմի վրա սիստեմը ջերմություն է ստանում A մարմնից, $\lambda_{ac}<0$, ստորին իզոթերմի վրա սիստեմի՝ B մարմնից ստացած Q''_c ջերմությունը բացասական է, այսինքն՝

$$Q''_c+\lambda_{bc}=0, \quad Q''_c<0, \quad \lambda_{bc}>0։$$

Կառնոյի ցիկլի տեսությունից հայտնի է (13, 4, 2), որ

$$Q''_c=W_{ec}\frac{T_b}{T_a-T_b} \quad \text{կամ} \quad \lambda_{bc}=-W_{ec}\frac{T_b}{T_a-T_b}, \qquad (12,10.5)$$

Ծանրոցի իջնելու և դրան հաջորդող Կառնոյի ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը $U_e=W_{e12}+W_{ec}$։ A մարմինը ստացել է ջերմություն՝ $\lambda_a=\lambda_{a12}+\lambda_{ac}<0$, ընդ որում $\lambda_{a12}>0$, $\lambda_{ac}<0$. B մարմինն ստացել է $\lambda_b=\lambda_{bc}>0$ ջերմաքանակ։

$h=h_2-h_1$ բարձրությունը միշտ կարելի է այնպես ընտրել, որ $W_e=W_{e12}+W_{ec}=0$։ Ապա քանի որ σ սիստեմը վերադարձել է նախկին վիճակին, համաձայն (12,10,2)-ի

$$\lambda_a+\lambda_b=0։$$

Բայց $\lambda_b>0$, հետևաբար $\lambda_a<0$, երբ $t_a>t_b$։

Այսպիսով, այս օրինակում նույնպես (α), (β′), (γ′) պայմանները կատարված են։

V. Հենց նոր քննարկված օրինակում ինչպիսին էլ լինեն հեղուկի մածուցիկությունը և շփումը, կարելի է ընտրել ծանրոցի P կշիռն այնպես, որ այն իջնի։ Հակառակը, այսինքն՝ լիսեռի ինքնիրեն պտույտն այնպիսի ուղղությամբ, որ ծանրոցը բարձրանա, անհնար է։

Բայց տեսնենք, թե ինչ արդյունքների կբերեր ծանրոցի այդ, իրականում անիրագործելի, ինքնիրեն 21 բարձրացումը $h=h_1-h_2$-ով։ Այդ ժամանակ արտաքին W_{e21} աշխատանքը բացասական կլիներ, և հեղուկի վիճակը փոփոխված չէր լինի մեկայն այն դեպքում, եթե $Q_{21}>0$, այսինքն՝ եթե ջ-ն առանց A մարմնից Q_{21} ջերմություն. հետևաբար $\lambda_{a21}<0$ և $\lambda_{a21}=W_{e21}$։

Այժմ, օրենքի բավարարենք (γ′) պայմանին, մենք պետք է կառույցի ցիկլը կատարենք այնպիսի ուղղությամբ, որ $W_{ec}>0$։

Այդ պատճառով IV օրինակում կառույցի ցիկլի հետ կապված բոլոր մեծությունները այժմ կփոխեն նշանները։ Ծանրոցի կարծեցյալ բարձրացումի և կառույցի ցիկլի հետևանքով (β′) ու (γ′) պայմանները կբավարարվին, բայց (α)-ի փոխարեն կունենանք՝

$$\lambda_a=\lambda_{a21}+\lambda_c,\ \lambda_b=\lambda_{bc},$$
$$\lambda_b+\lambda_a=0,\ \lambda_b<0,\ \lambda_a>0,\ \text{երբ}\ t_a>t_b,$$

այսինքն՝ ցածր ջերմաստիճան ունեցող B մարմինը կկորցներ այնքան ջերմություն, որքան կստանար ավելի տաք A մարմինը։

Պետք է հիշեցնել, որ այս արդյունքն աննկատ է, քանի որ այն հետևանք է ծանրոցի մտացածին, անիրագործելի, ինքնիրեն բարձրացմանը։

VI. Քննարկենք մեկ օրինակ ևս։

Դիցուք կամայական սխեմում կատարվում է 01 ընդարձակում դեպի զատարկություն։ Ինչպես հայտնի է, այս դեպքում

$$W_{e01}=0,\ Q_{01}=0,\ dU=0,\ dV>0։$$

Հետևաբար 01 պրոցեսը կատարվում է առանց A և B մարմինների մասնակցության, $\lambda_{a01}=0$, $\lambda_{b01}=0$։ Այնուհետև կատարենք 12 իզոդինամիկ սեղմում, ընդ որում

$$V_2=V_0,\ dW_e>0,\ dW_e+dQ=0,\ dQ<0։$$

Դիցուք 12 պրոցեսում սխեմից անջատված ջերմություն ստանում է A մարմինը, $\lambda_{a12}\neq 0$։ Քանի որ 01 և 12 պրոցեսներն իզոդինամիկ են՝ $U_0=U_2$, բայց դրանից $V_2=V_0$, հետևաբար սխեմի վիճակները 0-ում և 2-ում միանման են։ Համաձայն (12,10,3)-ի

$$\lambda_{a12}=W_{e12} \qquad (12,10,6)$$

(քանի որ B մարմինը չի մասնակցել, $\lambda_{b01}=0$, $\lambda_{b12}=0$ և $W_{e01}=0$)։

12 պրոցեսի արդյունքը համընկնում է IV օրինակի 12 պրոցեսի արդյունքին։

12 պրոցեսից հետո կարելի է կատարել կառույցի հակադարձելի ցիկլը, որի մեջ վերին և ստորին իզոթերմների ջերմաստիճանները համապատասխանաբար հավասար են t_a և t_b-ի, և որը միանգամայն նույնն է, ինչ որ IV օրինակում նկարագրված կառույցի ցիկլը։ Այդ պատճառով (12,10,5) բանաձևը և բոլոր հետագա արդյունքները ուժի մեջ են մնում.

$$\lambda_b=\lambda_{bc}>0,\quad \lambda_a=\lambda_{a12}+\lambda_{ac}<0,\quad \lambda_a+\lambda_b=0։$$

Այսպիսով, այս օրինակում (α), (β՛) և (γ՛) պայմանները կատարված են։

VII. Ինչպես հայտնի է, առանց արտաքին աշխատանքի ադիաբատ սեղմումն անհնար է, այսինքն, երբ $dQ=0$, $dW_e=0$, $dU=0$, ապա $dV<0$։

Բայց ենթադրենք, թե այս 02 պրոցեսը հնարավոր է։ Այդ դեպքում մենք կկարողանայինք 02 պրոցեսից հետո կատարել 21 հակադարձելի իզոդինամիկ ընդարձակումը, որում $W_{e21}<0$, իսկ այնուհետև կառնոյի հակադարձելի ցիկլն այնպիսի ուղղությամբ, որ $W_{ee}>0$։ 21 պրոցեսում և կառնոյի ցիկլում բոլոր մեծությունները նշաններով հակառակ են VI օրինակի 12 պրոցեսի և կառնոյի ցիկլի համապատասխան մեծություններին։ Այսպիսով, $\lambda_a=\lambda_{a21}+\lambda_{ac}$ և $\lambda_b=\lambda_{bc}$, պահպանելով իրենց մեծությունները, կփոխեն նշանները։ Այդ պատճառով մեր արդյունքը հետևյալն է. եթե առանց արտաքին աշխատանք կատարելու ադիաբատ սեղմումը հնարավոր լիներ, ապա (β՛) և (γ՛) պայմանների դեպքում ցածր ջերմաստիճան ունեցող B մարմինը որոշ ջերմություն կկորցներ, իսկ ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող A մարմինը կստանար ճիշտ այդքան ջերմություն։

Բայց այդպիսի սեղմումն անիրագործելի է, հետևաբար մեր արդյունքն անհնար է։

5. Հետազոտված օրինակները ցույց են տալիս, որ գոյություն ունեն համայական շատ պրոցեսներ կամ պրոցեսների հաջորդականություններ, որոնց հետևանքով A և B մարմիններից մեկն ստանում է ճիշտ այնքան ջերմաքանակ, որքան կորցնում է մյուսը։

Դա տեղի ունի, երբ

ա) A և B մարմիններն անմիջականորեն ջերմահաղորդակցվում են.

բ) ջերմահաղորդակցված են ոչ թե A և B-ն, այլ ծ-ն նրանցից յուրաքանչյուրի հետ։

Այդ դեպքում կամ

գ₁) ծ-ն ամենևին չի փոփոխվում և արտաքին ուժերը աշխատանք չեն կատարում, կամ ծ-ն կատարում է այնպիսի ցիկլ, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի.

գ₂) ծ-ն փոփոխվում է և չի վերադառնում իր սկզբնական վիճակին. արտաքին աշխատանքը զրոյից տարբեր է։

Վերջին դեպքում երբեմն բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմինն է կորցնում ջերմությունը, և այդ ջերմությունն ստանում է սառը մարմինը, իսկ երբեմն էլ, ընդհակառակը, սառը մարմինը կորցնում է ջերմությունը, տաքը ստանում է։

(12,10,7) ա) և գ₁) դեպքերում, երբ սիստեմը կա՛մ ամենևին չի փոփոխվում և կա՛մ կատարում է այնպիսի ցիկլ, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը զրո է, միշտ ջերմություն ստանում է սառը մարմինը, իսկ կորցնում է տաք մարմինը:

Այս է Կլաուզիուսի պոստուլատի ճշգրիտ բովանդակությունը։

6. Դժվար չէ համոզվել, որ Կլաուզիուսի և Թոմսոնի պոստուլատները բխում են մեկը մյուսից, իսկ այդ նշանակում է, որ այս պոստուլատները լիովին համարժեք են։

Որպեսզի այդ ապացուցենք, մեկ A աղբյուրով ցիկլից հետո կատա-

բնենք կառնոյի՝ A և B աղբյուրներ ունեցող ցիկլը և դիտենք այդ ցիկլերի հաջորդականության արդյունքը։

Երկու ցիկլերի ընթացքում A և B աղբյուրների ստացած ջերմաքանակները նշանակենք λ_a և λ_b-ով, ընդ որում $\lambda_b=\lambda_{bc}$ (քանի որ B-ն մասնակցում է միայն կառնոյի ցիկլին)։

Ցիկլերն այնպես ընտրենք, որ երկու ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը՝

$$W_e=W_{e1}+W_{ec}=0,$$

(W_{e1}-ը և W_{ec}-ն համապատասխանաբար մեկ աղբյուրով ցիկլի և կառնոյի ցիկլի ընթացքում կատարված արտաքին աշխատանքներն են)։

Ակտա համաձայն (12,10,3)-ի $\lambda_a+\lambda_b=0$,

իսկ համաձայն (12, 10, 5)-ի

$$\lambda_b=\lambda_{bc}=-\ W_{ec}\frac{T_b}{T_a-T_b}=+W_{e1}\frac{T_b}{T_a-T_b}$$

կամ՝

$$\lambda_b\ (T_a-T_b)=W_{e1}T_b,$$

Քանի որ միշտ $T_b>0$, ապա $\lambda_b(T_a-T_b)$ արտադրյալը և W_e-ը պետք է ունենան միշտ միևնույն նշանը։

Դժվար չէ ցույց տալ, որ այդ արտադրյալի դրական նշանին համապատասխանում է կլաուզիուսի պոստուլատը (12, 10, 7), իսկ բացասական նշանը հակասում է այդ պոստուլատին։

Իրոք դրական լինելու համար պահանջվում է, որ λ_b-ն և (T_a-T_b)-ն ունենան միևնույն նշանը, այսինքն,

$$\text{եթե } T_a>T_b, \text{ ապա } \lambda_b>0,\ \lambda_a<0,$$
$$\text{եթե } T_a<T_b, \text{ ապա } \lambda_b<0,\ \lambda_a>0,$$

Երկու դեպքում էլ ջերմությունն ստանում է ավելի տաք մարմինը, համաձայն (12, 10, 7)-ի։

Մյուս կողմից, $W_{e1}>0$ արդյունքը համապատասխանում է Թոմսոնի պոստուլատին, իսկ $W_{e1}<0$-ը հակասում է դրան։ Այդ պատճառով $\lambda_b(T_a-T_b)$-ի և W_{e1} աշխատանքի դրական նշանները նշանակում են, որ երկու պոստուլատն էլ միաժամանակ ճիշտ են, այսինքն՝ նրանցից մեկը մյուսի հետևանքն է։

Իսկ եթե $\lambda_b(T_a-T_b)$ արտադրյալը և W_{e1}-ը բացասական են, ապա երկու պոստուլատն էլ միաժամանակ խախտվում են։

Այսպիսով մենք ստացանք, որ այս պոստուլատները համաբժեք են։

§ 12, 11. ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ԵՐԿՐՈՐԴ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ՊԱՏԿԵՐԱՑՈՒՄՆԵՐԻ ՏԵՍԱԿԵՏԻՑ

1. Մոլեկուլային պատկերացումները հնարավորություն են տալիս ոչ միայն բացատրել Թոմսոնի և Կլաուզիուսի պոստուլատները, այլև նշել նրանց կիրառելիության սահմանները։

2. Ամենից առաջ, ելնելով այդ պատկերացումներից կարելի է
ա) ցույց տալ, որ բացարձակ ջերմաստիճանն ուղիղ համեմատական
մոլեկուլների համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիային. բ) ապա
ցուցել, որ ընդհանուր մակերևույթի առկությամբ գազում ջերմու
թյունը բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմնից կանցնի ցածր ջերմաս
տիճան ունեցող մարմնին:

Այստեղ չենք բերում այս դրույթների ապացույցները:

3. Նախորդ պարագրաֆի որոշ օրինակներում տեսանք, որ կլաու
զիուսի պոստուլատը կխախտվեր, եթե գոյություն ունենային այնպիսի
սիստեմներ, որոնցում առանց արտաքին աշխատանքի կարելի լիներ կա
տարել աշխատատ սեղմում, կամ եթե հեղուկով լի գլանում տեղավորված
թիակավոր լիսեռնիկը կարողանար պտտվել և ծանրոցը բարձրացնել:

Դիտենք որևէ գազ: Այդ գազի յուրաքանչյուր մոլեկուլն ուղղակի
կշարժվի, քանի դեռ այլ մոլեկուլները կամ անոթի պատերը չեն փակել
նրա ճանապարհը: Այստեղից պարզ է, որ գազն զբաղեցնում է իրեն պար-
փակող անոթի ամբողջ ծավալը: Եթե մխոցը չտեղափոխվի, ապա գազն ինքն-
իրեն չի սեղմվի: Այսպիսով, մոլեկուլային պատկերացումները բերում են
այն եզրակացությանը, որ գազի սեղմումն անհնար է առանց արտաքին
աշխատանքի ծախսման:

Հեշտ է նույնպես բացատրել, մոլեկուլային տեսակետից, թե ինչու
թիակավոր լիսեռնիկը չի կարող այնպես պտտվել, որ ծանրոցը բարձրա-
նա: Իրոք, եթե սիստեմը (օրինակ, գազը) պարփակված է մխոցավոր գլանի
մեջ, ապա մոլեկուլները բախվում են մխոցին ձախ կողմից, այսպիսով
ստեղծելով ձախից աջ ուղղված ճնշում: Մխոցը կարող է շարժվել այդ
ուղղությամբ:

Հեղուկի մեջ ընկղմված թիթեղի վրա մոլեկուլները գործում են թե
աջ և թե՛ ձախ կողմից: Մոլեկուլների քաոսային շարժման և ժամանակի
միավորի ընթացքում մոլեկուլների բախումների թվի շատ մեծ լինելու
պատճառով մոլեկուլների հարվածներից առաջացած ճնշումները թիթեղի
երկու կողմերում էլ միատեսակ կլինեն, և թիթեղը չի կարող սկսել շարժվել:

Այս դատողությունները կիրառելի են լիսեռնիկի յուրաքանչյուր
թիակի համար (օրինակ V):

Այսպիսով, ջերմային քաոսային շարժմանը մասնակցող մոլեկուլները
չեն կարող շարժման մեջ դնել թիակավոր լիսեռնիկը և հետևապես չեն
կարող ծանրոցը բարձրացնել:

4. Ինչպես տեսնում ենք՝ երկու պոստուլատն էլ բացատրվում են
մոլեկուլար պատկերացումներով:

Սակայն պետք է նկատի ունենալ, որ այս պարագրաֆում ստացված
արդյունքներն իրավացի են միայն՝

ա) երբ մոլեկուլների թիվը շատ մեծ է, այսինքն, երբ մենք դի-
տում ենք շատ մեծ թվով մոլեկուլների ազդման էֆեկտը.

բ) և այն ենթադրության ներքո, որ մենք ի վիճակի չենք հետևելու
յուրաքանչյուր մոլեկուլին և դեկավարել այն:

Ոչ մեծ քանակով թյամբ ազդող մոլեկուլների առաջացրած էֆեկտը ոչ

միայն քանակապես, այլև որակապես է տարբերվում շատ մեծ քանակությամբ ազդող մոլեկուլների առաջացրած էջեկտից։

Ճիշտ այդպես էլ, եթե մենք կարողանայինք դիտավարել մոլեկուլները (և առհասարակ տիսառեմը կազմող մասնիկները), ապա այս եղանակությամբ ստացված արդյունքները կհամապատասխանեին Թոմսոնի և Կլաուզիուսի պոստուլատներին։

Ցույց տանք այդ։

Պատկերացնենք մի այնպիսի նուրբ սարք, որն ընդունակ է դիտավարել մոլեկուլները և շատ փոքր չափեր ունեցող փականները։ Դիցուք գազ պարունակող անոթի մեջ տեղավորված է շատ մեծ թվով այսպիսի փականներ ունեցող դիաֆրագմա։ Մոլեկուլներին հետևող այդ սարքը արագորեն փակում և բացում է այս փականներն այնպես, որ ամեն անգամ բաց թողնի դեպի անոթի ձախ կողմը փոքր, իսկ դեպի աջ կողմը՝ մեծ արագություն ունեցող մոլեկուլները։ Որոշ ժամանակից հետո մոլեկուլների մեջ էներգիան աջ կողմում ավելի մեծ կլինի, քան ձախ կողմում, այսինքն՝ աջ կողմի ջերմաստիճանն ավելի բարձր կլինի, քան ձախ կողմի ջերմաստիճանը։

Քանի որ փականների բացումն ու փակումը կատարվում է առանց արտաքին աշխատանքի ծախսման, ապա մեր արդյունքը համարժեք է առանց աշխատանք կատարելու՝ ջերմաստիճանների տարբերության առեղծմանը, մի փաստ, որը հակասում է Կլաուզիուսի պոստուլատին։

Եթե փականներ ունեցող դիաֆրագման տեղավորենք A և B գազերի խառնուրդը պարունակող ղլանում, ապա փականները բաց ու խուփ անելով, կարելի կլինի հավաքել ղլանի ձախ մասում A գազի մոլեկուլները, իսկ աջ մասում B-ի մոլեկուլները, այսինքն՝ առանց աշխատանք ծախսելու կարելի կլինի բաժանել խառնված գազերը։ Այս նույնպես հակասում է թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքին և համարժեք է այն բանին, թե առանց աշխատանք ծախսելու գազերից յուրաքանչյուրը ինքնուրեն սեղմվել է։

5. Այժմ անցնենք մոլեկուլների թվի ապացույցի քննարկմանը։ Գրքի ներածության մեջ ցույց տրվեց, որ մոլեկուլների միջակայուն շարժման հետևանքով սիստեմի դիտվող մասում նրանց թիվն ու խտությունը փոփոխական են, և որ խտության փոփոխությունն արագորեն փոքրանում է մոլեկուլների թիվը մեծանալիս և դառնում է արհամարհելիորեն փոքր, անչափելի, երբ մոլեկուլների թիվը շատ մեծ է։

Նկրկա պարագրաֆի 3 կետում ցույց տրվեց, որ թիթեղը, որին մոլեկուլները բախվում են երկու կողմից էլ, անշարժ է մնում, քանի որ մոլեկուլների բախումից առաջացած ճնշումները թիթեղի երկու կողմից էլ միևնույնն են։

Այժմ թիթեղի փոխարեն պատկերացնենք մի փոքր մարմին, օրինակ, փոքր չափեր ունեցող գնդիկ։ Գնդիկի մակերևույթի փոքրության պատճառով նրան հարվածող մոլեկուլների թիվը համեմատաբար փոքր կլինի, ըստ որում տրամատիծորեն հակառակ հատվածներում մոլեկուլների

բախման թվերը կարող են անհավասար լինել։ Այդ պատճառով հարվածներով պայմանավորվող ճնշումները կարող են չհավասարակշռվել, և գնդիկը կշարժվի։ Անհավասարակշիռ ճնշումներով պայմանավորված համազորը ժամանակի ընթացքում կփոփոխվի և՛ ըստ մեծության, և՛ ըստ ուղղության, որի հետևանքով գնդիկի շարժման ուղղությունն ու արագությունը կարուսի փոփոխություններ կկրեն։ Գնդիկի հետագիծը կլինի խաճվածք բեկյալ գիծ։ Ինչպես հայտնի է, բրոունյան շարժման էությունը հենց այդ է։

Նշրակացություն։ Հնկայական թվով մոլեկուլների ազդման էֆեկտը որակապես տարբեր է փոքր թվով մոլեկուլների ազդման էֆեկտից։

Շատ մեծ թվով մոլեկուլների դեպքում այն էֆեկտները, որոնք առաջանում են նրանց անկանոն շարժումից, միանգամայն համապատասխանում են թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի պահանջներին։ Համեմատաբար փոքր թվով մոլեկուլների դեպքում այն էֆեկտները, որոնք առաջանում են մոլեկուլների շարժումից, կարող են հակասել երկրորդ սկզբունքին։

Այստեղից ակնհայտ է, որ թերմոդինամիկան կիրառելի է միայն մեծ քանակությամբ մասնիկներ ունեցող սիստեմների նկատմամբ։

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

12.1. Ցույց տալ, որ եթե երկու աղբյուրով ցիկլում $W_0>0$, ապա անփոփոխ պահելով W_0-ն՝ կարելի է այնպես անել, որ այս աղբյուրներից մեկում (կամ τ_1-ում կամ τ_2-ում) ստացված և տրված ջերմությունների գումարը հավասար լինի զրոյի։

Ցույց տալ, թե ինչու է այդ անհնար, երբ $W_0<0$։

12,2. Դիցուք τ-ն և T-ն աղբյուրի և սիստեմի բացարձակ ջերմաստիճաններն են, dQ-ն սիստեմի ստացած ջերմությունն է։

Ցույց տալ, որ

$$\frac{dQ}{T}-\frac{dQ}{\tau}<0.$$

12.3. Ցույց տալ, որ եթե $\frac{dQ}{T}$-ի փոխարեն դիտենք $\frac{dQ}{\tau}$-ն, որտեղ τ-ն աղբյուրի բացարձակ ջերմաստիճանն է, ապա Թոմսոնի պոստուլատը կլինի կլաուզիուսի $\oint\frac{dQ}{T}>0$ անհավասարության անմիջական հետևանքը։

Ցուցում.— Մեկ աղբյուրով ցիկլում $\tau=\text{const.}$:

12.4. Մեկ աղբյուրով 1231 ցիկլի պրոցեսներն են 12 հակադարձելի ադիաբատը, 23 անհակադարձելի իզոխորը և 31 հակադարձելի իզոթերմը, ընդ որում աղբյուրի τ' ջերմաստիճանը հավասար է t_3-ի։

1321 ցիկլն իրագործելու համար, τ' աղբյուրից բացի, անհրաժեշտ է դարձյալ մեկ τ'' աղբյուր, որի ջերմաստիճանը $\tau''=t_3$ (տե՛ս § 12,4,2)։

Ցույց տալ, որ 1231 և 1321 ցիկլերի հաջորդականության հետևանքով արտաքին աշխատանքը կլինի զրո, իսկ տաք աղբյուրը կկորցնի այնքան ջերմություն, ինչքան կստանա ավելի սառն աղբյուրը։

12.5. Կառնոյի երկու ցիկլերից 43214-ը մեկ աղբյուրով է, որի τ ջերմաստիճանը այնպիսին է, որ $T_3<\tau<T_1$, 41234-ը երկու աղբյուրներով է, որոնց ջերմաստիճանները $\tau'=T_1$, $\tau''=T_3$։ Ցույց տալ, որ այս ցիկլերի հաջորդական իրագործման հետևանքով արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի, իսկ τ և τ'' աղբյուրներն այնքան ջերմություն են ստանում, որքան կորցնում է τ՛ աղբյուրը։

12.6. A-ն և A՛-ը կամայական սիստեմներ են, A սիստեմում կատարվում է Կառնոյի 12341 ցիկլը, իսկ A՛-ում՝ Կառնոյի 123՛4՛1 ցիկլը, ընդ որում $Q'_A=Q'_{A'}=Q_{12}$, $Q''_A=Q''_{A'}$, $T_{1A}=T_{1A'}$ և A՛ սիստեմում ցիկլը հակադարձելի է։

Ընդունելով, որ A սիստեմում ցիկլը անհակադարձելի է, ցույց տալ, որ $T_3<T'_3$։

Ցուցում.— Կարելի է դիտել 12341 և 123՛4՛1 ցիկլերի հաջորդականությունը։

12.7. Դիցուք a, b վիճակներում սիստեմի ներքին էներգիան $U_a=U_b$, իսկ ab պրոցեսում $W_{eab}>0$ և յուրաքանչյուր աղբյուրի տված ու ստացած ջերմությունների դումարը մեկից մեկի համար հավասար չէ զրոյի։

Ցույց տալ, որ այդ պրոցեսն անհակադարձելի է։

Ցուցում.— Եթե ab-ն հակադարձելի լիներ, կարելի կլիներ կատարել ba պրոցեսը և ապա Կառնոյի այնպիսի հակադարձելի ցիկլ, որտեղ արտաքին աշխատանքը՝ $W_{ee}=W_{eab}$, իսկ ստորին էզոթերմի ջերմաստիճանը հավասար է τ աղբյուրի ջերմաստիճանին։

12.8. Դիցուք X-ը ընդհանրացված արտաքին ուժն է, իսկ x-ը՝ համալուծ ընդհանրացված կոորդինատը (օրինակ՝ X=P ճգող ուժն է, x=l՝ ձողի երկարությունը, X=M պտտող մոմենտն է, x=φ պլանի մի հիմքի պտույտի անկյունն է մյուսի նկատմամբ)։

Ցույց տալ, որ X—x կոորդինատային սիստեմում հակադարձելի ադիաբատն իզոթերմից թեք է։

Ցուցում.— Կիրառել Թոմսոնի պոստուլատը մեկ աղբյուրով 1231 ցիկլի նկատմամբ, որտեղ 12-ը հակադարձելի ադիաբատ է, 23-ը՝ x=const. անհակադարձելի պրոցես, 31-ը՝ հակադարձելի իզոթերմ։

12.9. § 4,5-ում ապացուցվեց, որ միշտ $C_v>0$, $C_p>0$։

Օգտվելով § 4,5-ում շարադրված մեթոդից, ապացուցել, որ կայուն հավասարակշռության բոլոր վիճակներում

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_x=c_x>0, \quad \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_X=c_X>0,$$

որտեղ X-ը ընդհանրացված արտաքին ուժն է, իսկ x-ը՝ համալուծ ընդհանրացված կոորդինատը։

Գլուխ XIII

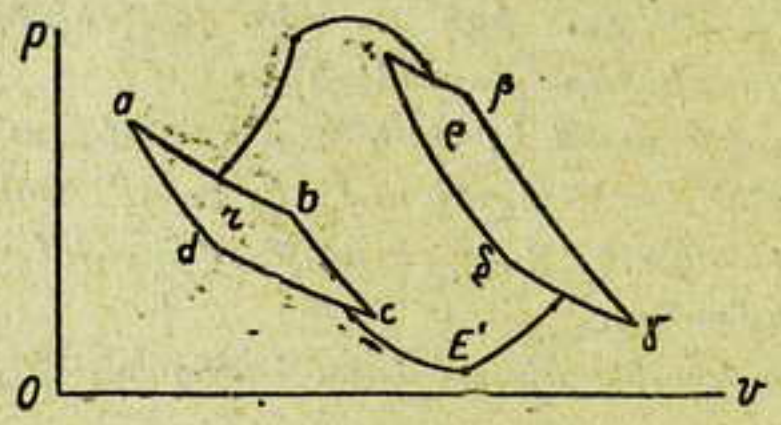
ԿԱՐՆՈՑԻ ՑԻԿԼԸ ԵՎ ՆՐԱ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

§ 13, 1. ՄԵԿ ԱՂԲՅՈՒՐՈՎ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՑԻԿԼԻ ԿԱԶՄՈՒՄԸ ԿԱՐՆՈՑԻ ԵՐԿՈՒ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՑԻԿԼԵՐԻՑ

Որպեսզի կարողանանք Թոմսոնի պոստուլատից օրևէ եզրակացություն անել կամայական թվով աղբյուրներ ունեցող ցիկլերի մասին, պետք է կարողանանք այդպիսի ցիկլերը վերածել մեկ աղբյուրով ցիկլերի։ Մենք արդեն գիտենք [§ 10,8, և (10,8,1)], որ կամայական հակադարձելի ցիկլը կարելի է փոխարինել Կառնոյի՝ անվերջ փոքր իզոթերմներ ունեցող անվերջ մեծ թվով ցիկլերի հաջորդականությամբ։

Այժմ ցույց տանք, թե ինչպես կարելի է երկու աղբյուրով Կառնոյի հակադարձելի ցիկլից անցնել մեկ աղբյուրով հակադարձելի ցիկլին։

2. Պատկերացնենք r և ρ կամայական սիստեմները, որոնք, ըստ մեր հայեցողության, կարելի է դիտել և որպես մեկ R սիստեմ։ r և ρ սիստեմներին վերաբերող մեծությունները պայմանավորվենք նշանակել լատինական կամ հունական տառերով կամ նիշերով։ Լատինական մեծատառերով կնշանակենք R սիստեմին վերաբերող մեծությունները։



Նկ. 13—1

Դիցուք r, ρ սիստեմներից յուրաքանչյուրը կատարում է Կառնոյի հակադարձելի ցիկլ (նկ. 13—1), ընդ որում ցիկլերը բավարարում են հետևյալ պայմաններին.

ա) (ab, αβ) *վերջին իզոթերմների ջերմաստիճանները միևնույնն են՝* $t_a = \tau_\alpha$։

բ) (cd, γδ) *առաջին իզոթերմների ջերմաստիճանները միևնույնն են* $t_c = t_\gamma$։

գ) $Q_{ab} + Q_{\alpha\beta}$ *կամ* $Q_{cd} + Q_{\gamma\delta}$ *գումարներից որևէ մեկը զրո է։ Դիցուք, օրինակ,* $Q_{cd} + Q_{\gamma\delta} = 0$։

դ) Երկու սիստեմում համանուն վիճակները (a և α, b և β, c և γ, d և δ) *տեղի են ունենում ժամանակի միևնույն մոմենտներում։*

(ա) պայմանից («երկու ցիկլերի վերջին իզոթերմների ջերմաստիճանները միևնույնն են») հետևում է, որ այդ իզոթերմներն իրականացնելու համար կարելի է r և ρ սիստեմները ջերմահաղորդակցել միևնույն E աղբյուրի հետ, որի ջերմաստիճանը՝

$$t = t_a = t_\alpha.$$

Նույն ձևով (բ) պայմանից բխում է, որ սառրին իզոթերմների իրագործման համար կարելի է օգտվել մնկ E′ աղբյուրից, որի ջերմաստիճանը՝

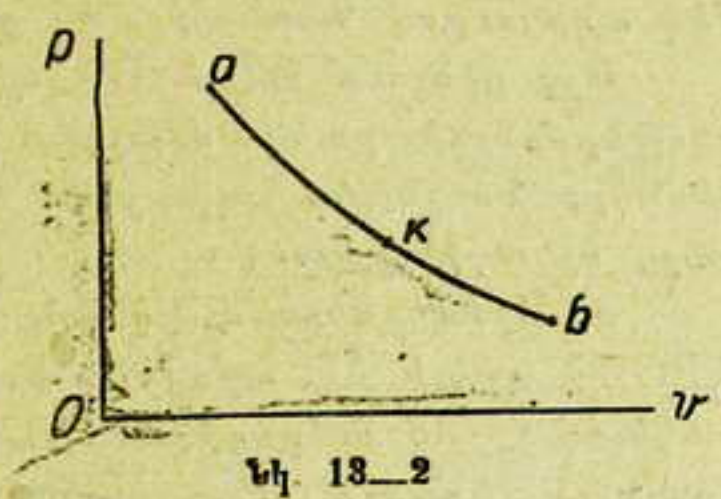
$$t'=t_{\alpha}=t_{\gamma},$$

Հետևաբար ջերմության E և E′ աղբյուրները միևնույնը կլինեն τ և ρ սիստեմների համար։

Քանի որ երկու ցիկլն էլ ենթադրվում են հակադարձելի, ապա (12,7,5)-ի հիման վրա կարելի է պնդել, որ յուրաքանչյուր ցիկլի երկու իզոթերմների ջերմությունների նշանները տարբեր կլինեն, այսինքն՝

Q_{ab} և Q_{cd} ունեն տարբեր նշաններ,
$Q_{\alpha\beta}$ և $Q_{\gamma\delta}$ ունեն տարբեր նշաններ։

Ցիկլերի ուղղությունները միշտ կարելի է այնպես ընտրել, որ համանուն իզոթերմների (ab և αβ, cd և γδ) թաքնված ջերմությունները տարբերվեն նշաններով, այսինքն՝ Q_{ab} և $Q_{\alpha\beta}$-ն նշաններով տարբեր են, Q_{cd}-ն և $Q_{\gamma\delta}$-ն նշաններով տարբեր են։



նկ 13—2

Թաքնված ջերմության բացարձակ արժեքն այնքան մեծ կլինի, որքան իզոթերմը երկար լինի. այսպես, օրինակ (նկ. 13—2), իզոթերմի ab հատվածը ak հատվածից երկար է, այդ պատճառով

$$|Q_{ab}|>|Q_{ak}|,$$

Այսպիսով, անհնարև է, որ cd և γδ տարբեր իզոթերմների երկարությունները միշտ կարելի է այնպես ընտրել, որ

$$Q_{cd}+Q_{\gamma\delta}=0.$$

սա (դ) պայմանն է։

(դ)-ի համաձայն c և γ վիճակները տեղի են ունենում ժամանակի միևնույն մոմենտում. d և δ վիճակները՝ նույնպես։

Հետևաբար cd և γδ իզոթերմ պրոցեսները կատարվում են միաժամանակ։ Այս երկու պրոցեսների ընթացքում τ և ρ սիստեմները E′ աղբյուրից ստանում են Q_{cd} և $Q_{\gamma\delta}$ ջերմություններ, որոնց գումարը, համաձայն (դ)-ի՝ հավասար է զրոյի։

Ընդունենք, օրինակ, $Q_{cd}>0$, այդ դեպքում $Q_{\gamma\delta}<0$ և $|Q_{\gamma\delta}|=Q_{cd}$։ Այսպիսով, ինչքան ժամանակում τ սիստեմը E′ աղբյուրից ստանում է Q_{cd} ջերմությունը, նույն ժամանակում ρ սիստեմը E′ աղբյուրին հաղորդում է ճիշտ նույնչափ ջերմություն։ Այստեղից հետևում է, որ կարելի է ամենևին չօգտվել E′ աղբյուրից, այլ ջերմահաղորդակցել τ և ρ սիստեմներն այնքան ժամանակ, որքան որ կատարվում են cd և γδ իզոթերմ պրոցեսները, և τ, ρ սիստեմներից մեկին հաղորդել այն ջերմությունը, որը կորցնում է մյուսը։

... Այսպիսով, երբ (գ) պայմանը կատարված է, այսինքն, երբ

$$Q_{cd}+Q_{\gamma\delta}=0,$$

ապա կարելի է E′ աղբյուրը մի կողմ քաշել, և մխայն մեկ E աղբյուրը բավական է, որ իրագործվեն abcda *և* αβγδα *հակադարձելի ցիկլերը։*

3. ab *և* αβ *մխաժամանակ ընթացող պրոցեսները* R *սխեմում կազմում են* AB *պրոցեսը։* bc *և* βγ, cd *և* γδ, da *և* δα *պրոցեսները* R *սխեմում համապատասխանաբար կազմում են* BC, CD, DA *պրոցեսները։ Հետևաբար r և ρ սխեմներում մխաժամանակ ընթացող* abcda *և* αβγδα *ցիկլերը* R *սխեմում կազմում են* ABCDA *ցիկլը։ Այս ցիկլի ընթացքում ջերմահաղորդակցություն է հաստատված մխայն մեկ E աղբյուրի հետ* (AB *պրոցեսի ընթացքում)։*

Այսպիսով՝ (ա), (բ), (գ), (դ) պայմաններին բավարարող կառույի հակադարձելի երկու ցիկլերը մխասին վերցրած կարելի է դիտել որպես մեկ աղբյուրով կառույի մեկ ցիկլ (ABCDA)։

Այս ցիկլում BC *և* DA *պրոցեսներն ադիաբատ են,* CD *պրոցեսն՝ իզոթերմ-ադիաբատ, մինչդեռ r և ρ սխեմներում* bc, βγ, da, δα *պրոցեսները նույնպես ադիաբատ են, իսկ* cd, γδ *պրոցեսներն իզոթերմ են, բայց ոչ ադիաբատ։*

4. Այժմ հեշտ է ապացուցել, որ R *բարդ սխեմում կատարվող* ABCDA *ցիկլի* AB *պրոցեսը նույնպես իզոթերմ-ադիաբատ է։ Իրոք, նշանակելով* Q*-ով ամբողջ* ABCDA *ցիկլի ընթացքում* R *սխեմի կողմից ստացած ջերմությունը, կունենանք՝*

$$Q=(Q_{ab}+Q_{cd})+(Q_{\alpha\beta}+Q_{\gamma\delta})$$

կամ՝

$$Q=(Q_{ab}+Q_{\alpha\beta})+(Q_{cd}+Q_{\gamma\delta}),$$

բայց քանի որ (դ)-ի համաձայն $Q_{cd}+Q_{\gamma\delta}=0$, *ապա*

$$Q=Q_{ab}+Q_{\alpha\beta},$$

Մակայն ABCDA*-ն մեկ* (E) *աղբյուրով հակադարձելի ցիկլ է, այդ պատճառով (12,6,1)-ի համաձայն* $Q=0$ *և հետևաբար*

$$Q_{ab}+Q_{\alpha\beta}=0, \qquad (13,1,1)$$

Այսպիսով, իրոք AB *պրոցեսը իզոթերմ-ադիաբատ է, իսկ ամբողջ* ABCDA *ցիկլը հակադարձելի ադիաբատ է։*

Այս ցիկլում BC *և* DA *պրոցեսներն ադիաբատ, բայց ոչ իզոթերմ են, իսկ* AB *և* CD *պրոցեսներն իզոթերմ-ադիաբատ են։*

§ 13, 2. (13,1,1) ԹԵՈՐԵՄԱՑԻ ՀԵՏԵՎԱՆՔՆԵՐԸ

1. Որպես r և ρ կարել է վերցնել որևէ սխեմներ, այդ պատճառով (13,1,1)-ը կարելի է այսպես ձևակերպել.

(13,2,1) Ինչպիսին էլ որ լինեն Կառնոյի հակադարձելի ցիկլ կատարող

սիստեմները, երբ համաձուն իզոթերմների ջերմաստիճանները հավասար են ($t_a=t_\alpha$, $t_c=t_\gamma$) և մի զույգ համաձուն իզոթերմների թաքնված ջերմությունների գումարը զրո է, ապա մյուս համաձուն իզոթերմների թաքնված ջերմությունների գումարը հավասար կլինի զրոյի, այսինքն, երբ

$$Q_{cd}+Q_{\gamma\beta}=0, \quad \text{ապա} \quad Q_{ab}+Q_{\alpha\beta}=0: \qquad (13,2,2)$$

Հետապայի համար պետք է նկատի ունենալ, որ abcda *և* αβγδα *ցիկլերի հակադարձելիության պատճառով, որևէ պրոցեսի ուղղության փոփոխությունից նրա ջերմության բացարձակ արժեքը չի փոխվի։*

Այդ պատճառով ab *և* cd *պրոցեսները* ba *և* dc*-ով փոխարինելով, կստանանք՝*

$$Q_{ba}=-Q_{ab}, \qquad Q_{de}=-Q_{cd},$$

և (13,2,2)-ի փոխարեն կունենանք՝

(13,2,3) *երբ* $Q_{dc}=Q_{\gamma\delta}$, *ապա* $Q_{ba}=Q_{\alpha\beta}$։

Փորձենք ավելի լավ պարզել (13,2,2)-ի և (13,2,3)-ի բովանդակությունը։

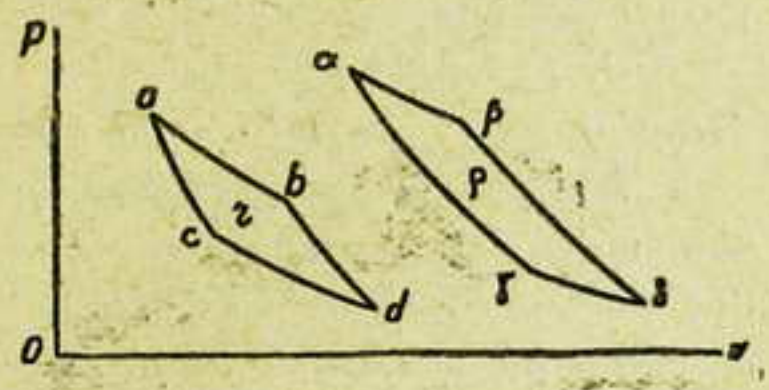
(13,2,4) Դիցուք (նկ.13—3) երկու կամայական սիստեմի ab և αβ հակադարձելի իզոթերմների ջերմաստիճանները միևնույնն են, իսկ Q_{ab} և $Q_{\alpha\beta}$ թաքնված ջերմությունները՝ հավասար։ Դիցուք S_a ու S_b-ն, և S_α ու S_β հակադարձելի ադիաբատների երկու զույգ են (ընդ որում S_a-ն անցնում է a կետով և այլն)։

Այդ դեպքում S_a-ից S_b-ն և S_α-ից S_β-ն անցնող և հավասար ջերմաստիճան ունեցող հակադարձելի իզոթերմների յուրաքանչյուր զույգի թաքնված ջերմությունները հավասար են միմյանց, այսինքն՝ ինչպես էլ դասավորված լինեն հակադարձելի S_a և S_α ադիաբատների c և γ, e և ε կետերը,

$$Q_{cd}=Q_{\gamma\delta}, \text{ երբ } t_c=t_\gamma. \quad Q_{ef}=Q_{\varepsilon\varphi}, \text{ երբ } t_e=t_\varepsilon.$$

2. Կրկին դիտենք r և ρ սիստեմներում կատարվող հակադարձելի ցիկլերը (§ 13,1)։ 13—3 նկարի վրա c *և* d, γ *և* δ *տառերը տեղափոխված են, այդ պատճառով 13—3 նկարի նշանա-*

կումներով այդ ցիկլերը կլինեն abdca *և* αβδγα *(և ոչ թե* abcda *ու* αβγδα, *ինչպես 13—1 նկարի վրա)։*



Նկ. 13—3

Դիցուք ρ սիստեմը հատատուն բաղադրություն ունեցող իդեալական գազ է, ապա նկատի ունենալով, որ $T_\alpha=t_\alpha+273,16$ *և այլն, αβδγα հակադարձելի ցիկլի համար (նկ. 13—3), (10,7,1)-ի հիման վրա կստանանք՝*

$$\frac{Q_{\alpha\beta}}{T_\alpha}+\frac{Q_{\delta\gamma}}{T_\delta}=0, \qquad (13,2,5)$$

Բայց (13,2,4)-ի համաձայն,

երբ $t_a=t_\alpha$, $t_c=t_\gamma$ կամ, որ միևնույնն է,
երբ $T_a=T_\alpha$, $T_c=T_\gamma$, ապա $Q_{ab}=Q_{\alpha\beta}$, $Q_{dc}=Q_{\delta\gamma}$,

և այդ պատճառով նախորդ հավասարությունը կարելի կլինի այսպես արտադրել՝

$$\frac{Q_{ab}}{T_a}+\frac{Q_{dc}}{T_c}=0, \qquad (13,2,6)$$

որտեղ ab-ն և dc-ն կամայական r սիստեմում կատարի ցիկլի հակադարձելի իզոթերմներն են, T_a-ն և T_c-ն՝ այդ իզոթերմների բացարձակ ջերմաստիճանները, իսկ Q_{ab}-ն և Q_{dc}-ն նրանց թաքնված ջերմություններն են։ (13,2,6)-ից երևում է, որ § 10, 7-ում արտածված (10,7,2) հավասարությունը իրավացի է ոչ միայն այն դեպքում, երբ կատարի ցիկլը կատարվում է իդեալական գազում (ինչպես այդ ենթադրված էր այնտեղ), այլ իրավացի է նաև ամեն մի սիստեմում կատարվող կատարի համար կամայական հակադարձելի ցիկլի համար։

Քանի որ dc պրոցեսը հակադարձելի է, ապա փոխարինելով այն cd պրոցեսով, կունենանք՝ $Q_{cd}=-Q_{dc}$ և այդ պատճառով

$$\frac{Q_{ab}}{T_a}=\frac{Q_{cd}}{T_c}, \qquad (13,2,7)$$

Դառնալով նկ. 13—3-ին, որի վրա S_a-ն և S_b-ն կամայական սիստեմի հակադարձելի ադիաբատներ են, նկատում ենք, որ ab-ն և cd-ն երկու միատեսակ ուղղված հակադարձելի իզոթերմներ են, այսինքն՝ երկուսն էլ սկսվում են S_a-ից և վերջանում S_b-ի վրա։

Այսպիսով, (13,2,7)-ը կարելի է ձևակերպել հետևյալ թեորեմայի տեսքով։

(13,2,8) Միևնույն կամայական սիստեմի բոլոր հակադարձելի իզոթերմների համար, որոնք սկսվում են մի հակադարձելի ադիաբատից և վերջանում մյուս հակադարձելի ադիաբատի վրա, թաքնված ջերմության հարաբերությունը իզոթերմի բացարձակ ջերմաստիճանին միևնույն մեծություն է։

3. (13,2,8) թեորեմայից կարելի է առանձնացնել բացարձակ ջերմաստիճանի վերաբերյալ մի շատ կարևոր եզրակացություն։

Ինչպես հայտնի է, իդեալական գազերի հատկությունները բերում են ջերմաստիճանի բացարձակ սկզբի գտնելուն։ Այս մեթոդը միանգամայն ճշգրիտ պետք է արտահայտել այսպես՝ եթե իդեալական գազի ջերմաստիճանը հետզհետե և անընդհատ իջեցնելիս

$$pV=p_0V_0\,(1+a_0t)$$

հավասարումը մնում է իրավացի միայն, ապա գազի ջերմաստիճանը չէր կարող իջնել ավելի ցածր, քան $t=-\frac{1}{a_0}$,

Իդեալական գազի այս ամենացածր ջերմաստիճանը անվանենք

բացարձակ զրո, իսկ բացարձակ զրոյից հաշվող ջերմաստիճանները՝ բացարձակ ջերմաստիճաններ։

(13, 2, 8)-ից օգտվելով կարելի է ցույց տալ, որ բացարձակ զրոն ամենացածր ջերմաստիճանն է ոչ միայն իդեալական գազի համար, այսինքն՝ այն մարմնի, որը ենթարկվում է $pV=p_0V_0(1+\alpha_0 t)$ հավասարմանը, այլ նաև յուրաքանչյուր սիստեմի համար։ Իրոք, (12, 7, 3)-ի համաձայն կամայական սիստեմի բոլոր միևնույն կողմ ուղղված (ինչպես ab և cd) հակադարձելի իզոթերմների թաքնված ջերմությունները՝ Q_{ab}-ն և Q_{cd}-ն պետք է ունենան միևնույն նշանը, այսինքն՝ $\frac{Q_{ab}}{Q_{cd}}$ հարաբերությունը միշտ դրական է։ (13, 2, 7)-ը գրելով

$$\frac{Q_{ab}}{Q_{cd}}=\frac{T_a}{T_c} \qquad (13, 2, 9)$$

տեսքով, նկատում ենք, որ $\frac{T_a}{T_c}$ քանորդը նույնպես պետք է դրական լինի, հետևաբար T_a-ն և T_c-ն պետք է ունենան միևնույն նշանները։

Բայց դիտվող վիճակներում բոլոր սիստեմների բացարձակ ջերմաստիճանները դրական են. այդ պատճառով կարելի է պնդել, որ

(13, 2, 10) Որևէ սիստեմի բացարձակ ջերմաստիճանը չի կարող բացասական լինել։

Բնության մեջ գոյություն չունեն բացարձակ զրոյից ցածր ջերմաստիճաններ։

(13, 2, 9)-ը բերում է և՛ մի եզրակացության՝ ab-ն և cd-ն հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսներ են, որոնք սկսվում են S_a հակադարձելի ադիաբատի վրա (նկ. 13—3) և վերջանում S_b հակադարձելի ադիաբատի վրա։ (13, 2, 9) -ի համաձայն

(13, 2, 11) Մի հակադարձելի ադիաբատի վրա սկսվող և մյուսի վրա վերջացող երկու հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսների թաքնված ջերմությունների հարաբերությունը ամենևին կախված չէ ո՛չ սիստեմի բնույթից և ո՛չ էլ իզոթերմի երկարությունից և հավասար է այդ իզոթերմների բացարձակ ջերմաստիճանների հարաբերությանը։

§ 13, 3. ԿԱՌՆՈՅԻ ՑԻԿԼԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Հետաքրքրություն է ներկայացնում Կառնոյի հակադարձելի ամբողջ ցիկլի ընթացքում միջավայրից ստացած ջերմության հարաբերությունը որևէ իզոթերմ պրոցեսի թաքնված ջերմությանը։

abdca *ցիկլի համար (նկ. նկ. 13—4, 13—5) համաձայն (13, 2,6) -ի՝*

$$Q_{dc}=-Q_{ab}\frac{T_c}{T_a}.$$

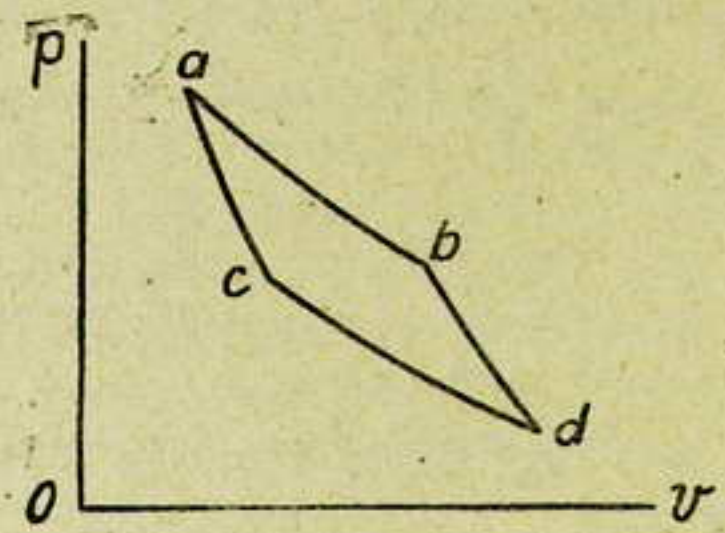
Կառնոյի ամբողջ ցիկլի ընթացքում ջերմությունը՝ $Q=Q_{ab}+Q_{dc}$։

կամ՝

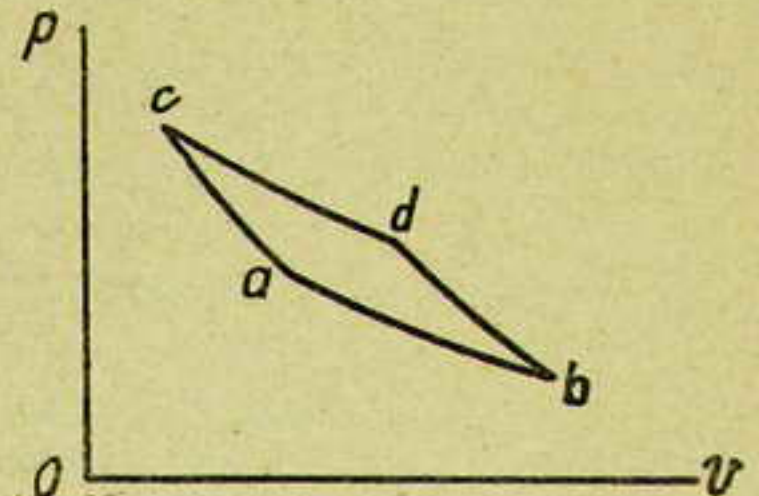
$$Q=Q_{ab}\left(\frac{T_a-T_c}{T_a}\right): \qquad (13,\ 3,\ 1)$$

Քանի որ ամբողջ մի ցիկլում $Q+W_e=0$, ապա (13, 3, 1)-ից առանում ենք՝

$$W_e=Q_{ab}\frac{T_c-T_a}{T_a}; \qquad (13,\ 3,\ 2)$$



Նկ. 13—4



Նկ. 13—5

(13, 3, 1)-ը և (13, 3, 2)-ը իրավացի են բոլոր դեպքերում, անկախ նրանից, թե ինչպիսին է Q_{ab} թաքնված ջերմության նշանը, կամ T_c-ից և T_a-ից ո՞րն է բարձր (13—4 նկարում ենթադրված է, որ $T_a>T_c$, (նկ. 13—5-ում, ընդհակառակը, $T_c>T_a$)։

Եթե ցիկլի ուղղությունը փոխենք և abdca ցիկլի փոխարեն դիտենք bacdb ցիկլը (նկ. 13—5), ապա (13, 3, 1)-ի և (13, 3, 2)-ի ձախ մասերում Q_{ab}-ի փոխարեն կլինի Q_{ba}, բայց քանի որ $Q_{ba}=-Q_{ab}$, ապա Q-ն և W_e-ն նույնպես կփոխեն նշանները։ Իսկ արտաքին աշխատանքի հարաբերությունը Q_{ab} թաքնված ջերմությանը, այսինքն՝

$$\frac{W_e}{Q_{ab}}=\frac{T_c-T_a}{T_a} \qquad (13,\ 3,\ 3)$$

լիովին որոշվում է հառնոյի հակադարձելի ցիկլի երկու իզոթերմների բացարձակ ջերմաստիճաններով և կախում չունի ոչ մի նյութից, ոչ էլ այդ ցիկլի իզոթերմ պրոցեսների երկարությունից, կամ ցիկլի կատարման ուղղությունից (ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ, սլաքին հակառակ ուղղությամբ)։

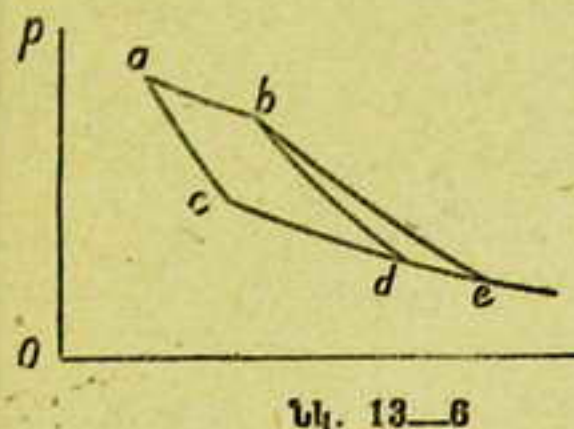
Նույն ձևով

$$\frac{Q}{Q_{ab}}=\frac{T_a-T_c}{T_a}; \qquad (13,\ 3,\ 4)$$

$Q,\ W_e,\ \frac{Q}{Q_{ab}},\ \frac{W_e}{Q_{ab}}$ մեծությունների արտահայտությունները մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում ջերմային մեքենաների տեսության մեջ (գլուխ XV)։ (13, 3, 3) բանաձևի այլ կիրառությունները կտրվեն § 13, 4-ում։

Պետք է ընդգծել, որ (13, 3, 1)—(13, 3, 4) առնչությունները լրավացի են միայն կառնոյի հակադարձելի ցիկլերի դեպքում։ Այդ բխում է այնտեղից, որ (13, 2, 6) հավասարությունը, որից ստացվել են (13, 3, 1)—(13, 3, 4)-ը, լրավացի է միայն կառնոյի ցիկլի հակադարձելիության դեպքում։

2. Q, W_e, $\frac{Q}{Q_{ab}}$, $\frac{W_e}{Q_{ab}}$ մեծությունների վրա ցիկլի անհակադարձելիության ազդեցությունը հաստատելու համար դիտենք, թե ինչպես է անդրադառնում այս մեծությունների վրա կառնոյի ցիկլի առանձին պրոցեսների անհակադարձելիությունը. Մեկը մյուսից առանձին քննարկենք այն դեպքերը (որոնք պատկերացված են 13—4, 13—5 նկարների վրա), երբ ab-ն վերին իզոթերմ է և երբ ab-ն ստորին իզոթերմ է։



Նկ. 13—6

Դիցուք ab-ն վերին իզոթերմ է (նկ. 13—6). կառնոյի ցիկլը կատարվում է ժամացույցի սլաքի շարժման ուղղությամբ. անհակադարձելի է միայն ab իզոթերմ պրոցեսը։ Նշանակենք ստորերը մեկ նրբագծով, եթե նրանք վերաբերում են (Q'_{ab}, Q', W'_e) անհակադարձելի ցիկլին, իսկ առանց նրբագծի (Q_{ab}, Q, W_e) ստորերը վերաբերելու են հակադարձելի ցիկլին։

Ենթադրենք (իսկ այդ տեղի է ունենում դեպքերի մեծ մասում), որ ab հակադարձելի պրոցեսում

$$Q_{ab}>0 \quad \text{և հետևապես} \quad Q_{de}<0: \tag{13, 3, 5}$$

Համաձայն (12, 6, 5)-ի ab անհակադարձելի պրոցեսում

$$Q'_{ab}<Q_{ab} \tag{13, 3, 6}$$

Q'_{ab}-ի նշանի մասին ոչինչ ասել չի կարելի։ Եթե ab պրոցեսը անհակադարձելի ընդարձակում է դեպի դատարկություն, $Q'_{ab}=0$:

Կարելի է պատկերացնել և՛ այնպիսի դեպք, երբ $Q'_{ab}<0$, իսկ սովորաբար, երբ հակադարձելիության խախտումն աննշան է, $Q'_{ab}>0$:

Ունենք՝

երբ ab-ն հակադարձելի է, [տե՛ս (13, 3, 1)]

$$Q=Q_{ab}+Q_{de}=Q_{ab}\,\frac{T_a-T_e}{T_a},\quad W_e=-Q<0. \tag{13, 3, 7}$$

քանի որ $T_a>T_e$, երբ ab-ն անհակադարձելի է, $Q'=Q'_{ab}+Q_{de}$, $W'_e=-Q'$.

ab-ի անհակադարձելիության պատճառով (13, 3, 1)-ը անկիրառելի է։ Ակնհայտ է, որ

$$Q-Q'=Q_{ab}-Q'_{ab}>0,\quad W_e-W'_e<0,$$

այսինքն՝ $Q'<Q$, $W'_e>W_e$: (13, 3, 8)

Q'-ի և W'_e-ի նշանների մասին ընդհանուր դեպքում ոչինչ ասել չի կարելի, օրինակ, երբ $Q'_{ab}=0$, $Q'<0$, $W'_e>0$:

Երբ ab պրոցեսը հակադարձելի է՝ $\frac{Q}{Q_{ab}}=\frac{T_a-T_c}{T_a}>0$, իսկ երբ ab-ն անհակադարձելի է՝

$$\frac{Q'}{Q'_{ab}}=\frac{Q'_{ab}+Q_{dc}}{Q'_{ab}}=1+\frac{Q_{dc}}{Q'_{ab}}=1-\frac{|Q_{dc}|}{Q'_{ab}}:$$

Ընդունենք, թե $Q'_{ab}>0$, այդ դեպքում քանի որ $Q_{ab}>Q'_{ab}>0$, ապա

$$1-\frac{|Q_{dc}|}{Q'_{ab}}<1-\frac{|Q_{dc}|}{Q_{ab}},$$

այսինքն, երբ $Q'_{ab}>0$, $$\frac{Q'}{Q'_{ab}}<\frac{Q}{Q_{ab}}:\qquad(13,\ 3,\ 9)$$

Այժմ ենթադրենք, թե կառնոյի ցիկլում, dc իզոթերմից բացի, բոլոր պրոցեսները հակադարձելի են։ Այս դեպքում համաձայն (12, 6, 5)-ի և (13, 3, 5)-ի՝

$$Q'_{dc}<Q_{dc}<0,\quad |Q'_{cd}|>|Q_{dc}|,\qquad(13,\ 3,\ 10)$$

Դժվար չէ համոզվել [օգտվելով (13, 3, 7)-ից], որ այդ դեպքում կատարվեն (13, 3, 8) և (13, 3, 9)-ին համընկնող արդյունքները։

Մնում է դիտել, թե ինչպես է ազդում ադիաբատ պրոցեսներից որևէ մեկի անհակադարձելիությունը Q, W', $\frac{Q}{Q_{ab}}$ մեծությունների վրա։ Դրա համար անհրաժեշտ է հաստատել հակադարձելի և անհակադարձելի ադիաբատների փոխադարձ դիրքը։ Մենք ընդունեցինք, որ $Q_{ab}>0$, այսինքն՝ հակադարձելի իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ ջերմությունը դրական է։ Համաձայն (12, 7, 3)-ի այդ տեղի կունենա բոլոր ab-ի ուղղությունն ունեցող հակադարձելի իզոթերմների վրա։ Ելնելով դրանից, (12, 9, 1)-ի հիման վրա, կարելի է պնդել, որ անհակադարձելի ադիաբատը կդասավորվի հակադարձելիից աջ։ Հետևաբար be անհակադարձելի ադիաբատը կհատի վարի cd իզոթերմը d կետից ավելի աջ գտնվող e կետում (նկ. 13—6)։ Այդ պատճառով, եթե a և b կետերը տրված են և անհակադարձելի է միայն bd ադիաբատը, ապա կառնոյի ցիկլը կլինի abeca։ Այս դեպքում ec ստորին իզոթերմը ավելի երկար է, քան հակադարձելի abdca ցիկլի ստորին իզոթերմը։ Իսկ եթե անհակադարձելի է միայն ձախ ադիաբատը, ապա քանի որ a կետը տրված է, այդ ադիաբատը կունենա fa գծի տեսքը։

Այսպիսով, տրված վերին ab իզոթերմի դեպքում ադիաբատ պրոցեսներից ամեն մեկի անհակադարձելիությունը երկարացնում է ստորին իզոթերմը. dc-ի փոխարեն ստանում ենք ec, կամ՝ df։ Իզոթերմի երկարացման հետևանքով մեծանում է ջաքնված ջերմության բացարձակ արժեքը՝

$$|Q_{ec}|>|Q_{dc}|,\qquad |Q_{df}|>|Q_{dc}|,\qquad(13,\ 3,\ 11)$$

Տրված ab իզոթերմի դեպքում յուրաքանչյուր ադիաբատի անհակադարձելիության միակ ազդեցությունն այն է, որ ստորին իզոթերմը

Երկարում է, ճույց տանք, որ սա տպում է Q, W_e, $\frac{Q}{Q_{ab}}$ մեծությունների վրա ճիշտ այնպես, ինչպես առորին իզոթերմի անհակադարձելիությունը։

Իրոք, ընդունելով, որ անհակադարձելի է aջ ադիաբատը, կստանանք, հիշելով (13, 3, 11)-ը,

$$Q'=Q_{ab}+Q_{ec}=Q_{ab}-|Q_{ec}|<Q_{ab}-|Q_{de}|,$$

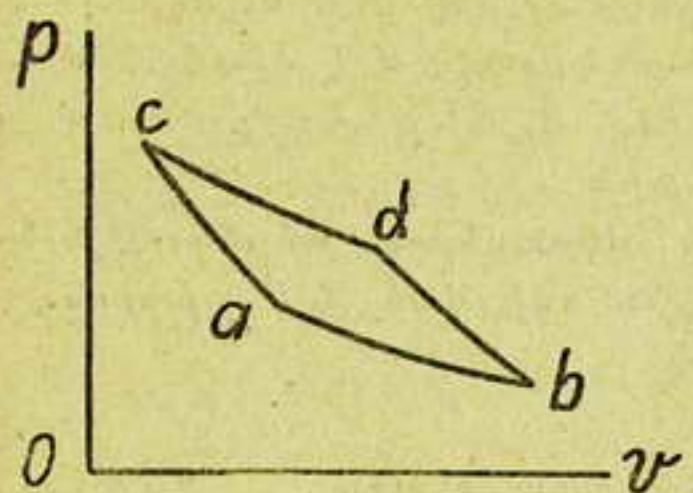
բայց համաձայն (13, 3, 7)-ի $Q=Q_{ab}-|Q_{de}|$ այն ջերմությունն է, որը ստացվել է միջավայրից կատարի հակադարձելի ցիկլի ընթացքում։ Այսպիսով,

$$\left.\begin{array}{l} Q'<Q, \qquad W_e'>W_e \\ \dfrac{Q'}{Q_{ab}}<\dfrac{Q}{Q_{ab}} \end{array}\right\}: \qquad (13,\ 3,\ 12)$$

Ստածից պարզ երևում է, որ նույն (13, 3, 12) արդյունքը կստացվեր, եթե անհակադարձելին լիներ ո՛չ թե aջ, այլ ձախ ադիաբատը։

Համեմատելով նկատում ենք, որ անհակադարձելիության բոլոր դեպքերը (անհակադարձելի է միայն կամ վերջին, կամ առորին իզոթերմը, կամ ադիաբատներից մեկը) ունեն որակապես միևնույն հետևանքները՝ ցիկլի ընթացքում միջավայրից ստացած ընդհանուր ջերմաքանակի փոքրացում, արտաքին աշխատանքի մեծացում և ամբողջ ջերմաքանակի և վերջին իզոթերմի թաքնված ջերմության հարաբերության փոքրացում։

Ակնհայտ է, որ եթե կատնոյի ցիկլը չորս պրոցեսներից մեկի անհակադարձելիության փոխարեն անհակադարձելի լինեն երկու և ավելի պրոցեսները, ապա անհակադարձելիության ազդեցությունը կաճատկանա։



Նկ. 13—7

3. Այժմ անցնենք կատնոյի ցիկլի վրա անհակադարձելիության ազդեցության վերլուծմանը (նկ. 13—7) այն դեպքում, երբ ab-ն առորին իզոթերմ է, այսինքն, երբ $T_a<T_e$ և ցիկլը կատարվում է ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ։ Սկսենք ab պրոցեսի անհակադարձելիության դեպքից։ Նկ. 13—6-ի ցիկլում ունեինք՝

$$Q_{ab}>0, \quad Q_{de}<0, \quad T_a>T_e, \quad Q>0:$$

Այժմ (նկ. 13—7),

$$Q_{ab}>0, \ Q_{de}<0, \ T_a<T_e, \ Q<0, \ W_e>0, \qquad (13,\ 3,\ 13)$$

Q-ի նշանը որոշվում է (13, 3, 1)-ից։ (12, 6, 5)-ից նորից պահում ենք, որ ab անհակադարձելի պրոցեսում $Q'_{ab'}<Q_{ab}$։ Ենթադրենք, ինչպես ընդունել էինք նախորդ պարագրաֆում, $Q_{ab}>0$։ Գրկինելով նախորդ դատողությունները, կստանանք (13, 3, 8)-ը և (13, 3, 9)-ը, այսինքն՝

$$Q'<Q, \quad W'_e>W_e, \qquad (13,\ 3,\ 14)$$

$$\frac{Q'}{Q'_{ab}}<\frac{Q}{Q_{ab}}; \qquad (13,\ 3,\ 15)$$

Այսպիսով (13, 3, 14), (13, 3, 15) և (13, 3, 8), (13, 3, 9) անհավասարությունների նշանները լիովին համընկնում են։

Սակայն չի կարելի այստեղից եզրակացնել, որ այս դեպքերը միևնույն դեպքերն են։ Բանն այն է, որ նախորդ դեպքում (նկ. 13—6)

$$|Q_{dc}|<Q_{ab},\quad Q>0,\quad W_e<0,$$

այդ պատճառով (13, 3, 8)-ը նշանակում է՝ ab վերին իզոթերմի անհակադարձելիության դեպքում, կառնոյի ամբողջ ցիկլի ընթացքում, սիստեմը կլանում է ավելի քիչ ջերմություն, և արտաքին ուժերի կատարած բացասական աշխատանքի բացարձակ արժեքը ավելի փոքր է, քան եթե կառնոյի ցիկլը լիովին հակադարձելի լիներ։

Իսկ այժմ (նկ. 13—7) $|Q_{dc}|>Q_{ab}$, $Q<0$, $W_e>0$ և (13, 3, 14)-ը նշանակում է՝ ստորին իզոթերմի անհակադարձելիության դեպքում, կառնոյի ամբողջ ցիկլի ընթացքում, սիստեմը արտաքին միջավայրին ավելի շատ ջերմություն է տալիս, իսկ արտաքին ուժերը կատարում են ավելի մեծ դրական աշխատանք, քան եթե կառնոյի ցիկլը լիովին հակադարձելի լիներ։ Համանմանորեն կարելի է մեկնաբանել (13, 3, 9)-ը և (13, 3, 15)-ը։

Եթե քննարկենք կառնոյի ցիկլի մնացած պրոցեսներից յուրաքանչյուրի dc վերին իզոթերմի և երկու ադիաբատների անհակադարձելիության ազդեցությունը, ապա, ինչպես նախորդ դեպքում, կհամոզվենք, որ այդ ազդեցությունը որակապես միևնույնն է, այսինքն՝ յուրաքանչյուր պրոցեսի հակադարձելիությունն առաջացնում է Q-ի միևնույն նշանի փոփոխություն, $\frac{Q}{Q_{ab}}$ քանորդի միևնույն նշանի փոփոխություն և այլն։

Բացի դրանից, էական է, որ երկու դեպքում էլ (նկ. 13—6, նկ. 13—7) անհակադարձելիության ազդեցությունն արտահայտվում է ձևական միևնույն տիպի անհավասարություններով՝ (13, 3, 8)-ը համընկնում է (13, 3, 14)-ին, իսկ (13, 3, 9)-ը՝ (13, 3, 15)-ին։

Անհակադարձելիության ազդեցությանը վերաբերող տեղեկությունները մեզ պետք կգան ջերմային մեքենաներին նվիրված XV գլխում։

§ 13, 4. ԿԱՌՆՈՑԻ ՑԻԿԼԻՆ ՀԱՄԱՐԺԵՔ ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՑԻԿԼԵՐ

(13, 2, 6), (13, 3, 1)—(13, 3, 3) առնչությունները կիրառության լայն բնագավառ ունեն։ Դա բացատրվում է ամենից առաջ այն հանգամանքով, որ նրանք կիրառելի են բոլոր սիստեմների նկատմամբ։ Կիրառությունների լայնության մյուս պատճառն էլ այն է, որ (13, 2, 6), (13, 3, 1)—(13, 3, 3)-ը իրավացի են ոչ միայն կառնոյի հակադարձելի ցիկլերի դեպքում, այլև կառնոյի ցիկլից մասամբ տարբեր, որոշ տարբական հակադարձելի ցիկլերի դեպքում։ Դիտենք կառնոյի հակադարձելի ցիկլը, որում իզոթերմները անվերջ փոքր են, իսկ bc և da ադիաբատները ունեն վերջավոր երկարություն և անվերջ մոտ են մեկը մյուսին (նկ. 13—8)։ Ցիկլի հակադարձելիության պատճառով, արտաքին աշխատանքի բացար-

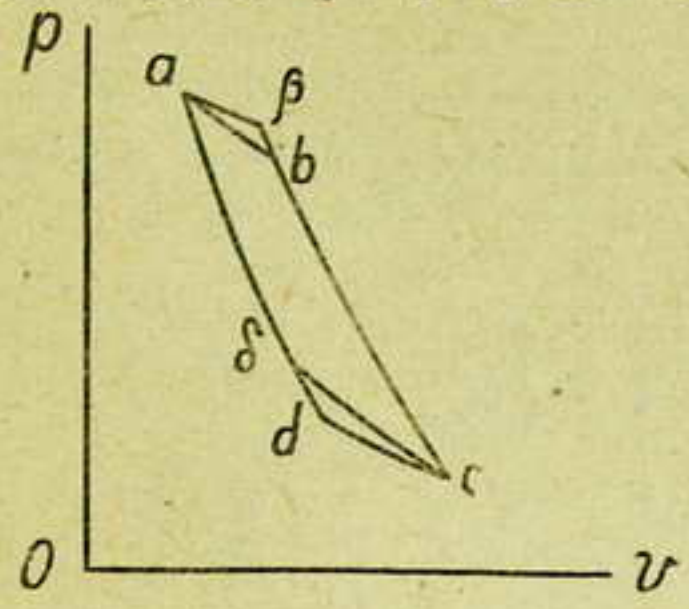
ձակ արժեքը հավասար է p—V դիագրամի վրա abcda ցիկլի եղրագծով սահմանափակված մակերեսին, այսինքն՝ $W_ց$=մակ abcda:

Այս մակերեսը առաջին կարգի անվերջ փոքր է, քանի որ ab, cd իզոթերմները առաջին կարգի անվերջ փոքր են, իսկ հակադարձելի ադիաբատների երկարությունները վերջավոր են։ Q_{ab} և Q_{cd} ջերմությունները նույնպես առաջին կարգի անվերջ փոքրեր են (իզոթերմների երկարությունների անվերջ փոքր լինելու հետևանքով)։ Ջերմաստիճանների ($T_ց$—$T_ա$) տարբերությունը վերջավոր է, քանի որ ադիաբատների երկարությունները վերջավոր են։

(13, 3, 1)—(13, 3, 3), (13, 2, 6) հավասարությունները կիրառելի են կատարելապես բոլոր հակադարձելի ցիկլերի նկատմամբ, ինչպես վերջավոր, այնպես էլ անվերջ փոքր։ Այդ պատճառով օրինակ՝

$$W_ց : Q_{ab} = \frac{T_ց - T_ա}{T_ա}, \qquad (13, 4, 1)$$

արտահոլ, ինչպես արդեն ասվեց, $W_ց$-ն և Q_{ab}-ն անվերջ փոքր մեծություններ են։



Նկ. 13—8

Այս ցիկլում փոխարինենք ab և cd իզոթերմները կամայական հակադարձելի ադիաբատներով (նկ. 13—8), ըստ որում β-ն գտնվում է bc, իսկ δ-ն՝ da ադիաբատի վրա։

Այժմ $|W_ց|$=մակ aβcδa։ Բայց aβba և cδdc եռանկյուն մակերեսները երկրորդ կարգի անվերջ փոքրեր են։ Երկրորդ կարգի անվերջ փոքրերը առաջին կարգի անվերջ փոքրերի նկատմամբ անտեսելով, կստանանք, որ abcda և aβcδa ցիկլերում արտաքին $W_ց$ աշխատանքը միևնույնն է, ուստի որ ab և aβ պրոցեսները վերջանում են միևնույն cbβ հակադարձելի ադիաբատի վրա, ապա (7, 2, 11)-ի հիման վրա $Q_{aβ}=Q_{ab}$ (երկրորդ կարգի անվերջ փոքրերի ճշտությամբ)։ Ակնհայտ է, որ նույնպես $Q_{cδ}=Q_{cd}$։

Այսպիսով (13, 4, 1)-ը պահպանում է իր ուժը նաև aβcδa տարբական հակադարձելի ցիկլի նկատմամբ՝

$$\frac{W_ց}{Q_{aβ}} = \frac{T_ց - T_ա}{T_ա}, \qquad (13, 4, 2)$$

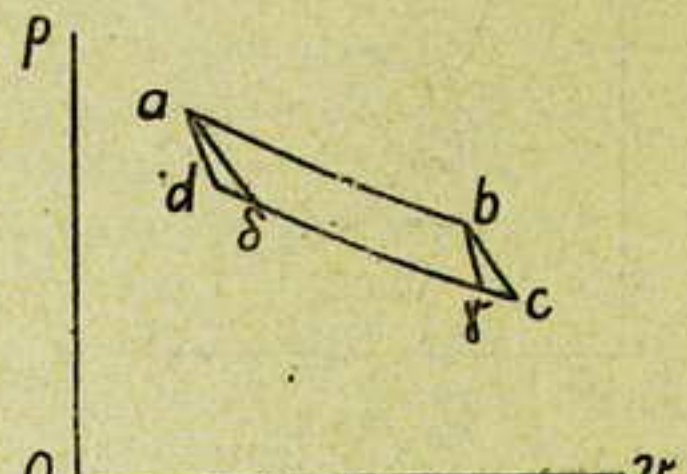
Այս ցիկլում βc-ն և δa-ն ադիաբատներ են, իսկ aβ-ն և cδ-ն՝ կամայական տարբական հակադարձելի պրոցեսներ։

8. Այժմ դիտենք կամայի abcda հակադարձելի ցիկլը, որում bc և da ադիաբատները անվերջ փոքր են, իսկ ab և cd իզոթերմները վերջավոր են։ Այստեղ Q_{ab} ջերմությունը վերջավոր է, ամբողջ ցիկլի ընթացքում $W_ց$ արտաքին աշխատանքը առաջին կարգի անվերջ փոքր է (քանի որ $|W_ց|$=մակ abcda), $T_ց$ և $T_ա$ ջերմաստիճաններն անվերջ մոտ են։

Նշանակելով T_a-*ն* T-*ով, իսկ* $T_c - T_a$ *տարբերությունը* dt-*ով, համաձայն* (13, 4, 1)-*ի ունենք՝*

$$\frac{W_e}{Q_{ab}} = \frac{dt}{T}, \quad \text{կամ՝} \quad W_e = Q_{ab}\frac{dt}{T}, \tag{13, 4, 3}$$

bc *և* da *հակադարձելի ադիաբատները փոխարինենք կամայական հակադարձելի* βc *և* δa *պրոցեսներով*). Այսպիսով, ստացված* aβcδa *ցիկլում* aβ *և* cδ *իզոթերմները տարբերվում են* ab *և* cd *իզոթերմներից առաջինը կարգի* bβ *և* dδ *անվերջ փոքրերով. այդ պատճառով* $Q_{a\beta}$ *թաքնված ջերմությունը կտարբերվի* Q_{ab}-*ից առաջին կարգի* ε_1, *անվերջ փոքրերով՝*



Նկ. 13—9

$$Q_{a\beta} = Q_{ab} + \varepsilon_1,$$

aβcδa *ցիկլի* W_e *արտաքին աշխատանքը կտարբերվի* abcda *ցիկլի արտաքին աշխատանքից, երկրորդ կարգի անվերջ փոքրով. Անտեսելով երկրորդ կարգի անվերջ փոքրերը, կարող ենք (13, 4, 3)-ում* Q_{ab} *փոխարինել* $Q_{a\beta}$-*ով, քանի որ*

$$Q_{a\beta}dt = Q_{ab}dt = \varepsilon_1 dt,$$

իսկ $\varepsilon_1 dt$-*ն երկրորդ կարգի անվերջ փոքր է։*

Այսպիսով կստանանք՝

$$W_e = Q_{a\beta}\frac{dt}{T} \quad \text{կամ՝} \quad \frac{W}{Q_{a\beta}} = \frac{dt}{T}, \tag{13, 4, 4}$$

(13, 4, 4)-ը նշանակում է, որ

(13, 4, 5) Յուրաքանչյուր հակադարձելի ցիկլում, որը ունի երկու վերջավոր, անվերջ մոտ իզոթերմներ, անվերջ փոքր արտաքին աշխատանքի և որևէ իզոթերմի թաքնված ջերմության հարաբերությունը կախում չունի տարբական (βc և δa) պրոցեսներից: Այդ հարաբերությունը հավասար է իզոթերմների ջերմաստիճանների անվերջ փոքր dt տարբերության և իզոթերմներից որևէ մեկի բացարձակ ջերմաստիճանի քառորդին:

§ 13, 5. ԿԼԱՊԵՅՐՈՆԻ ԲԱՆԱՁԵՎԸ. *l*, b ԹԱՔՆՎԱԾ ՋԵՐՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Կլապեյրոնի բանաձև է կոչվում առաջին անգամ նրա կողմից ստացված այն առնչությունը, որը կապ է հաստատում գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմության, հագեցած գոլորշու և հեղուկի տեսակարար ծավալների տարբերության, գոլորշիացման ճնշման և ջերմաստիճանի միջև։ Այդ կապը հեշտ է ստանալ օգտվելով (13, 4, 4)-ից։

Իրոք, դիտենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի կողմից կատարվող հետևյալ

---

*) *Նկ 13—9-ում պատկերված է այդ հարցի մի այլ լուծում։*

գիկլը (նկ. 13—10)։ ab-ն T_a *ջերմաստիճանում հաղեցած հեղուկի մասսայի միավորի խզրաբ-խղթերով վերածուումն է հաղեցած գոլորշու։*

bc-ն *հաղեցած գոլորշու ջերմաստիճանի և ճնշման* dt-*ով ու* dp-*ով մեծանալն է վերին ադիաբատին կորով։*

cd-ն $T_a = T_a + dt$ *ջերմաստիճանում հաղեցած գոլորշու խզրաբ-խղթերով վերածուումն է հաղեցած հեղուկի։*

da-ն *հաղեցած հեղուկի ջերմաստիճանի և ճնշման* dt-*ով ու* dp-*ով փոքրանալն է ստորին ադիաբատին կորով։*

Դիցուք Q_{ab}-ն ab *պրոցեսի թաքնված ջերմությունն է։* W_e-ն *ամբողջ* abcda *գիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքն է։ Այդ դեպքում (13, 4, 4)-ի համաձայն*

$$W_e = Q_{ab}\frac{dt}{T_a},$$

Քանի որ գիկլը հակադարձելի է և կատարվում է ժամացույցի սլաքի պտտման հակառակ ուղղությամբ, ապա արտաքին աշխատանքը դրական է և հավասար

$$\text{մակ } abcda = ab \cdot dp = (v_b - v_a)\, dp.$$

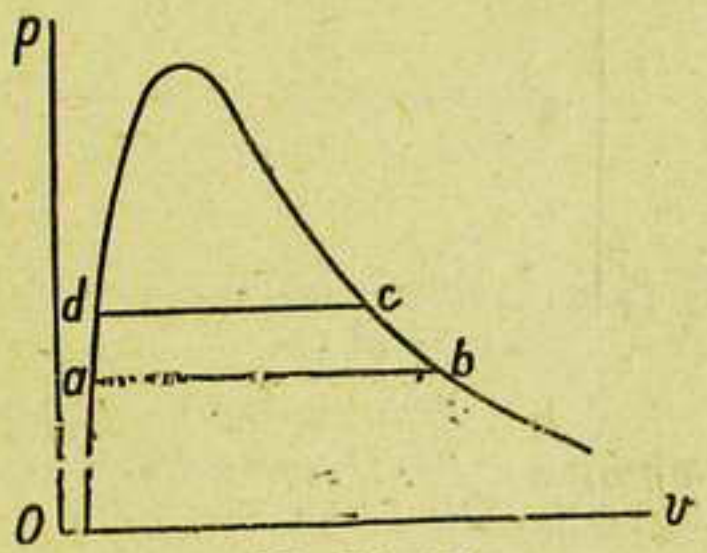
Այսպիսով,

$$(v_b - v_a)dp = Q_{ab}\,\frac{dt}{T_a}$$

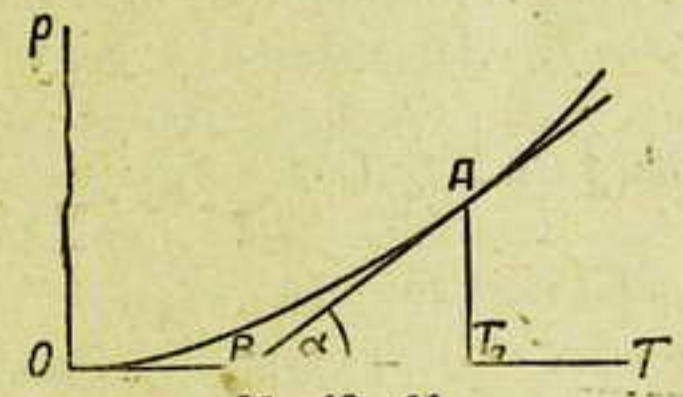
կամ՝

$$Q_{ab} = T_a(v_b - v_a)\frac{dp}{dt}, \qquad (13,\ 5,\ 1)$$

Այստեղ Q_{ab}-ն T_a *ջերմաստիճանում գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունն է,* v_b-ն *ու* v_a-ն T_a *ջերմաստիճանում հաղեցած գոլորշու և հաղեցած հեղուկի տեսակարար ծավալներն են, իսկ* dp-ն *ջերմաստիճանի* dt *աճին համապատասխանող ճնշման աճն է.*



Նկ. 13—10



Նկ. 13—11

$\frac{dp}{dt}$*-ն հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ճնշման ածանցյալն է ըստ ջերմաստիճանի։*

Եթե p=f(t) *ֆունկցիայի գրաֆիկը տրված է (նկ. 13—11), ապա* $\frac{dp}{dt} = \text{tg}\alpha = \text{tg}(BA, BT)$, *որտեղ* BA-*ն կորի շոշափողն է* T_a *աբսցիս ունեցող* A *կետում։*

Գոլորշիացման ջերմաստիճանի a նիշը չդրելով, նշանակելով L-ով գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը T ջերմաստիճանում (այսինքն՝ ընդունելով $Q_{ab}=L$) և v_b ու v_a տեսակարար ծավալների փոխարեն մտցնելով սովորաբար կիրառվող v_2 և v_1 նշանակումները, կարող ենք (13, 5, 1)-ը գրել այսպես՝

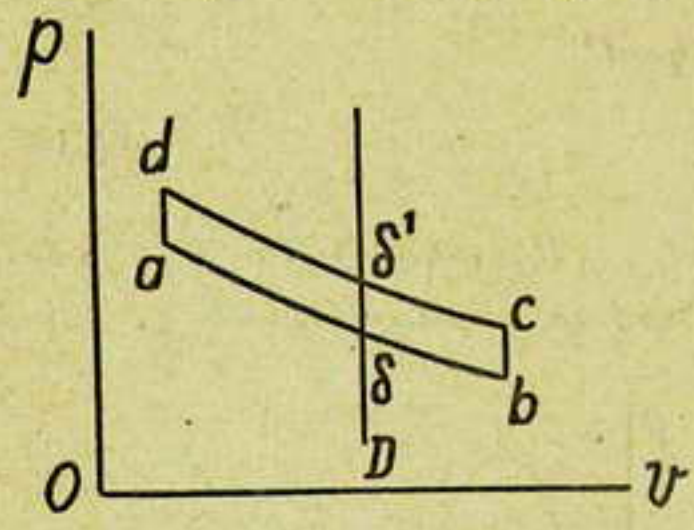
$$L=T(v_2-v_1)\frac{dp}{dt}. \qquad (13,\ 5,\ 2)$$

Այս առնչության աջ մասում բոլոր մեծությունները ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են, հետևաբար գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը ֆունկցիա է միայն ջերմաստիճանից. կրիտիկական կետում T և $\frac{dp}{dt}$ մեծությունները վերջավոր են՝ $v_2-v_1=0$ և այդ պատճառով $L=0$։

Երբ $T=0$, $\frac{dp}{dt}=0$, $v_2-v_1=\infty$ և L-ը $0.\infty.0$ տիպի անորոշություն է։

Այս անորոշությունը միայն թերմոդինամիկայի միջոցներով պարզելն անհնար է։

Երբ ջերմաստիճանը մեծանում է $0_{բացարձակ}$-ից մինչև $T_{կրիտիկ.}$ (v_2-v_1)-ը անընդհատ փոքրանում է, $\frac{dp}{dt}$-ն անընդհատ աճում է։ (13, 5, 2)-ի մեջ մտնող մեծությունների փոփոխման այսպիսի բնույթի դեպքում հնարավոր է L-ի մաքսիմումը $0_{բացարձակ}$-ի և $T_{կրիտիկ.}$-ի միջև։



Նկ. 13—12

Այս ամբողջը միանդամայն համապատասխանում է § 8, 4, 2-ում գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմության մասին ասածներին և 8—7 նկարին։

2. (13, 4, 4) թեորեմայից օգտվելով, կարելի է ստանալ նաև ծավալի փոփոխության l թաքնված ջերմության արտահայտությունը։

Դիտենք եռապարամետր սիստեմում abcda հակադարձելի ցիկլը (նկ. 13—12)։ Այս ցիկլում bc-ն և da-ն անվերջ փոքր իզոխորներ են, ab-ն և cd-ն վերջավոր իզոթերմներ են, որոնց ջերմաստիճաններն են T_a և $T_c=T_a+dt$։ ab իզոթերմը հատող յուրաքանչյուր Dδδ′ իզոխոր կհատի նաև cd իզոթերմը։ p և p′-ով նշանակենք ճնշումը միևնույն իզոխորի վրա գտնվող (δ և δ′) կետերում, ունենք՝

$$p'-p=d_vp=\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v dt, \qquad (13,\ 5,\ 3)$$

որտեղ $dt=T_c-T_a$ երկու իզոթերմների ջերմաստիճանների տարբերու-

Բայց էլ՝ հակադարձելիության պատճառով ամբողջ ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը՝

$$W_e=-\int_{v_a}^{v_b} pdv-\int_{v_c}^{v_d} p'dv,$$

Այստեղ $v_c=v_b$, $v_d=v_a$, այդ պատճառով երկրորդ ինտեգրալում տեղափոխելով սահմանները, կստանանք՝

$$W_e=-\int_{v_a}^{v_b} pdv+\int_{v_a}^{v_b} p'dv=\int_{v_a}^{v_b}(p'-p)dv$$

կամ, համաձայն (13, 5, 3)-ի՝

$$W_e=\int_{v_a}^{v_b}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v dtdv=\left[\int_{v_a}^{v_b}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v dv\right]dt. \qquad (13,\ 5,\ 4)$$

dt-ն դուրս է բերվել ինտեգրման նշանից որպես հաստատուն մեծություն։ ab իզոթերմի թաքնված ջերմությունը՝

$$Q_{ab}=\int_{va}^{v_b}\left(\frac{\partial Q}{\partial v}\right)_t dv=\int_{v_a}^{v_b} ldv.\ *(13,\ 5,\ 5)*$$

Համաձայն (13, 4, 4) թեորեմայի՝

$$T_a W_e=Q_{ab}dt.$$

Տեղադրելով այս հավասարության մեջ W_e-ի և Q_{ab}-ի արժեքները (13, 5, 4)-ից և (13, 5, 5)-ից, գտնում ենք՝

$$T_a\left[\int_{v_a}^{v_b}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v dv\right]dt=\left(\int_{v_a}^{v_b} ldv\right)dt.$$

Կրճատելով dt-ով և հաստատուն T_a ջերմաստիճանը ինտեգրալի տակ տանելով, կստանանք՝

$$\int_{v_a}^{v_b}\left[T_a\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v-l\right]dv-=0,$$

և քանի որ այս տեղի ունի v_a և v_b սահմանների կամայական արժեքների դեպքում, ապա եզրակացնում ենք, որ

$$T_a\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v-l=0,$$

կամ չդրելով a նիշը՝

$$l=T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v. \qquad (13,\ 5,\ 6)$$

3. (7, 8, 2)-ի համաձայն $l=\omega\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$։

Համեմատելով այս (13, 5, 6)-ի հետ, տեսնում ենք, որ վիճակի ω ֆունկցիան հավասար է T բացարձակ ջերմաստիճանին,

$$\omega=T: \qquad (13, 5, 7)$$

Տեղադրելով այդ արժեքը (7, 8, 3)-ի մեջ, որն է՝

$$b=-\omega\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p, \qquad (7, 8, 3)$$

ստանում ենք՝

$$b=-T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p, \qquad (13, 5, 8)$$

որտեղ $b=\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t$-ն ճնշման փոփոխության թաքնված ջերմությունն է։

Վերջապես, § 8, 1, 3-ում, մենք պայմանավորվեցինք հեղուկ-գոլորշի սիստեմի l թաքնված ջերմությունը նշանակել λ-ով և ստացանք՝

$$\lambda=\omega\frac{dp}{dt}\left[\text{քանի որ այժմ } \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v=\frac{dp}{dt}\right].$$

(13, 5, 7)-ի հիման վրա $\lambda=T\frac{dp}{dt}$։ (13, 5, 9)

(8, 4, 13) $L=\omega(v_2-v_1)\frac{dp}{dt}$ բանաձևը այժմ համընկնում է (13, 5, 2)-ին, որը այլ ճանապարհով արտածվել էր այս պարագրաֆի սկզբում՝

$$L=T(v_2-v_1)\frac{dp}{dt}. \qquad (13, 5, 2)$$

§ 13. 6. ՆԱԽՈՐԴ ՊԱՐԱԳՐԱՖՈՒՄ ՍՏԱՑԱԾ ԿԱԽՈՒՄՆԵՐԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. VII և VIII գլուխներում արտածված են մի շարք առնչություններ, որոնք պարունակում են l, b և L մեծությունները։ Այժմ, օգտվելով (13, 5, 6), (13, 5, 8), (13, 5, 2) բանաձևերից, մենք ի վիճակի ենք այդ առնչությունները գրել վերջնական ձևով։

Նախ և առաջ, (13, 5, 6)-ից ունենք՝

$$l-p=T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v-p, \qquad (13, 6, 1)$$

$$\left[\partial\frac{(l-p)}{\partial t}\right]_v=T\left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}\right)_v. \qquad (13, 6, 2)$$

նույն ձևով (13, 4, 3)-ը տալիս է՝

$$b+V=-\left[T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p-V\right]=V-T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p. \qquad (13,\ 6,\ 3)$$

$$\left[\frac{\partial(b+V)}{\partial t}\right]_p=-T\left(\frac{\partial^2 V}{\partial t}\right)_p, \qquad (13,\ 6,\ 4)$$

այդ պատճառով (7, 9, 5)-ը և (7, 9, 8)-ը այժմ կդրվեն այսպես՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t=T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v-p \qquad (13,\ 6,\ 5)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t=-\left[T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p-V\right]. \qquad (13,\ 6,\ 6)$$

(7, 9, 10) և (7, 9, 11) առնչությունները կստանան հետևյալ տեսքը՝

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t=T\left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}\right)_v \qquad (13,\ 6,\ 7)$$

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t=-T\left(\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}\right)_p. \qquad (13,\ 6,\ 8)$$

Դիցուք սիստեմը համասեռ է և նրա վիճակի հավասարումը հայտնի է (այսինքն՝ հայտնի է p, V, t մեծությունների կապը), $f(p, V, t)=0$։ Այդ դեպքում (13, 6, 5)—(13, 6, 8) առնչությունների աջ մասերը, որոնք պարունակում են p, V, T մեծությունները և տարբեր մասնակի ածանցյալները, որոշված կլինեին։ Այսպիսով, եթե համասեռ սիստեմի վիճակի հավասարումը տրված լիներ, ապա հայտնի կլիներին նաև նրա ներքին էներգիայի մասնակի ածանցյալը ըստ ծավալի, ջերմապարունակությունը՝ ըստ ճնշման, C_v ջերմունակությունը՝ ըստ ծավալի, C_p ջերմունակությունը՝ ըստ ճնշման։

Օրինակ, իդեալական գազի դեպքում (որի վիճակի հավասարումն է $pV=nRT$), (13, 6, 5)—(13, 6, 8) առնչությունների աջ մասերը հավասար են զրոյի, այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_t=0,\ \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_t=0,\quad \left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t=0,\ \left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t=0.$$

Այս բոլոր արդյունքները մենք ստացել ենք այլ եղանակով X գլխում։

2. Համաձայն (7, 6, 5)-ի $C_p=C_v+l\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$ (13, 6, 9). Նկատի ունենալով, որ

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_p\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t=-1,$$

կարելի է (13, 4, 6)-ին տալ հետևյալ տեսքը՝

$$l=-T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t. \qquad (13,\ 6,\ 10)$$

Այսպիսով, (13, 6, 9)-ի փոխարեն կստանանք (13, 5, 6) և (13, 6, 10)-ի հիման վրա՝

$$C_p=C_v+T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p \qquad (13,\ 6,\ 11)$$

կամ՝

$$C_p=C_v-T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p^2\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t. \qquad (13,\ 6,\ 12)$$

Որովհետև յուրաքանչյուր իրական մեծության քառակուսին դրական է, բացարձակ ջերմաստիճանը դրական է, իսկ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t<0$ կամայական սխեմի բոլոր կայուն վիճակների համար, ապա

$$-T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)^2\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t>0.$$

Հետևաբար, յուրաքանչյուր սխեմի կայուն վիճակում՝

$$C_p>C_v.$$

Այս արդյունքը ստացվել է (7, 5, 1)-ում այն բանի հիման վրա, որ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t<0$ $\left[\text{կամ՝ } \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_t<0\right]$ և որ p—V դիագրամի վրա ադիաբատը իզոթերմից թեք է։

3. Դառնանք (7, 4, 4,) և (7, 4 6) բանաձևերին։

$$L=h_2-h_1,$$

$$c_2-c_1=\frac{d(h_2-h_1)}{dt}-(v_2-v_1)\frac{dp}{dt},$$

Միացնելով դրանց (13, 5, 2)-ը՝

$$L=T(v_2-v_1)\frac{dp}{dt},$$

նկատում ենք, որ

$$(v_2-v_1)\frac{dp}{dt}=\frac{L}{T} \quad և \quad \frac{d(h_2-h_1)}{dt}=\frac{dL}{dt},$$

այդ պատճառով

$$c_2-c_1=\frac{dL}{dt}-\frac{L}{T}, \qquad (13,\ 6,\ 14)$$

Այս կապը մասամբ հիշեցնում է (6, 12, 4'), (6, 12, 6) բանաձևերը՝

$$C'_v-C_v=\left(\frac{\partial L_v}{\partial t}\right)_v, \quad C'_p-C_p=\left(\frac{\partial L_p}{\partial t}\right)_p.$$

Երեք բանաձևերում էլ ձախ մասերը (c_2-c_1, C'_v-C_v, C'_p-C_p) միևնույն իմաստն ունեն, այն է՝ ներկայացնում են սխեմի ջերմունակության

աճը, որը առաջացել է բաղադրության իզոթերմ փոփոխությունից։ (13, 6, 14)-ում բաղադրության փոփոխումը հաշվցած հեղուկի վերածումն է նույն ջերմաստիճան ունեցող հաշվցած գոլորշու իրոք, օրինակ՝ (7, 4, 5)-ի համաձայն հաստատուն բաղադրության դեպքում հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ջերմունակությունը՝

$$C=m_1c_1+m_2c_2,$$

իսկ C-ի փոփոխությունը, որը առաջացել է m_2-ի մեկ միավորով մեծանալուց՝

$$\left(\frac{\partial C}{\partial m_2}\right)_t=c_1\left(\frac{\partial m_1}{\partial m_2}\right)_t+c_2=c_2-c_1$$

քանի որ $dm_1+dm_2=0$ և $\left(\frac{\partial m_1}{\partial m_2}\right)_t=-1$ (c_1 և c_2-ը չեն պիֆերենցվում այն պատճառով, որ կախված են միայն t-ից, իսկ ածանցումը կատարվում է t=const. պայմանում)։

Սակայն (6, 12, 4'), (6, 12, 6) բանաձևերի, աջ մասերը կառուցված են (13, 6, 4)-ից տարբեր ձևով։

(13, 6, 14)-ից օգտվելով, կարելի է ապացուցել որ այն կորը, որը պատկերում է գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը որպես ջերմաստիճանի ֆունկցիա, կրիտիկական կետում ջերմաստիճանի առանցքին մոտենում է ուղիղ անկյան տակ [§ 7, 4, 2 (նկ. 7—7)]։ Իրոք, կրիտիկական կետում՝

համաձայն (13, 6, 2)-ի՝ $L=0$, քանի որ $v_2-v_1=0$.

համաձայն § 7, 5, 3-ի՝ $c_1=+\infty$։ Համաձայն (7, 7, 1)-ի՝ $c_2=-\infty$։

Այդ պատճառով կրիտիկական կետում

$$\frac{dL}{dt}=(-\infty)-(+\infty)=-\infty;$$

§ 13, 7. ԻԶՈԴԻՆԱՄԻԿ ԵՎ ԻԶԷՆԹԱԼՊ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐՈՒՄ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՑԻՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ

1. l-ի և b-ի արժեքները (9, 1, 2)-ում և (9, 5, 5)-ում տեղադրվելով, տալիս են նրանց հետևյալ տեսքը՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u=-\frac{T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v-p}{C_v}, \qquad (13, 7, 1)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H=\frac{T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p-V}{C_p} \qquad (13, 7, 2)$$

Այս արտահայտությունները կարելի է մասամբ ձևափոխել, իրոք, դանելով

$$\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{p}{T}\right)\right]_v \text{ և } \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{V}{T}\right)\right]_p$$

ածանցյալները, կհամոզվենք, որ

$$T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v - p = T^2\left[\frac{\partial\left(\frac{p}{T}\right)}{\partial t}\right]_v,$$

$$T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p - V = T^2\left[\frac{\partial\left(\frac{V}{T}\right)}{\partial t}\right]_p$$

և այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u = -\frac{T^2}{C_v}\left[\frac{\partial\left(\frac{p}{T}\right)}{\partial t}\right]_v, \qquad (13, 7, 3)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H = \frac{T^2}{C_p}\left[\frac{\partial\left(\frac{V}{T}\right)}{\partial t}\right]_p. \qquad (13, 7, 4)$$

Վերջապես, համասեռ սիստեմների դեպքում իզոդինամիկ և իզէնթալպ պրոցեսների ջերմաստիճանային էֆեկտները կարելի է արտահայտել α_p և β_v գործակիցներով, ընդ որում $\alpha_p = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p$-ն հաստատուն ճնշման դեպքում ծավալային ընդարձակման գործակիցն է, իսկ $\beta_v = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_v$-ն հաստատուն ծավալի դեպքում ջերմային առաձգականության գործակիցն է։

Ունենք՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u = -\frac{p}{C_v}(T\beta_v - 1), \qquad (13, 7, 5)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H = +\frac{V}{C_p}(T\alpha_p - 1). \qquad (13, 7, 6)$$

Վերջին երկու արտահայտությունները հարմար են այն դեպքերում, երբ α_p-ի և β_v-ի արժեքները հայտնի են։ Այսպես, օրինակ, իդեալական գազի դեպքում $\alpha_p = \beta_v = \frac{1}{T}$ և այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u = \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H = 0.$$

2. Ջննարկենք իզոդինամիկ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտի (13, 7, 1), (13, 7, 3) արտահայտությունների որոշ կիրառությունները։

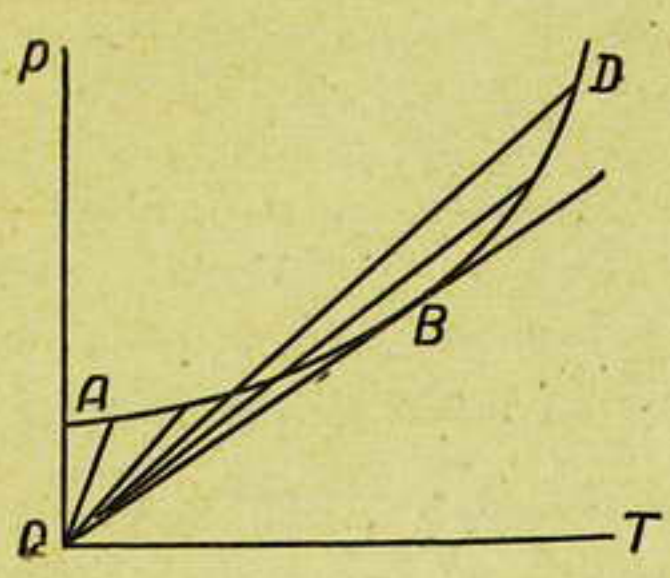
Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = \frac{dp}{dt}$ և (2, 2, 4) համաձայն

$$T\frac{dp}{dt} > p, \quad T\frac{dp}{dt} - p > 0. \qquad (13, 7, 7)$$

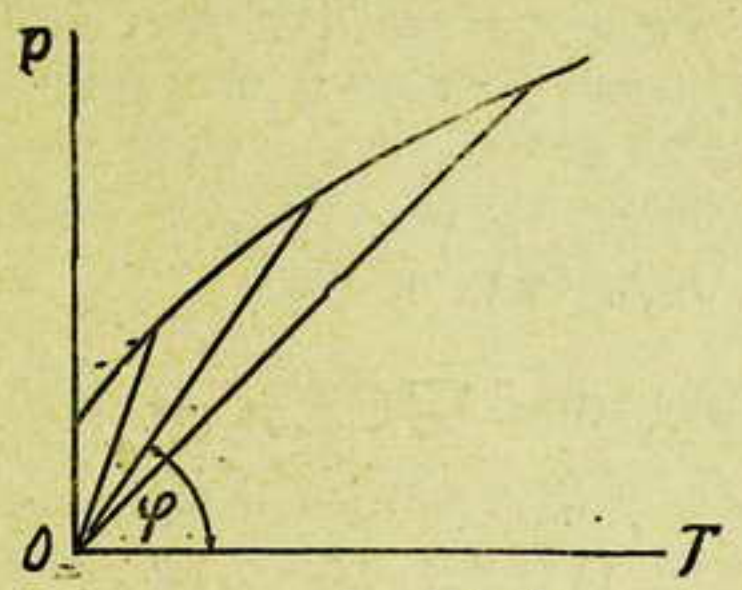
Դիցուք հեղուկ-գոլորշի սիստեմն ընդարձակվում է դեպի դատարկություն, այդ դեպքում, քանի որ միշտ $c_v>0$, (13, 7, 7)-ի համաձայն ունենք՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u=-\frac{T\frac{dp}{dt}-p}{C_v}<0, \qquad (13, 7, 8)$$

Բայց այս պրոցեսում $dV>0$, այդ պատճառով (13, 7, 8)-ը թույլատրում է պնդել, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի դեպի դատարկություն ընդարձակվելն առաջացնում է միշտ ջերմաստիճանի իջեցում։



Նկ. 13—13



Նկ. 13—14

Կամայական սիստեմներին անցնելով, եկեթադրենք, թե տրված է իզոխորը կոորդինատային p—T սիստեմում (նկ. նկ. 13—13, 13—14)։ Նշանակելով φ-ով իզոխորի կամայական կետի շառավիղ-վեկտորի և OT առանցքի կազմած անկյունը (նկ. նկ. 13—13, 14—14), կստանանք՝

$$tg\varphi=\frac{p}{T},\quad \left(\frac{\partial tg\varphi}{\partial t}\right)_v=\left[\frac{\partial\left(\frac{p}{T}\right)}{\partial t}\right]_v.$$

(13, 7, 3)-ը կստանա

$$\left(\frac{\partial t}{dV}\right)_u=-\frac{T^2}{C_v}\left(\frac{\partial tg\varphi}{\partial t}\right)_v \qquad (13, 7, 9)$$

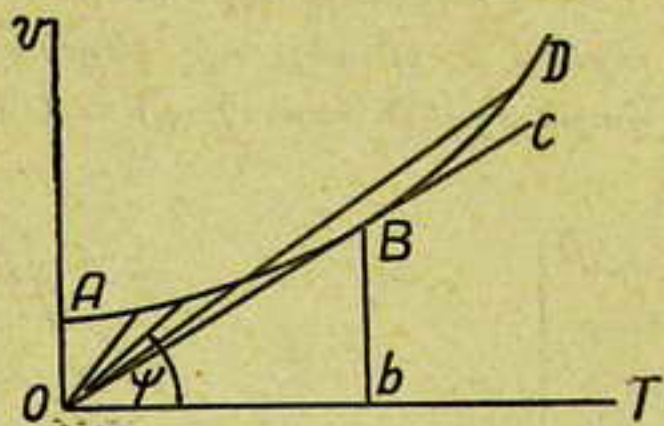
տեսքը։

(13, 7, 9)-ից եզրակացնում ենք, որ $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u$ և $\left(\frac{\partial tg\varphi}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալները պետք է ունենան հակառակ նշաններ։ Երբ ջերմաստիճանը մեծանում է, նկ. 13—14-ի վրա φ-ն փոքրանում է և $\left(\frac{\partial tg\varphi}{\partial t}\right)_v<0$. հետևաբար $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u>0$, Նկ. 13—13-ում, երբ ջերմաստիճանը բարձրանում է բացարձակ 0-ից, φ-ն և tgφ-ն սկզբում փոքրանում են ($0_{բաց}$-ից մինչև T=Ob) և ապա մեծանում։

Այդ պատճառով իզոխորի AB հատվածի վրա $\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\varphi}{\partial t}\right)_v<0$. *B կետում* $\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\varphi}{\partial t}\right)_v=0$, *իսկ BD հատվածում* $\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\varphi}{\partial t}\right)_v>0$:

Այսպիսով, AB հատվածում իզոդինամիկ պրոցեսի ջերմատեւիճանային էֆեկտը՝ $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u>0$, *B կետում* $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u=0$, *իսկ BD հատվածում* $\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_u<0$:

3. Եթե V—T *կոորդինատային սիստեմում տրված է իզոբարը (նկ. 13—15) և եթե նշանակենք ψ-ով իզոբարի կամայական կետի շառավիղը վեկտորով և* OT *առանցքով կազմված անկյունը, ապա (13, 7, 9)-ի նման կստանանք՝*



Նկ. 13—15

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_u=\frac{T^2}{C_p}\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\psi}{\partial t}\right)_p \qquad (13,\ 7,\ 10)$$

Այստեղից երևում է, որ $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_u$ *և* $\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\psi}{\partial t}\right)_p$ *ածանցյալները միշտ ունեն միևնույն նշանը: Այդ պատճառով, երբ իզոբարն* ABCD *գծի տեսքն ունի (նկ. 13—15), ապա* AB *հատվածի վրա (*$0_{բաց}$*-ի և* T=Ob*-ի միջև)*

$$\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\psi}{\partial t}\right)_p<0 \quad \text{և} \quad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_u<0:$$

B *կետում ψ անկյունը հասնում է մինիմումի, իսկ* BD *հատվածում t-ի մեծանալու հետ մեծանում է նաև ψ-ն: Հետևաբար* B *կետում*

$$\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\psi}{\partial t}\right)_p=0, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_u=0,$$

իսկ BD *հատվածում*

$$\left(\frac{\partial \mathrm{tg}\psi}{\partial t}\right)_p>0, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_u>0:$$

Այսպես, օրինակ, եթե դրոսելումն սկսվեր ABCD *իզոբարի տարբեր կետերում (նկ. 13—15), ապա (քանի որ դրոսելման ժամանակ* dp<0*) կունենայինք* AB *հատվածում ջերմատեւիճանի բարձրացում,* BD *հատվածում՝ ջերմատեւիճանի իջեցում:*

B *կետում ճնշման* dp *անկումը, դրոսելման ժամանակ, ամենևին չէր փոխի ջերմատեւիճանը:*

Պետք է նկատել, որ (13, 7, 2), (13, 7, 4), (13, 7, 6) և (13, 7, 10) բանաձևերի օգնությամբ անհնար է հաստատել հեղուկ-գոլորշի սիստեմում իզէնթալպ պրոցեսի ջերմատեւիճանային էֆեկտը: Պատճառը պարզ է՝ այս սիստեմում իզոբարն ու իզոթերմը համընկնում են, որի հետևանքով

$$C_p=\infty, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p=\infty:$$

Սակայն հեղուկ-գոլորշի սիստեմում իզոթերմալ պրոցեսի ջերմատարողունակությունը որոշելու համար հատուկ ֆորմուլների կարիք չկա։ Այս սիստեմում ճնշումը կախված է միայն ջերմաստիճանից, այդ պատճառով $\frac{dp}{dt}$ *կամ* $\frac{dt}{dp}$ *ածանցյալները լիովին որոշվում են ջերմաստիճանով (կամ ճնշումով) և կախում չունեն պրոցեսից։*

§ 13. 8. ԱԶԱՏ ԷՆԵՐԳԻԱ (ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱ)

1. Մեկ աղբյուրով յուրաքանչյուր հակադարձելի ցիկլում արտաքին աշխատանքը հավասար է գրոյի։ (12, 6, 1) թեորեմայից ստացվում է սիստեմի մի շատ կարևոր հատկանիշ, որը կոչվում է ազատ էներգիա կամ աշխատանքային ֆունկցիա։ Նախ և առաջ, մեկ աղբյուրով հակադարձելի ցիկլերը հնարավոր են միայն այն դեպքում, երբ սիստեմի ջերմատիճանը հաստատուն է և հավասար է միջավայրի ջերմաստիճանին։ Այսպիսով (12, 6, 1) թեորեման կարող է գրվել՝

հակադարձելի իզոթերմ ցիկլում $\oint d_t W_e = 0$*։* (13, 8, 1)

Այստեղից, (5, 13, 6)-ի հիման վրա, հետևում է, որ

$$\int_{1a2} d_t W_e = \int_{1b2} d_t W_e = \int_{1}^{2} d_t W_e, \qquad (13, 8, 2)$$

այսինքն՝ հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսներում արտաքին աշխատանքը լիովին որոշվում է սիստեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներով։

Պայմանավորվենք հետագայում r և i ինդեքսով նշանակել հակադարձելի և անհակադարձելի պրոցեսները։ (5, 13, 8)-ը և (13, 8, 1)-ը թույլատրում են նաև պնդել, որ

(13, 8, 3) Բոլոր սիստեմներին ներհատուկ է F հատկանիշը, որը կոչվում է ազատ էներգիա կամ աշխատանքային ֆունկցիա. իզոթերմ հակադարձելի պրոցեսներում ազատ էներգիայի աճը հավասար է արտաքին աշխատանքին՝

$$d_t F = d_t W_{er}, \qquad (13, 8, 4)$$

$$F_2 - F_1 = \int_{1}^{2} d_t W_{er} = W_{er12}, \qquad (13, 8, 5)$$

Սակայն (13, 8, 4)-ը, (13, 8, 5)-ը իրավացի են միայն հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսների դեպքում։ Իրոք, թերմոդինամիկական հետևանքներից մեկն էլ հետևյալն է.

Եթե վիճակի միևնույն իզոթերմ փոփոխությունը իրագործելի է հակադարձելի և անհակադարձելի եղանակով, ապա անհակադարձելի պրոցեսի

արտաքին աշխատանքն ավելի մեծ է, քան հակադարձելի պրոցեսի արտաքին աշխատանքը, այսինքն՝

$$\int_1^2 d_t W_{el} > \int_1^2 d_t W_{er}. \qquad (13, 8, 6)$$

Որպես լուսաբանում կարող է ծառայել, օրինակ, իդեալական գազի իզոթերմ ընդարձակումը։ Դիցուք ծավալի V_1-ից մինչև V_2 իզոթերմ մեծացումը կատարվում է հակադարձելիորեն, ապա, ինչպես հայտնի, է (3, 4, 8)

$$W_{er,12} = -nRT \ln \frac{V_2}{V_1} < 0,$$

որտեղ n-ը գրամմոլերի թիվն է։

V_1-ից V_2 ադիաբատ, առանց արտաքին աշխատանք կատարելու ընդարձակման ժամանակ (իդեալական գազի դեպքում այս անհակադարձելի պրոցեսը մեկնումն ժամանակ իզոթերմ է) $W_{el12}=0$։

Հետևաբար $$W_{el12} > W_{er12},$$

ինչպես և պետք է լիներ (13, 8, 6)-ի համաձայն։

(13, 8, 6)-ից անմիջականորեն հետևում է, որ անհակադարձելի իզոթերմ պրոցեսների դեպքում (13, 8, 4) և (13, 8, 5)-ի հավասարությունները պետք է փոխարինվեն՝

$$d_t F < d_t W_{el}, \quad F_2 - F_1 < W_{el12}$$

անհավասարություններով։

«Ազատ էներգիա» գաղափարի սահմանումին և տարբեր հաշվություններին մենք կվերադառնանք § 18, 5-ում, § 14, 1-ում բերված նկատառումները վերաբերում են նաև ազատ էներգիային։ Այստեղ մենք կապ կհաստատենք սիստեմի ազատ և ներքին էներգիաների միջև։ Այդ կապը կիրառումների լայն բնագավառ ունի և կարող է դուրս բերվել (13, 4, 4)-ից։

2. Դիտենք abcda *հակադարձելի ցիկլը (նկ. 13—12), որում* ab-*ն և* cd-*ն իզոթերմներ են, եթե F-ը ազատ էներգիան է, ապա (13, 8, 5)-ի համաձայն*

$$\left.\begin{aligned} F_b - F_a &= W_{eab} \\ F_d - F_c &= W_{ecd} \end{aligned}\right\}, \qquad (13, 8, 7)$$

Քանի որ bc *և* da *պրոցեսները իզոխոր են, ապա ամբողջ ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը՝*

$$W_e = W_{eab} + W_{ecd} = F_b - F_a + F_d - F_c = (F_d - F_a) - (F_c - F_b). \qquad (13, 8, 8)$$

(13, 8, 8)-ը կարելի է ձևափոխել հետևյալ ձևով.

Դիցուք սիստեմի պարամետրների թվում գտնվում են t-ն և V-ն։ Այդ դեպքում, քանի որ ad-*ն իզոխոր է* ($dV=0$), *իսկ t_d և t_a ջերմաստիճանների տարբերությունը անվերջ փոքր է՝ $t_d - t_a = dt$, ապա*

$$F_d - F_a = \left(\frac{\partial F_a}{\partial t}\right)_{V_a} dt.$$

Այստեղ (a) նիշը ցույց է տալիս, որ ածանցումը կատարվել է a վիճակում, որում ապատ էնեբգիան հավասար է F_a-ի: Բայց $t_c-t_b=t_d-t_a=dt$ և bc-ն նույնպես իզոխոր է ($dV=0$). այդ պատճառով

$$F_c-F_b=\left(\frac{\partial F_b}{\partial t}\right)_{v_b}dt.$$

(b) նիշով ընդգծված է, որ ածանցումը կատարվում է b վիճակում, որում ապատ էնեբգիան հավասար է F_b-ի:

Այժմ (13, 8, 8)-ը կընդունի՝

$$W_c=\left(\frac{\partial F_a}{\partial t}\right)_{v_a}dt-\left(\frac{\partial F_b}{\partial t}\right)_{v_b}dt$$

տեսքը: Նորից օգտվենք (13, 4, 4) թեորեմայից:

Առաջին սկզբունքի համաձայն

$$Q_{ab}=(U_b-U_a)-W_{cab}$$

կամ ըստ (13, 8, 7)՝

$$Q_{ab}=(U_b-U_a)-(F_b-F_a). \qquad (13, 8, 9)$$

(13, 4, 4)-ի համաձայն

$$\left[\left(\frac{\partial F_a}{\partial t}\right)_{v_a}-\left(\frac{\partial F_b}{\partial t}\right)_{v_b}\right]dt=\frac{(U_b-U_a)-(F_b-F_a)}{T_a}dt,$$

Քանի որ այս հավասարման մեջ մտնող մեծությունները վերաբերում են a և b վիճակներին, որոնք պատկանում են ab իզոթերմին, ապա կարելի է T_a-ն փոխարինել T-ով (առանց նիշի): T-ով բազմապատկելով, dt-ով կրճատելով և վերախմբավորելով, կստանանք՝

$$U_b-U_a=\left[F_b-T\left(\frac{\partial F_b}{\partial t}\right)_{v_b}\right]-\left[F_a-T\left(\frac{\partial F_a}{\partial t}\right)_{v_a}\right], \qquad (13, 8, 10)$$

a և b վիճակները հակադարձելի իզոթերմի վրա ընտրված են միանգամայն կամայորեն, այդ պատճառով (13, 8, 10)-ը կարող է իրավացի լինել միայն այն դեպքում, եթե իզոթերմի յուրաքանչյուր կետում

$$U=F-T\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_v+\varphi(T), \qquad (13, 8, 11)$$

որտեղ $\varphi(T)$-ն միայն ջերմաստիճանի անհայտ ֆունկցիա է (մինչդեռ F-ը ֆունկցիա է V-ից, T-ից և այլ պարամետրներից):

Հետագայում ցույց կտրվի, որ $\varphi(T)$ ֆունկցիան հավասար է զրոյի: Այսպիսով կստանանք՝

$$U=F-T\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_v \qquad (13, 8, 12)$$

կամ, քանի որ

$$F-T\frac{\partial F}{\partial t}=-T^2\left[\frac{\partial\left(\frac{F}{T}\right)}{\partial t}\right]_v,$$

ապա

$$U=-T^2\left[\frac{\partial\left(\frac{F}{T}\right)}{\partial t}\right]_v \qquad (13,\ 8,\ 13)$$

Այստեղից՝

$$d_v\left(\frac{F}{T}\right)=-\frac{U}{T^2}dt$$

և ինտեգրումից հետո

$$\frac{F}{T}=-\int\frac{U}{T^2}d_v(t)+\omega(V), \qquad (13,\ 8,\ 14)$$

որտեղ $\omega(V)$-ն ծավալի կամայական ֆունկցիա է։

Երբ ինտեգրման ընթացքում որոշ մեծություններ հաստատուն են մնում, կամայական հաստատունը ֆունկցիա է այդ մեծություններից. այստեղ ինտեգրումը կատարվում է $V=\text{const}$ դեպքում, և $\omega(V)$-ն փոխարինում է կամայական հաստատունը։

Այսպիսով՝

$$F=-T\int\frac{U}{T^2}d_v t+T\omega(V). \qquad (13,\ 8,\ 15)$$

(13, 8, 12), (13, 8, 13), (13, 8, 15) առնչությունները կիրառությունների շատ մեծ ասպարեզ ունեն։

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

13.1. Տրված են կառնոյի հակադարձելի 12341 ցիկլի իզոթերմների ջերմաստիճանները և 12 իզոթերմ պրոցեսի թաքնված ջերմությունը։ Որոշել Q_{34}-ը հետևյալ չորս դեպքերում.

ա) $Q_{12}>0$, $t_3<t_1$,
բ) $Q_{12}>0$, $t_3>t_1$,
գ) $Q_{12}<0$, $t_3<t_1$,
դ) $Q_{12}<0$, $t_3>t_1$։

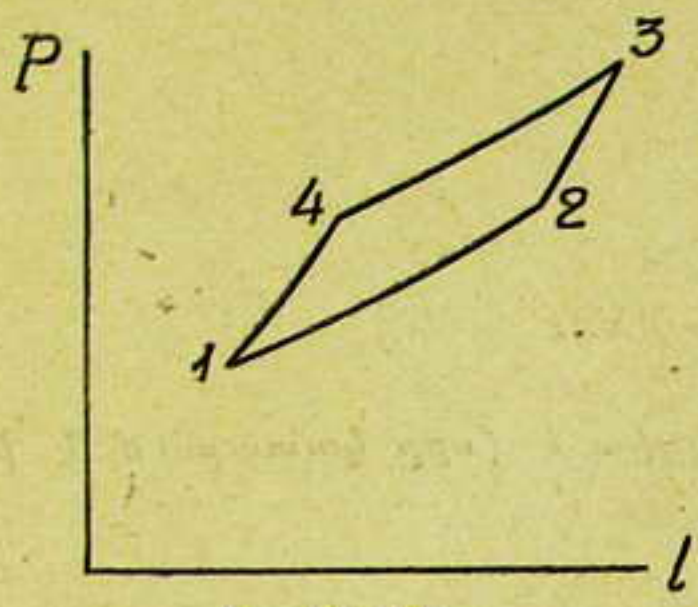
13.2. Տրված են կառնոյի հակադարձելի abcda ցիկլի t_a և t_c ջերմաստիճանները, ab իզոթերմ պրոցեսի թաքնված ջերմությունը և cd իզոթերմի սկզբում և վերջում չորության x_{2c}, x_{2d} մասնիճանները։

Որոշել t_c ջերմաստիճանում գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը։

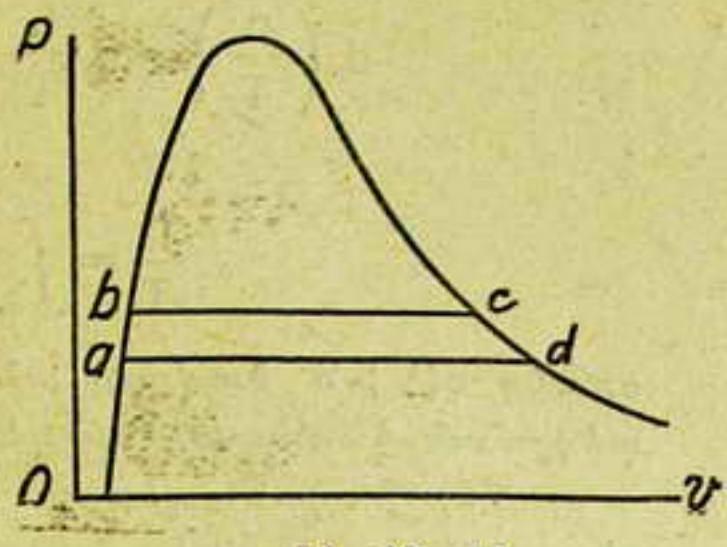
13.3 P-ն մեռապալարը ձգող ուժն է, լարի երկարացման թաքնված ջերմությունը դրական է՝ $d_t Q>0$, երբ $d_t l>0$, որտեղ l-ը լարի երկարությունն է։

Փոխհատանորեն ձգելով և սեղմելով լարը մերթ իզոթերմ, մերթ ադիաբատ կերպով, իրագործում են կառնոյի 12341 հակադարձելի ցիկլը (նկ. 13—16)։

Հաստատել լարի ջերմատևողության գործակցի կախումը պղնձյա լարի երկարացման ժամանակ և որոշել, թե 12341 ցիկլը ջերմային շարժիչ է, թե ջերմային սառնարան է։



Նկ. 13—16



Նկ. 13—17

13.4. p—T կոորդինատային սիստեմում $p=f(t)$ ֆունկցիայի գրաֆիկի տեսքն իմանալով (նկ. 2—3)՝

ա) պարզել, թե հետևյալ երկու մեծությունների որն է մեծ՝ գոլորշիացման տեսակարար L թաքնված ջերմությունը, թե ճնշման $p(v_2-v_1)$ աշխատանքը, երբ հագեցած հեղուկի մի քանի մասնան լցոթքերի կերպով գործում է գոլորշի.

բ) ցույց տալ, որ մի նույն ջերմաստիճանում հագեցած գոլորշու տեսակարար ներքին էներգիան ավելի մեծ է, քան հայելացած հեղուկի տեսակարար ներքին էներգիան։

13.5. Դիտել abcda հակադարձելի ցիկլը (նկ. 13—17), որում $p_b-p_a=dp$, $t_b-t_a=dt$ և արտածել

$$\frac{dL}{dt}-\frac{L}{T}=c_2-c_1$$

առնչությունը։

Ցուցում.— Հակադարձելի ցիկլում $\oint dQ=\oint p dv$։ Հաշվել առանձին $\oint dQ$-ն և $\oint p dv$-ն, օգտվելով Կլապեյրոնի բանաձևից (13, 5, 2)

13.6. Հաշվել CO գազի համար դրոսելման ջերմաստիճանային էֆեկտը, երբ $t=25^\circ C$ և $p=400$ մթն., նկատի ունենալով, որ t-ի և p-ի նշված արժեքների դեպքում, վորձի տվյալների համաձայն $\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p=0{,}84$, իսկ մոլյար ծավալն ու մոլյար c_p ջերմունակությունը համապատասխանաբար հավասար են 76,25 և $8{,}91\frac{\text{կալ.}}{\text{աստ.}}$,

13.7. Երբ $m=\text{const.}$, յուրաքանչյուր եռապարամետր սիստեմում $U=f(t, V)$. ենթադրելով $\left[\frac{\partial f(t,V)}{\partial V}\right]_t=\psi(t, V)$ ֆունկցիան հայտնի, որոշել $p=\omega(t, V)$։

Հաշվում է $\psi(t,V)=\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_t=T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v-p=T^2\left[\frac{\partial \frac{p}{T}}{\partial t}\right]_v$,

այստեղից՝

$$d_v\left(\frac{p}{T}\right)=\frac{\psi(t,\ V)}{T^2}d_vt$$

և

$$\frac{p}{T}=\int\frac{\psi(t,\ V)}{T^2}d_vt+\psi(V),$$

որտեղ $\varphi(V)$-ն ծավալի անորոշ ֆունկցիա է (որը կատարում է ինտեգրման հաստատունի դերը)։

Վերջնականապես

$$p=T\int\frac{\psi(t,\ V)}{T^2}d_vt+T\cdot\varphi(V).$$

Գլուխ XIV

ԷՆՏՐՈՊԻԱ

§ 14. 1. ՍԻՍՏԵՄԻ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐԻ ԱՃԸ ՋԵՐՄՈՒԹՅԱՆ ԿԱՄ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՄԻՋՈՑՈՎ ԱՐՏԱՀԱՅՏԵԼՈՒ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՊԱՏՃԱՌԸ

1. Ինչպես տեսանք, Թոմսոնի պոստուլատը բերում է մի շարք էական եզրակացությունների, որոնք չեն կարող ստացվել միայն առաջին սկզբունքի օգնությամբ։ Կարևորագույն արդյունքների շարքին պետք է դասենք L, l, b թաքնված ջերմությունների արտահայտությունները, ազատ էներգիա (կամ աշխատանքային ֆունկցիա) կոչվող սիստեմի հատկանիշի գոյության ապացույցը, ներքին և ազատ էներգիաների միջև եղած առնչությունը, հակադարձելի ադիաբատի և իզոթերմի, հակադարձելի և անհակադարձելի ադիաբատների փոխադարձ դասավորության վերաբերյալ թեորեմաները և այլն։

Սակայն երկրորդ սկզբունքը Թոմսոնի պոստուլատի ձևով վերաբերում է ցիկլերին։ Այնինչ՝ շատ ավելի հարմար է քննարկել կամայական վերջավոր կամ տարրական պրոցեսները, քան թե հնարել և քննարկել ցիկլը։ Ուստի նպատակահարմար է երկրորդ սկզբունքին տալ կամայական պրոցեսների նկատմամբ կիրառելի ձև։

2. Նախքան սրան ձեռնարկելը օգտակար է հիշել, թե ինչպե՛ս առաջին սկզբունքի շարադրման ժամանակ մենք՝ նրա ցիկլերի նկատմամբ կիրառելի նախնական ձևից անցանք ցանկացած պրոցեսների համար իրավացի ձևին, և թե ինչպե՛ս հանդես եկավ ներքին էներգիան։

Առաջին սկզբունքի նախնական (6, 2, 1) ձևը հեշտությամբ բերում է այն եզրակացության, որ կամայական ցիկլի դեպքում

$$Q+W_e=0 \quad \text{կամ} \quad \oint(dQ+dW_e)=0, \tag{14, 1, 1}$$

Այստեղից (5, 13, 8)-ի հիման վրա հետևում է, որ ինչպիսին էլ լինեն 1a2 և 1b2 պրոցեսները՝

$$\left.\begin{aligned}&\int_{1a2}(dQ+dW_e)=\int_{1b2}(dQ+dW_e)\\ &\text{կամ՝}\\ &Q_{1a2}+W_{e1a2}=Q_{1b2}+W_{e1b2}\end{aligned}\right\}, \tag{14, 1, 2}$$

(14, 1, 2)-ը նշանակում է, որ արտաքին աշխատանքի և միջավայրից ստացված ջերմության գումարը լիովին որոշվում է սկզբնական և վերջնական վիճակներով և ամենևին կախված չէ պրոցեսից։

Մենք տեսնում ենք, որ (14, 1, 1)-ը հատարակ եղանակով բերվում է (14, 1, 2) տեսքի, որն իրավացի է ցանկացած պրոցեսի համար։ Օգտվելով (14, 1, 2)-ից, կարելի է ստանալ մեծ թվով արդյունքներ [օրինակ՝ Հեսսի և (6, 12, 4), (6, 12, 5) օրենքները]։ Ո չ (14, 1, 1)-ում և ո չ էլ (14, 1, 2)-ում ներքին էներգիան ղեռևս հանդես չի գալիս։

(14, 1, 2) հավասարությունները դառնում են շատ ավելի ճկուն և հարմար՝ ներքին էներգիա կոչվող հատկանիշի ներմուծման շնորհիվ։ Այդ դեպքում մենք ունենում ենք՝

$$dU=dQ+dW_e \quad \text{կամ} \quad U_2-U_1=Q_{12}+W_{e12}, \qquad (14,\ 1,\ 3)$$

Երկրորդ սկզբունքի՝ կամայական պրոցեսների նկատմամբ կիրառելի ձևը կապված է սիստեմի էնտրոպիա կոչվող (S) հատկանիշի հետ, ըստ որում, ինչպես մենք կտեսնենք 14,3-ում, էնտրոպիայի աճը հավասար է՝

$$dS=\frac{dQ_r}{T}, \qquad S_2-S_1=\int_1^2\frac{dQ_r}{T}, \qquad (14,\ 1,\ 4)$$

որտեղ dQ_r-ը կամայական մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսի ջերմությունն է։

3. Կիրառենք (14, 1, 3)-ը ընդհանուր (1) սկիզբ և ընդհանուր (2) վերջ ունեցող 1a2 և 1b2 երկու տարբերական պրոցեսների նկատմամբ. 1a2 և 1b2 պրոցեսների հետ կապված անվերջ փոքր մեծությունները նշանակենք համապատասխանաբար d-ով և δ-ով (dU, dV, dQ, dW_e. δU, δV, δQ, δW_e)։ Քանի որ հատկանիշների աճերը միանգամայն որոշվում են սիստեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներով, ապա dU=δU, dV=δV, ուստի և ըստ (14, 1, 3)-ի՝

$$(dQ-\delta Q)+(dW_e-\delta W_e)=0.$$

Այս պրոցեսներում հատկանիշների աճերը (dU=δU, dV=δV) կհամարենք առաջին կարգի անվերջ փոքրեր։ Այդ դեպքում, ինչպես ցույց տրվեց § 7,2-ում, եթե (1a2 և 1b2) երկու պրոցեսներն էլ մեխանիկորեն հակադարձելի են, ապա (dQ—δQ) տարբերությունը երկրորդ կարգի անվերջ փոքր է։ Իսկ եթե այս երկու պրոցեսները մեխանիկորեն անհակադարձելի են կամ թեկուզ նրանցից մեկը մեխանիկորեն անհակադարձելի է, ապա (dQ—δQ) տարբերությունն ընդհանուր դեպքում առաջին կարգի անվերջ փոքր է։

[Այսպես, օրինակ, եթե 1a2-ը ընդարձակումն է դեպի դատարկություն (dQ=0, dW_e=0, dU=0), իսկ 1b2-ը մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցես է, ապա dW_e=0. δW_e=—pδV, $dW_e-\delta W_e$=pδV առաջին կարգի անվերջ փոքր է]։

Բոլորովին ընդհանուր բնույթ կրող հակառակ եզրակացությունն այստեղ միանգամայն իրավացի է.

(14, 1, 5) եթե dQ—δQ (կամ dW_e—δW_e) տարբերությունը երկրորդ կարգի անվերջ փոքր է, ապա 1a2 և 1b2 երկու պրոցեսներն էլ մեխանիկորեն հակադարձելի են: Իսկ եթե այս տարբերությունը առաջին կարգի անվերջ փոքր է, ապա այս պրոցեսներից առնվազն մեկը պետք է մեխանիկորեն անհակադարձելի լինի:

4. (14, 1, 3)-ը միակ առնչությունն է, որը շաղկապում է սիստեմի հատկանիշի աճը (այն է՝ ներքին էներգիայի աճը) ջերմության և աշխատանքի հետ: Այլ դեպքերում հատկանիշների աճն արտահայտվում է կամ ջերմության, որոշ հատկանիշների և դրանց աճերի միջոցով, կամ աշխատանքի, որոշ հատկանիշների և դրանց աճերի միջոցով:

Այսպես օրինակ, ըստ (7, 1, 3), (6, 10, 4) և (13, 8, 4)-ի, եթե ընդունենք $Vdp = d\sigma$,

$$dU = dQ - pdV, \qquad (14, 1, 6)$$

$$dH = dQ + Vdp = dQ + d\sigma, \qquad (14, 1, 7)$$

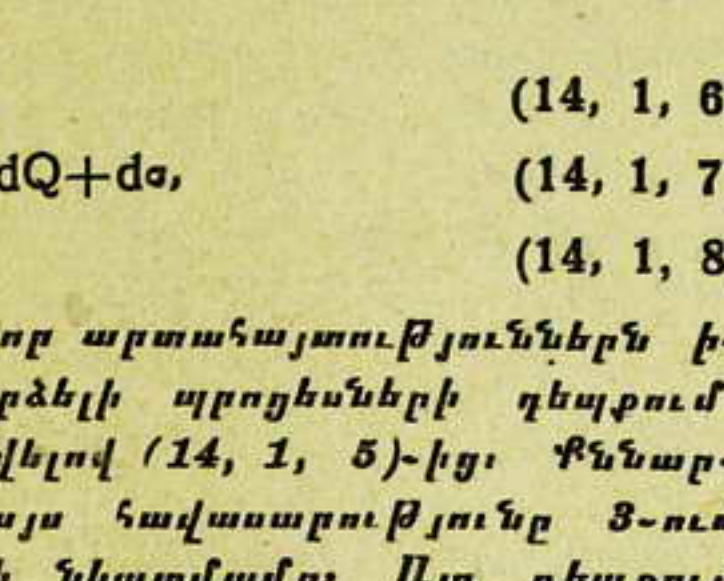
$$d_tF = d_tW_e. \qquad (14, 1, 8)$$

քանի որում, ինչպես մենք դիտենք, այս բոլոր արտահայտություններն իրավացի են միայն մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների դեպքում:

Ապացուցենք այս ևս մի անգամ, օգտվելով (14, 1, 5)-ից: Գննարկենք, օրինակ, (14, 1, 7)-ը և կիրառենք այս հավասարությունը 3-ում նկարագրված 1a2 *և* 1b2 *երկու պրոցեսների նկատմամբ: Այդ դեպքում (քանի որ* dH=δH)

$$0 = (dQ - \delta Q) + (d\sigma - \delta\sigma),$$

Բայց (տե՛ս նկ. 14—1) $d\delta$=*մակերես* A1a2BA, $\delta\sigma$=*մակերես* A1b2BA, $d\delta - \delta\sigma$= *մակերես* 1a2b1, *որը երկրորդ կարգի անվերջ փոքր մեծություն է: Հետևապես* $dQ - \delta Q$ *տարբերությունը նույնպես երկրորդ կարգի անվերջ փոքր է, իսկ այս (14, 1, 5)-ի համաձայն նշանակում է, որ* 1a2 *և* 1b2 *պրոցեսները մեխանիկորեն հակադարձելի են, այսինքն՝ (14, 1, 7)-ը կիրառելի է միայն մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների նկատմամբ:*



Նկ. 14—1

Նման ձևով նույնպիսի եզրակացության ենք գալիս (14, 1, 6) արտահայտության վերաբերյալ: (14, 1, 8) արտահայտության վերաբերյալ անհրաժեշտ է նկատել, որ նրա աջ մասում կա միայն մի անդամ (այլ ոչ թե երկու) միայն շնորհիվ t=const. *լրացուցիչ պայմանի ճիշտ նույն կերպ մենք (14, 1, 7)-ի փոխարեն կունենայինք՝*

$$d_pH = d_pQ, \qquad \text{երբ } p = \text{const}.$$

Այսպիսով, (14, 1, 3) արտահայտությունն իրավացի է ցանկացած հակադարձելի կամ անհակադարձելի պրոցեսների դեպքում, իսկ (14, 1, 6)—(14, 1, 8) արտահայտությունները կիրառելի են միայն մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների նկատմամբ։

5. Ընդհանուր եզրակացությունը պարզ է.

(14, 1, 9) Քանի որ առաջին սկզբունքի համաձայն ընդհանուր սկիզբ և ընդհանուր վերջ ունեցող բոլոր պրոցեսների դեպքում ջերմության և աշխատանքի գումարը միևնույնն է, ապա $dU=dQ+dW_e$ արտահայտությունն իրավացի է բոլոր հակադարձելի և անհակադարձելի պրոցեսների համար։

Ջերմություն ու աշխատանքն առանձին-առանձին կախված են ոչ միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից, այլև պրոցեսից։ Ուստի սիստեմի որևէ հատկանիշի աճը կարող է արտահայտվել՝

ա) ջերմության, որոշ հատկանիշների և դրանց աճերի միջոցով,

բ) աշխատանքի, որոշ հատկանիշների և դրանց աճերի միջոցով միայն մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների դեպքում։

Հուսաբանման համար բերենք մի օրինակ, որն աչքի է ընկնում ակներևությամբ, բայց այլ տեսակետից ոչ մի հետաքրքրություն չի ներկայացնում.

$$dW_e = -fdV,$$

$$dV = -\frac{dW_e}{f}, \qquad (14, 1, 10)$$

Մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսներում

$$dW_e = -pdV,$$

$$dV = -\frac{dW_e}{p}, \qquad (14, 1, 11)$$

Քանի որ V-ն և p-ն սիստեմի հատկանիշներ են, ապա ըստ (14,1,11)-ի մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսում V հատկանիշի աճն արտահայտում է արտաքին աշխատանքի և p հատկանիշի միջոցով։ Այս՝ (14,1,9)-ի հետ լրիվ համաձայնության մեջ է գտնվում։ (14, 1, 10)-ը կիրառելի է բոլոր պրոցեսների նկատմամբ. բայց f-ը սիստեմի հատկանիշ չէ, ուստի (14, 1, 10)-ը չի կարելի համեմատել (14, 1, 9)-ի հետ։ Երկրորդ սկզբունքն արտահայտող (14, 1, 4)-ը, ինչպես տեսնում ենք, մեխանիկական նման է (14, 1, 11)-ին։

§ 14, 2. ՄԵԽԱՆԻԿՈՐԵՆ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. (14, 1, 9) դրույթն էական է և ցույց է տալիս մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների առանձնահատուկ նշանակությունը։ Ուստի նպատակահարմար է պարզել մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների հիմնական հատկությունները և մեխանիկորեն անհակադարձելի պրոցեսներից

նրանց կարևորություն տարբերությունները։ § 7,2-ի համաձայն սիստեմին 1 վիճակից անվերջ մոտ 2 վիճակը տանող բոլոր տարբական մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների դեպքում արտաքին աշխատանքները միևնույնն են (երկրորդ և ավելի ընթծը կարդի անվերջ փոքրերի ճշտությամբ)։ Նույնպիսի ճշտությամբ էլ միևնույնն են այդ պրոցեսների ջերմությունները։

Ցույց տանք մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների մի ուրիշ կարևորագույն հատկություն։

(14, 2, 1) Եթե հանգստի մեջ գտնվող սիստեմը կարելի է տանել սկզբնական վիճակից վերջնական վիճակը մեխանիկորեն հակադարձելի և մեխանիկորեն անհակադարձելի պրոցեսների միջոցով, ապա մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսի արտաքին աշխատանքը միշտ փոքր է մեխանիկորեն անհակադարձելի պրոցեսի արտաքին աշխատանքից։

Տանք (14, 2, 1)-ի ապացույցը, համարելով պրոցեսները տարբական։ Դիցուք V, f և p-ն սիստեմի ծավալը, արտաքին ճնշումը և սիստեմի ճնշումն է 1 վիճակում, իսկ V+dV-ն՝ ծավալը 1-ին անվերջ մոտ 2 վիճակում։

Մեխանիկորեն անհակադարձելի և մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսներին վերաբերող մեծությունները համապատասխանաբար նշանակելով i-ով և r-ով, ունենում ենք՝

$$dW_{ei} = -fdV, \qquad dW_{er} = -pdV,$$

և

$$dW_{ei} - dW_{er} = (p-f)\,dV.$$

Ըստ ենթադրության՝ 1 վիճակը սիստեմի մեխանիկական հանգստի վիճակ է, ուստի սիստեմի ծավալը կսկսի մեծանալ, եթե $p>f$, $p-f>0$. սիստեմի ծավալը կսկսեր փոքրանալ $f>p$, $p-f<0$ դեպքում, այսինքն՝

$$dV>0, \text{ եթե } \quad p-f>0,$$
$$dV<0, \text{ եթե } \quad p-f<0,$$

Այս երկու դեպքերում էլ

$$(p-f)\,dV>0, \qquad (14, 2, 2)$$

Հետևապես $dW_{ei} - dW_{er} = -(p-f)dV>0$,

Նկատի ունենալով և այն դեպքը, երբ $p-f$ տարբերությունը ձգտում է զրոյի, կարելի է $>$ նշանը փոխարինել $\prec$ նշանով։ Այսպիսով, ունենում ենք՝

$$dW_{ei} \prec dW_{er},$$

ուստի (14, 2, 1)-ն ապացուցված է։

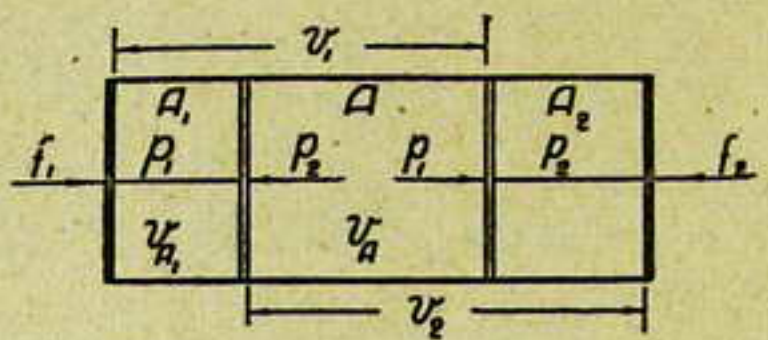
Ավելի ընդհանուր և բարդ դեպքում, երբ սիստեմի վրա ազդում են տարբեր արտաքին ճնշումներ, $dW_{ei} \prec dW_{er}$ անհավասարությունը տեղի

ունի արտաքին ճնշումներից յուրաքանչյուրի աշխատանքի համար, ուստի և ընդհանուր աշխատանքի համար կլինի՝

$$\Sigma dW_{el} < \Sigma dW_{er},$$

այսինքն՝ (14, 2, 1)-ը ճիշտ է ուժի մեջ։

Որպես օրինակ քննարկենք A_1, A_2 գազերից և նրանց խառնուրդից բաղկացած սիստեմը (նկ. 14—2), ըստ որում p_1 և p_2-ը թող լինեն A_1 և A_2 գազերի պարցիալ ճնշումները խառնուրդում։ Ձախ B_1 մխոցն ազատ անց է կացնում A_1 և անթափանց է A_2-ի համար, իսկ աջ B_2 մխոցն անթափանց է A_1-ի համար և ազատ անց է կացնում A_2։ Ուստի B_1-ը կրում է միայն p_2 ճնշում, իսկ B_2-ը՝ միայն p_1 ճնշում։



Նկ. 14—2

B_1 և B_2 մխոցների վրա արտաքին ճնշումները նշանակենք համապատասխանաբար f_1 և f_2, և թող V_1-ը լինի գլանի այն մասի ծավալը, որի մեջ պարունակվում են A_1-ի մոլեկուլները, իսկ V_2-ը՝ այն մասի ծավալը, որի մեջ գտնվում են A_2-ի մոլեկուլները։

Նկ. 14—2-ից երևում է, որ

$$V_1 = V_{A_1} + V_A, \qquad V_2 = V_{A_2} + V_A.$$

Ընդունված նշանակումների դեպքում արտաքին տարրական աշխատանքը մխոցների մեխանիկորեն հակադարձելի տեղափոխումների դեպքում կլինի՝

$$dW_{er} = -p_2 dV_2 - p_1 dV_1.$$

Եթե մխոցների տեղափոխումները մեխանիկորեն անհակադարձելի են, ապա արտաքին աշխատանքը կլինի՝

$$dW_{el} = -f_1 dV_2 - f_2 dV_1.$$

Ուստի $$dW_{el} - dW_{er} = (p_2 - f_1) dV_2 + (p_1 - f_2) dV_1,$$

ըստ որում միանգամայն (14, 2, 2)-ի նման

$$(p_2 - f_1)\, dV_2 > 0, \qquad (p_1 - f_2)\, dV_1 > 0$$

և այսպիսով, $dW_{el} - dW_{er} > 0$, կամ, նկատի ունենալով սահմանային դեպքը (երբ $f_1 = p_2$ և $f_2 = p_1$)՝

$$dW_{ei} < dW_{er}.$$

2. Հենց նոր քննարկված օրինակը մեզ համոզում է նրանում, որ քիմիապես անհամասեռ սիստեմներում հնարավոր է քիմիապես համասեռ մասերի ծավալների փոփոխումը ամբողջ սիստեմի հաստատուն ծավալի դեպքում։ Այսպես, B_1 և B_2 մխոցների տեղափոխումները փոփոխում են A_1, A_2 գազերի և նրանց A խառնուրդի ծավալները (V_{A_1}, V_{A_2}, V_A), իսկ ամբողջ սիստեմի ծավալը մնում է հաստատուն։

Սրա հետևանքով «յուրաքանչյուր իզոխոր պրոցես մեխանիկորեն հակադարձելի է» պնդումը, որը լիովին իրավացի է քիմիապես համասեռ

սիստեմների դեպքում, չի կարող անմիջականորեն տարածվել քիմիապես անհամասեռ սիստեմների վրա և պետք է փոխարինվի հետևյալով.

(14, 2, 3) Քիմիապես աճհամասեռ սիստեմներում մեխանիկորեն հակադարձելի են միայն այնպիսի պրոցեսները, որոնց դեպքում

կա՛մ յուրաքանչյուր քիմիապես համասեռ մասի ծավալը հաստատուն է,

կամ յուրաքանչյուր այդպիսի մասի ծավալի փոփոխությունը մեխանիկորեն հակադարձելի է:

Այսպես, օրինակ, A_1, A_2, A գազերի սիստեմում (նկ. 14—2), ամբողջ սիստեմի ծավալը հաստատուն լինելու դեպքում, V_{A_1} ծավալի փոփոխությունը կլինի մեխանիկորեն հակադարձելի, եթե $p_2=f_1$, իսկ V_{A_2} ծավալի փոփոխությունը մեխանիկորեն հակադարձելի լինելու համար անհրաժեշտ է, որ $p_1=f_2$:

Այստեղ պետք է անել ևս մի դիտողություն:

Քիմիապես անհամասեռ սիստեմի համասեռ մասերն իրարից անջատող դիաֆրագմանների հեռացումով (վերացումով) իրականացվող խառնումը մեխանիկորեն անհակադարձելի պրոցես է: Բայց եթե խառնման ընթացքում ընդհանուր ծավալը հաստատուն է, ապա արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի:

Համեմատելով այս (14, 2, 1)-ի հետ, մենք տեսնում ենք, որ մեխանիկորեն հակադարձելի խառնումը (կիսաթափանցիկ միջնորմների օգնությամբ, սիստեմի ընդհանուր ծավալը հաստատուն լինելու դեպքում) միշտ պետք է ուղեկցվի բացասական արտաքին աշխատանքով, այսինքն՝ կարող է ծառայել արտաքին ուժերի հաղթահարման համար (Սա միանգամայն հասկանալի է, որովհետև խառնման համար պետք է միմյանցից հեռացնել մոլորները, իսկ երբ մոլորները մոտենում են գլանի կափարիչներին, արտաքին ճնշումները կատարում են բացասական աշխատանք):

3. (14, 2, 1)-ը բերում է այլ՝ ղուգահեռ եղրակացության.

(14, 2, 4) 1 վիճակից 2 վիճակին սիստեմի մեխանիկորեն հակադարձելի անցման ջերմությունը միշտ մեծ է 1-ից 2-ին մեխանիկորեն անհակադարձելի անցման ջերմությունից:

Իսկապես, եթե 1 և 2 նիշերը վերագրենք մեխանիկորեն անհակադարձելի և մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսներին, ապա (7, 2, 3)-ի համաձայն

$$dQ_2 - dQ_1 = dW_{e1} - dW_{e2},$$

Ըստ (14, 2, 1)-ի այս հավասարության աջ մասը դրական է. հետևապես

$$dQ_2 > dQ_1, \qquad (14, 2, 5)$$

իսկ սա հենց (14, 2, 4)-ն է:

(14, 2, 5) անհավասարության մեջ dQ_2-ն ու dQ_1-ն ունեն հանրահաշվական իմաստ, այսինքն՝

եթե $dQ_1>0$, ապա նույնպես և $dQ_2>0$ (և $dQ_2>dQ_1$),

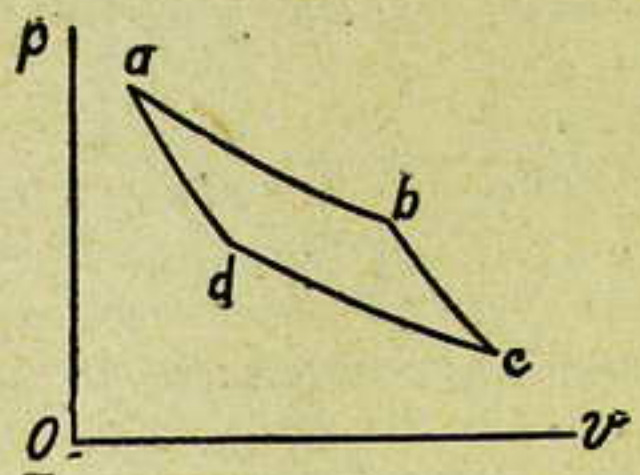
եթե $dQ_2<0$, ապա նույնպես և $dQ_1<0$, քանի որում $|dQ_1|>|dQ_2|$:

1. Համաձայն (13, 2, 6)-ի կամայական սիստեմում կատարվող հատնույի abcda *հակադարձելի ցիկլի դեպքում (նկ. 14—3)*

$$\frac{Q_{ab}}{T_a}+\frac{Q_{cd}}{T_c}=0, \qquad (14, 3, 1)$$

(13, 2, 6)-ում c *և* d *նիշերի տեղերը փոխված են և դրված է* Q_{dc} Q_{cd}*-ի փոխարեն։*

Այստեղ ab*-ն և* cd*-ն իզոթերմներ են,* T_a*-ն,* T_c*-ն՝ նրանց բացարձակ ջերմաստիճանները,* Q_{ab}*,* Q_{cd}*-ն,* ab*,* cd *պրոցեսների թաքնված ջերմություններն են* (bc, da*-ն ադիաբատներ են)։*



Նկ. 14—3

Ավելի առաջ, (10, 7, 1)-ում այս հավասարությունն արտածվեց այն դեպքի համար, երբ սիստեմն իդեալական գազ էր։ Այնտեղ էլ (10, 8, 1)-ում ցույց տրվեց, որ իդեալական գազում կամայական մեխանիկորեն հակադարձելի ցիկլի դեպքում

$$\oint \frac{dQ_r}{T}=0, \qquad (14, 3, 2)$$

*(*r *նիշն ընդգծում է ցիկլի մեխանիկական հակադարձելիությունը)։*

Դժվար չէ համոզվել, որ (14, 3, 2)-ը իրավացի է ոչ միայն իդեալական գազի դեպքում, այլև մեխանիկորեն հակադարձելի ցիկլ կատարող կամայական սիստեմի համար։ Իսկապես, իդեալական գազի դեպքում (14, 3, 1)-ից (14, 3, 2)-ի արտածման ժամանակ [տե՛ս (10, 8, 1)-ի արտածումը (10, 7, 1)-ից] իդեալական գազի հատկություններն ամենևին չօգտագործվեցին. օգտագործված (7, 2, 11) թեորեման իրավացի է բոլոր սիստեմների համար։ Այս թեորեման միացված (14, 3, 1)-ի հետ կհանգեցնի այժմ

$$\oint \frac{dQ_r}{T}=0,$$

արդյունքին, որը կիրառելի է բոլոր սիստեմների նկատմամբ։

(5, 13, 8)-ի հիման վրա (14, 3, 2)-ից հեշտությամբ ենք, որ

$$\int_{1a2}\frac{dQ_r}{T}=\int_{1b2}\frac{dQ_r}{T}=\int_{1c2}\frac{dQ_r}{T}, \qquad (14, 3, 3)$$

եթե սիստեմին 1 վիճակից 2-ը տանող 1a2, 1b2, 1c2...., *պրոցեսները մեխանիկորեն հակադարձելի են։ Սա նշանակում է, որ 1 վիճակում սկսվող և 2 վիճակում վերջացող բոլոր մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների համար* $\int_1^2 \frac{dQ_r}{T}$ *ինտեգրալն ունի միևնույն արժեքը։*

Ընդունենք՝

$$\frac{dQ_r}{T} = dS. \qquad (14, 3, 4)$$

այդ դեպքում (14, 3, 2)-ը կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$\oint dS = 0, \qquad (14, 3, 5)$$

(5, 13, 8)-ի համաձայն այս նշանակում է.

(14. 3, 6) Յուրաքանչյուր սիստեմին հատուկ է էնտրոպիա կոչվող հատկանիշը:

Ջերմայնորեն հավասար սիստեմի 1 և 2 վիճակներում էնտրոպիաների տարբերությունը կարող է արտահայտվել սիստեմի 1 վիճակից 2 վիճակը բերող որևէ մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսի ջերմության միջոցով:

Եթե այդ վիճակներն անվերջ մոտ են իրար, ապա

$$dS = \frac{dQ_r}{T}, \qquad (14, 3, 4)$$

իսկ եթե 1-ն ու 2-ը իրար անվերջ մոտ չեն, ապա

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{dQ_r}{T} \qquad (14, 3, 7)$$

(որտեղ 12-ը, ինչպես հենց նոր ասվեց, սիստեմին 1 վիճակից 2 վիճակը տանող որևէ մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցես է):

2. (14, 3, 6)-ում պետք է ուշադրություն դարձնել «ջերմայնորեն հավասար սիստեմ» բառերով մատնվող սահմանափակման վրա: Իհարկե, ամեն մի սիստեմ ունի էնտրոպիա, անկախ նրանից՝ նա ջերմայնորեն հավասար է (այսինքն՝ այնպիսին, որի ջերմաստիճանն ամենուրեք միևնույնն է), թե ոչ: Բայց էնտրոպիայի աճի հավասար (14, 3, 4) և (14, 3, 7) արտահայտությունները ճիշտ են միայն այն դեպքում, երբ սիստեմը ջերմայնորեն հավասար է:

Որպեսզի հավատացնենք սրանում, քննարկենք առանձին-առանձին ջերմայնորեն հավասար 1 և 2 մասերից կազմված ջերմայնորեն անհավասար սիստեմը: Դիցուք այդ մասերի ջերմաստիճաններն են T_1 և T_2, ընդ որում $T_1 > T_2$: Եթե 1 և 2 մասերը ջերմայնորեն մեկուսացված չեն, ապա $T_1 > T_2$ պայմանի շնորհիվ 1 մասը ջերմություն կտա 2 մասին: Դիցուք δQ-ն 1 մասի՝ 2 մասին տված ջերմության քանակն է այն ժամանակամիջոցում, որի ընթացքում այդ մասերը միջավայրից ստացել են dQ_1 և dQ_2 ջերմության քանակություններ: Այսպիսով, 2 մասի ստացած ջերմության լրիվ քանակությունը հավասար է $dQ_2 + \delta Q$, իսկ 1 մասի ստացած ջերմության

լրիվ քանակությունը հավասար է $dQ_1 - \delta Q$։ Ուստի յուրաքանչյուր մասի էնտրոպիայի աճը կլինի՝

$$dS_1 = \frac{dQ_1 - \delta Q}{T_1}, \quad dS_2 = \frac{dQ_2 + \delta Q}{T_2}, \qquad (14, 3, 8)$$

այլ ոչ թե՝

$$dS_1 = \frac{dQ_1}{T_1}, \quad dS_2 = \frac{dQ_2}{T_2}, \qquad (14, 3, 9)$$

(14, 3, 8)-ը կվերածվի (14, 3, 9)-ի միայն հետևյալ երկու դեպքում՝

ա) ամբողջ սիստեմը ջերմաչնորեն համասեռ է, այսինքն՝ $T_1 = T_2$, որի հետևանքով մի մասից մյուսին ջերմության անցում բոլորովին տեղի չի ունենում ($\delta Q = 0$).

բ) ջերմաչնորեն անհամասեռ սիստեմի 1 և 2 մասերն իրարից ջերմաչնորեն մեկուսացված են, և սրա հետևանքով ջերմությունը չի կարող անցնել մի մասից մյուսին ($\delta Q = 0$), չնայած T_1 և T_2 ջերմաստիճանները տարբեր են։

3. Ինչպիսին է ամբողջ սիստեմի էնտրոպիայի և առանձին մասերի էնտրոպիաների միջև եղած առնչությունը։

Ենթադրենք, թե ջերմաչնորեն համասեռ սիստեմը մտովին բաժանված է n մասերի։ Եթե մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսում սիստեմի k-րդ մասը միջավայրիցստանում է dQ_k ջերմության քանակություն, ապա 1, 2 ....n մասերի էնտրոպիաների աճերը կլինեն՝

$$dS_1 = \frac{dQ_1}{T}, \quad dS_2 = \frac{dQ_2}{T}, \ldots, \quad dS_n = \frac{dQ_n}{T},$$

Մյուս կողմից՝

$$dQ = dQ_1 + dQ_2 + \ldots + dQ_n = \Sigma dQ_k$$

ամբողջ սիստեմի ստացած ջերմությունն է, ուստի և

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

որտեղ S-ը ամբողջ սիստեմի էնտրոպիան է։ Նախորդ հավասարության հիման վրա ունենում ենք՝

$$dS = \frac{dQ_1 + dQ_2 + \ldots + dQ_n}{T}$$

կամ՝

$$dS = dS_1 + dS_2 + \ldots + dS_n,$$

Այստեղից ելնելով, ընդունում են, որ

$$S = S_1 + S_2 + \ldots + S_n = \Sigma S_k, \qquad (14, 3, 10)$$

(14, 3, 10)-ը արտածված է, ենթադրելով, որ սիստեմը ջերմաչնորեն համասեռ է։ Այնուամենայնիվ ընդունում են, որ (14, 3, 10)-ն իրավացի է և ջերմաչնորեն անհամասեռ սիստեմների դեպքում, այսինքն՝ ընդունում են, որ

(14, 3, 11) Յուրաքանչյուր սիստեմի էնտրոպիան հավասար է նրա ծավալի տարբեր տնղեր գրաղեցնող մասերի էնտրոպիաների գումարին։

Այսպես, օրինակ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմի էնտրոպիան

$$S = S_1 + S_2,$$

որտեղ S_1-ն ու S_2-ը հեղուկի և գոլորշու էնտրոպիաներն են։

(14, 3, 11)-ը միանգամայն նման է՝

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \Sigma V_k,$$

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n = \Sigma U_k$$

հավասարություններին, որտեղ V-ն և U-ն ամբողջ սիստեմի ծավալն ու ներքին էնեռգիան են, իսկ V_k-ն ու U_k-ն՝ նույն մեծությունները սիստեմի k-րդ մասի համար։

4. § 14,2-ի բուլանդակությունից պարզ է, որ բոլորովին չի կարելի էնտրոպիայի աճն արտահայտել մեխանիկորեն անհակադարձելի պրոցեսի ջերմության միջոցով, այսինքն՝

$$dS \neq \frac{dQ_i}{T}, \qquad S_2 - S_1 \neq \int_1^2 \frac{dQ_i}{T},$$

Քանի (14, 2, 5)-ի միջև $dQ_i < dQ_r$։

Այստեղից պետք է եզրակացնել, որ եթե երկու անվերջ մոտ վիճակներում էնտրոպիայի արժեքները են S և S+dS և մի վիճակից մյուսին կարելի է անցնել մեխանիկորեն հակադարձելի և մեխանիկորեն անհակադարձելի պրոցեսների միջոցով (որոնց ջերմություններն են dQ_r և dQ_i)՝ ապա

$$dS = \frac{dQ_r}{T},$$

$$dS > \frac{dQ_i}{T}, \qquad (14, 3, 12)$$

5. Թերմոդինամիկայում սովորաբար պրոցեսները դասակարգվում են հակադարձելիների (այսինքն՝ լիովին հակադարձելի) և անհակադարձելիների. իսկ մեխանիկական հակադարձելիություն հասկացությունը սովորաբար չի քննարկվում։ Այստեղից պարզ է, որ (14, 3, 4)-ում և (14, 3, 12)-ում

բերված $dS = \frac{dQ_r}{T}$, $dS > \frac{dQ_i}{T}$

արտահայտությունների փոխարեն մենք ամենուրեք հանդիպում ենք

$$dS = \frac{dQ_h}{T}, \qquad (14, 3, 13)$$

$$dS > \frac{dQ_{an}}{T} \qquad (14, 3, 14)$$

արտահայտություններին, որտեղ (ճ) և (ա6) նիշերը վերաբերում են հակադարձելի և անհակադարձելի պրոցեսներին։

Ինչպես նշվեց § 7, 1, 3-ում, միշտ $dQ_h = dQ_r$, ուստի (14, 3, 4)-ն ու (14, 3, 13)-ը ոչնչով իրարից չեն տարբերվում։ Բայց (14. 3, 14) անհավասարությունն ընդհանուր դեպքում ճիշտ չէ։ Սա կարելի է ցույց տալ օրինակով։

Քննարկենք բաղադրության փոփոխությանը ոչ ենթակա ջերմայնորեն համասեռ մի սիստեմ։ Այսպիսի սիստեմի վիճակը լիովին որոշվում է երեք պարամետրներով. որպես այդպիսի պարամետրներ ընդունենք m, V, U-ն (մասսան, ծավալը, ներքին էներգիան), ըստ որում m=const.։ Դիցուք անվերջ մոտ 1 և 2 վիճակներում ծավալը միևնույնն է ($V_1 = V_2 \equiv V$), իսկ ներքին էներգիան ունի U և U+dU արժեքները. ակնհայտ է, որ էնտրոպիան, որպես սիստեմի հատկանիշ, m, v, U-ի ֆունկցիա կլինի։ Այսպիսով՝

1 վիճակում ունենք	m, V, U, S,
2 վիճակում ունենք	m, V, U+dU, S+dS։

Էնտրոպիայի աճը 1 վիճակից 2 վիճակին անցնելիս հավասար է dS-ի։

1 վիճակից 2 վիճակին կարելի է անցնել 1a2 և 1b2 իզոխոր պրոցեսների միջոցով, ըստ որում 1a2 պրոցեսում սիստեմի և միջավայրի ջերմաստիճանների տարբերությունն անվերջ փոքր է. այս պրոցեսը հակադարձելի է (ճ նիշ)։ 1b2 պրոցեսում սիստեմի և միջավայրի ջերմաստիճանների տարբերությունը վերջավոր է, ուստի այս պրոցեսն անհակադարձելի է (ա6 նիշ)։

Քանի որ ամեն մի իզոխոր պրոցեսում $d_vQ = dU$, ապա

$$d_vQ_h = d_vQ_{ան} = dU։$$

Մյուս կողմից, քանի որ 1a2 և 1b2 պրոցեսներն ունեն ընդհանուր սկիզբը և ընդհանուր վերջ, այս երկու պրոցեսներում էլ dS-ը միևնույնն է։ Մինչդեռ կիրառելով 1a2 պրոցեսի նկատմամբ (14, 3, 13)-ը, իսկ 1b2 պրոցեսի նկատմամբ՝ (14, 3, 14)-ը, կստանանք՝

$$dS = \frac{d_vQ_ճ}{T} = \frac{dU}{T}. \qquad dS > \frac{d_vQ_{ան}}{T} = \frac{dU}{T}, \text{ այսինքն՝ } dS > \frac{dU}{T},$$

dS-ի համար այս երկու արտահայտություններն իրար հակասում են։ Ամենևին հակասություն չի ծագելանա, եթե օգտվենք (14, 3, 4)-ից՝

$$dS = \frac{dQ_r}{T}.$$

Հաստատուն բաղադրություն ունեցող սիստեմում ամեն մի իզոխոր պրոցես մեխանիկորեն հակադարձելի է։ Այսպիսով, ինչպես 1a2, նույնպես և 1b2 պրոցեսը մեխանիկորեն հակադարձելի են՝

$$d_vQ_r = d_vQ_ճ = dU$$

և ըստ (14, 3, 4)-ի՝

$$dS = \frac{dU}{T}$$

Այս օրինակում ասածը հաստատում է, որ (14, 3, 14)-ը ճշգրիտ բնութում է սխալ արդյունքների, իսկ բոլոր դեպքերում ճիշտ են (14, 3, 4) և (14, 3, 12) արտահայտությունները։ Ուստի մեխանիկորեն հակադարձելի հաւկացության օգտագործումը մխանգամայն նպատակահարմար է։

§ 14, 4. ԷՆՏՐՈՊԻԱՅԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Ֆիզիկական ասացված առնչությունների մի քանի կիրառություններ։

Մեխանիկորեն հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսում $T=\text{const}$. և ըստ (14, 3, 7)-ի՝ էնտրոպիայի աճը հավասար է՝

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{Q_{12}}{T}, \qquad (14, 4, 1)$$

որտեղ $Q_{12} = \int_1^2 dQ$ մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսի թաքնված ջերմություն է։ Այսպիսով,

(14, 4, 2) Մեխանիկորեն հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսում էնտրոպիայի աճը հավասար է պրոցեսի թաքնված ջերմության և բացարձակ ջերմաստիճանի քանորդին։

Օրինակ՝ m գրամ հալնցած հեղուկի հակադարձելի իզոթերմ փոխարկումը գոլորշու մեծացնում է էնտրոպիան $\frac{mL}{T}$-ով, որտեղ L-ը T ջերմաստիճանում գոլորշիացման տեսակարար ջերմություն է։

Մեխանիկորեն անհակադարձելի տարրական պրոցեսում $Td_iS = d_i(TS)$, կամ (14, 3, 12)-ի համաձայն

$$d_i(TS) > d_iQ_i, \qquad (14, 4, 3)$$

Մեխանիկորեն հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներում $dQ_i = 0$ և ըստ (14, 3, 4)-ի՝ $dS=0$։

Սա նշանակում է.

(14, 4, 5) Ջերմայնորեն համասեռ սիստեմներում մեխանիկորեն հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը էնտրոպիայի փոփոխություն չի առաջացնում։

Սիստեմի էնտրոպիան չփոփոխող պրոցեսները կոչվում են իզէնտրոպ պրոցեսներ։

Ուստի (14, 4, 5)-ը կարելի է արտահայտել և փոքր-ինչ այլ տեսքով.

(14, 4, 6) Ջերմայնորեն համասեռ ճյուրպես մեկուսացած սիստեմնե-

բում մեխանիկորեն հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները միաժամանակ և իզենտրոպ են:

§ 6, 2, 2-ում արդեն նշվեց, որ հիմնականում մենք ուսումնասիրելու ենք միայն նյութապես մեկուսացած սիստեմները: Ուստի, հիշեցնելով այդ մասին (14, 4, 6)-ում, մենք հետագայում սիստեմները կընդունենք նյութապես մեկուսացած՝ առանց հատկապես այդ մասին նշելու:

Էնտրոպիայի մշտակայունությունը հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներում և հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսներում էնտրոպիայի աճի (14, 4, 1) արտահայտությունը հեշտությամբ բացատրում է (14, 3, 1) առնչությունը:

Նկ. 14—3-ում bc-ն և da-ն *հակադարձելի ադիաբատներ են, ուստի և* b *ու* c *կետերում էնտրոպիաները միևնույնն են՝* $S_b = S_c$. *Ճիշտ նույնպես* $S_d = S_a$:

Այստեղից հետևում է՝ $S_b - S_a = S_c - S_d$,

կամ՝

$$(S_b - S_a) + (S_d - S_c) = 0, \qquad (14, 4, 7)$$

Ըստ (14, 3, 1)-ի՝ ab *և* cd *հակադարձելի-իզոթերմ պրոցեսներում*

$$S_b - S_a = \frac{Q_{ab}}{T_a}, \qquad S_d - S_c = \frac{Q_{cd}}{T_c}.$$

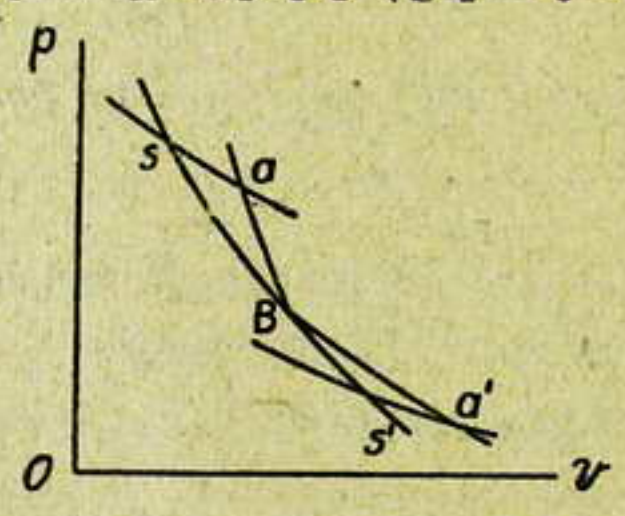
Այսպիսով (14, 4, 7)-ն ու (14, 3, 1)-ն արտահայտում են միևնույնը՝ էնտրոպիայի $(S_b - S_a)$ *և* $(S_d - S_c)$ *աճերի գումարը, կառնոյի հակադարձելի ցիկլի երկու իզոթերմների վրա, հավասար է զրոյի, որովհետև այդ երկու իզոթերմները դասավորված են երկու հակադարձելի ադիաբատների միջև:*

2. Դիցուք ադիաբատ պրոցեսը մեխանիկորեն անհակադարձելի է: Այդ դեպքում, եթե սիստեմը ջերմամեկուսացված է, ապա ըստ (14, 3, 12)-ի

$$d_a S > 0,$$

որտեղ (a) նիշը ցույց է տալիս «անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում»:

Այս արդյունքը կարելի է արտածել (12, 9, 1) թեորեմայից, որը կիրառելի է բոլոր (ջերմամեկուսացված) սիստեմների համար:



Նկ. 14—4

Թեորեման հաստատում է, որ ցանկացած սիստեմում Ba *անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի միջոցով առաջացած վիճակի փոփոխությանը կարելի է հասնել հակադարձելի ադիաբատ* Bs *պրոցեսի և այնպիսի հակադարձելի-իզոթերմ* sa *պրոցեսի հաջորդականությամբ, որի թաքնված ջերմությունը զրոական է (նկ. 14—4):*

Դիցուք B, a, s *վիճակներում սիստեմի էնտրոպիան համապատասխանաբար հավասար է* S_B, S_a, S_s: *Այդ դեպքում*

$$S_a - S_B = (S_a - S_s) + (S_s - S_B),$$

Բայց Bs պրոցեսը հակադարձելի ադիաբատ է և համաձայն (14, 4,5)-ի էնտրոպիան պետք է անփոփոխ լինի։ Հետևապես $S_a - S_B = 0$։ Իսկ երբ փոփոխվում է $S_a - S_s$ տարբերությունը, ապա sa պրոցեսը հակադարձելի չէ և, բացի սրանից, նրա թաքնված ջերմությունը՝ $Q_{sa} > 0$։

Ուստի (14, 4, 1)-ի համաձայն ունենք՝

$$S_a - S_s = \frac{Q_{sa}}{T} > 0,$$

Այսպիսով՝

$$S_a - S_B = S_a - S_s > 0, \qquad (14, 4, 9)$$

(14, 4, 9)-ում ներթափանցում է միանգամայն կամայական ջերմաչունակությունը համասեռ սիստեմի և կամայական անհակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսի։

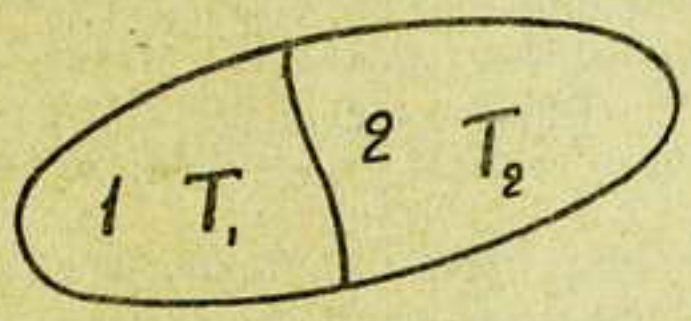
Սակայն, եթե սիստեմը ջերմաչունակությունը համասեռ է, իսկ անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը մեխանիկորեն հակադարձելի է, ապա ըստ (14, 4, 6)-ի, Ba-ն իզէնտրոպ է, և $S_a = S_B$ (ակնհայտորեն այս դեպքում Ba-ն կհամընկնի Bs-ին)։

3. Ցույց տանք, որ մեխանիկորեն հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի դեպքում ջերմաչունակությունը անհամասեռ սիստեմում էնտրոպիան աճում է։

Ենթադրենք T_1 և T_2 տարբեր ջերմաստիճաններ ունեցող 1 և 2 մասերից բաղկացած ջերմաչունակությունը անհամասեռ պարզագույն սիստեմը։ Ենթադրենք, որ սիստեմում որևէ քիմիական փոփոխություններ հնարավոր չեն. օրինակ՝ դիցուք 1 և 2 մասերը միևնույն մետաղի կտորներ են, կամ դիցուք 1 և 2 մասերը քիմիապես միանման չեն (1—պղինձ, 2 — երկաթ), բայց նրանցից յուրաքանչյուրը պարփակված է դիաթերմ թաղանթի մեջ, որը նյութի համար միանգամայն անթափանցելի է։

Ընդունենք, որ կոշտ ադիաբատ թաղանթը սիստեմը մեկուսացնում է շրջապատող միջավայրից (նկ. 14—5)։

Այս դեպքում սիստեմը միջավայրից չի ստանա ջերմություն, և 1 մասից (որի ջերմաստիճանն ավելի բարձր է) 2 մասին ջերմության անցումը կլինի ադիաբատ։ Բացի դրանից, թաղանթի կոշտության շնորհիվ սիստեմի ծավալը հաստատուն կլինի։ Սիստեմի ծավալի հաստատունության և քիմիական փոփոխությունների անհնարինության դեպքում պրոցեսը կլինի մեխանիկորեն հակադարձելի։



Նկ. 14—5

Այսպիսով, 1 մասից 2 մասին ջերմության անցումը կլինի մեխանիկորեն հակադարձելի ադիաբատ պրոցես։

Նշանակենք 1 և 2 նիշերով համապատասխանաբար 1 և 2 մասերին վերաբերող մեծությունները, իսկ ամբողջ սիստեմին վերաբերող մեծությունները ոչ մի նիշով չենք նշանակի։

Այդ դեպքում՝ ըստ (14, 3, 8)-ի՝ $S = S_1 + S_2$, $dS = dS_1 + dS_2$։

Սիստեմում տեղի ունեցող ջերմության 1 մասից 2 մասը անցման

մեխանիկական հակադարձելիության շնորհիվ մենք կարող ենք dS_1-ն ու dS_2-ը ըստ (14, 4, 4)-ի արտահայտել հետևյալ կերպ՝

$$dS_1=\frac{dQ_{1r}}{T_1},\qquad dS_2=\frac{dQ_{2r}}{T_2},$$

ըստ որում $dQ_{1r}<0$, $dQ_{2r}>0$ և $dQ_{1r}=-dQ_{2r}$ (քանի որ $T_1>T_2$ և 1 մարմնի կորցրած ջերմություն ստանում է 2 մարմինը).

Որպեսզի նշենք պրոցեսի ադիաբատությունը (սիստեմը մի ջերմություն չի ստանում), dS-ի փոխարեն գրենք d_aS.

Այսպիսով կստանանք՝

$$d_aS=\frac{dQ_{1r}}{T_1}+\frac{dQ_{2r}}{T_2}=dQ_{2r}\left(\frac{1}{T_2}-\frac{1}{T_1}\right): \qquad (14,\ 4,\ 10)$$

Այս արտահայտության մեջ $dQ_{2r}>0$, $\frac{1}{T_2}-\frac{1}{T_1}>0$ (քանի որ $T_2<T_1$).

Հետևապես (14, 4, 9)-ի համաձայն

(14, 4, 11) Ջերմայնորեն անհամասեռ սիստեմում ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մասից ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող մասին ջերմության մեխանիկորեն հակադարձելի անցումը մեծացնում է սիստեմի էնտրոպիան:

Եթե մեր քննարկած սիստեմը ջերմայնորեն համասեռ լիներ ($T_2=T_1$) և եթե այդ դեպքում հնարավոր լիներ ջերմության անցումը մի մասից մյուսին, ապա մենք (14, 4, 10)-ից կստանայինք՝ $d_aS=0$.

Աչքի անցկացնելով ադիաբատ պրոցեսների այստեղ ուսումնասիրված դեպքերը, մենք նկատում ենք, որ

(14, 4, 12) Չկան այնպիսի ադիաբատ պրոցեսներ, որոնք կարողանան փոքրացնել սիստեմի էնտրոպիան: Լիովին հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները իզէնտրոպ են:

Մեխանիկորեն հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները ջերմայնորեն համասեռ սիստեմներում իզէնտրոպ են: Իսկ ընդհանրապես անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները մեծացնում են սիստեմի էնտրոպիան:

Ուստի ցանկացած ադիաբատ պրոցեսի դեպքում

$$d_aS\geqslant 0, \qquad (14,\ 4,\ 13)$$

4. Ըստ (14, 3, 6)-ի՝ էնտրոպիան սիստեմի հատկանիշ է: Եթե որպես սիստեմի պարամետրներ են ընդունված x, y, z,.... և էնտրոպիան պարամետրների թվում չէ, ապա նա հանդիսանում է վիճակի ֆունկցիա, այսինքն՝

$$S=f(x,\ y,\ z,\ \ldots),$$

$f(x, y, z, \ldots)$ ֆունկցիայի դիտեևալը մեզ հնարավորություն է տալը որոշելու էնտրոպիայի թվային արժեքը սիստեմի ցանկացած վիճակում, էնտրոպիայի տարբրական աճը հարևան, անվերջ-մոտ վիճակին անցնելիս, իսկ dS-ի դիտեևալը հնարավորություն կտար, ելնելով (14, 3, 4)-ից, սահ-

մանել հարևան վիճակին մեխանիկորեն հակադարձելի անցման ջերմությունը։

Բայց $f(x, y, z,\dots)$ ֆունկցիայի տեսքը հայտնի չէ. էնտրոպիայի հիմնական հատկությունները սահմանվում են երկրորդ սկզբունքով, որից օգտվելով, կարելի է որոշել միայն էնտրոպիայի աճը մի վիճակից մյուս վիճակին անցնելու դեպքում։

Այսպիսով, եթե չներմուծենք նոր հնթադրություններ, ապա թերմոդինամիկան որևէ վիճակում էնտրոպիայի արժեքը որոշելու համար միջոցներ չի տալիս։

Հետագայում մենք կտեսնենք (§§ 14, 6, 14, 7), որ մի շարք դեպքերում հաջողվում է որոշել $S=f(x,y,z\dots)$ ֆունկցիայի $\frac{\partial S}{\partial x}$, $\frac{\partial S}{\partial y}$, ... մասնակի ածանցյալները, մինչդեռ $f(x, y, z,\dots)$ ֆունկցիան առհասարակ տրված չէ։ Այս շատ կարևոր է, որովհետև

$$dS=\frac{\partial S}{\partial x}dx+\frac{\partial S}{\partial y}dy+\dots \qquad (14, 4, 14)$$

Եթե (14, 4, 14)-ի աջ մասի մասնակի ածանցյալները հայտնի են, ապա ըստ x, y, $z\dots$ պարամետրների ցույց տրված տարրական աճերի՝ կարելի է որոշել dS աճը, իսկ ըստ dS-ի՝ (14, 3, 4)-ի հիման վրա՝ գտնել dQ_r-ը։

Այս նկատառումները միանգամայն նման են այն նկատառումներին, որոնք արտահայտվեցին § 6,4-ում ներքին էներգիայի վերաբերյալ։

5. Երբեմն պետք է լինում որոշել, թե քննարկվող պրոցեսը հակադարձելի է, թե ոչ։ Ադիաբատ պրոցեսների նկատմամբ այս հեշտ է անել (14, 4, 5)-ի և (14, 4, 8)-ի հիման վրա, եթե մենք միջոց ունենք որոշելու, թե պրոցեսի ընթացքում ինչպես է փոփոխվել էնտրոպիան։ Օրինակները կբերվեն § 14, 6-ում։ (14, 4, 5)-ն ու (14, 4, 8)-ը բերում են հետևյալ եղրակացությանը.

(14, 4, 15) էնտրոպիայի դրական աճով ուղեկցվող ամեն մի ադիաբատ պրոցես անհակադարձելի է։

6. $dS>\frac{dQ_i}{T}$, $d_aS>0$ *անհավասարությունները, ինչպես ցույց է տալիս նրանց արտածումը, Թոմսոնի պոստուլատի անմիջական հետևանքներն են։ Սրանց բացառիկ կարևորության պատճառով ավելորդ չի լինի բերել այլ նկատառումներ։*

Այստեղ շարադրվող նկատառումները կիրառելի են ոչ բոլոր դեպքերում և, հետևապես, ավելի պակաս ընդհանրություն ունեն, քան Թոմսոնի պոստուլատը, բայց բավարարում են մեր պահանջը ֆիզիկական ակնառության տեսակետից։

§ 4,4-ում և (3, 8, 3)-ում ցույց տրվեց, որ արտաքին աշխատանքը կարող է բաժանվել երկու խմբի՝ dW_{ex} արտաքին «պարամետրային ուժերի»

աշխատանքի և dW_{ek} արտաքին «կոորդինատային» կոչվող ուժերի աշխատանքի:

Նշվեցին «կոորդինատային» ուժերի աշխատանքի առանձնահատկությունները. այս աշխատանքը բացասական լինել չի կարող ($dW_{ek} \geqslant 0$) և միանգամայն հասարժեք է միջավայրից առացած դրական ջերմության:

Ուստի պետք է կոորդինատային ուժերի աշխատանքը կցել ջերմությանը և բոլոր այն դեպքերում, երբ խոսքը ոչ թե ջերմության և ամբողջ աշխատանքի համատեղ ազդեցության մասին է, այլ միայն ջերմության ազդեցության մասին, դիտել ոչ թե dQ-ն, այլ $(dQ+dW_{ek})$-ն:

Այսպիսով, մենք պետք է գրեինք՝

$$dS = \frac{dQ + dW_{ek}}{T}, \qquad (14, 4, 16)$$

§ 5, 3, 1-ի համաձայն բոլոր հակադարձելի կամ մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսներում $dW_{ek}=0$, և այս դեպքում (14, 4, 16)-ը (14, 3, 4)-ի հետ լրիվ համաձայնության մեջ լինելով, տալիս է՝

$$dS = \frac{dQ_r}{T},$$

Իսկ բոլոր այն դեպքերում, երբ $dW_{ek}>0$, պրոցեսը մեխանիկորեն անհակադարձելի է լինում (§ 5, 3, 1), այսինքն՝

$$dQ_i < dQ_l + dW_{ek},$$

ուստի և (14, 4, 16)-ը բերում է

$$dS > \frac{dQ_l}{T}$$

անհավասարությանը:

Անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի դեպքում (14, 4, 16)-ից ստանում ենք՝

$$d_a S = \frac{dW_{ek}}{T} > 0,$$

ինչ որ միանգամայն համընկնում է (14, 4, 8)-ին:

(14, 4, 16) հավասարության թերությունը վերը նշած նրա անբավարար ընդհանրությունն է. $dW_{ek}>0$ պայմանը բավարար է, բայց ոչ անհրաժեշտ պրոցեսի անհակադարձելիության համար: Ջերմայնորեն համասեռ սիստեմներում գոյություն ունեն այնպիսի անհակադարձելի պրոցեսներ, որոնց դեպքում $dW_{ek}=0$. որպես օրինակ կարող է ծառայել դեպի դատարկությունն ընդարձակման պրոցեսը: Այսպիսով, (14, 4, 16)-ը ոչ բոլոր դեպքերում կարող է բացատրել, թե ինչու անհակադարձելի պրոցեսներում $dS > \frac{dQ_l}{T}$,

14, 5. ԷՆՏՐՈՊԻԱՑԻ ՍԱՀՄԱՆՈՒՄԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

1. Հետագայում կենթադրենք, որ սիստեմները ջերմայնորեն համասեռ են։ Այդպիսի սիստեմներում մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակությունը հավասար է հակադարձելի պրոցեսի ջերմությանը։ Ուստի կրճատության համար մենք բաց կթողնենք «ջերմայնորեն համասեռ» և «մեխանիկորեն» բառերը։

Քանի որ հակադարձելի պրոցեսներում ըստ (14, 3, 4)-ի

$$dQ_r = TdS,$$

ապա կարելի է հակադարձելի պրոցեսներին վերաբերող բոլոր արտահայտություններում dQ-ն TdS-ով։

Այսպես, օրինակ,

$$C_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_v = \frac{d_v Q}{d_v t}.$$

փոխարինելով d_vQ-ն Td_vS-ով, կունենանք՝

$$C_v = T\frac{d_v S}{d_v t} = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_v, \qquad (14, 5, 1)$$

Ցանկացած հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակությունը, որի մեջ ջերմության δQ տարրական քանակությունն առաջ է բերում ջերմաստիճանի և էնտրոպիայի δt և δS աճեր, հավասար է՝

$$C = \frac{\delta Q}{\delta t} = T\frac{\delta S}{\delta t}, \qquad (14, 5, 2)$$

Եթե պրոցեսը իզոբար է՝

$$C_p = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_p, \qquad (14, 5, 3)$$

Օգտագործենք համասեռ մարմնի s տեսակարար էնտրոպիան. եթե մասսան և էնտրոպիան են m-ը և S-ը, ապա $S = ms$։

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում (1 և 2 նիշերը վերաբերում են համապատասխանաբար հագեցած հեղուկին և հագեցած գոլորշուն)

$$S = m_1 s_1 + m_2 s_2, \qquad (14, 5, 4)$$

ըստ որում, ինչպես և այս սիստեմի բոլոր տեսակարար մեծությունները, s_1-ն ու s_2-ը միայն t-ի կամ միայն p-ի ֆունկցիաներ են։

$C_{m_2} = \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_{m_2}$ *ջերմունակությունը [տե՛ս (8, 3, 1), երբ $dm_2 = 0$] այժմ կգրվի հետևյալ տեսքով՝*

$$C_{m_2} = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{m_2}, \qquad (14, 5, 5)$$

իսկ c_1 և c_2 տեսակարար ջերմունակությունները ներքին և վերին սահմանային կորերի վրա (տե՛ս § 8, 4, 10) կարտահայտվեն այսպես՝

$$c_1 = T\frac{ds_1}{dt}, \qquad c_2 = T\frac{ds_2}{dt}, \tag{14, 5, 6}$$

(14, 5, 6)-ում վերցված են s_1-ի և s_2-ի լրիվ ածանցյալներն ըստ t-ի, որովհետև s_1-ն ու s_2-ը, ինչպես ասվեց վոքր-ինչ վերևում, կախված են միայն t-ից։

2. Ըստ (14, 4, 1)-ի՝ հակադարձելի 12 պրոցեսի թաքնված ջերմությունը հավասար է՝ $Q_{12}=T(S_2-S_1)$։

Տավալի փոփոխության թաքնված ջերմությունը՝

$$l = \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t = T\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t, \tag{14, 5, 7}$$

ճիշտ նույնպիսի ձևով՝

$$b = \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t = T\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t. \tag{14, 5, 8}$$

Գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը՝

$$L = \left(\frac{\partial Q}{\partial m_2}\right)_t = T\left(\frac{\partial S}{\partial m_2}\right)_t.$$

բայց ըստ (14, 5, 4)-ի՝

$$\left(\frac{\partial S}{\partial m_2}\right)_t = s_2 - s_1 \tag{14, 5, 9}$$

(սա միանգամայն նման է

$$\left(\frac{\partial V}{\partial m_2}\right)_t = v_2 - v_1, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial m_2}\right)_t = u_2 - u_1$$

և այլ հավասարություններին)։

Այսպիսով,

$$L = T(s_2 - s_1), \tag{14, 5, 10}$$

Ածանցելով ըստ t-ի, կստանանք՝

$$\frac{dL}{dt} = s_2 - s_1 + T\left(\frac{ds_2}{dt} - \frac{ds_1}{dt}\right).$$

Օգտվելով (14, 5, 6)-ից և (14, 5, 10)-ից, հանդում ենք (13, 6, 14) արդեն ծանոթ առնչությանը՝

$$c_2 - c_1 = \frac{dL}{dt} - \frac{L}{T}, \tag{14, 5, 11}$$

3. Քննարկենք կամայական եռապարամետր սիստեմ. դիցուք որպես պարամետրներ են ընդունված $m = \text{const.}$, V-ն և t-ն։ Այդ դեպքում $S=f(m=\text{const.}, V, t)$ և

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_v dt + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t dV,$$

Տ-ով բաժանելուց հետո ունենում ենք՝

$$TdS = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_v dt + T\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right) dV$$

կամ ըստ (14, 5, 1)-ի և (14, 6, 7)-ի՝

$$dQ = C_v dt + l dV, \qquad (14, 5, 12)$$

Ճիշտ նույն կերպ, որպես պարամետրներ ընդունելով m, p, t-ն, կստանանք (m=const. դեպքում)՝

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_p dt + \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t dp$$

և այստեղից Տ-ով բաժանելուց հետո

$$dQ = C_p dt + b dp \qquad (14, 5, 13)$$

և այլն։ Իհարկե, dQ-ի արտահայտությունների հենց նոր բերված արտածումը շատ ավելի հեշտ է այն արտածումից, որը տրվեց § 7, 6-ում և § 7, 7-ում։

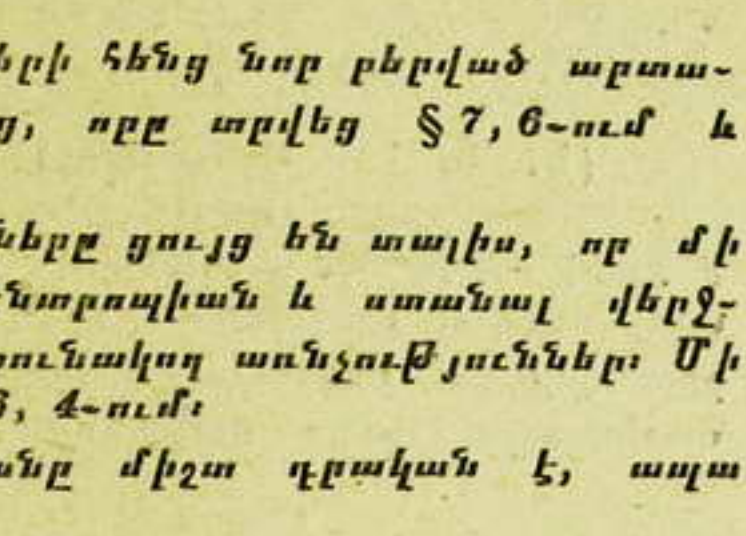
(14, 5, 11)—(14, 5, 13) առնչությունները ցույց են տալիս, որ մի շարք դեպքերում հաջողվում է արտահայտել էնտրոպիան և առանձին վերջնական տեսքով էնտրոպիա բոլորովին չպարունակող առնչություններ։ Մի քանի այսպիսի օրինակներ են բերված § 16, 4-ում։

4. Քանի որ քացոթձակ ջերմատրճանը միշտ դրական է, ապա

$$dQ_r = TdS$$

հավասարությունից հետևում է, որ հակադարձելի պրոցեսներում dQ_r-ը և dS-ը միշտ ունեն միևնույն նշանը։ Այսպես, եթե սիստեմն միջավայրից ստանա դրական ջերմաքանակ, ապա էնտրոպիան պետք է աճի. ընդհակառակը, հակադարձելի պրոցեսում էնտրոպիայի աճումը հնարավոր է միայն միջավայրից սիստեմի դրական ջերմություն ստանալու դեպքում։

Ենթադրենք, որ մենք հնարավորություն ունենք որոշելու սիստեմի էնտրոպիան ցանկացած վիճակում։ Այդ դեպքում ջերմության հակադարձելի հաղորդման ժամանակ կարելի կլինեք տարբեր, իրար շատ մոտ վիճակներում որոշել S-ն ու T-ն և մենք կստանանք T—S սխեմայում կատարելիք պրոցեսի գիծ կոչվող որոշ 1a2 գիծ (նկ. 14—6)։



նկ 14—6

Հեշտ է ցույց տալ, որ A1a2BA մակերեսը (նկ. 14—6) 1a2 հակադարձելի պրոցեսի ջերմություն է։ Իսկապես, շարխած շերտիկի անվերջ փոքր հիմքը հավասար է dS-ի, նրա բարձրությունը բացարձակ ջերմատրճանն է. հետևապես շերտիկի մակերեսը հավասար է TdS։

Ծյուս կողմից՝

$$Q_{1a2} = \int_{1a2} dQ_r = \int_{1a2} TdS = \text{մակ } A12BA,$$

Այսպիսով,

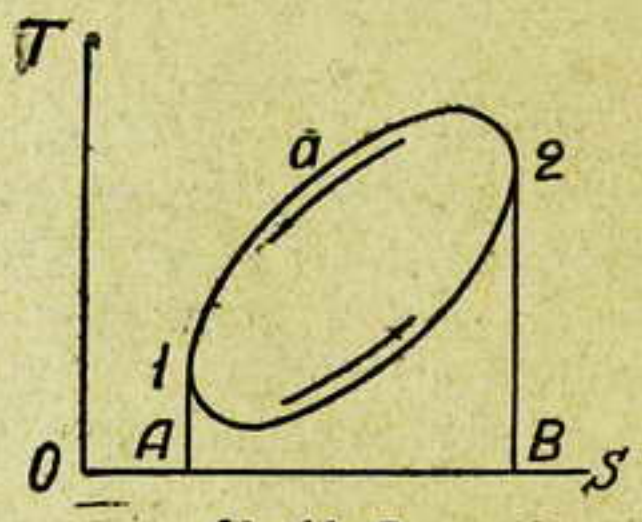
(14, 5, 14) T—S դիագրամի վրա ճակատարձելի պրոցեսի ջերմությունը հավասար է պրոցեսի գծով, ծայրային օրդինատներով և այդ օրդինատների միջև ընկած աբսցիսների առանցքի հատվածով սահմանափակված մակերեսին:

Եթե պրոցեսում էնտրոպիան մեծանում է, ապա ջերմությունը դրական է, իսկ եթե պրոցեսի գիծը գնում է աջից ձախ (էնտրոպիան նվազում է), ջերմությունը բացասական է:

6. S-ը և T-ն սիստեմի հատկանիշներ են. ցիկլի վերջում հատկանիշներից յուրաքանչյուրը վերադառնում է իր սկզբնական արժեքին. Ուստի T—S դիագրամի վրա ցիկլի գիծը պետք է փակ լինի և սովորաբար կոչվում է ցիկլի եզրագիծ.

Ցույց տանք, որ

(14, 5, 15) Այն ջերմությունը ($Q = \oint dQ$), որ ճակատարձելի ցիկլի ընթացքում սիստեմը ստանում է միջավայրից, հավասար է ցիկլի եզրագծով պարփակված մակերեսին T—S դիագրամի վրա և դրական է, երբ եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ: Երբ եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ, ջերմությունը բացասական է:



Նկ. 14—7

Իսկապես, դիցուք 1a2b1-*ը ցիկլի եզրագիծն է (նկ. 14, 7). Տանենք ծայրային օրդինատները՝ ձախը՝* A1 *և աջը՝* B2. *Այդ դեպքում* 1a2 *մասում էնտրոպիան աճում է և, ըստ (15, 4, 14)-ի՝*

$$Q_{1a2} = \text{մակ } A1a2BA > 0.$$

2b1 *մասում էնտրոպիան նվազում է, ուստի*

$$Q_{2b1} = \text{մակ } A1b2BA < 0.$$

Ամբողջ ջերմությունը հավասար է՝

$$Q_{1a2b1} = Q_{1a2} + Q_{2b1} = \text{մակ } A1a2BA + \text{մակ } A1b2BA.$$

Քանի որ մեծ մակերեսը՝ A1a2BA-*ն դրական է, իսկ փոքր մակերեսը՝* A1b2BA-*ն՝ բացասական, ապա նրանց գումարը հավասար է ցիկլի եզրագծով պարփակված* 1a2b1 *մակերեսին. ըստ որում ցիկլի եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ:*

Եթե, ընդհակառակը, էնտրոպիան աճում է 1b2 *մասում և նվազում՝* 2a1 *մասում, ապա*

$$Q_{1b2} > 0, \quad Q_{2a1} < 0, \quad Q_{1b2a1} = Q_{1b2} + Q_{2a1},$$

ըստ որում $|Q_{2a1}|$ = մակ A1a2BA և Q_{1b2} = մակ A1b2BA, ուստի և

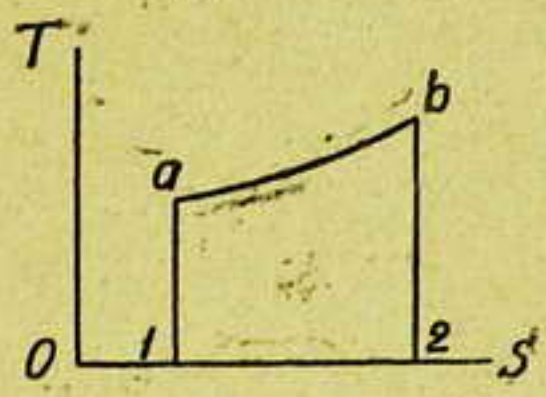
$$|Q_{2a1}| > Q_{1b2},$$

Հետևապես Q_{1b2a1} = մակ 1b2a1 բացասական է լինում. իսկ եզրագիծն այժմ շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի հակառակ ուղղությամբ։ Այսպիսով (14, 5, 15)-ը լիովին ապացուցված է։

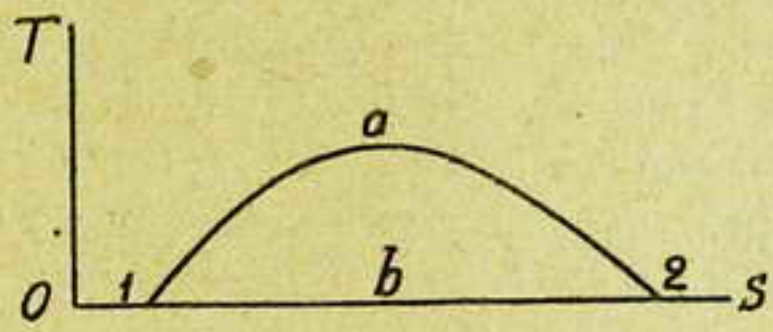
Քանի որ $Q + W_e = 0$, ապա հակադարձելի ցիկլի դեպքում $T - S$ դիագրամը հնարավորություն է տալիս որոշելու նաև արտաքին W_e աշխատանքը ցիկլի ընթացքում. մասնավորապես $|W_e|$ հավասար է ցիկլի եզրագծի մակերեսին։

6. Անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել մի էական հանգամանքի վրա։ Ցիկլի իրականացումից հետո էնտրոպիան ընդունում է իր սկզբնական արժեքը։ Ուստի եթե ցիկլի որևէ մասում էնտրոպիան աճում է, ապա պետք է լինի և այնպիսի մաս, որում էնտրոպիան նվազում է։ Այստեղից եզրակացնում ենք, որ եթե ցիկլի որոշ մասում սիստեմը ջերմություն է կլանում, ապա պետք է լինի և այնպիսի մաս, որտեղ սիստեմը ջերմություն հաղորդի միջավայրին։

Փնտրենք այս եզրակացությունը։ Նախ՝ դիտենք հակադարձելի ցիկլի դեպքը։ Ենթադրենք, թե ցիկլը այնպիսին է, որ բացարձակ զրոյից բարձր ջերմաստիճաններում էնտրոպիան կամ աճում է,



Նկ. 14—8



Նկ. 14—9

կամ մեծում է անփոփոխ, իսկ փոքրանում է էնտրոպիան միայն բացարձակ զրո ջերմաստիճանում (նկ. նկ. 14—8 և 14—9). նկ. 14—8-ում 1a և b2 պրոցեսներում $S = \text{const.}$, S-ը նվազում է 21 պրոցեսում, որտեղ $T = 0 = \text{const.}$։ Նկ. 14—9-ում էնտրոպիան աճում է 1a2 պրոցեսում և նվազում է 2b1 իզոթերմ պրոցեսում, երբ $T = 0$։

Քանի որ իզոթերմ պրոցեսներում ըստ (14, 4, 1)-ի՝

$$Q_{21} = T(S_1 - S_2),$$

ապա $T = 0$ և էնտրոպիայի $S_1 - S_2$ վերջավոր տարբերության դեպքում $Q_{21} = 0$։

Ասածից երևում է, որ կարելի է պատկերացնել այնպիսի հակադարձելի ցիկլեր, որոնց ընթացքում սիստեմը միջավայրից դրական ջերմություն է առանում, բայց միջավայրին ամենևին ջերմություն չի տալիս։

Սրա համար միանգամայն բավարար է, որ էնտրոպիան նվազի միայն բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում։

Այսպիսով, կարելի է հաստատել, որ եթե բացարձակ զրոն հասանելի է (տես. գլուխ 22), ապա տեսականորեն լիովին հնարավոր են այնպիսի հակադարձելի ցիկլերը, որոնց դեպքում սիստեմը ջերմություն է ստանում, բայց հետ չի տալիս։

§ 14, 6. ԱՌԱՋԻՆ ԵՎ ԵՐԿՐՈՐԴ ՍԿԶԲՈՒՆՔՆԵՐԻ ՄԻԱՑՈՒՄԸ

1. Պատկերացնենք որևէ տարրական հակադարձելի պրոցես, այդ դեպքում

$$dW_e = -pdV, \quad dQ = TdS \tag{14, 6, 1}$$

և

$$dU = dQ + dW_e. \tag{14, 6, 2}$$

առաջին սկզբունքը կգրվի այսպես՝

$$dU = TdS - pdV. \tag{14, 6, 3}$$

(14, 6, 3)-ը կիրառելի է բոլոր սիստեմների նկատմամբ՝ տարրական պրոցեսի հակադարձելիության դեպքում։

Եթե տարրական պրոցեսն անհակադարձելի է, ապա

$$dW_e \neq -pdV, \quad dQ \neq TdS.$$

ուստի առաջին սկզբունքը կարող է գրվել (14, 6, 3) ձևով, ոչ թե ընդհանուր, այլ միայն հակադարձելիության դեպքում։

Այնուամենայնիվ, (14, 6, 3)-ը իրաժեշտ է նաև անհակադարձելի պրոցեսների դեպքում, եթե սիստեմը հատկապես մեր է։

Ապացուցնի այս։ Որպես սիստեմի պետական փոփոխականներ ընտրենք $m=\text{const.}$, V-ն և S-ը։ Այդ դեպքում

$$U = f(m = \text{const.}, V, S),$$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV. \tag{14, 6, 4}$$

$\left(\frac{\partial U}{\partial s}\right)_V$ և $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S$ մասնակի ածանցյալները վիճակի ֆունկցիաներ են և ամենևին կախված չեն պրոցեսից։ Հետևաբար հակադարձելի պրոցեսների քննարկումից գտնված $\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V$-ի և $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S$-ի արտահայտությունները միշտ իրավացի են։

Ծանկացած տարրական հակադարձելի պրոցեսի դեպքում, այսինքն՝ dS-ի և dV-ի յուրաքանչյուր արժեքների դեպքում (14, 6, 3)-ի և (14, 6, 4)-ի ձախ մասերն իրար հավասար են։ Հանելով (14, 6, 3)-ը (14, 6, 4)-ից, գտնում ենք՝

$$\left[\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V - T\right] dS - \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S + p\right] dV = 0.$$

Այս հավասարությունը կարող է իրավացի լինել dS և dV անվերջ փոքր մեծությունների համապատասխան արժեքների դեպքում միայն, եթե dS-ի և dV-ի գործակիցները միաժամանակ զրո են.

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_v - T = 0, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_s + p = 0$$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_v = T, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_s = -p, \qquad (14, 6, 5)$$

(14, 6, 4)-ը և (14, 6, 5)-ը իրավացի են ամեն մի հոսպարամետր սիստեմի դեպքում։ Նրանց համեմատումից հանգում ենք՝

$$dU = TdS - pdV \qquad (14, 6, 3)$$

պատահայտությանը, որն իրավացի է հոսպարամետր սիստեմում տեղի ունեցող որևէ հակադարձելի կամ անհակադարձելի պրոցեսի դեպքում։

(14, 6, 6) այսպիսով, (14, 6, 3) առնչությունը կիրառելի է.

ա) յուրաքանչյուր սիստեմի ճկատմամբ հակադարձելի պրոցեսների դեպքում.

բ) ցանկացած հակադարձելի և անհակադարձելի պրոցեսների ճկատմամբ հոսպարամետր սիստեմներում:

Յուրաքանչյուր սիստեմում կատարվող ցանկացած պրոցեսների դեպքում dU-ի պատահայտությունը կպարունակվի XX դլխում։

2. Այժմ հեշտ է հանդել (14, 6, 6)-ին դուդահեռ մի այլ կարևոր եզրակացության։

(14, 6. 7) Հակադարձելի պրոցեսների դեպքում յուրաքանչյուր սիստեմում և ցանկացած հակադարձելի ու անհակադարձելի պրոցեսների դեպքում հոսպարամետր սիստեմներում

$$dH = TdS + Vdp, \qquad (14, 6, 8)$$

Արտաճումը հիմնված է այն բանի վրա, որ ջերմապարունակությունը՝

$$H = U + pV,$$

Անդամ առ անդամ գումարելով (14, 6, 3) հավասարությունն ու

$$d(pV) = pdV + Vdp$$

նույնությունը, ունենում ենք՝

$$d(U + pV) = TdS + Vdp,$$

Սա էլ հենց (14, 6, 8) առնչությունն է. սա կիրառելի է այն դեպքերում, ինչ որ և՛ (14, 6, 3)-ը. այստեղից՝ (14, 6, 7)-ը։

3. (14, 6, 3) և (14, 6, 8) առնչություններից շատ հաճախ են օգտվում։

Մենք նույնպես արանք հաճախ կօգտագործենք։ Այստեղ բերված է այս առնչություններից յուրաքանչյուրի կիրառման մի օրինակ

(14, 6, 8)-ում ընդունելով $dU=0$, կստանանք՝

$$d_u S = \frac{p}{T} d_u V \qquad (14, 6, 9)$$

հավասարությունը, որտեղ p-ն և T-ն դրական են։ Այստեղից եզրակացնում ենք, որ ցանկացած իզոդինամիկ պրոցեսում էնտրոպիան և ծավալը փոփոխվում են միևնույն ուղղությամբ։ Օրինակ, սիստեմի իզոդինամիկ սեղմման ժամանակ էնտրոպիան պետք է փոքրանա։

Այժմ ենթադրենք, որ իզոդինամիկ պրոցեսը անհակադարձելի է և միաժամանակ՝ ադիաբատ։ Այսպիսին է, օրինակ, ընդարձակումը դեպի դատարկություն։ Անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում ըստ (14, 4, 8)-ի՝ $d_u S > 0$։ Հետևապես երբ ծավալը փոխվում է $dU=0$, $dQ=0$ պայմաններում, ապա $dV>0$, այսինքն՝ իզոդինամիկ, ադիաբատ և առանց արտաքին աշխատանքի՝ սեղմումը հնարավոր չէ։ Նույն արդյունքին մենք հանդեցինք նախկինում այլ ճանապարհով (§ 3, 8, 2)։

Հատատատուն բաղադրության իդեալական գազում պարամետրների թիվը երեք է, ներքին էներգիան կախված է ջերմաստիճանից ու գրամմոլների n թվից և $\frac{p}{T} = \frac{nR}{V}$։

Ուստի ընդունելով $n=1$ և (14, 6, 9)-ում u նիշը փոխարինելով t նիշով, կստանանք՝

$$d_t s = \frac{R}{v} d_t v = R d_t \ln v, \qquad (14, 6, 10)$$

Անորոշ ինտեգրումը տալիս է՝

$$s = R \ln v + \varphi(t), \qquad (14, 6, 11)$$

Այստեղ $\varphi(t)$-ն ջերմաստիճանի կամայական ֆունկցիա է և փոխարինում է ինտեգրման կամայական հաստատունին։ (Ինչպես հայտնի է, ինտեգրման կամայական հաստատունն այն մեծությունների ֆունկցիան է, որոնք ինտեգրման ժամանակ հաստատուն են մնում)։

(14, 6, 11)-ը ներկայացնում է հաստատուն բաղադրության իդեալական գազի մի գրամմոլի էնտրոպիայի արտահայտությունը (այս մասին տե՛ս § 14, 8)։

(14, 6, 8)-ից $dH=0$ դեպքում հետևում է՝

$$d_H S = -\frac{V}{T} d_H p, \qquad (14, 6, 12)$$

Քանի որ V-ն և T-ն միշտ դրական են, ապա (14, 6, 12)-ից եզրակացնում ենք՝ ամեն մի իզէնթալպ պրոցեսում էնտրոպիայի աճի նշանը հա՛, առաք է ճնշման փոփոխման նշանին։

Այն դեպքում, եթե իզէնթալպ պրոցեսն անհակադարձելի է և ադիաբատ (օրինակ, դրոսսելման պրոցեսը), ապա ըստ (14, 4, 8)-ի՝ $d_u S > 0$, ուստի և $dp<0$։

Սա ցույց է տալիս, որ հնարավոր է միայն ճնշման ադիաբատ-իզոթերմալ փոքրացում (ինչ որ տեղի է ունենում դրոսսելման պրոցեսում), իսկ ճնշման ադիաբատ-իզոթերմալ մեծացումն անհնարին է։

Նկատի առնելով, որ իդեալական գազի դեպքում H-ը ջերմաստիճանի և գրամմոլերի n թվի ֆունկցիա է և ընդունելով n=1, մենք կկարողանանք (14, 6, 12)-ից ստանալ իդեալական գազի էնտրոպիայի արտահայտությունը՝

$$s = -R\ln p + \psi(t), \qquad (14, 6, 13)$$

որը նման է (14, 6, 11)-ին։ (14, 6, 13)-ը կարող է նույնպես արտածվել (14, 6, 11)-ից և ընդհակառակը։ Իդեալական գազի էնտրոպիայի մասին տե՛ս § 14, 8։

§ 14, 7. ՓՈԽԱԴԱՐՁՈՒԹՅԱՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

1. Դիցուք

$$dz = Adx + Bdy, \qquad (14, 7, 1)$$

արտնգ A-ն և B-ն x-ի ու y-ի ֆունկցիաներ են։ Եթե dz-ը լրիվ դիֆերենցիալ է, ապա ինչպես հայտնի է,

$$\left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_x = \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_y, \qquad (14, 7, 2)$$

2. Ներքին էներգիան և ջերմատարողունակությունը վիճակի ֆունկցիաներ են, ուստի dU-ն և dH-ը լրիվ դիֆերենցիալներ են։ Համեմատելով (14, 6, 3) արտահայտությունը՝

$$dU = TdS - pdV$$

(14, 7, 1) արտահայտության հետ, մենք պետք է ընդունենք՝

$$x = S, \quad y = V, \quad A = T, \quad B = -p$$

և կստանանք (14, 7, 2)-ի նման՝

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_v. \qquad (14, 7, 3)$$

Ճիշտ նույն կերպ

$$dH = TdS + Vdp \qquad (14, 6, 8)$$

առնչությունը, $x = S$, $y = p$, $A = T$, $B = V$ դեպքում կհանգեցնի՝

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_p \qquad (14, 7, 4)$$

հավասարությանը։

3. Մենք կարող ենք շատ հասարակ ձևով dU-ն և dH-ը փոխարինել այլ լրիվ դիֆերենցիալներով։ Իսկապես

$$d(TS) = TdS + Sdt. \qquad (14, 7, 5)$$

(14, 6, 3)-ից անդամ առ անդամ հանենք (14, 7, 5) նույնությունը՝ այդ դեպքում

$$dU - d(TS) = TdS - pdV - TdS - Sdt$$

կամ՝

$$d(U - TS) = -Sdt - pdV, \qquad (14, 7, 6)$$

Նման ձևով, անդամ առ անդամ հանելով (14, 7, 5)-ը (14, 6, 8)-ից, կստանանք՝

$$d(H - TS) = -Sdt + Vdp, \qquad (14, 7, 7)$$

T-ն, S-ը, U-ն և H-ը սիստեմի հատկանիշներ են, վիճակի պարամետրներ կամ ֆունկցիաներ։ Ուստի (U—TS)-ը և (H – TS)-ը նույնպես պետք է վիճակի ֆունկցիաներ լինեն, իսկ d(U—TS)-ը և d(H – TS)-ը՝ լրիվ դիֆերենցիալներ։ Մենք (14, 7, 6)-ում պետք է ընդունենք՝

$$x=t,\quad y=V,\quad A=-S,\quad B=-p,$$

իսկ (14, 7, 7)-ում՝ $x=t,\ y=p,\ A=-S,\ A=V.$

և այդ դեպքում (14, 7, 2)-ը կտա՝

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v \qquad (14, 7, 8)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t = -\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p, \qquad (14, 7, 9)$$

(14, 7, 8) և (14, 7, 9) առնչությունները մենք կարող էինք ստանալ l-ի (14, 5, 7) և (13, 5, 6) և h-ի (14, 5, 8), (13, 5, 8) արտահայտությունների համեմատումից՝

$$l = T\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t = T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v, \qquad (14, 7, 10)$$

$$h = T\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t = -T\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p, \qquad (14, 7, 11)$$

4. (14, 7, 2) տեսքի առնչությունները, որոնք ստացվում են (14,7,1)-ից, երբ dz-ը լրիվ դիֆերենցիալ է, ֆիզիկայում կոչվում են *փոխադարձության օրենքներ*։

Այսպիսիք են՝ (14, 7, 3)-ը, (14, 7, 4)-ը, (14, 7, 8)-ը և (14, 7, 9)-ը։

Այս չորս հավասարություններն առաջին անգամ ստացել է Մաքսվելը, դրա համար էլ հաճախ սրանց անվանում են Մաքսվելի առնչություններ։

Այս առնչությունների նշանակությունը երկակի է, սրանք շատ օգտակար են ամեն տեսակ անալիտիկ ձևափոխությունների ժամանակ (տե՛ս, օրինակ, § 16, 5)։ Բացի դրանից, այս առնչությունները կրկնապատկում են մեր դիտելիքները։

Իսկապես, եթե մեզ հաջողվել է, օրինակ, որևէ կերպ սահմանել $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ մանակի ածանցյալի թվային արժեքը սիստեմի որևէ վիճակում,

ապա $\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t$ մասնակի ածանցյալի արժեքը նույն վիճակում կարելի է որոշել անմիջականորեն ըստ (14, 7, 8)-ի, առանց որևէ նոր հաշվումների կամ նոր փորձերի։

Պետք է նշել, որ Մաքսվելի առնչություններից յուրաքանչյուրում երկու մասնակի ածանցյալներից մեկը պարունակում է էնտրոպիան։ Այստեղից կարելի է անել երկու եզրակացություն.

ա) էնտրոպիա պարունակող և Մաքսվելի առնչության մի մասը կազմող մասնակի ածանցյալը կարելի է փոխարինել այլ, էնտրոպիա չպարունակող ածանցյալով։ Օրինակ՝ ըստ (14, 7, 4)-ի՝ էնտրոպիա պարունակող $\left(\frac{\partial V}{dS}\right)_p$ ածանցյալը կարելի է փոխարինել էնտրոպիա չպարունակող $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s$ ածանցյալով (s նիշը միայն նշանակում է՝ ֆիակադաբձելի-ադիաբատ պրոցեսում)։

բ) dS-ը բազմապատկելով T-ով, մենք կստանանք հակադարձելի պրոցեսի dQ տարրական ջերմությունը, ուստի Մաքսվելի առնչություններից յուրաքանչյուրը կարելի է արտահայտել որևէ հակադարձելի պրոցեսի ջերմության միջոցով։

Սա անմիջականորեն երևում է (14, 7, 8) և (14, 7, 9) առնչություններից. T-ով բազմապատկելուց հետո նրանք տալիս են համապատասխանաբար (14, 7, 10)-ն ու (14, 7, 11)-ը, որոնց մեջ

$$T\left(\frac{\partial S}{\partial v}\right)_t = l = \left(\frac{\partial Q}{\partial v}\right)_t,$$

$$T\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t = b = \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t.$$

Հիշեցնենք, օրինակ, (14, 7, 4) առնչությունը. արտադրենք այն այսպես՝

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_p = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s.$$

բազմապատկենք երկու մասերը T-ով։ Այդ դեպքում (14, 7, 4)-ը կարող ենք ներկայացնել

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p = T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s \qquad (14, 7, 12)$$

տեսքով։

Այս հավասարությունը կարելի է կարդալ հետևյալ կերպ՝

(14, 7, 13) Իզոբար հակադարձելի պրոցեսի դեպքում ծավալի մեկ միավորով մեծացման ջերմությունը հավասար է բացարձակ ջերմաստիճանին՝ բազմապատկած ճնշման մասնակի ածանցյալով ըստ ջերմաստիճանի, երբ էնտրոպիան հաստատուն է։

Ճիշտ նույն ձևով կարելի է այլակերպել (14, 7, 3) առնչությունը:

5. Ահա փոխադարձության օրենքների կիրառման երկու օրինակ:

Հաշվի առնելով (14, 5, 1)-ը՝

$$C_v = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_v,$$

այստեղից՝

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t = \frac{\partial}{\partial V}\left[T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_v\right],$$

(14, 5, 1)-ը ստացված է այն ենթադրությամբ, որ սխտեմի պարամետրներ են հանդիսանում m=const., V և t:

Ուստի t-ն և V-ն իրարից անկախ են և

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t = T\left[\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_v\right]_t = T\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t\right],$$

բայց ըստ (14, 7, 8)-ի՝

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v, \quad \text{իսկ} \quad \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v\right]_v = \left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}\right)_v.$$

վերջնականապես

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial V}\right)_t = T\left(\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}\right)_v. \qquad (14, 7, 14)$$

(14, 5, 1)-ի փոխարեն վերցնելով $C_p = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_p$ հավասարությունը, հեշտությամբ կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t = T\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t\right]_p. \qquad (14, 7, 15)$$

Փոխարինելով $\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t$ մասնակի ածանցյալը նրա (14, 7, 9) արտահայտությամբ, կհանգենք՝

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_t = -T\left(\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}\right)_p$$

բանաձևին.

(14, 7, 14)-ն ու (14, 7, 15)-ը ստացվել էին § 13, 6-ում այլ ճանապարհով [տե՛ս (13, 6, 7) և (13, 6, 8)]:

§ 14, 8. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ԷՆՏՐՈՊԻԱՆ

1. Նշանակենք s և v (փոքրատառերով) իդեալական գազի մի գրամմոլի էնտրոպիան և ծավալը: Համաձայն (14, 6, 11)-ի

$$s = R\ln v + \varphi(t), \qquad (14, 8, 1)$$

Այստեղ φ(t)-ն ինտեգրման կամայական ֆունկցիա է:

(14, 8, 1)-ից հետևում է, որ իդեալական գազի ծավալի ամեն մի իզոթերմ փոփոխություն առաջացնում է էնտրոպիայի նույն տարբերությունը

$\varphi(t)$ ֆունկցիայի ֆիզիկական իմաստի վերաբերյալ հեշտ է դատողաբար կազմել, օգտվելով նրանից, որ $c_v = T\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_v$,

Հետևաբար (14, 8, 1)-ի՝ իդեալական գազում

$$\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_v = \frac{d\varphi(t)}{dt}, \qquad (14, 8, 2)$$

որտեղ $\frac{d\varphi(t)}{dt}$-ն $\varphi(t)$ ֆունկցիայի լրիվ ածանցյալն է ըստ ջերմաստիճանի։ Այսպիսով, իդեալական գազի մի գրամմոլի c_v ջերմունակությունը՝

$$c_v = T\frac{d\varphi(t)}{dt} \qquad (14, 8, 3)$$

կամ՝

$$d\varphi(t) = \frac{c_v dt}{T},$$

$$\varphi(t) = \int \frac{c_v dt}{T} + a,$$

որտեղ a-ն ինտեգրման հաստատունն է։

2. Ջերմաստիճաններից այն տիրույթում, որտեղ c_v կարող է հաստատուն համարվել,

$$\int c_v \frac{dt}{T} = c_v \ln T, \qquad (14, 8, 4)$$

ուստի

$$\varphi(t) = c_v \ln T + a \qquad (14, 8, 5)$$

և

$$s = R\ln v + c_v \ln T + a, \qquad (14, 8, 6)$$

Դիցուք երբ $v = 1$, $T = 1$, իդեալական գազի էնտրոպիան հավասար է s_{11}, (14, 8, 6)-ից հեշտ է նկատել, որ

$$a = s_{11},$$

Իդեալական գազի էնտրոպիայի (14, 8, 6) արտահայտությունը անմիջականորեն ստացվում է (10, 3, 17) արտահայտությունից՝

$$\delta Q = c_v \delta t + p\delta v,$$

եթե ընդունենք, որ c_v-ն հաստատուն է։

Իսկապես, հակադարձելի պրոցեսում $\frac{\delta Q}{T} = \delta s$, ուստի և

$$\delta s = c_v \frac{\delta t}{T} + \frac{p}{T}\delta v, \qquad (14, 8, 7)$$

որտեղ $\frac{p}{T}=\frac{R}{v}$։ (14, 8, 7)-ի ինտեգրումից ստացվում է (14, 8, 6)-ը։

3. Ըստ (10, 2, 14)-ի՝ իդեալական գազում $c_v=\frac{du}{dt}$։ Համեմատելով այս հավասարությունը (14, 8, 3)-ի հետ, գտնում ենք՝

$$\frac{du}{dt}=T\frac{d\varphi(t)}{dt} \quad \text{կամ} \quad du=Td\varphi(t)։ \qquad (14, 8, 9)$$

du-ն և dφ(t)-ն իրար հետ կապող այս հավասարությունը մի շարք դեպքերում շատ օգտակար է։

Քանի որ, երբ $n=1$, $pv=RT$ և $lnv=lnR+lnT-lnp$, ապա (14, 8, 1)-ը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$s=-Rlnp+RlnR+RlnT+\varphi(t)$$

կամ ընդունելով՝

$$RlnR+RlnT+\varphi(t)=\psi(t), \qquad (14, 8, 9)$$

$$s=-Rlnp+\psi(t)։ \qquad (14, 8, 10)$$

Այս արտահայտությունը մենք ստացել ենք այլ ճանապարհով [տե՛ս 14, 6, 13)]։

Իդեալական գազում $c_p=c_v+R$։ Ուստի, երբ $c_v=\text{const.}$, (14, 8, 5)-ից ունենում ենք՝

$$RlnT+\varphi(t)=a+(R+c_v)lnT=a+c_plnT$$

և ընդունելով $a+RlnR=b$, (14, 8, 10)-ից կստանանք (14, 8, 6)-ին նման՝

$$s=-Rlnp+c_plnT+b \qquad (14, 8, 11)$$

բանաձևը։ (14, 8, 11)-ին է հանգեցնում (10, 3, 18)-ից բխող

$$\delta s=\frac{\delta Q}{T}=c_p\frac{\delta t}{T}-\frac{v}{p}\delta p$$

արտահայտության ինտեգրումը։

4. Բերված բոլոր արտահայտությունների մեջ c_p, c_v, v, φ(t), ψ(t) և s մեծությունները վերաբերում են իդեալական գազի մեկ գրամմոլին, n գրամմոլերի S էնտրոպիան, ակնհայտորեն, հավասար է ns՝

$$S=ns։ \qquad (14, 8, 12)$$

Այսպիսով, բազմապատկելով (14, 8, 1), (14, 8, 10) և (14, 8, 11) արտահայտություններից յուրաքանչյուրը n-ով, կստանանք իդեալական գազի n գրամմոլերի էնտրոպիայի արտահայտությունը։

Սակայն պետք է նկատի ունենալ, որ այս արտահայտություններից և ոչ մեկը չի տալիս էնտրոպիայի թվային արժեքը։ Իսկապես, (14, 8, 1)-ում անհայտ է φ(t) ֆունկցիան, (14, 8, 6)-ում անհայտ է a հաստատունը և այլն։ Էնտրոպիայի այս բոլոր արտահայտությունները պահվում

ևն ինտեգրումով. այս պատճառով սրանցից յուրաքանչյուրը պարունակում է ինտեգրման մի կամայական ֆունկցիա՝

$\varphi(t)$, $\psi(t)$ կամ ինտեգրման հաստատուն (a, b), որոնք չեն կարող որոշվել փորձնական ճանապարհով։

Այսպիսով, անգամ ամենապարզ սիստեմի՝ իդեալական գազի դեպքում մենք գտնում ենք էնտրոպիայի արտահայտությունը, այլ ոչ թե նրա թվային արժեքը։

Խ Ն Դ Ի Ր Ն Ե Ր

14. 1. T—S կոորդինատային սիստեմում պատկերել Կառնոյի 12341 հակադարձելի ցիկլը երկու ենթադրությամբ՝ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0$, $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0$, նկատի ունենալով, որ p—V կոորդինատային սիստեմում 12, 34 իզոթերմերից վերև գտնվողը 12-ն է։

14. 2. Ցույց տալ, որ մեխանիկական հակադարձելի ցիկլի եզրագիծը p—V և T—S դիագրամներում պետք է շրջանցվի միևնույն ուղղությամբ։

14. 3. Օգտվելով 14.2 խնդրի արդյունքից, ցույց տալ, որ T—S կոորդինատային սիստեմում իզոխորն ավելի թեք է, քան իզոբարը։

Ցուցում.— p—V և T—S դիագրամների վրա դիտել 1231 հակադարձելի ցիկլը, որտեղ 12-ը իզոխոր է, 23-ը ադիաբատ է, իսկ 31-ը իզոբար է. նկատի ունենալ հնարավոր երկու դեպք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0, \qquad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0.$$

14. 4. Օգտվելով T—S դիագրամից, ցույց տալ (7, 2, 6′) և (7, 2, 13) թեորեմների ճշտությունը ընդհանուր սկիզբ և ընդհանուր վերջ ունեցող բոլոր տարբերակային հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակությունը միևնույնն է, իսկ բոլոր հակադարձելի տարբերակային պրոցեսները, որոնք ընդհանուր սկիզբ ունեն և ուղղված են դեպի միևնույն հակադարձելի ադիաբատը, ունեն միևնույն նշանի ջերմունակություն։

14. 5. Դիցուք միևնույն V_1 ծավալի դեպքում A և B իդեալական գազերի ջերմաստիճանն ու ճնշումն են, համապատասխանաբար t_a, p_a և t_b, p_b։ Երկու գազերն էլ իզոթերմորեն ընդարձակվում են մինչև V_2 ծավալը։ Որոշել B և A գազերի էնտրոպիաների աճերի $\frac{\Delta S_b}{\Delta S_a}$ հարաբերությունը։

14. 6. Իդեալական գազում իրականացվում է երկու իզոխորներից և երկու իզոբարներից կազմված հակադարձելի ցիկլը։ Անմիջականորեն հաշվելով էնտրոպիայի աճը ցիկլի յուրաքանչյուր պրոցեսում, ցույց տալ, որ $\oint dS = 0$։

14. 7. Ինչի դատարկություն 12 ընդարձակումը անհակադարձելի պրոցես է, ուստի նրա նկատմամբ կիրառելի չէ $dS=\frac{dQ}{T}$ կապակցությունը, հիշելով, որ էնտրոպիան սիստեմի հատկանիշ է, որոշել իդեալական գազի էնտրոպիայի աճը 12 պրոցեսում, դիտելով 13 իզոխոր և 32 իզոբար հակադարձելի պրոցեսների 132 հաջորդականությունը։

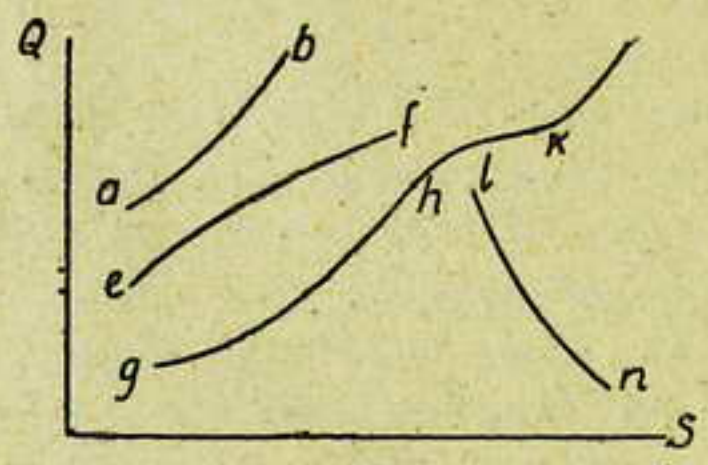
14. 8. Որոշել իդեալական գազի էնտրոպիայի աճը ցանկացած (հակադարձելի կամ անհակադարձելի) 12 իզոթերմ պրոցեսում, ելնելով այն բանից, որ 1 վիճակից 2 վիճակին կարելի է անցնել 13 հակադարձելի ադիաբատ և 32 իզոխոր պրոցեսների միջոցով։

14. 9. Որոշել կամայական սիստեմի էնտրոպիայի աճը ցանկացած տարբական իզոդինամիկ պրոցեսում։ Ստացած արդյունքն օգտագործել վերջավոր իզոդինամիկ պրոցեսում իդեալական գազի էնտրոպիայի աճի որոշման համար։

Ցուցում. — Էնտրոպիան սիստեմի հատկանիշ է, ուստի ցանկացած իզոդինամիկ պրոցեսի փոխարեն կարելի է դիտել հակադարձելի իզոդինամիկ պրոցես։

14. 10. T—S կոորդինատային սիստեմում պատկերել «ընդարձակումը դեպի դատարկություն» հնարավոր երեք դեպքերում, երբ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտը դրական է, բացասական է և կամ հավասար է 0-ի։

14. 11. Q—S կոորդինատային սիստեմում (ըստ Q առանցքի տեղադրվում է սիստեմին հաղորդած ջերմությունը) տրված են ab, ln, ef և ghk գծերը (նկ. 14—10)։



Նկ. 14—10

Պարզել՝

(1) Ինչպիսին է փոխվում ջերմաստիճանը ab և ef գծերի վրա.

(2) Հնարավոր է արդյոք ln գծով պատկերված պրոցեսը.

(3) Ինչպիսին է ջերմաստիճանը g, h և k կետերում (k-ն և h-ը շրջման կետեր են).

(4) Կոորդինատների այդ սիստեմում պատկերել իզոթերմ հակադարձելի պրոցես։

14. 12. Ցույց տալ, որ հակադարձելի պոլիտրոպ պրոցեսում, որը կատարվում է հաստատուն c_v ջերմունակություն ունեցող իդեալական գազում, էնտրոպիայի աճն արտահայտվում է՝

$$S_2 - S_1 = \frac{c_p - \lambda c_v}{\lambda - 1} \ln \frac{T_1}{T_2}$$

հավասարությամբ, որտեղ λ-ն պոլիտրոպի ցուցիչն է, T_1-ը և T_2-ը համապատասխանաբար սկզբնական և վերջնական ջերմաստիճաններն են։ Ինչպիսի արդյունքի է բերում այդ արտահայտությունը հակադարձելի իզոթերմ ($\lambda=1$) և ադիաբատ ($\lambda=c_p:c_v$) պրոցեսներում։

14. 13. U-ն, H-ը և S-ը համապատասխանաբար ներքին էներգիան, էնթալպիան և էնտրոպիան են։

Ելնելով այն բանից, որ dS-ը լրիվ դիֆերենցիալ է, ապացուցել, որ իդեալական գազի տեսակարար (կամ մոլյար) ներքին էներգիան և էնթալպիան միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիա են։

Ցուցում.—Օգտվել $dU=TdS-pdV$ և $dH=TdS+Vdp$ արտահայտություններից։

14. 14. Ինչպիսի կապակցություն կա p-ի, v-ի և T-ի միջև այն սխեմում՝

(ա) որի տեսակարար (կամ մոլյար) ներքին էներգիան կախված է միայն ջերմաստիճանից.

(բ) որի տեսակարար (կամ մոլյար) էնթալպիան կախված է միայն ջերմաստիճանից։

14. 15. Կազմել այնպիսի սխեմի վիճակի հավասարում, որի համար միաժամանակ ճիշտ լինեն 14. 14 խնդրի երկու (ա և բ) կետերում նշված պայմանները։

Գլուխ XV

ՋԵՐՄԱՑԻՆ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՏԱՐՐԵՐԸ. ՇԱՐԺԻՉՆԵՐԸ ԵՎ «ՊՈՄՊԵՐԸ»

§ 15, 1. ՋԵՐՄԱՑԻՆ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐ

1. Ջերմային շարժիչների օգտակար գործողության գործակցի բարձ
բացման անհրաժեշտությունը խթան հանդիսացավ թերմոդինամիկայ
առաջացման և զարգացման համար։

Թերմոդինամիկան իր հերթին մեծանգամից նշել հարցի լուծմա
ճիշտ ուղիները և բացեց ջերմային մեքենաների կիրառման նոր ասպարեզ

Այս գլխում շարադրված են թերմոդինամիկայի հիմնական և մեծ
նույն ժամանակ պարզագույն կիրառությունները այդ մեքենաների
տեսության մեջ։

2. Հիշեցնենք, որ ցիկլի ընթացքում միջավայրից ստացված ջեր
մությունը և արտաքին ուժերի աշխատանքն արտահայտվում են համա
պատասխանաբար հետևյալ կերպ՝

$$Q=\oint dQ, \qquad W_e=\oint dW_e:$$

Թերմոդինամիկայում որպես արտաքին ուժ ընդունվում է շրջապատող մի
ջավայրի ճնշումը սիստեմի վրա։

Ջերմային մեքենա է կոչվում այնպիսի ցիկլը կատարող սիստեմը
որոնց ընթացքում

$$Q\neq 0, \quad W_e\neq 0.$$

Այս դեպքում քանի որ առաջին սկզբունքի համաձայն $Q+W_e=0$
ապա $Q>0$, *երբ* $W_e<0$ *և ընդհակառակը։* (15, 1, 1

Այն ջերմային մեքենաները, որոնց ցիկլերի ընթացքում

$$Q>0 \quad \text{և} \quad W_e<0, \qquad (15, 1, 2$$

կոչվում են ջերմային շարժիչներ։

Շարժիչների և, մասնավորապես, ջերմային շարժիչների մասին պա
տկառ տրվեց § 6, 1-ում։ Շարժիչների դերը տարբեր արտաքին ուժե
հաղթահարելն է, այսինքն՝ այնպիսի շարժումներ առաջ բերելը կամ կա
տարելը, որոնց ընթացքում հաղթահարվող ուժերի կատարած աշխատանք
բացասական է։

Շարժիչների աշխատելու ժամանակ միշտ չէ, որ կատարվում են

ցիկլեր. այսպես, օրինակ, հյ էլեկտրաշարժիչը և հյ էլ ջրատուրբինը ցիկլեր չեն կատարում։

Այն շարժիչները, որոնց աշխատելու ժամանակ ցիկլեր են կատարվում, կոչվում են ջերմային։

Քանի որ շարժիչը պետք է առաջացնի արտաքին ուժերի բացասական աշխատանք, ապա $W_e<0$ և այդ պատճառով $Q>0$։

Այն ջերմային մեքենաները, որոնց ցիկլերի ընթացքում

$$Q<0, \quad \text{իսկ} \quad W_e>0, \qquad (15, 1, 3)$$

կոչվում են հերմային պոմպեր։

Ջերմային պոմպերը երկու տիպի սառեցվածության և նրանց դերի մասին գրված է § 15,8-ում։

§ 15, 2. ՇԱՐԺԻՉՆԵՐԻ ԵՎ ՊՈՄՊԵՐԻ ՑԻԿԼԵՐԻ ԲՆՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Պարզենք երկու տիպի ջերմային մեքենաների ցիկլերի առանձնահատկությունները։

Ամենից առաջ ակնհայտ է, որ ադիաբատ ցիկլեր կատարող սխեմով չի կարող ջերմային մեքենա լինել, որովհետև այդպիսի ցիկլում

$$Q=0, \quad W_e=0,$$

որը հակասում է (15, 1, 1) տեղեկությանը։

Այն սխեմաները, որոնցում կատարվում են մեկ ջերմային աղբյուրով ցիկլեր, չեն կարող ջերմային շարժիչներ լինել։ Իրոք, Թոմսոնի (12, 5, 2) պոստուլատի համաձայն մեկ աղբյուրի առկայությամբ կատարվող արտաքին աշխատանքը չի կարող լինել բացասական։

Եթե մեկ աղբյուրով ցիկլն անհակադարձելի է, ապա ըստ Թոմսոնի պոստուլատի՝ $Q<0$, $W_e>0$, հետևաբար սխեմով կարող է ջերմային պոմպ լինել։

Այս արդյունքի հետ կապված է «երկրորդ կարգի հավերժական շարժիչ»-ի գաղափարը։ Ենթադրենք, որ մեկ աղբյուրի առկայությամբ ցիկլը կարող է լինել շարժիչի ցիկլ։ Այդ դեպքում որպես այդպիսի աղբյուր կարելի կլիներ ընդունել ծովը կամ օվկիանոսը, և որովհետև նրանց ջրի մասսան հսկայական է, ապա շարժիչը կաշխատեր շատ երկար ժամանակ ծովից կամ օվկիանոսից ջերմություն վերցնելով։

Այսպիսի շարժիչը կոչենք «երկրորդ կարգի հավերժական շարժիչ», բայց ըստ Թոմսոնի պոստուլատի՝ այն անիրագործելի է։

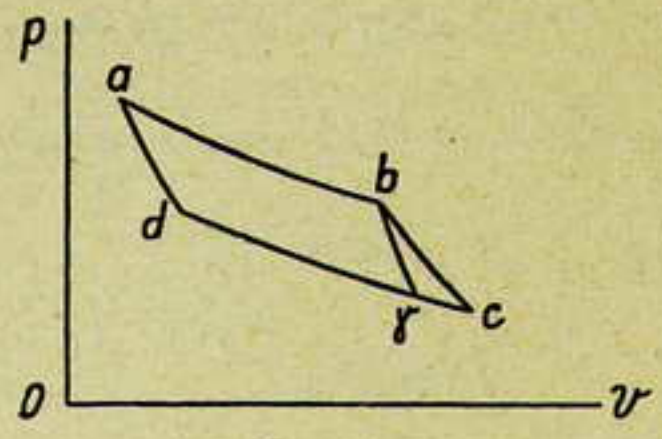
2. Ասածից բխում է, որ երկուսից ոչ պակաս ջերմային աղբյուրների առկայության դեպքում մեկ սխեմով կարող է լինել ջերմային շարժիչ։

Երկու աղբյուրների դեպքում ունենք կառնոյի ցիկլը։

Դիցուք այդ ցիկլը հակադարձելի է. այդ դեպքում (նկ. 15—1) (13, 3, 1), (13, 3, 3)-ից առանում ենք՝

$$\left.\begin{aligned} Q_{abcda}&=Q_{ab}\frac{T_a-T_e}{T_a}\\ W_{eabcda}&=Q_{ab}\frac{T_e-T_a}{T_a}\end{aligned}\right\}, \qquad (15, 2, 1)$$

Այստեղից հեշտությամբ ստացվում է, որ եթե $T_a > T_c$, այսինքն՝ ab-ն հանդիսանում է վերին իզոթերմ, իսկ cd-ն՝ ստորին, և abcda ցիկլը կատարվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ, ապա Q-ն և Q_{ab}-ն միևնույն նշանն ունեն, իսկ W_e-ն և Q_{ab}-ն՝ հակառակ նշաններ։



Նկ. 15–5.

Ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ կատարվող dcbad ցիկլում ba-ն կլինի վերին իզոթերմ, dc-ն՝ ստորին։ Հակադարձելիության պատճառով

$$Q_{ba} = -Q_{ab},$$

(15, 2, 1)-ը այժմ փոխարինվում է հետևյալ երկու հավասարություններով՝

$$Q_{dcbad} = Q_{ba}\frac{T_a - T_c}{T_a}, \quad W_{edcbad} = Q_{ba}\frac{T_c - T_a}{T_a}, \qquad (15, 2, 2)$$

(15, 2, 1), (15, 2, 2)-ի հիման վրա կարելի է պնդել, որ

(15, 2, 3) Կառնոյի abcda հակադարձելի ցիկլը հանդիսանում է ջերմային ջարժիչի ցիկլ, եթե վերին իզոթերմի վրա թաքնված ջերմությունը դրական է։

(15, 2, 4) Կառնոյի dcbad հակադարձելի ցիկլը հանդիսանում է ջերմային պոմպի ցիկլ, եթե վերին իզոթերմի վրա թաքնված ջերմությունը բացասական է։

Անհրաժեշտ է այստեղ նշել, որ abcda և dcbad ցիկլերից մեկը մյուսի շրջումն է, այդ պատճառով (15, 2, 3), (15, 2, 4)-ից պետք է եզրակացնել, որ Կառնոյի (հակադարձելի) ցիկլի շրջումից շարժիչի ցիկլը դառնում է պոմպի ցիկլ և ընդհակառակը։

3. Ցույց տանք, որ (15, 2, 4)-ը ուժի մեջ է միայն նաև Կառնոյի անհակադարձելի ցիկլի դեպքում, իսկ (15, 2, 3)-ը միշտ չէ, որ տեղի ունի, երբ Կառնոյի ցիկլը անհակադարձելի է։

Պայմանավորվենք փոքրատառերով նշանակել անհակադարձելի ցիկլերի ջերմությունն ու աշխատանքը, այսինքն՝ Q, Q_{ba}, W_e-ի փոխարեն կգրենք q, q_{ba}, w_e։

Կառնոյի ցիկլի անհակադարձելիության գանազան օրինակները քննարկվեցին § 13, 3-ի 2, 3-ում, որտեղ հաստատվեց, որ բոլոր այն դեպքերում (նկ. 13—6, նկ. 13—7), երբ Կառնոյի հակադարձելի և անհակադարձելի ցիկլերն ընդհանուր իզոթերմ ունեն, (13, 3, 8)-ի համաձայն

$$q < Q, \quad w_e > W_e. \qquad (15, 2, 5)$$

Օրինակ, եթե (նկ. 15—1) dcbad-ն և dγbad-ն Կառնոյի հակադարձելի և անհակադարձելի ցիկլեր են, որոնք ունեն dcbad ցիկլում հակադարձելի և dγbad ցիկլում անհակադարձելի ba ընդհանուր իզոթերմը, ապա ըստ (13, 3, 6) և (13, 3, 8)-ի՝ $q_{ba} < Q_{ba}$ և այդ պատճառով, եթե

$Q_{ba}<0$ և $Q<0$, ապա նույնպես $q_{ba}<0$ և $q<0$։ Այս նույն անհավասարությունները ստանում ենք բոլոր դեպքերում։

Ջերմային պոմպի սահմանումը ($Q<0$) և հենց նոր ստացված անհավասարությունները բերում են հետևյալ եղրակացությանը.

(15, 2, 6) Եթե Կառնոյի հակադարձելի ցիկլը հանդիսանում է պոմպի ցիկլ, ապա միևնույն սիստեմում և միևնույն ուղղությամբ կատարվող՝ Կառնոյի անհակադարձելի ցիկլը նույնպես կլինի պոմպի ցիկլ։

(15, 2, 6) եղրակացությունը, որը միշտ կիրառելի է ջերմային պոմպերի նկատմամբ, կորցնում է իր ընդհանուր բնույթը ջերմային շարժիչների դեպքում։ Իրոք, ըստ (15, 1, 2) սահմանման, շարժիչի ցիկլում $Q>0$։ Ենթադրենք, թե Կառնոյի անհակադարձելի և հակադարձելի ցիկլերը կատարվում են միևնույն ուղղությամբ և ունեն ընդհանուր իզոթերմ։ Անհակադարձելիության պատճառով $q<Q$։ Այս անհավասարության մեջ q-ն կարող է լինել թե՛ դրական և թե՛ բացասական։

Երբ $q>0$, ապա Կառնոյի անհակադարձելի ցիկլը կլինի շարժիչի ցիկլ, իսկ երբ $q<0$, այս ցիկլը կլինի ջերմային պոմպի ցիկլ։ Բերենք օրինակ։ Դիցուք անհակադարձելի ցիկլի եղրագիծը լուսին համընկնում է հակադարձելի ցիկլի abcda *եղրագծին, այսինքն՝ անհակադարձելի ցիկլում* ab, cd *իզոթերմները անհակադարձելի են, իսկ* bc *և* da *ադիաբատները՝ հակադարձելի (նկ. 15—1)։*

Հակադարձելի ցիկլում

$$Q_{ab}>0, \quad Q_{cd}<0, \quad Q_{ab}>|Q_{cd}|, \quad Q=Q_{ab}+Q_{cd}>0;$$

q *նիշը վերաբերելով անհակադարձելի ցիկլին, կստանանք՝*

$$q_{ab}<Q_{ab}>0, \quad q_{cd}<Q_{cd}<0, \quad |q_{cd}|>|Q_{cd}|, \quad q=q_{ab}+q_{cd};$$

Ակնհայտ է, որ եթե $q_{ab}>|q_{cd}|$, ապա $q>0$. այս դեպքում Կառնոյի անհակադարձելի մեքենան շարժիչ է, իսկ եթե $q_{ab}<|q_{cd}|$, ապա $q<0$, որից հետևում է, որ Կառնոյի անհակադարձելի մեքենան պոմպ է։

Պատկերացնենք, որ սիստեմը իդեալական գազ է. այդ դեպքում, ըստ (6, 3, 6)-ի ab *իզոթերմի $q_{ab}+w_{eab}=0$. քանի որ* ab*-ն ընդարձակման պրոցես է, ապա արտաքին ճնշումը $f\leqslant p$, այսինքն՝ f-ը կարող է ունենալ 0-ի և p-ի միջև յուրաքանչյուր արժեք, իսկ $w_{eab}<0$։ Եթե f-ը մոտ է 0-ին, ապա q_{ab}-ն դրական է, բայց փոքր է և կարող է լինել ավելի փոքր, քան $|q_{cd}|$-ն. այդ դեպքում $q<0$, հետևաբար այս անգամ անհակադարձելի մեքենան պոմպ է։ Եթե f-ը մեծանում է 0-ից մինչև p, q_{ab}-ն մեծանում և դառնում է հավասար Q_{ab}-ին, երբ $f=p$։*

Հենց նոր բերված բացատրությունից հետևում է, որ

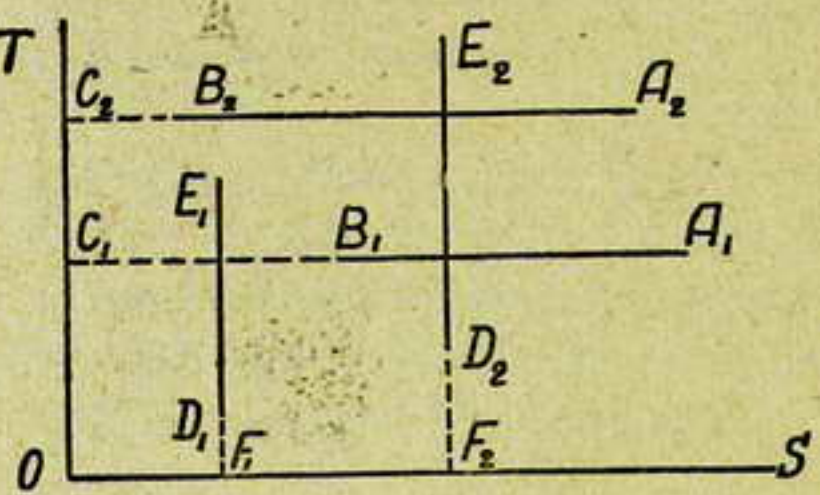
(15, 2, 7) Եթե Կառնոյի հակադարձելի ցիկլը շարժիչի ցիկլ է, ապա միևնույն ուղղությամբ կատարվող և հակադարձելի ցիկլի հետ մեկ ընդհանուր իզոթերմ ունեցող Կառնոյի անհակադարձելի ցիկլը կարող է շարժիչի ցիկլ չլինել։

Ջերմային մեքենաների հատկությունները հարմար է ուսումնասիրել

T—S դիագրամի վրա. այդ պատճառով § 15, 3-ում բերված են այս դիագրամների մասին անհրաժեշտ տեղեկությունները, և ջերմային մեքենաների հետագա ուսումնասիրությունը կատարվում է այդ դիագրամների վրա։

§ 15, 3. ԻԶՈԹԵՐՄՆԵՐԸ ԵՎ ԱԴԻԱԲԱՏՆԵՐԸ T—S ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

1. T—S կոորդինատային սիստեմում իզոթերմը էնտրոպիանների առանցքին զուգահեռ ուղիղ է։ Հակադարձելի ադիաբատը միևնույն ժամանակ իզէնտրոպ է և այդ պատճառով ներկայացվում է որպես ջերմատիճանների առանցքին զուգահեռ ուղիղ։



Նկ. 15—2

15—2 նկարի վրա A_1B_1 և A_2B_2 հատվածներն իզոթերմներ են, որոնց բացարձակ ջերմատիճանները համապատասխանաբար հավասար են $T_1=OC_1$ և $T_2=OC_2$։

B_1A_1 իզոթերմի վրա էնտրոպիան աճում է B_1-ից դեպի A_1-ը, իսկ A_2B_2-ի վրա, ընդհակառակը, էնտրոպիան նվազում է A_2-ից դեպի B_2-ը։ Այդ պատճառով, եթե պատկերացնենք A_1B_1 հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսը ապա նրա թաքնված ջերմությունը պետք է լինի դրական [տե՛ս (14, 4, 2)], իսկ A_2B_2 պրոցեսի թաքնված ջերմությունը բացասական է։

Ջերմատիճանների առանցքին զուգահեռ D_1E_1 և D_2E_1 հատվածները իզէնտրոպներ են, և այդ պատճառով նրանցից յուրաքանչյուրը կարող է պատկերել հակադարձելի ադիաբատ պրոցես։ D_1E_1 և D_2F_2 իզէնտրոպների վրա էնտրոպիայի արժեքները համապատասխանաբար հավասար են՝

$$S_1=OF, \quad S_2=OF_2։$$

2. § 14, 4, 4-ում նշվեց, որ տարբեր վիճակներում էնտրոպիայի արժեքները մեզ անհայտ են, այդ պատճառով մենք չգիտենք նաև, թե ո՛ր վիճակներում է սիստեմի էնտրոպիան հավասար զրոյի. դրա հետևանքով մենք հնարավորություն չունենք որոշելու OT առանցքի դիրքը, քանի որ այդ առանցքը երկրաչափական տեղն է այն կետերի, որոնցում սիստեմի էնտրոպիան հավասար է զրոյի։

Այս դժվարությունը հաղթահարում են հետևյալ կերպ.

Պայմանավորվում են, որ սիստեմի էնտրոպիան հավասար է զրոյի ինչ-որ մի վիճակում, որը որոշվում է պարամետրների կամայական ընտրությամբ։ Օրինակ՝ կարելի է մաքուր ջրի տեսակարար էնտրոպիան զրո ընդունել, երբ $T=273,16$ և $p=1$ մթն։

Էնտրոպիայի զրոն պայմանական ընդունելուց հետո տանում են

ОТ առանցքն այնպես, որ նրա կետերից մեկը պատկերի այն վիճակը, որում սիստեմի էնտրոպիան ընդունում է հավասար զրոյի։

Այդ դեպքում որևէ այլ վիճակի էնտրոպիան հեշտ է հաստատել։ Դիցուք իրագործված է C_1A_1 իզոթերմ հակադարձելի պրոցեսը և որոշված է նրա $Q_{C_1A_1}$ թաքնված ջերմությունը։ Այդ դեպքում ըստ (14, 4, 1) բանաձևի՝

$$Q_{C_1A_1}=T_1(S_{A_1}-S_{C_1}),$$

որտեղ T_1-ն իզոթերմ պրոցեսի ընթացքում սիստեմի բացարձակ ջերմաստիճանն է. բայց C_1-ը պատկում է ОТ առանցքի վրա, հետևաբար $S_{C_1}=0$ և այդ պատճառով

$$S_{A_1}=\frac{Q_{C_1A_1}}{T_1},$$

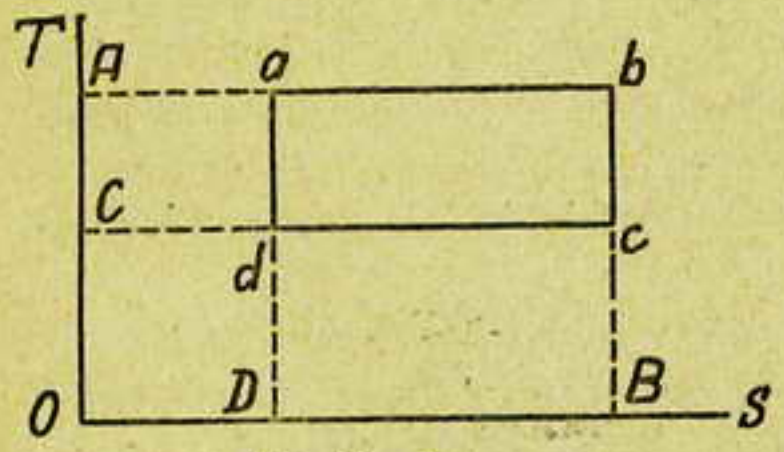
Նույն ձևով կարելի է հաստատել սիստեմի էնտրոպիան, նրա յուրաքանչյուր վիճակում, եթե ОТ առանցքի դիրքը տրված է, այսինքն՝ եթե տրված է այն վիճակը, որում էնտրոպիան պայմանորեն համարում են հավասար զրոյի։

Պետք է նկատի ունենալ, որ էնտրոպիայի զրոն կամայորեն հաստատելը ոչ մի դժվարություն չի առաջացնի, որովհետև դեպքերի ճնշող մեծամասնությամբ հետաքրքրականն են ոչ թե հենց իր՝ էնտրոպիայի արժեքները, այլ նրա աճերը, երբ մի վիճակից անցնում ենք մի այլ վիճակի։

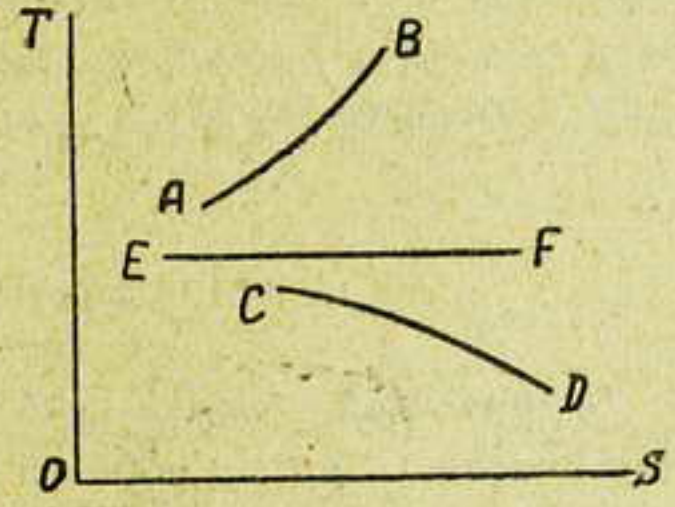
3. Ներկա պարագրաֆի 1-ի համաձայն կառնոյի հակադարձելի ցիկլը (2 իզոթերմ, 2 իզէնտրոպ) T—S դիագրամի վրա ներկայացվում է որպես abcda ուղղանկյուն քառանկյուն, որի կողմերը զուգահեռ են կոորդինատային առանցքներին (նկ. 15 – 3)։

ab-ն վերին իզոթերմն է, որի բացարձակ ջերմաստիճանը՝ $T_a=OA$,
cd-ն ստորին իզոթերմն է, որի բացարձակ ջերմաստիճանը՝ $T_c=OC$,
bc-ն հակադարձելի ադիաբատն է, որի վրա էնտրոպիան՝ $S_b=S_c=OB$,
da-ն հակադարձելի ադիաբատն է, որի վրա էնտրոպիան՝ $S_d=S_a=OD$։

Անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում էնտրոպիան միշտ աճում է [տե՛ս (14, 4, 8)]. այդ պատճառով T—S դիագրամի վրա անհակադարձելի



Նկ. 15—3



Նկ. 15—4

ադիաբատը պատկերվում է ձախից դեպի աջ ուղղված գծով։ Օրինակ (նկ. 15—4), եթե AB-ն անհակադարձելի ադիաբատ է, ապա պրոցեսը

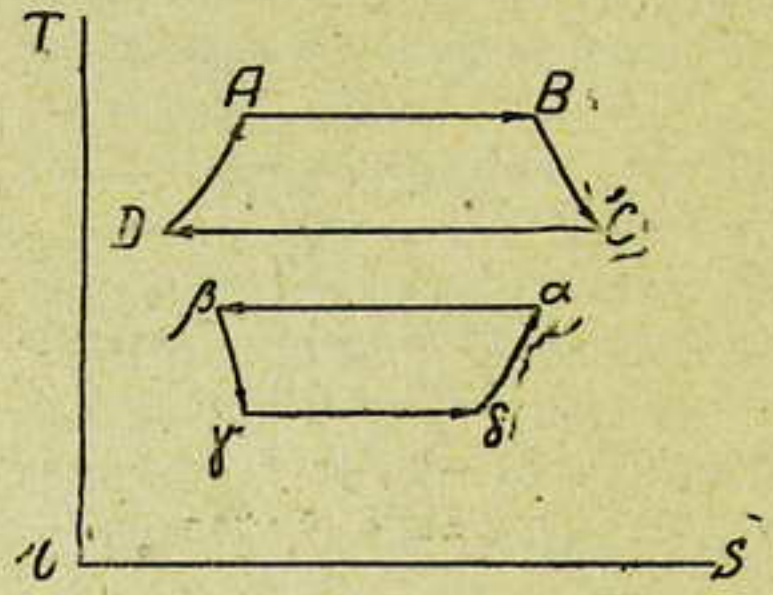
կատարվում է A-ից դեպի B, էնտրոպիան և ջերմաստիճանը մեծանում են միաժամանակ. BA անհակադարձելի ադիաբատ չէ, որովհետև էնտրոպիայի փոքրացում կառաջայնեը։

CD անհակադարձելի ադիաբատի վրա էնտրոպիան մեծանում է, իսկ ջերմաստիճանը՝ ընկնում։

Գատկերացնենք իդեալական գազի ընդարձակումը դեպի դատարկություն. այդ անհակադարձելի իզոթերմ ադիաբատ պրոցես է՝ T=const., dS>0, հետևաբար այդ պրոցեսի գիծը՝ ուղղի EF հատվածը, զուգահեռ է OS առանցքին և ընթանում է էնտրոպիայի մեծացման ուղղությամբ։

Այսպիսով, անհակադարձելի ադիաբատը նկատելիորեն տարբերվում է հակադարձելիից, մինչդեռ անհակադարձելի իզոթերմը, TS դիագրամի վրա, չի տարբերվում հակադարձելի իզոթերմից։

Ասածից պարզ է, որ ընդհանուր դեպքում կառնոյի անհակադարձելի ցիկլը պետք է լինի սեղանանման։



Նկ. 15—5

15—5 նկարի վրա բերված են կառնոյի 2 անհակադարձելի ցիկլերը՝ ABCDA, որը կատարվում է ժամացույցի սլաքի պտտման ուղղությամբ և αβγδα-ն, որը կատարվում է ժամացույցի սլաքի պտտմանը հակառակ ուղղությամբ։

Երկու դեպքերում էլ այն (CD, αβ) իզոթերմը, որի վրա էնտրոպիան փոքրանում է (և այդ պատճառով թաքնված ջերմությունը բացասական է), հակադիր իզոթերմից երկար է։

Բացասական թաքնված ջերմություն ունեցող իզոթերմի այս երկարացումն առաջանում է ադիաբատներից յուրաքանչյուրի անհակադարձելիությունից։

Ներկա պարագրաֆում շարադրված նյութը մասամբ կօգտագործվի հաջորդ գլխում, իսկ մասամբ էլ՝ ջերմային մեքենաների ցիկլերի ընդհանուր հատկությունների հետազոտման և այդ ցիկլերի օգտակար գործողության գործակիցների որոշման ժամանակ։

§ 16, 4. «ՄԻՋԻՆ» ԵՎ «ԷՖԵԿՏԻՎ» ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԸ

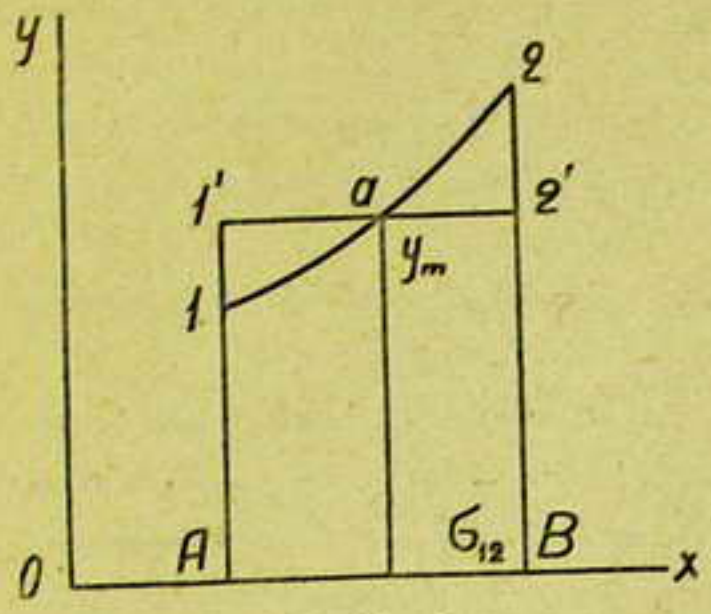
1. Կառնոյի հակադարձելի ցիկլերի քննարկումը շատ պարզ է, առանձնապես, երբ օգտվում ենք T—S դիագրամից։ Այդ պատճառով նպատակահարմար է բոլոր այլ ցիկլերը վերածել այդպիսի ցիկլերի։

Հաջորդ պարագրաֆում ցույց է տրված, թե ինչպես կարելի է կամայական ցիկլը փոխարինել Կառնոյի հակադարձելի ցիկլով։ Այդ դեպքում կարիք է լինում օգտվել երկու գաղափարներից՝ «միջին ջերմաստիճան»

և էֆֆեկտիվ միջին ջերմաստիճանն (վերջինը համառոտության նպատակով կանվանենք պարզապես էֆֆեկտիվ ջերմաստիճան)։

Այս երկու պաղափաբննելը բացատրված են ներկա պարագրաֆում։

Դիցուք 1a2-ը $y=f(x)$ ֆունկցիայի գրաֆիկն է. $y=f(x)$-ը միարժեք է $x_1 \leqslant x \leqslant x_2$ միջակայքում (նկ. 15—6). $\int_{x_1}^{x_2} y\,dx$ ինտեգրալը հավասար է A12BA մակերեսին. նշանակենք այդ մակերեսը σ_{12}-ով։



Նկ. 15—6

Ox-ի զուգահեռ 1'a2' ուղիղի y_m օրդինատն այնպես ընտրենք, որ տեղի ունենա հետևյալ հավասարությունը՝

$$y_m AB = y_m(x_2 - x_1) = \sigma_{12},$$

կամ՝

$$y_m = \frac{\sigma_{12}}{x_2 - x_1} = \frac{\int_{x_1}^{x_2} y\,dx}{x_2 - x_1}, \qquad (15, 4, 1)$$

(15, 4, 1)-ից սահմանված y_m օրդինատը կոչվում է $f(x)$ ֆունկցիայի միջին օրդինատը աբսցիսի x_1 և x_2 արժեքների միջև։

2. $y-x$ կոորդինատային սիստեմը փոխարինելով $T-S$ սիստեմով (նկ. 15—7), T_m միջին ջերմաստիճան կանվանենք այն ջերմաստիճանը որը բավարարում է՝

$$T_m = \frac{\int_{1a2} T\,ds}{S_2 - S_1} \qquad (15, 4, 2)$$

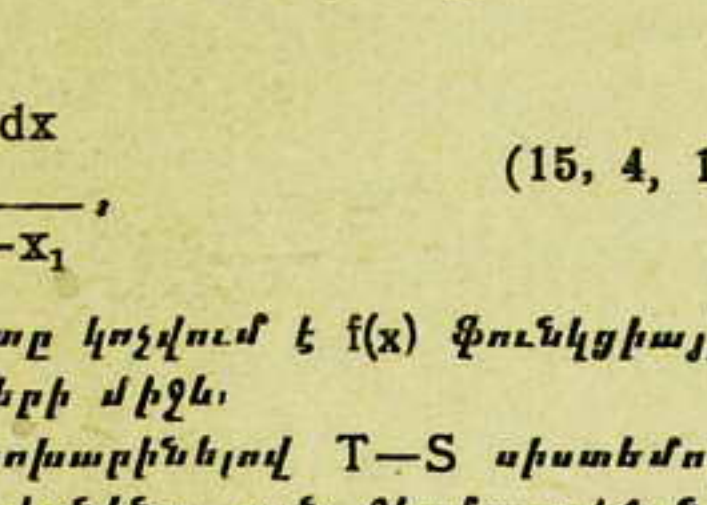
հավասարությունը, որտեղ $T_m = A1' = B2'$։

Ակնհայտ է, որ 1a2 պրոցեսը փոխարինելով 2a1 պրոցեսով, կստանանք միևնույն միջին ջերմաստիճանը, քանի որ այժմ 2-ը և 1-ը կլինեն համապատասխանաբար սկզբնական և վերջնական վիճակները և այդ պատճառով (15, 4, 2)-ի աջ մասը կդրվի այսպես՝

$$\frac{\int_{2a1} T\,dS}{S_1 - S_2}.$$

հիշելով, որ

$$\int_{2a1} T\,dS = -\int_{1a2} T\,dS,$$



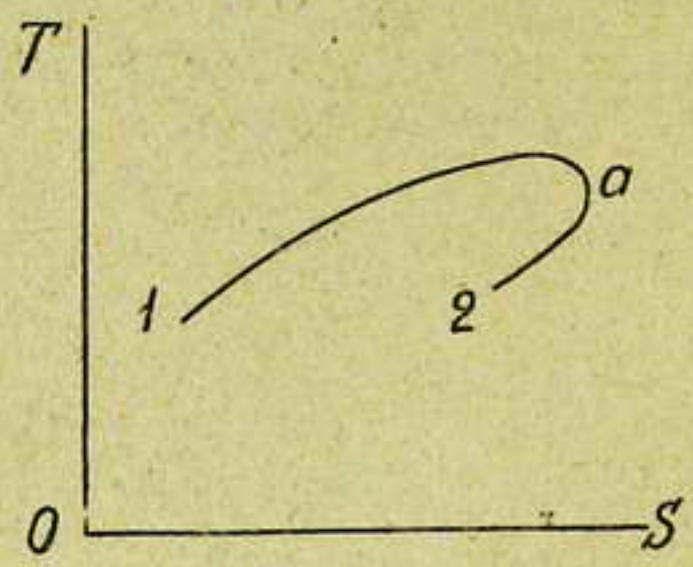
Նկ. 15—7

կստանանք՝

$$T_m=\frac{\int_{1a2}TdS}{S_2-S_1}=\frac{\int_{2a1}TdS}{S_1-S_2},$$

Այսպիսով, միջին ջերմաստիճանը կախում չունի պրոցեսի ուղղությունից։ Միջին ջերմաստիճանը միանշանակ որոշվում է պրոցեսի ձևով (և էնտրոպիայի սահմանային արժեքներով)։

1-ում ընդգծվեց, որ $y=f(x)$ *ֆունկցիան համարվում է միարժեք* $x_1\leqslant x\leqslant x_2$ *միջակայքում։*



Նկ. 15—8

Միջին ջերմաստիճանի որոշման ժամանակ խիստ հետևելու ենք այս պայմանի կատարմանը, այսինքն՝ միշտ ենթադրելու ենք, որ քննարկվող 1a2 պրոցեսում էնտրոպիան փոփոխվում է միայն մեկ ուղղությամբ (կամ միայն աճում է, կամ միայն նվազում)։

15—8 նկարում պատկերված 1a2 պրոցեսում հենց նոր նշված պայմանը չի կատարվում. 1a հատվածում էնտրոպիան մեծանում է, իսկ a2 հատվածում էնտրոպիան փոքրանում է։

15—8 նկարում պատկերված պրոցեսների նման պրոցեսները միջին ջերմաստիճանի որոշման ժամանակ չեն քննարկվելու։ Դրա հետևանքով (նկ. 15—7) 1a2 պրոցեսի յուրաքանչյուր հատվածի վրա տարրական dS *ածը ունի ճիշտ այն նշանը, ինչ որ ունի էնտրոպիայի լրիվ աճը. օրինակ՝ 1a2 պրոցեսում (նկ. 15—7),* dS*-ը և* (S_2-S_1)*-ը դրական են։ Այստեղից բխում է, որ* T_m *միջին ջերմաստիճանը չի կարող բացասական լինել։ Իրոք,* $\frac{\int TdS}{S_2-S_1}$ *կոտորակի համարիչում* $T>0$ *և այդ պատճառով, եթե* dS*-ը և* (S_2-S_1)*-ը ունեն միևնույն նշանը, ապա կոտորակը պետք է լինի դրական։*

3. Մուծենք մի գաղափար ևս։

Երբ 1a2 պրոցեսը հակադարձելի է, ապա $\int_{1a2}TdS=Q_{1a2}$ *և այդ պատճառով միջին ջերմաստիճանը կարող է որոշվել նաև* Q_{1a2} *ջերմության միջոցով, որ սիստեմն ստանում է 1a2 պրոցեսի ընթացքում.*

$$T_m=\frac{Q_{1a2}}{S_2-S_1}, \qquad (15,\ 4,\ 3)$$

Պայմանավորվենք էֆեկտիվ կոչել այն ջերմաստիճանը, որը որոշվում է ըստ (15, 4, 3)-ի՝ անկախ պրոցեսի հակադարձելի կամ անհակադարձելի լինելուց։

Էֆեկտիվ ջերմաստիճանը նշանակենք T_e*-ով։ Հակադարձելի պրոցեսներն անհակադարձելիներից դանդաղանելու համար վերջինների ջերմութ յունը կնշանակենք* q *տոքրատառով։*

Այդ դեպքում

$$\left.\begin{aligned} T_e &= \frac{Q_{1a2}}{S_2 - S_1}, \text{ երբ } 1a2 \text{ պրոցեսը հակադարձելի է} \\ T_e &= \frac{q_{1a2}}{S_2 - S_1}, \text{ երբ } 1a2 \text{ պրոցեսը անհակադարձելի է} \end{aligned}\right\}, \quad (15, 4, 4)$$

Հակադարձելի պրոցեսի էֆեկտիվ և միջին ջերմաստիճանները համընկնում են, քանի որ $dQ = TdS$, $Q_{1a2} = \int_{1a2} TdS$։

Անհակադարձելի պրոցեսի էֆեկտիվ և միջին ջերմաստիճանները երբեք հավասար չեն մեկը մյուսին, քանի որ միշտ

$$q_{1a2} < \int_{1a2} TdS, \quad (15, 4, 5)$$

հիշատ է համոզվել հետևյալ դրույթի ճշմարտության մեջ.

(15, 4, 6) էնտրոպիայի աճհակադարձելի աճման պրոցեսներում էֆեկտիվ ջերմաստիճանն ավելի ցածր է միջինից. էնտրոպիայի աճհակադարձելի նվազման պրոցեսներում էֆեկտիվ ջերմաստիճանն ավելի բարձր է միջինից։

(15, 4, 6)-ը անմիջականորեն բխում է (15, 4, 5) անհավասարությունից։ Իրոք, էնտրոպիայի մեծացման ժամանակ

$$dS > 0, \quad S_2 - S_1 > 0, \quad \int_{1a2} TdS > 0, \quad q_{1a2} < \int_{1a2} TdS,$$

(*q_{1a2}-ի նշանը կարող է լինել թե՛ դրական և թե՛ բացասական*), *և այդ պատճառով*

$$\frac{q_{1a2}}{S_2 - S_1} < \frac{\int_{1a2} TdS}{S_2 - S_1} \quad \text{կամ} \quad T_e < T_m,$$

իսկ եթե անհակադարձելի պրոցեսում էնտրոպիան նվազում է, ապա

$$dS < 0, \quad S_2 - S_1 < 0 \quad \int_{1a2} TdS < 0, \quad q_{1a2} < \int_{1a2} TdS < 0,$$

իսկ

$$|q_{1a2}| > \left|\int_{1a2} TdS\right|.$$

այդ պատճառով

$$\frac{q_{1a2}}{S_2-S_1}=\frac{|q_{1a2}|}{|S_2-S_1|}>\frac{\left|\int_{1a2}TdS\right|}{|S_2-S_1|},$$

այսինքն՝ էֆեկտիվ ջերմաստիճանը միշտ բարձր է.

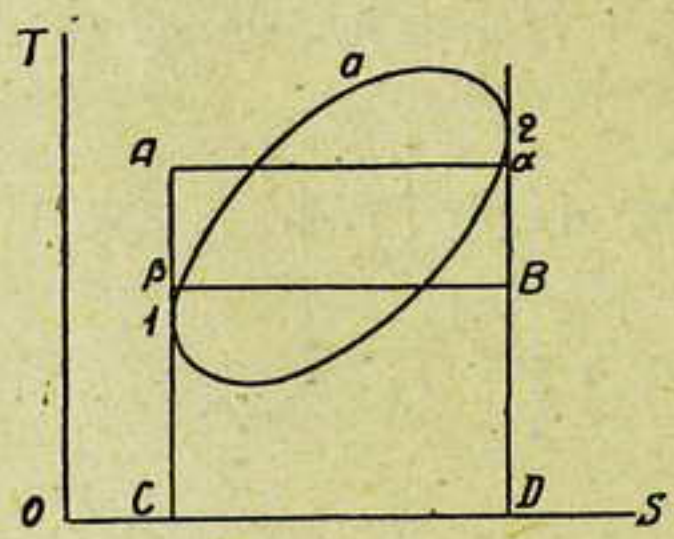
Այսպիսով, (15, 4, 6) երկու պնդումն էլ ապացուցված է.

Ցուրաքանչյուր անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում ($dS>0$, $S_2-S_1>0$, $q_{1a2}\geqslant 0$) էֆեկտիվ ջերմաստիճանը հավասար է 0, T ջերմաստիճանում իդեալական գազի իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ էֆեկտիվ ջերմաստիճանը կարող է ընդունել T-ն չգերազանցող յուրաքանչյուր դրական արժեք. Իրոք, եթե կատարվում է իդեալական գազի անհակադարձելի ադիաբատ-իզոթերմ ընդարձակում դեպի դատարկություն, ապա էֆեկտիվ ջերմաստիճանը՝ $T_e=0$, եթե ընդարձակումը իզոթերմ և հակադարձելի է, ապա $T_e=T$ և, վերջապես, եթե իզոթերմ ընդարձակումը անհակադարձելի և ոչ-ադիաբատ է, ապա $Q<q_{1a2}<Q_{1a2}$ և այդ պատճառով $0<T_e<T$.

§ 15, 5. ՏՎՅԱԼ ՑԻԿԼԻՆ ՀԱՄԱՐԺԵՔ՝ ԿԱՈՒՆՈՑԻ ՑԻԿԼԸ

1. Առանձին պրոցեսներից անցնենք ցիկլերին.

Դիցուք (նկ. 15—9) 1a2b1-ը կամայական ցիկլ է. 1 և 2 թվանշաններով նշանակված են այն վիճակները, որոնցում էնտրոպիան ունի համապատասխանաբար ամենափոքր և ամենամեծ արժեքները.



նկ. 15—9

1a2 պրոցեսում էնտրոպիան աճում է. T'_e-ով նշանակենք 1a2 պրոցեսի էֆեկտիվ ջերմաստիճանը. $T'_e=CA=D\alpha$.

2b1 պրոցեսում էնտրոպիան անընդհատ նվազում է. դիցուք այդ պրոցեսի էֆեկտիվ ջերմաստիճանը T''_e-է. $T''_e=DB=C\beta$. $A\alpha$, $B\beta$ իզոթերմները βA և αB իզէնտրոպների հետ մխոցին կազմում են $A\alpha B\beta A$ ցիկլը, որը կարող է դիտվել որպես կաունոյի հակադարձելի ցիկլը.

Կաունոյի այս հակադարձելի ցիկլը կոչվում է տվյալ կամայական 1a2b1 ցիկլին համարժեք.

Դիցուք q-ն 1a2b1 ցիկլի ընթացքում միջավայրից ստացված ջերմությունն է, իսկ W_e-ն արտաքին աշխատանքն է.

$$q=q_{1a2}+q_{2b1},\quad W_e=-q,$$

$A\alpha B\beta A$ հակադարձելի ցիկլի ընթացքում նույն մեծությունները կլինեն՝

$$Q=Q_{A\alpha}+Q_{B\beta},\quad W_e=-Q,$$

Հակադարձելիության հետևանքով

$$Q_{A\alpha}=T'_e(S_\alpha-S_A)=T'_e(S_2-S_1),$$

$$Q_{B\beta}=T''_e(S_\beta-S_B)=T''_e(S_1-S_2),$$

բայց ըստ (15, 4, 4)-ի՝

$$T'_e(S_2-S_1)=q_{1a2},\quad T''_e(S_1-S_2)=q_{2b1},$$

Այստեղից ստացվում է՝

$$Q_{A\alpha}=q_{1a2},\quad Q_{B\beta}=q_{2b1},$$

և այդ պատճառով

$$Q=q,\quad W_e=w_e.$$

Այսպիսով, 1a2b1 քննարկվող ցիկլի և նրան համարժեք AαBβA կառնոյի հակադարձելի ցիկլի ընթացքում միևնույնն են.

ա) ջերմությունը, որն ստացել է սիստեմը ցիկլի այն հատվածում, որտեղ էնտրոպիան աճում է.

բ) ջերմությունը, որ ավել է սիստեմն այն հատվածում, որում էնտրոպիան նվազում է.

գ) ամբողջ ցիկլի ընթացքում կատարվող արտաքին աշխատանքն ու ջերմությունը։

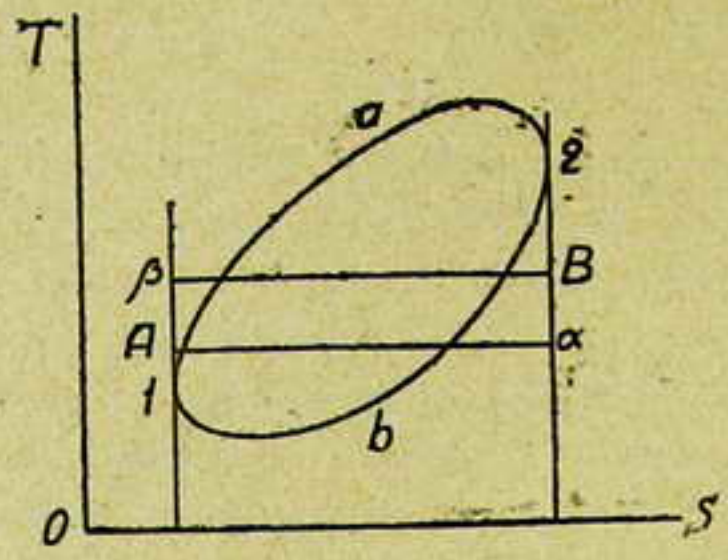
Պարզ է, որ ջերմության և աշխատանքի տեսակետից 1a2b1 և AαBβA ցիկլերը լիովին միևնույնն են. սրանով արդարացվում է կառնոյի հակադարձելի ցիկլին վերաբերող «համարժեք» տերմինը։

2. Պետք է ուշադրություն դարձնել այն հանգամանքի վրա, որ այն ուղղությունները, որոնցով կատարվում են քննարկվող և նրան համարժեք ցիկլերը, կարող են չհամընկնել։ Իրոք, երբ 1a2b1 ցիկլը տրված է (նկ. 15—9), ընդ որում S_1-ը և S_2-ը էնտրոպիայի ամենափոքր ու ամենամեծ արժեքներն են, և այդ պատճառով $q_{2b1}<0$, ապա հնարավոր է հետևյալ երեք դեպքերից մեկը՝

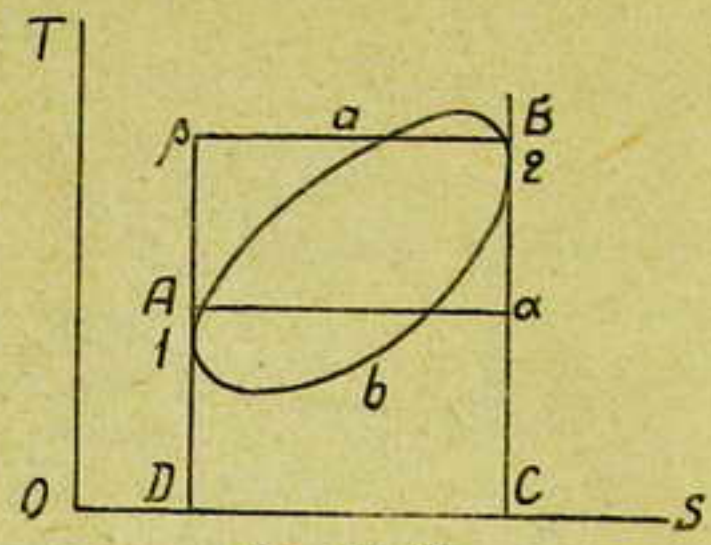
$$q_{1a2}>|q_{2b1}|,\quad q_{1a2}=|q_{2b1}|,\quad q_{1a2}<|q_{2b1}|.$$

Էֆեկտիվ ջերմաստիճանի սահմանման համաձայն առաջին դեպքում $T'_e>T''_e$, երկրորդում $T'_e=T''_e$, իսկ երրորդում $T'_e<T''_e$։ Առաջին դեպքում Aα իզոթերմը դասավորված է Bβ-ից վեր և AαBβA ցիկլը կատարվում է, ինչպես 1a2b1 ցիկլը, ժամացույցի սլաքի պտտման ուղղությամբ (նկ. 15—9). երկրորդ դեպքում համարժեք ցիկլի վերին և ստորին իզոթերմները միաձուլվում են. այս դեպքը հետաքրքրություն չի ներկայացնում, քանի որ երբ $q_{1a2}=|q_{2b1}|$, ապա $q=0$ և 1a2b1 ցիկլը ջերմային շարժիչի ցիկլ չէ։ Վերջապես, երրորդ դեպքում (նկ. 15—10) Aα իզոթերմը դասավորված է Bβ-ից ցած և AαBβA ցիկլը պետք է կատարվի ժամացույցի սլաքի պտույտի հակառակ ուղղությամբ, մինչդեռ 1a2b1 ցիկլը կատարվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ

Դժվար չէ նույնպես համոզվել, որ երբ տվյալ ցիկլը կատարվում է ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ, ապա կառնոյի համարժեք ցիկլը պետք է նույնպես կատարվի նույն ուղղությամբ։ Այդ ցույց տալու



Նկ. 15—10



Նկ. 15—11

համար նկատի ունենանք, որ 1b2a1 ցիկլում (նկ. 15—11)

$$\int_{1b2} TdS < \left| \int_{2a1} TdS \right|,$$

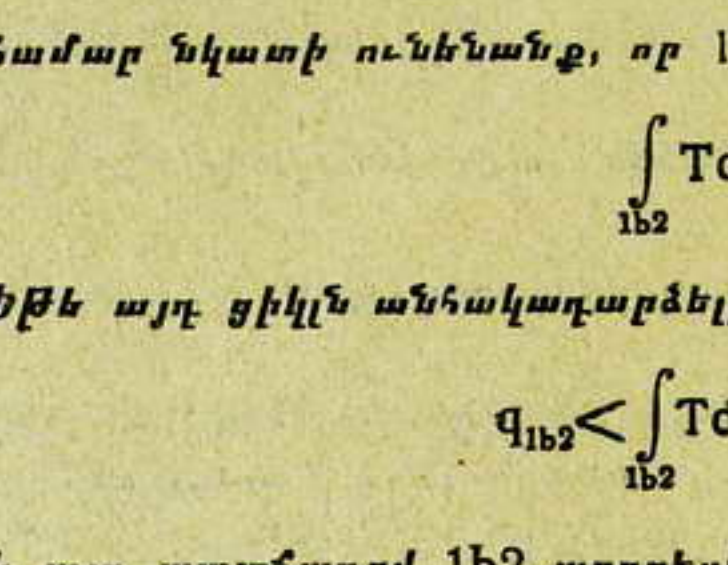
եթե այդ ցիկլն անհակադարձելի է, ապա

$$q_{1b2} < \int_{1b2} TdS, \quad |q_{2a1}| > \left| \int_{2a1} TdS \right|,$$

և այդ պատճառով 1b2 պրոցեսի (T=DA) էֆեկտիվ ջերմաստիճանը, անկասկած, ավելի փոքր է, քան 2a1 պրոցեսի (T''_e=Dβ) էֆեկտիվ ջերմաստիճանը։

Այսպիսով, AαBβA համարժեք ցիկլը (ինչպես և 1b2a1 ցիկլը) կատարվում է ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ։

3. Կառնոյի համարժեք ցիկլերի առավելությունը նրանց հակադարձելիությունն է, և այստեղից բխող պարզ կախումները վերին և ստորին ջերմաստիճանների՝ աշխատանքի և ջերմության միջև։



Նկ. 15—12

Այս կախումների պարզության շնորհիվ դժվար չէ գալ մի քանի ընդհանուր եզրակացությունների։

Ցիկլաբկենք կառնոյի abcda հակադարձելի ցիկլը, որը կատարվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ (նկ. 15—12)։

Վերին ջերմոցի վրա թաքնված ջերմությունը՝

$$Q_{ab} = \text{մակ } AabBA = T_a \cdot AB > 0;$$

Սառչին իզոթերմի վրա թաքնված ջերմություն՝

$$Q_{cd}=T_c(S_d-S_c)<0, \quad |Q_{cd}|=\text{մակ } AdcBA,$$

$$Q_{ab}:|Q_{cd}|=T_a:T_c>1, \quad Q_{ab}>|Q_{cd}|, \quad Q=Q_{ab}+Q_{cd}>0.$$

Եթե Q′-ը և Q″-ը ցիկլի ընթացքում սիստեմի ստացած դրական և բացասական ջերմության քանակներն են, ապա այստեղ

$$Q'=Q_{ab}, \quad Q''=Q_{cd}, \quad Q=Q'+Q''>0 \text{ և } W_e<0.$$

Մենք կարող ենք պնդել, որ

(15, 5, 1) Երե Կառնոյի հակադարձելի ցիկլը կատարվում է այնպես, որ T—S դիագրամի վրա նրա եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ, ապա թաքնված ջերմությունը վերին իզոթերմի վրա դրական է: Այն սիստեմը, որտեղ կատարվում են այսպիսի ցիկլեր, հանդիսանում է ջերմային շարժիչ:

Ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ կատարվող Կառնոյի dcbad *հակադարձելի ցիկլում (նկ. 15—12)*

$$Q'=Q_{dc}=T_c(S_c-S_d)>0, \quad Q_{ba}=T_a(S_a-S_b)<0.$$

$$|Q_{ba}|:Q_{dc}=T_a:T_c>1, \quad Q=Q'+Q''<0 \text{ և } W_e>0.$$

Այսպիսով՝

(15, 5, 2) Երե Կառնոյի հակադարձելի ցիկլը կատարվում է այնպես, որ T—S դիագրամի վրա նրա եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ, ապա թաքնված ջերմությունը վերին իզոթերմի վրա բացասական է:

Այն սիստեմը, որտեղ կատարվում են այսպիսի ցիկլեր, հանդիսանում է ջերմային պոմպ:

(15, 5, 1) և (15, 5, 2)-ը պնդում են նույնը, ինչ որ (15, 2, 3) և (15, 2, 4)-ը:

Ամեն անգամ, երբ գտնված է տվյալ ցիկլին համարժեք՝ Կառնոյի ցիկլը, մենք կարող ենք (15, 5, 1), (15, 5, 2)-ի հիման վրա հաստատել, որ մեքենան թե՛ ջերմային շարժիչ է, թե՛ ջերմային պոմպ:

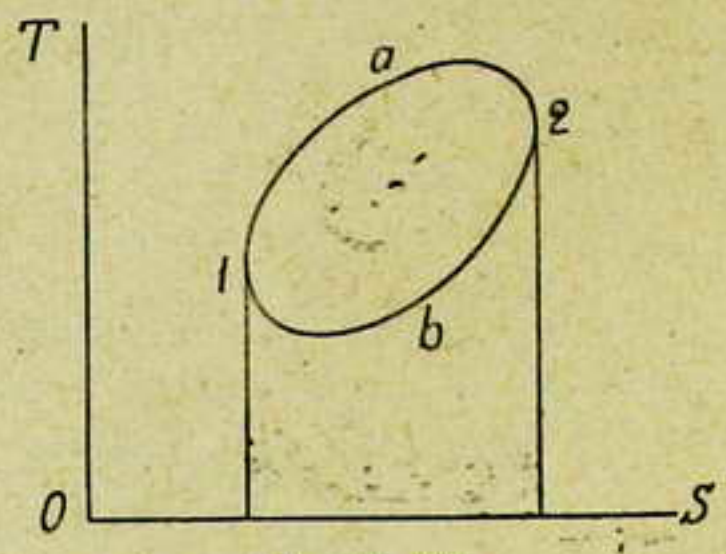
§ 15, 6. ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՇԱՐԺԻՉԻ ՕԳՏԱԿԱՐ ԳՈՐԾՈՂՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍԱԿԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑԸ

1. Առաջին ջերմային շարժիչներն գդալիորեն ավելի պակաս էին կատարելագործված, քան այժմ, բայց, այնուամենայնիվ, նրանցով բերված հարմարությունները ակնհայտ էր: Առաջին ջերմային շարժիչների ամենամեծ պակասությունը վառելիքի անհամաչափ մեծ ծախսն էր: Վառելիքի ծախսը փոքրացնելու խնդիրը լուծման կարիք էր զգում: Ինչպես են ազդում վառելիքի ծախսի վրա և՛ շարժիչ հանդիսացող սիստեմի բնույթը, և՛ ցիկլերի բնույթը, և՛ ջերմադրյուրների ջերմաստիճանները:

Բոլոր այս հարցերի պատասխանները տվեց Սադի Կառնոյի հիանալի

հետազոտությունը («Դործողունակություններ կրակի շարժիչ ուժի վերաբերյալ», 1824 թ.), որը թերմոդինամիկայի զարգացման սկիզբը դրեց։

2. Շարժիչի խնայողականության հարցում էական դեր է կատարում շարժիչի ցիկլի օպտիմալ գործողության տեսական գործակցի գաղափարը, որը հետագայում համամասության համար կանվանենք շարժիչի օպտիմալ գործողության գործակից։



Նկ. 15—13

Այս գաղափարին բերող դատողությունների սխեման հետևյալն է.

Դիցուք (նկ. 15 — 13) Q′-ը 1a2b1 ցիկլի ընթացքում սխեմի ստացած դրական ջերմությունն է, եթե 1 և 2 վիճակները այնպես են ընտրված, որ S_1-ը էնտրոպիայի ամենափոքրը, իսկ S_2-ը՝ ամենամեծ արժեքներն են, ապա 1a2 ճանապարհի վրա էնտրոպիան աճում է, և ջերմությունը դրական է, իսկ 2b1 հատվածի վրա ջերմությունը բացասական է, հետևաբար ($Q' = Q_{1a2}$)։

Բացասական ջերմաքանակը նշանակենք Q″-ով, ակնհայտ է, որ $Q'' = Q_{2b1}$։

Ինչպես արդեն գիտենք, շարժիչի ցիկլում

$$Q = Q_{1a2} + Q_{2b1} = Q' + Q'' > 0 \qquad (15, 6, 1)$$

և այդ պատճառով

$$Q' > |Q''|, \quad 0 < Q < Q'; \qquad (15, 6, 2)$$

Սխեմին Q′ ջերմաքանակ հաղորդելու համար անհրաժեշտ է ծախսել N մխավոր վառելանյութ, ըստ որում ակնհայտ է, որ $N = kQ'$, որտեղ k-ն համեմատականության գործակիցն է։ Սխեմի տված $|Q''|$ ջերմությունը, շարժիչների հանդես գալու սկզբնական ժամանակաշրջանում, ամենևին չէր օգտագործվում. այդ պատճառով հանգամանքները դասավորվում էին այսպես՝ շարժիչի մեկ ցիկլի ընթացքում սխեմին Q′ մխավոր ջերմություն հաղորդելու համար ծախսվում էր վառելանյութի N մխավոր, ըստ որում արտաքին բացասական աշխատանքը W_e էր։

Ակնհայտ է, որ որքան մեծ է $\frac{|W_e|}{N}$ քանորդը, այնքան ավելի խնայողական է շարժիչը, բայց քանի որ N-ը համեմատական է Q′-ին, ապա խնայողության մասին, անկասկած, կարելի է դատել և $\frac{|W_e|}{Q'}$ հարաբերության հիման վրա։

$\frac{|W_e|}{Q'}$ քանորդը կոչվում է շարժիչի խնայողական գործակից, նշանակելով այն η-ով, կստանանք՝

$$\eta = \frac{|W_e|}{Q'} = -\frac{W_e}{Q'},$$

կամ քանի որ $Q+W_0=0$, *ապա*

$$\eta=-\frac{W_0}{Q'}=\frac{Q}{Q'}, \qquad (15,\ 6,\ 3)$$

(15, 6, 2), (15, 6, 1)-ը բաժանելով անդամ առ անդամ Q'*-ի վրա, կստանանք՝*

$$0<\frac{Q}{Q'}<1, \qquad (15,\ 6,\ 4)$$

$$\frac{Q}{Q'}=1+\frac{Q''}{Q'}=1-\frac{|Q''|}{Q'}, \qquad (15,\ 6,\ 5)$$

(15, 6, 5)-ը համեմատելով (15, 6, 3), (15, 6, 4)-ի հետ, կունենանք՝

$$0<\eta<1, \qquad (15,\ 6,\ 6)$$

$$\eta=1-\frac{|Q''|}{Q'}, \qquad (15,\ 6,\ 7)$$

Այսպիսով, շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը միշտ դրական է և գտնվում է 0-ից մինչև 1 սահմաններում։ Համաձայն (15, 6, 7)-ի $\eta=0$, *երբ* $|Q''|=Q'$, *այսինքն՝ երբ* $Q=Q'+Q''=0$, *այս դեպքում ըստ (15, 1, 2) սահմանման, ցիկլը դադարում է շարժիչի ցիկլ լինելուց։*

$\eta=1$, *երբ* $Q''=0$. *այս նշանակում է, որ ցիկլի ընթացքում սխեմը պիտք է միայն ստանա ջերմություն, այլ ոչ թե հաղորդի։*

Ինչպես արդեն տեսանք (§ 14, 5, 6), սա հնարավոր կլիներ միայն այն դեպքում, եթե ցիկլի ընթացքում անխուսափելիորեն կատարվող էնտրոպիայի նվազումը տեղի ունենար բացարձակ զրո ջերմաստիճանում. էնտրոպիայի այսպիսի նվազումը պրակտիկայում անիրագործելի է։

3. *Շատ հեշտ է որոշել կատարի ցիկլով աշխատող հակադարձելի շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը։*

Իրոք, ըստ (15, 2, 1)-ի՝

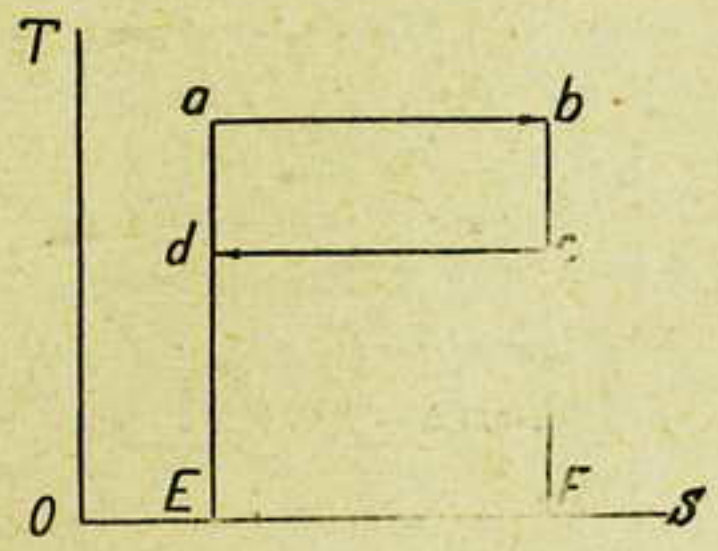
$$\frac{Q}{Q_{ab}}=\frac{T_a-T_c}{T_a}, \qquad (15,\ 6,\ 8)$$

Բայց (նկ. 15—14) Q_{ab}*-ն* T_a *բացարձակ ջերմաստիճան ունեցող վերին իզոթերմի վրա թաքնված ջերմություն է։*

Քանի որ այս իզոթերմի վրա էնտրոպիան աճում է, ապա $Q_{ab}>0$։

T_c *ջերմաստիճան ունեցող ստորին իզոթերմի վրա էնտրոպիան փոքրանում է, և այդ իզոթերմի թաքնված ջերմությունը բացասական է։*

Այսպիսով, (15, 6, 8) բանաձևի Q_{ab}*-ն նույն իմաստն ունի, ինչ որ (15, 6, 3)-ում* Q'*-ը։*



Նկ. 15 – 14

Եթե վերին և ստորին իզոթերմների բացարձակ ջերմաստիճանները նշանակենք T_1 և T_2-ով (T_a-ի և T_c-ի փոխարեն), ապա (15, 6, 8)-ը կգրվի այսպես՝

$$\frac{Q}{Q'}=\frac{T_1-T_2}{T_1}$$

և (15, 6, 5)-ից կստանանք՝

$$\eta_{կ.ց}=\frac{T_1-T_2}{T_1}, \qquad (15, 6, 9)$$

Այստեղ (կ, ճ) նիշը հիշեցնում է, որ խոսքը վերաբերում է կառնոյի հակադարձելի ցիկլին։

Նույն արդյունքն ստացվում է անմիջականորեն T—S դիագրամի վրա կառնոյի abcda հակադարձելի ցիկլի դիտարկումից (նկ. 15—14)։ Իրոք,

$$Q'=Q_{ab}=T_1(S_b-S_a)=\text{մակ } EabFE,$$

$$Q''=Q_{cd}=T_2(S_d-S_c)=T_2(S_a-S_b),\ |Q''|=T_2(S_b-S_a)=\text{մակ } EdcFE,$$

Ըստ (15, 6, 7)-ի՝

$$\eta_{կ.ց}=1-\frac{|Q''|}{Q'}=1-\frac{T_2}{T_1},$$

այսինքն՝ (15, 6, 9) բանաձևը։

Այստեղ ուշագրավ է այն, որ էնտրոպիայի (S_b-S_a) աճը դուրս է ընկնում և չի մտնում $\eta_{կ.ց}$ արտահայտության մեջ։ Այս (S_b-S_a) տարբերությունն ունի կրկնակի իմաստ։ Նախ՝ ցույց է տալիս, թե որքանով է փոխվում վիճակը իզոթերմ պրոցեսում՝ որքանով մեծ է S_b-S_a տարբերությունը, այսինքն՝ որքան շատ է տարբերվում S_b-ն S_a-ից, այնքան ավելի է տարբերվում a վիճակը b-ից։

Օրինակ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում, ըստ (14, 5, 4)-ի, իզոթերմ պրոցեսը կայանում է հեղուկի զանգվածի փոխման մեջ և

$$S_b-S_a=(s_2-s_1)\Delta m_2,$$

որտեղ s_2 և s_1-ը հագեցած գոլորշու և հեղուկի տեսակարար էնտրոպիաներն են՝ $T_1=T_a$ ջերմաստիճանում, իսկ Δm_2-ը գոլորշու քանակի աճն է։ S_b-S_a աճը համեմատական է Δm_2-ին, հետևաբար՝ որքան մեծ է գոլորշու քանակի աճը, այսինքն՝ որքան շատ է տարբերվում b վիճակը a-ից, այնքան մեծ է S_b-S_a տարբերությունը։

Այլ օրինակ. դիցուք իդեալական գազի 1 գրամմոլն ընդարձակվում է v_a ծավալից մինչև v_b ծավալը։ Ըստ (14, 8)-ի՝ էնտրոպիայի աճը՝

$$s_b-s_a=R\ln\left(\frac{v_b}{v_a}\right),$$

Այստեղ էլ, որքան շատ են տարբերվում a և b վիճակները միմյանցից,

այսինքն՝ որքան մեծ է $\frac{V_b}{V_a}$ հարաբերությունը, այնքան մեծ է $S_b - S_a$ աճը։

$S_b - S_a$ տարբերության մյուս իմաստն էլ այն է, որ այդ տարբերությունը կարող է համեմատական լինել սիստեմի մասսային։ Իրոք, իդեալական գազի n գրամմոլն ընդարձակվելիս $S_b - S_a = nR\ln\frac{V_b}{V_a}$, որտեղ V_b-ն և V_a-ն b ու a վիճակներում գազի 1 գրամմոլի ծավալներն են։ V_b-ի և V_a-ի ունած արժեքների դեպքում $S_b - S_a$ տարբերությունը համեմատական է գրամմոլների n թվին։

Այսպիսով, այն հանգամանքը, որ (15, 5, 6) ամենևին չի պարունակում $S_b - S_a$ տարբերությունը, ցույց է տալիս օգտակար գործողության գործակցի լիակատար անկախությունը սիստեմի մասսայից և իզոթերմ պրոցեսում սիստեմի վիճակի փոփոխումից։

(15, 6, 9)-ը կարելի է ձևակերպել այսպես.

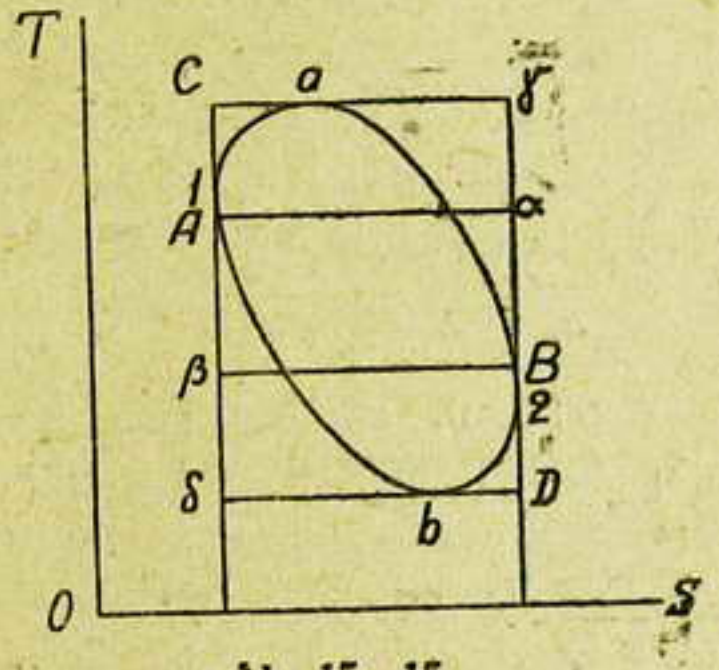
(15, 6, 10) Կառնոյի հակադարձելի շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը կախված է միայն վերին և ստորին իզոթերմների ջերմաստիճաններից (և ամենևին կախում չունի ո՛չ սիստեմի բնույթից, ո՛չ նրա մասսայից և ո՛չ էլ իզոթերմ պրոցեսների հետևանքով կատարված վիճակի փոփոխություններից)։

Որքան փոքր է ստորին և վերին իզոթերմների բացարձակ ջերմաստիճանների հարաբերությունը, այնքան $\eta_{\text{օ.գ.}}$-ն մոտ է մեկին։

Պետք է ուշադրություն դարձնել այն հանգամանքի վրա, որ Կառնոյի ցիկլում վերին և ստորին իզոթերմների ջերմաստիճանները հանդիսանում են համապատասխանաբար ցիկլի ընթացքում սիստեմի ամենաբարձր և ամենացածր ջերմաստիճանները։ Այստեղից բխում է, որ գոյություն չունեն այնպիսի շարժիչներ, որոնց օգտակար գործողության գործակիցը ավելի բարձր լինի, քան Կառնոյի հակադարձելի շարժիչինը, եթե նրանց ահմանային ջերմաստիճանները միևնույնն են։

Այս դրույթը շատ կարևոր է, ցածում այն ճշգրիտ ձևակերպված և ապացուցված է։

4. Դիցուք (նկ. 15—15) 1a2b1-*ը շարժիչի կամայական (հակադարձելի կամ անհակադարձելի) ցիկլ է, ընդ որում a կետում ջերմաստիճանն ամենաբարձրն է, իսկ b-ում՝ ամենացածրը։ S_1 և S_2-ը էնտրոպիայի ամենափոքր և ամենամեծ արժեքներն են։*



Նկ. 15—15

Կառնոյի CγD8C հակադարձելի ցիկլը, որտեղ վերին իզոթերմի ջերմաստիճանը հավասար է ամենաբարձր T_a ջերմաստիճանին, իսկ ստորին իզոթերմի ջերմաստիճանը՝ ամենացածր T_b ջերմաստիճանին, կոչվում է Կառնոյի՝ տվյալ ցիկլին համապատասխան ցիկլ։

Պետք է տարբերել Կառնոյի՝ ավյալ ցիկլի համալուծ ցիկլը Կառնոյի ավյալ ցիկլին համարժեք ցիկլից. Մեր դեպքում համարժեք է հանդիսանում AαBβA ցիկլը (նկ. 15—15), ընդ որում Aα և Bβ իզոթերմի ջերմաստիճանները նշանակված են T'_e և T''_e-ով:

(15, 4, 6)-ի համաձայն 1a2 պրոցեսում, որի ընթացքում էնտրոպիան մեծանում է, T'_m միջին ջերմաստիճանն ավելի մեծ է T'_e էֆեկտիվից. Իր հերթին T'_m-ը անպայման փոքր է T_a ամենաբարձր ջերմաստիճանից. Այսպիսով՝

$$T_a > T'_e;$$

(15, 4, 6)-ի հիման վրա, էնտրոպիայի նվազման ժամանակ էֆեկտիվ ջերմաստիճանը՝ $T''_e > T''_m$, իսկ T''_m-ը անպայման մեծ է T_b ամենափոքր ջերմաստիճանից. այդ պատճառով $T_b < T''_e$:

§ 15, 1-ի համաձայն 1a2b1 ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը հավասար է AαBβA համարժեք ցիկլի օգտակար գործողության գործակցին, այսինքն՝ ըստ (15, 6, 10)-ի՝

$$\eta = 1 - \frac{T''_e}{T'_e},$$

իսկ Կառնոյի համալուծ ցիկլի $\eta_{կառ}$ օգտակար գործողության գործակիցը՝

$$\eta_{կառ} = 1 - \frac{T_b}{T_a}$$

բայց քանի որ $T_a > T'_e$ և $T_b < T''_e$, ապա $\frac{T''_e}{T'_e} > \frac{T_b}{T_a}$ և հետևաբար

$$\eta < \eta_{կառ}, \qquad (15, 6, 11)$$

Մենք ապացուցեցինք հետևյալ թեորեման.

(15, 6, 12) Եթե Կառնոյի հակադարձելի ցիկլի վերին և ստորին իզոթերմների ջերմաստիճանները համապատասխանաբար հավասար են շարժիչի կամայական ցիկլի ընթացքում սիստեմի ամենաբարձր և ամենացածր ջերմաստիճաններին, ապա շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցն ավելի փոքր է Կառնոյի ցիկլի օգտակար գործողության գործակցից:

Թ ե ո ր ե մ ա

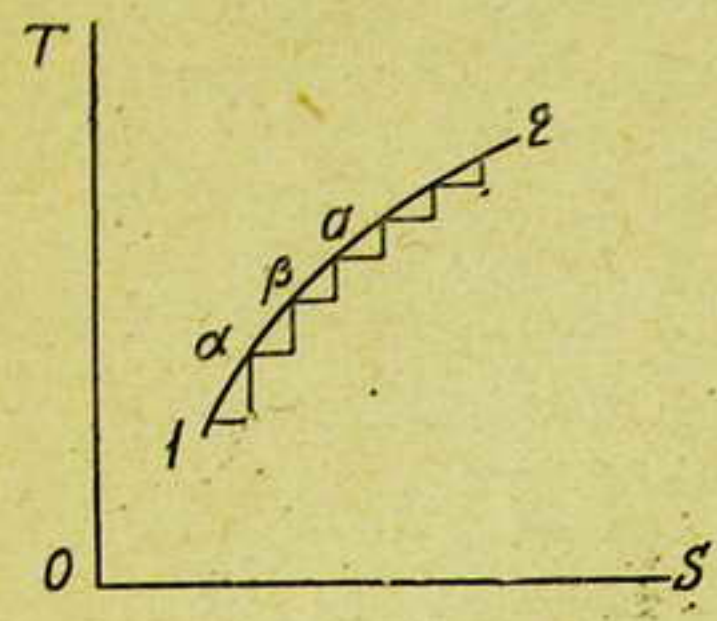
(15, 6, 13) Եթե շարժիչի ցիկլի ժիևեույն եզրագիծը կարող է իրագործվել հակադարձելի և անհակադարձելի եղանակներով, ապա հակադարձելի շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցն ավելի մեծ է, քան անհակադարձելի շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը:

Նախքան այս թեորեման ապացուցելը, կանգ առնենք աված գծով հակադարձելի և անհակադարձելի կերպով պրոցեսի իրագործման հնարավորության վրա:

Դիցուք (նկ. 15—16) 1a2-ը T—S դիագրամի վրա կամայական

հակադարձելի կամ անհակադարձելի պրոցեսի գիծն է։ Բաժանենք այդ գիծը 1α, α2... և այլն տարրական հատվածների։

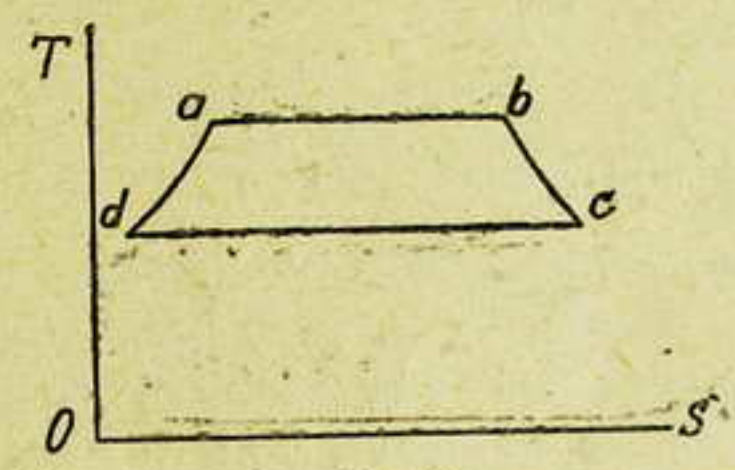
Յուրաքանչյուր հատվածը փոխարինենք իզոթերմի և իզէնտրոպի հատվածներով. օրինակ՝ α2 հատվածը կարելի է փոխարինել իզոթերմի և իզէնտրոպի α′, γ2 հատվածներով։ Իզոթերմների և իզէնտրոպների հատվածների երկարությունները անսահման փոքրացնելիս սահմանում աստիճանագիծը կդառնա տված 1α2 գիծը։ Բայց իզոթերմների և իզէնտրոպների հատվածները կարող են իրագործվել և՛ հակադարձելի, և՛ անհակադարձելի կերպով։ Այստեղից պարզ է, որ մինչև 1α2 գիծը կարող է միշտ իրագործվել և՛ հակադարձելի, և՛ անհակադարձելի եղանակներով։



Նկ. 15—16

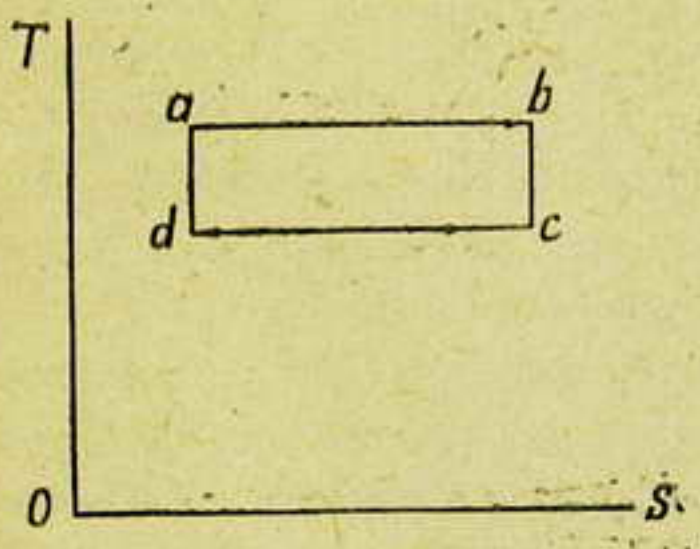
Այդ իրավացի է և այն դեպքում, երբ 1α2 գիծը փակ է, այսինքն՝ երբ 1α2 գիծը որևէ ցիկլի եզրագիծն է։

Հետաքրքրական նպատակով քննարկենք abcda ցիկլը (նկ. 15—17)։ Անփոփոխ եզրագծի դեպքում այս ցիկլի ab, cd իզոթերմները կարող են լինել հակադարձելի կամ անհակադարձելի։ bc, da պրոցեսները կարող են անհակադարձելի լինել։ Եթե bc-ն և da-ն անհակադարձելի ադիաբատներ են, ապա abcda-ն կառնոյի անհակադարձելի ցիկլ է։ Եթե bc և da պրոցեսները հակադարձելի են, ապա այս երկու պրոցեսների ընթացքում սիստեմը միջավայրից ստանում է ջերմություն. այս դեպքում bc-ն և da-ն ադիաբատներ չեն և abcda-ն կառնոյի ցիկլ չէ։



Նկ. 15—17

Մի այլ օրինակ պատկերված է նկար 15—18-ում։ abcda ցիկլում bc-ն և da-ն իզէնտրոպներ են։ Եթե իզէնտրոպները հակադարձելի են, ապա նրանք ադիաբատներ են և abcda-ն կառնոյի ցիկլ է։ Եթե bc-ն և da-ն անհակադարձելի են, ապա այս պրոցեսների ընթացքում սիստեմը պետք է ջերմություն տա ջրջապատի միջավայրին։ (Իրոք անհակադարձելի պրոցեսներում $dq < TdS$ և երբ $dS=0$, ապա $dq<0$)։



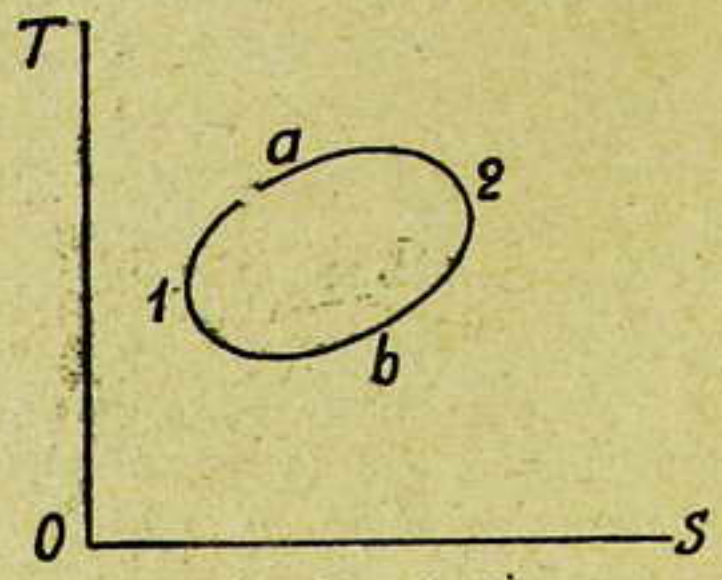
Նկ. 15—18

Այս դեպքում abcda-ն կառնոյի ցիկլ չէ։

Անցնենք (15, 6, 13) թեորեմայի ապացուցմանը։

Դիցուք 1a2b1-ը շարժիչի ցիկլի եզրագիծն է (նկ. 15 –19). Եթե ցիկլը հակադարձելի է, ապա

$$Q'=Q_{1a2},\quad Q''=Q_{2b1},\quad |Q''|<Q',$$



Նկ. 15—19

Եթե ցիկլը անհակադարձելի է, բայց հանդիսանում է շարժիչի ցիկլ, ապա

$$q'=q_{1a2},\quad q''=q_{2b1},\quad |q''|<q',$$

բայց $q'<Q',\ q''<Q''$

համ՝ $|q''|>|Q''|$:

Այդ պատճառով, միևնույն 1a2b1 եզրագիծն ունեցող հակադարձելի ($\eta_{\text{հակ}}$) և անհակադարձելի ($\eta_{\text{անհակ}}$) շարժիչների օգտակար գործողության գործակիցները կարտահայտվեն այսպես՝

$$\eta_{\text{հակ}}=1-\frac{|Q''|}{Q'},\quad \eta_{\text{անհակ}}=1-\frac{|q''|}{q'}.$$

Բայց, ինչպես վերն ասվեց, $|q''|>|Q''|$, $q'<Q''$:

Հետևաբար

$$\frac{|q''|}{q'}>\frac{|Q''|}{Q'}$$

և այդ պատճառով

$$\eta_{\text{անհակ}}<\eta_{\text{հակ}}.$$

այն, ինչ (15, 6, 13) թեորեման է:

Այս նույն թեորեման կարելի է ապացուցել հակադարձելի և անհակադարձելի եզրագծերը նրանց համարժեք կառնոյի ցիկլերի եզրագծերով փոխարինելով և (15, 4, 6)-ը վերհիշելով:

§ 15, 7. ԱԴԻԱԲԱՏ-ՊՈԼԻՏՐՈՊ ՑԻԿԼ ԿԱՏԱՐՈՂ ՇԱՐԺԻՉ

1. § 10, 10-ում նշված են պոլիտրոպների մի քանի հատկությունները: Դրանց շնորհիվ հետաքրքրական առանձնահատկություններ են ներկայացնում իդեալական գազով կատարվող այն ցիկլերը, որոնք բաղկացած են պոլիտրոպ պրոցեսների երկու զույգերից:

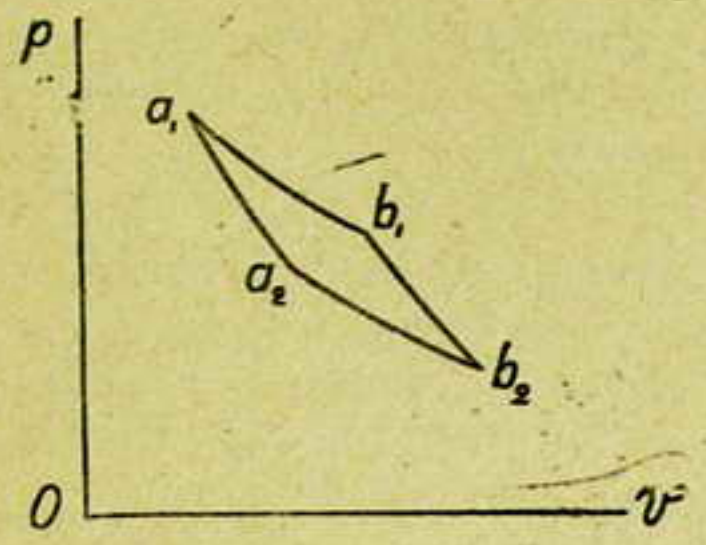
Այս պարագրաֆում միշտ ենթադրվում է, որ տիտեմն իդեալական գազ է, և այդ պետք է հասկացվի առանց հատուկ հիշեցման:

Դիտենք շարժիչի հակադարձելի ցիկլը, որը բաղկացած է b_1b_2, a_2a_1 երկու ադիաբատից և կամայական, միևնույն ընտանիքին պատկանող b_2a_2, a_1b_1 երկու պոլիտրոպից (նկ. 15—20):

Օրինակ, որպես պոլիտրոպներ կարող են ընդունվել b_2a_2, a_1b_1 իզո-

բաներըը (նկ. 15—21), b_2a_2, a_1b_1 իզոխորներըը, b_2A_2, A_1b_1 իզոթերմներըը և այլն։

Երկու ադիաբատից և միևնույն ընտանիքի երկու պոլիտրոպից բաղկացած ցիկլն անվանենք ադիաբատ-պոլիտրոպ, ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլ կատարող շարժիչի գործակիցը նշանակենք $\eta_{ապ}$-ով (ապ-ն ադիաբատ-պոլիտրոպ է)։



Նկ. 15—20

Ենթադրելու ենք, որ a_1b_1 և b_2a_2 պոլիտրոպներն այնպես են ուղղված, որ a_1b_1 պրոցեսում սիստեմն ստանում է դրական Q′ ջերմություն, իսկ b_2a_2 պրոցեսում՝ բացասական Q″ ջերմություն։ (15, 6, 7)-ի հիման վրա դիտվող շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը

$$\eta_{ապ}=1-\frac{|Q''|}{Q'}, \qquad (15, 7, 1)$$

Որպեսզի մասամբ պարզեցնենք դիրը, պայմանավորվենք բացարձակ ջերմաստիճանները նշանակել սիստեմի վիճակն արտահայտող նիշերով, այսինքն՝ T_{b_1}-ի փոխարեն գրել b_1, T_{b_2}-ի փոխարեն՝ b_2 և այլն։

Այս նշանակումների դեպքում (10, 10, 17) կախումը կընդունի

$$|Q''|:Q'=b_2:b_1=a_2:a_1 \qquad (15, 7, 2)$$

տեսքը, որտեղ b_2 և b_1-ը b_1b_2 ադիաբատի վրա ամենամեծ և ամենափոքր բացարձակ ջերմաստիճաններն են, իսկ a_1 և a_2-ը՝ a_1a_2 ադիաբատի սահմանային ջերմաստիճանները։

Դիցուք (նկ. 15—20) կամայական հակադարձելի ադիաբատը հատում է a_1b_1 և a_2b_2 պոլիտրոպները c_1, c_2 կետերում, որոնց բացարձակ ջերմաստիճանները, համաձայն պայմանի, c_1 և c_2 են։ Այդ դեպքում համաձայն պոլիտրոպների (10, 10, 7) հատկության՝

$$\frac{b_2}{b_1}=\frac{a_2}{a_1}=\frac{c_2}{c_1}, \qquad (15, 7, 3)$$

(15, 7, 1), (15, 7, 2)-ից ստանում ենք՝

$$\eta_{ապ}=1-\frac{b_2}{b_1}=1-\frac{a_2}{a_1}=1-\frac{c_2}{c_1}, \qquad (15, 7, 4)$$

Պետք է նկատի ունենալ, որ (10, 10, 17) բանաձևերը ճիշտ են անկախ նրանից, թե որ ընտանիքին են պատկանում b_2a_2 և a_1b_1 պոլիտրոպները, հետևաբար $\eta_{ապ}$-ի համար (15, 7, 4) արտահայտությունը միշտ կիրառելի է, միայն թե a_1b_1 և b_2a_2 պոլիտրոպները պատկանեն միևնույն ընտանիքին։

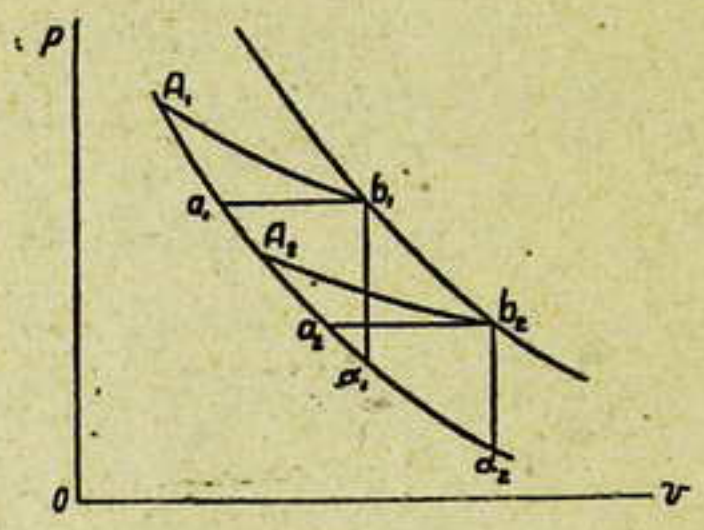
2. Այսպիսով, կարելի է պնդել, որ ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլ կատարող հակադարձելի շարժիչի ևնայոդական գործակիցը միովին որոշվում է

ադիաբատներից մեկի ջերմաստիճաններով և ամենևին կախում չունի պոլիտրոպների ընտանիքից։

Այսպես, օրինակ (նկ. 15—21), $a_1b_1b_2a_2a_1$, $\alpha_1b_1b_2\alpha_2\alpha_1$, $A_1b_1b_2A_2A_1$ *ցիկլերում պոլիտրոպները համապատասխանաբար իզոբարներ, իզոխորներ և իզոթերմներ են, բայց բոլոր այս ցիկլերն ունեն* b_1b_2 *ընդհանուր ադիաբատը, և նրանց օգտակար գործողության գործակիցը պետք է լինի միևնույնը։*

Պոլիտրոպների մի ընտանիքը փոխարինելով մի այլով, կարող ենք ստանալ անվերջ բազմությամբ ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլեր, որոնք ունեն b_1b_2 *ընդհանուր ադիաբատը և, համաձայն (15, 7, 4)-ի, միևնույն օգտակար գործողության գործակիցը։*

(§ 10, 10, 2-ի համաձայն պոլիտրոպների ընտանիքը որոշվում է $pV^\nu=D$ *հավասարման ν ասիճանացույցով, ընդ որում միևնույն ընտանիքի պոլիտրոպներն իրարից տարբերվում են D հաստատունի թվային արժեքով։ Փոփոխելով հետազոտե ν ցուցիչը, կարելի է ստանալ պոլիտրոպների անթիվ բազմությամբ ընտանիքներ)։*



Նկ. 15—21

$A_1b_1b_2A_2A_1$ *ցիկլը, որտեղ* A_1b_1, b_2A_2-*ը իզոթերմներ են,* b_1b_2 *ադիաբատն ունեցող ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլերից մեկն է (նկ. 15—21)։ Այդ կառնոյի հակադարձելի ցիկլ է (որի օգտակար գործողության գործակիցը պայմանավորվեցինք նշանակել* $\eta_{կ.ց}$*-ով)։*

(b_1b_2*) նիշերով նշելով* b_1b_2 *ադիաբատի պատկանելիությունը բոլոր ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլերի և առանձնացնելով նրանց միջից կառնոյի* $A_1b_1b_2A_2A_1$ *ցիկլը, (15, 7, 4)-ը կարելի է գրել այսպես՝*

$$\eta_{պ\,b_1b_2}=\eta_{կ.ց\,b_1b_2}\left(=1-\frac{b_2}{b_1}\right)։ \qquad (15,\ 7,\ 5)$$

Սա նշանակում է.

(15, 7, 6) Ընդհանուր (b_1b_2**) ադիաբատն ունեցող բոլոր հակադարձելի ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլերի և, մասնավորաբար, միևնույն ադիաբատն ունեցող կառնոյի ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը միևնույնն է։**

2. Ըստ (15, 6, 11)-ի՝

$$\eta<\eta_{կ.ց}'$$

Այստեղ η-ն և $\eta_{կ.ց}$*-ն կամայական շարժիչի և նրա համալուծ՝ կառնոյի հակադարձելի շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցներն են։*

Կամայական շարժիչի փոխարեն վերցնելով ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլ կատարող հակադարձելի շարժիչ, կունենանք՝

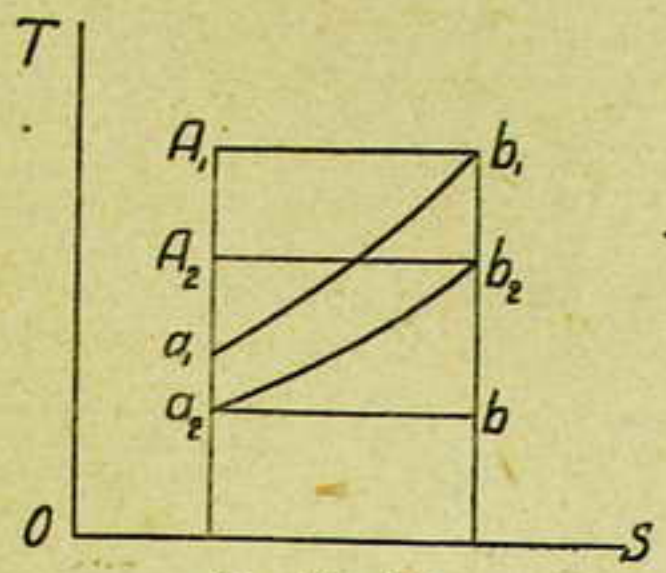
$$\eta_{պ}<\eta_{կ.ց}' \qquad (15,\ 7,\ 7)$$

Մակերեսորեն մոտածելիս կարող է թվալ, թե (15, 7, 5) կամ (15, 7, 6) և (15, 7, 7)-ը հակասում են մեկը մյուսին, իրականում ոչ մի

հակասություն չկա. և՛ (15, 7, 5)-ը, և՛ (15, 7, 7)-ը իրավացի են մեծամանակ։

Այս հարցի վրա արժի կանգ առնել։

Օլսիևիչ T—S դիագրամից (նկար 15 22)։ Ըստ պայմանի (տե՛ս 1) a_1b_1 պոլիտրոպ պրոցեսում ախտանմի առացած Q՛ ջերմությունը դրական է, հետևաբար a_1b_1 դիծը ուղղված է ձախից դեպի աջ։ a_1b_1-ի վրա ջերմատարածանը կարող է և՛ մեծանալ, և՛ բնկնել. այստեղ ընտրված է այն դեպքը, երբ a_1b_1-ի վրա ջերմատարածանը մեծանում է։



Նկ. 15—22

b_2a_2 պոլիտրոպի վրա միջավայրից ախտանմի առացած Q″ ջերմությունը բացասական է, իսկ ջերմատարածանը պետք է բնկնի (երբ a_1b_1-ի վրա մեծանում էր)։ Այսպիսով, a_1b_1-ը և b_2a_2-ը պետք է ունենան այն տեսքը, որը մոտավորապես պատկերված է 15—22 նկարի վրա։ b_1b_2 և a_2a_1 ադիաբատները հակադարձելի են և այդ պատճառով իզոենտրոպներ են։

Ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլի $a_1b_1b_2a_2a_1$ եզրագիծը շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի պտտման ուղղությամբ, ինչպես և պետք է լինի շարժիչի դեպքում (§ 15, 6, 3)։

Այս ցիկլում ախտանմը հասնում է ամենաբարձր ջերմատարածանին b_1 կետում, իսկ ամենափոքրին՝ a_2 կետում. այդ պատճառով, ադիաբատ-պոլիտրոպ $a_1b_1b_2a_2a_1$ ցիկլի համալուծ՝ կառնոյի ցիկլի իզոթերմները պետք է անցնեն՝ վերինը՝ b_1 կետով, ստորինը՝ a_2 կետով։ Կառնոյի համալուծ ցիկլը կլինի $A_1b_1ba_2A_1$-ը։

Այդ ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը՝

$$\eta_{կառ}=1-\frac{a_2}{b_1}, \qquad (15, 7, 8)$$

որտեղ a_2-ը և b_1-ը ba_2 և A_1b_1 իզոթերմների բացարձակ ջերմատարածաններն են։

(15, 7, 4)-ի համաձայն, հակադարձելի ադիաբատ-պոլիտրոպ $a_1b_1b_2a_2a_1$ ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը՝

$$\eta_{պոլ b_1b_2}=1-\frac{b_2}{b_1}.$$

Քանի որ բացարձակ ջերմատարածան $b_2>a_2$, ապա

$$\frac{b_2}{b_1}>\frac{a_2}{b_1} \quad \text{և} \quad \eta_{պոլ b_1b_2}<\eta_{կառ},$$

որը լրիվ համաձայնության մեջ է (15, 7, 7)-ի հետ։

կառնոյի $A_1b_1b_2A_2A_1$ ցիկլը, որի օգտակար գործողության գործակիցը նշանակված է $\eta_{կ.հ_1b_2}$-ով, համապատասխանում է $a_1b_1b_2a_2a_1$ ցիկլին։

կառնոյի համապատասխանում $A_1b_1ba_2A_1$ ցիկլը և $A_1b_1b_2A_2A_1$ ցիկլն ունեն A_1b_1 ընդհանուր վերին իզոթերմը. b_2A_2 իզոթերմի (b_2) ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, քան ba_2 իզոթերմի (a_2) ջերմաստիճանը, այդ պատճառով

$$\eta_{կ.հ\,b_1b_2} < \eta_{կառ}$$

4. Ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլերի մասնավոր դեպքերը, երբ պոլիտրոպները են հանդիսանում իզոխորները կամ իզոբարները, լայնորեն կիրառվում են տեխնիկայում։ Գոյություն ունեն այնպիսի շարժիչներ, որոնց ցիկլերը բաղկացած են կամ երկու իզոխորից և երկու ադիաբատից ($a_1b_1b_2a_2a_1$, նկ. 15—21), կամ երկու իզոբարից և երկու ադիաբատից ($a_1b_1b_2a_2a_1$, նկ. 15—21)։

Տեխնիկայում այս շարժիչների օգտակար գործողության գործակիցներն արտահայտում են ոչ թե ադիաբատներից մեկի ծայրակետերի բացարձակ ջերմաստիճաններով, այլ ադիաբատի վրա «սեղմման աստիճանի» միջոցով։

Մենք կարտահայտենք շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը սեղմման աստիճանի միջոցով՝ ընդհանուր կամայական ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլի դեպքում։

Օրինակ, $a_1b_1b_2a_2a_1$ ցիկլում (նկ. 15—22) իդեալական գազը սեղմվում է հակադարձելի կերպով a_2a_1 ադիաբատի վրա։

Թե k-ն հակադարձելի ադիաբատի $pV^k = \text{const}$. հավասարման միջ աստիճանացույցն է, ապա նշանակելով a_2 և a_1 կետերում ծավալն ու ջերմաստիճանը համապատասխանաբար V_2 և a_2, V_1 և a_1-ով, իդեալական գազի դեպքում կունենանք՝

$$V_2^{k-1}a_2 = V_1^{k-1}a_1,$$

կամ՝

$$\frac{a_2}{a_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}},$$

որտեղ $\varepsilon = \frac{V_2}{V_1}$ ցույց է տալիս, թե ադիաբատ սեղմման վերջում V_1 ծավալը քանի անգամ փոքր է սեղմման սկզբում եղած V_2 ծավալից, և կոչվում է սեղմման աստիճան, կամ ավելի համառոտ՝ սեղմում։

Ըստ (15, 7, 4)-ի՝

$$\eta_{կ} = 1 - \frac{a_2}{a_1},$$

կամ՝

$$\eta_{կ} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \qquad (15, 7, 9)$$

1. Ջերմային մեքենաներում ցիկլի ընթացքում սիստեմի՝ միջավայրից ստացած (Q) ջերմությունը մենք ստորաբաժանում ենք (Q′) դրականի և (Q″) բացասականի։ Ցիկլի ընթացքում արտաքին (W_0) աշխատանքն այդպիսի ստորաբաժանման չի ենթարկվում և, ակնառվելով որպես ամբողջություն, այն կարող է լինել դրական կամ բացասական։

Ցիկլի ընթացքում առաջին սկզբունքն արտահայտող $Q+W_0=0$ հավասարությունը կարող է գրվել այսպես՝

$$Q'+W_0=|Q''|, \qquad (15, 8, 1)$$

որտեղ $|Q''|$-ը սիստեմի՝ միջավայրին տված ջերմություն է, իսկ Q' և W_0-ն սիստեմի՝ միջավայրից ստացած ջերմությունն ու աշխատանքն են։ Ջերմային շարժիչների դեպքում $W_0<0$ և այդ պատճառով $Q'>|Q''|$. շարժիչի ցիկլի ընթացքում սիստեմն ավելի շատ ջերմություն է ստանում, քան տալիս է։

Ջերմային պոմպում $W_0>0$, $Q<0$ և ըստ (15, 8, 1)-ի՝ $|Q''|>Q$. Ջերմային պոմպն ցիկլի ընթացքում սիստեմին ավելի շատ ջերմություն է տալիս, քան ստանում է։

Մասնավոր դեպքում կարելի է պատկերացնել այնպիսի ջերմային պոմպ, որը ջերմություն ամենևին չի ստանում, այլ միայն տալիս է (օրինակ, եթե եռատակտ ցիկլը բաղկացած է հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակումից, որին հետևում են անհակադարձելի ադիաբատ սեղմումը և իզոթերմ սեղմումը, վերջին պրոցեսում ջերմությունը հաղորդվում է շրջապատի միջավայրին)։

Երբ ջերմային պոմպի ցիկլում ջերմությունը և՛ ստացվում է, և՛ տրվում, ապա ջերմություն տալը պետք է կատարվի ավելի բարձր ջերմաստիճանում, քան ստանալը։ Սա անմիջականորեն հետևում է այն բանից, որ ջերմային պոմպի կամ նրան հակադարձ կառնոյի ցիկլերը T—S դիագրամի վրա կատարվում են ժամացույցի սլաքի պտտման հակառակ ուղղությամբ։

2. Այսպիսով, ջերմային պոմպը խլում է ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններից որոշ ջերմաքանակ և ավելի մեծ քանակությամբ ջերմություն հաղորդում այն մարմիններին, որոնք ունեն ավելի բարձր ջերմաստիճան։

Սակայն ջերմային պոմպը յուրաքանչյուր առանձին դեպքում օգտագործվում է սովորաբար ոչ թե այս երկու նպատակներն էլ, այլ նրանցից միայն մեկը իրագործելու համար։

Այն ջերմային պոմպը, որի աշխատելու հիմնական նպատակն է ջերմություն խլել շրջապատի միջավայրի ջերմաստիճանից ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններից, կոչվում է սառեցնող մեքենա։

Իհարկե, սառեցնող մեքենան, ջերմություն խլելուց բացի, նաև որոշ ջերմություն է հաղորդում շրջապատի միջավայրին, բայց այս վեր-

ջին պրոցեսը մեքենայի աշխատանքի նպատակը չէ և տեղի է ունենում միայն այն նպատակով, որ մեքենայում ցիկլերը կատարվեն։

Այն ջերմային պոմպը, որի նպատակադրումն է շրջապատի միջավայրի ջերմաստիճանից ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններին ջերմություն հաղորդել, կոչվում է ջեռուցիչ մեքենա։

Այսպես, դիցուք A մարմնի (օրինակ որևէ շենքի) t_A ջերմաստիճանը ավելի ցածր է, քան շրջապատի միջավայրինը։ Ջերմահաղորդականության ընթացքում ջերմությունը կհաղորդվի շրջապատի միջավայրից մարմնին, և նրա ջերմաստիճանը կբարձրանա։ Որպեսզի արդելենք այդ, անհրաժեշտ է A-ն մտնող ջերմությունը հեռացնել. այդ նպատակին է ծառայում սառնացնող մեքենան. այդ մեքենան յուրաքանչյուր ցիկլի ընթացքում A մարմնից t_A ջերմաստիճանում կխլի ջերմության որոշ Q' քանակ և կհաղորդի արտաքին միջավայրին ջերմության ավելի մեծ $|Q''|$ քանակ՝ ավելի բարձր ջերմաստիճանում։

Պատկերացնենք, թե B մարմնի t_B ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, քան շրջապատի միջավայրի ջերմաստիճանը։ t_B-ն հաստատուն պահելու համար անհրաժեշտ է լրացնել ջերմության այն կորուստը, որն առաջանում է շրջապատի միջավայրին ջերմության հաղորդումից։

Ջերմային պոմպի շնորհիվ մենք կարող ենք ցածր ջերմաստիճան ունեցող շրջապատի մարմիններից ջերմություն խլել և ավելի մեծ քանակությամբ ջերմություն հաղորդել B մարմնին։ Այս դեպքում պոմպն նպատակադրումն է՝ ջերմություն հաղորդել B մարմնին, որի ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, այդ պատճառով պոմպը աշխատում է որպես ջեռուցիչ մեքենա։

Ներկայումս ջեռուցիչ մեքենաները լայնորեն կիրառվում են շենքերը տաքացնելու համար։ (Տարվա ցուրտ եղանակին) խլելով ջերմությունն արտաքին օդից, տաքացնող մեքենան շենքերին հաղորդում է ավելի մեծ ջերմաքանակ և դրանով իսկ արդելում է շենքերում ջերմաստիճանի անկումը։

Ջերմային պոմպերի և շարժիչների ցիկլերը նկարագրված են XVII գլխում։

3. Դադարի վիճակում գտնվող (այսինքն՝ արագություն չունեցող) մարմիններն իրենք իրենց թողնելիս ընկնում են և չեն կարող բարձրանալ։ Հիդրավլիկ պոմպերը հեղուկը վերցնելով, բարձրացնում են այն ավելի բարձր մակարդակի վրա, կատարելով այդ գործողության ընթացքում դրական աշխատանք։

Համանմանորեն ջերմահաղորդականության դեպքում ջերմությունն անցնում է ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններից ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցողներին։

Աշխատելու ժամանակ ջերմային մեքենան, որի ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը դրական է, կարող է խլել ջերմությունը որոշ մարմիններից և այն հաղորդել ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններին։

Հիդրավլիկ պոմպերին համանման այսպիսի ջերմային մեքենաներն են, որ կոչվում են ջերմային պոմպեր։

Սակայն պետք է հիշել, որ այս համանմանությունը մակերեսային է՝ հեղուկը նյութ է, իսկ ջերմությունը նյութական չէ, այլ միայն հանդիսանում է էներգիայի փոխանցման մի ձևը։ Հիդրավլիկ պոմպը բարձրացնում է հեղուկի մակարդակը՝ առանց փոփոխելու նրա քանակությունը, իսկ ջերմային պոմպը տաք մարմիններին հաղորդում է ավելի մեծ ջերմաքանակ, քան խլել է ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններից։

Համանմանությունը կդառնա լրիվ, եթե ջերմության փոխարեն դիտանք էնտրոպիան. ջերմային պոմպի շրջանի ընթացքում սառը մարմինների էնտրոպիան նվազում է այնքանով, որքանով մեծանում է տաք մարմիններինը։

§ 15, 9. ՍԱՌԵՑՆՈՂ ԵՎ ՋԵՌՈՒՑԻՉ ՄԵՔ ՆԱՆԵՐԻ ՕԳՏԱԿԱՐ ԳՈՐԾՈՂՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑՆԵՐԸ

1. Սառեցնող մեքենայի շրջանում արտաքին աշխատանքը դրական է, այսինքն՝ սառեցնող մեքենայի աշխատելու համար անհրաժեշտ է աշխատանք ծախսել։ Ակնհայտ է, որ կատարված արտաքին աշխատանքի շնորհիվ, որքան շատ ջերմություն խլվի սառեցվող մարմիններից, այնքան ավելի խնայողական կլինի սառեցնող մեքենան։ (u) նիշով նշանակենք սառեցնող մեքենային վերաբերող մեծությունները և, դիցուք, շրջանում արտաքին աշխատանքը և ջերմության դրական մասը (այսինքն՝ սառեցվող մարմիններից խլված ջերմությունը) W_{eu} և Q'_u են։

Սառեցնող մեքենայի (η_u) օգտակար գործողության գործակից է կոչվում $\frac{Q'_u}{W_{eu}}$ հարաբերությունը, որը ցույց է տալիս շրջանի ընթացքում ծախսված մեկ միավոր աշխատանքի դեպքում մեքենայի խլած ջերմության քանակությունը, այսինքն՝

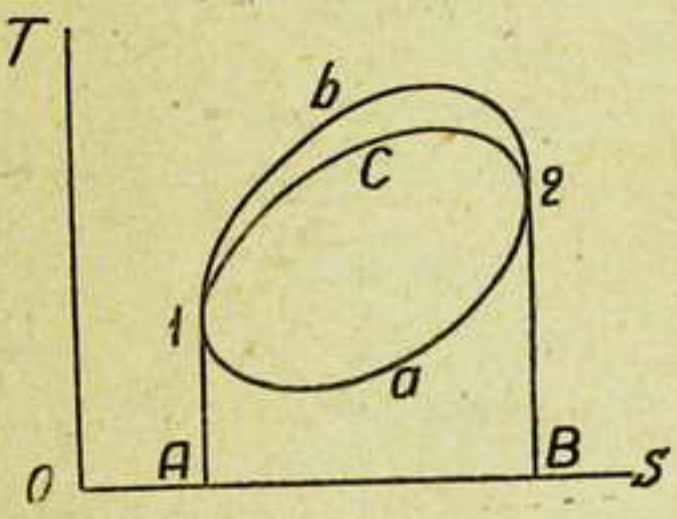
$$\eta_u = \frac{Q'_u}{W_e}; \qquad (15, 9, 1)$$

Սառեցնող մեքենայում $Q'_u > 0$, $W_{eu} > 0$ և այդ պատճառով $\eta_u > 0$ նույնպես։ 15–23 նկարից երևում է, որ η_u-ն կարող է լինել և՛ միավից մեծ, և՛ միավից փոքր։

Իրոք, դիցուք հակադարձելի սառեցնող մեքենայում կատարվում է 1a2b1 շրջանը. այդ դեպքում

$$Q'_u = \int_{1a2} TdS = \text{մակ } A1a2BA,$$

$$W_{eu} = |Q| = \text{մակ } 1a2b1,$$



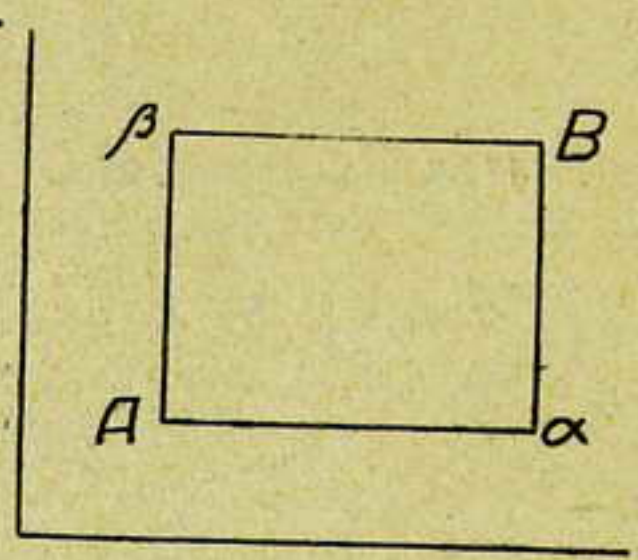
Նկ. 15—22

ընդ որում 15 – 23 նկարի վրա մակ 1a2b1> մակ A1a2BA. *այդ պատճառով*

$$\eta_u=\frac{\text{մակ A1a2BA}}{\text{մակ 1a2b1}}<1,$$

երբ 1a2b1 *ցիկլի փոխարեն կատարենք* 1a2c1 *ցիկլը, ապա* $Q'_u=$ =մակ A1a2BA *(ինչպես և առաջ), իսկ* $W_{eu}=$մակ 1a2c1, *բայց* մակ 1a2c1<մակ A1a2BA, *հետևաբար* 1a2c1 *ցիկլի դեպքում՝*

$$\eta_u=\frac{\text{մակ A1a2BA}}{\text{մակ 1a2b1}}>1,$$



Նկ. 15—24

2. Փոխարինենք ստանցնող մեքենայի 1a2b1 *ցիկլը նրան համարժեք՝ կառնոյի* AαBβA *ցիկլով (նկ. 15—24). նշանակենք* T_{1e} *և* T_{2e}*-ով ջերմության ստացման և հաղորդման էֆեկտիվ ջերմաստիճանները. 15 – 24 նկարի վրա* $T_{1e}=DA$, $T_{2e}=D\beta$, *ակներև է՝*

$$Q'_u=T_{1e}(S_\alpha-S_A),$$

$$W_{eu}=\text{մակ AαBβA}=(T_{2e}-T_{1e})(S_\alpha-S_A)$$

1.(15, 9, 1)-ի համաձայն

$$\eta_u=\frac{T_{1e}}{T_{2e}-T_{1e}}, \qquad (15,\ 9,\ 2)$$

Հակադարձելի ցիկլում էֆեկտիվ և միջին ջերմաստիճանները հավասար են (§ 15, 4, 3), այսինքն՝

$$\eta_{u,\text{հակ}}=\frac{T_{1m}}{T_{2m}-T_{1m}}, \qquad (15,\ 9,\ 3)$$

Այս պրոտահայտությունից հետևում է, որ որքան բարձր է սիստեմի ջերմություն ստանալու ջերմաստիճանը և որքան փոքր է այդ ջերմաստիճանի և սիստեմի ջերմություն տալու ջերմաստիճանի տարբերությունը, այնքան մեծ է ստանցնող մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը։

Անհակադարձելի ցիկլի դեպքում [տե՛ս (15, 4, 6)] էնտրոպիայի մեծացման պրոցեսի էֆեկտիվ ջերմաստիճանը փոքր է միջին ջերմաստիճանից ($T_{1e}<T_{1m}$), *իսկ էնտրոպիայի նվազման էֆեկտիվ ջերմաստիճանը մեծ է միջին ջերմաստիճանից* ($T_{2e}>T_{2m}$)։

Ընդունենք՝

$$\left.\begin{aligned}T_{1m}-T_{1e}&=\delta_1>0\\T_{2e}-T_{2m}&=\delta_2>0,\end{aligned}\right\}, \qquad (15,\ 9.\ 4)$$

Այդ դեպքում ըստ (15, 9, 2)-ի՝

$$\eta_{u,\text{անհակ}}=\frac{T_{1m}-\delta_1}{T_{2m}-T_{1m}+(\delta_2+\delta_1)}, \qquad (15,\ 9,\ 5)$$

Համեմատելով (15, 9, 5)-ը (15, 9, 3)-ի հետ, նկատում ենք, որ (15, 9, 5)-ի աջ մասի համարիչն ավելի փոքր է, իսկ հայտարարն՝ ավելի մեծ, քան համապատասխան մեծությունները (15, 9, 3)-ում, ուրեմն

$$\eta_{u,\text{անշ.}} < \eta_{u,\text{շոգ}}. \qquad (15, 9, 6)$$

Սա պետք է հասկանալ հետևյալ կերպ.

(15, 9, 7) Երբ սառեցնող մեքենայի ցիկլի միևնույն եզրագիծը կարելի է իրագործել և՛ հակադարձելի, և՛ անհակադարձելի ձևերով, ապա վերջին դեպքում սառեցնող մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը ավելի փոքր է, քան առաջինում:

3. Նշանակենք (ε) նիշով սառեցնող մեքենային վերաբերող մեծությունները. Դիցուք Q'_ε, Q''_ε և $W_{o\varepsilon}$-ը ջեռուցիչ մեքենայի ցիկլի ընթացքում համապատասխանաբար սիստեմի ստացած դրական և բացասական ջերմություններն ու արտաքին աշխատանքն են:

Այս մեքենան կարող է աշխատել ամեն մի ցիկլի ընթացքում արտաքին դրական աշխատանք ծախսելով. Նրա նպատակադրումն է՝ ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններին տալ $|Q''_\varepsilon|$ ջերմություն. Այդ պատճառով մեծ խնայողությանը պետք է համապատասխանի $\frac{|Q''_\varepsilon|}{W_{o\varepsilon}}$ արդյունության մեծ արժեք:

Այս հարաբերությունը կոչվում է ջեռուցիչ մեքենայի օգտակար գործողության գործակից՝

$$\eta_\varepsilon = \frac{|Q''_\varepsilon|}{W_{o\varepsilon}} = -\frac{Q''_\varepsilon}{W_{o\varepsilon}} \qquad (15, 9, 8)$$

($Q''_\varepsilon < 0$, այդ պատճառով $|Q''_\varepsilon| = -Q''_\varepsilon$). (15, 8, 1)-ի համաձայն

$$\eta_\varepsilon = 1 + \frac{Q'_\varepsilon}{W_{o\varepsilon}} \geqslant 1, \qquad (15, 9, 9)$$

քանի որ

$$Q'_\varepsilon \geqslant 0, \quad W_{o\varepsilon} > 0:$$

Այսպիսով, յուրաքանչյուր ջեռուցիչ մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը մեծ է մեկից.

Ջեռուցիչ մեքենայի 1a2b1 ցիկլը փոխարինելով Կառնոյի համարժեք $A_\alpha B_\beta A$ ցիկլով, (նկ. 15—24), որտեղ T_{1e}, T_{2e} էֆեկտիվ ջերմաստիճաններն համապատասխանաբար հավասար են T_A-ի և T_B-ի, կունենանք՝

$$|Q''_\varepsilon| = T_{2e}(S_\alpha - S_A), \quad W_{o\varepsilon} = \text{մակ } A_\alpha B_\beta A = (T_{2e} - T_{1e})(S_\alpha - T_A)$$

և ըստ (15, 9, 8)-ի՝

$$\eta_\varepsilon = \frac{T_{2e}}{T_{2e} - T_{1e}}, \qquad (15, 9, 10)$$

Ենթադրելով, որ ջեռուցիչ մեքենայի ցիկլի միևնույն եզրագիծը կարելի է իրագործել հակադարձելի և անհակադարձելի ձևերով, և հիշելով,

որ հակադարձելի ցիկլում էֆեկտիվ և միջին ջերմաստիճանները հավասար են, կստանանք՝

$$\eta_{ց.հակ}=\frac{T_{2m}}{T_{2m}-T_{1m}},\qquad \eta_{ց.անհակ}=\frac{T_{2e}}{T_{2e}-T_{1e}},$$

(15, 9, 4)-ից օգտվելով, հեշտ է ցույց տալ, որ $\eta_{ց.անհակ}<\eta_{ց.հակ}$.

Իրոք, ունենք

$$\eta_{ց.անհակ}=\frac{T_{2m}+\delta_2}{T_{2m}-T_{1m}+\delta_2+\delta_1}<\eta_{ց.հակ}. \qquad (15,\ 9,\ 11)$$

4 կապեր հաստատենք ջերմային մեքենաների օգտակար գործողության գործակիցների միջև։

Ենթադրենք, թե միևնույն ջերմային պոմպը (կամայական՝ հակադարձելի կամ անհակադարձելի ցիկլով) աշխատում է մեկ որպես տաքացնող մեքենա, մեկ էլ որպես սառեցնող մեքենա. այդ դեպքում ակնհայտ է, որ $W_{eu}=W_{e_1}$, $Q'_u=Q'_1$ և այդ պատճառով (15, 9, 1), (15, 9, 9)-ից ստանում ենք՝

$$\eta_1=\eta_u+1, \qquad (15,\ 9,\ 12)$$

(15, 9, 12), (15, 9, 6)-ը անմիջականորեն բերում են (15, 9, 10) և (15, 9, 11)-ին։

Ընդունենք, որ ջերմային մեքենայի ցիկլը հակադարձելի է։

Այդ դեպքում ցիկլը կարող է կատարվել թե՛ ժամացույցի սլաքի պտտման ուղղությամբ, թե՛ նրան հակառակ։ Առաջին դեպքում ունենք ջերմային շարժիչ, իսկ երկրորդ դեպքում, ըստ ձեր հայեցողության՝ կամ սառեցնող, կամ տաքացնող մեքենա։

Նշանակենք (2) նիշով ջերմային շարժիչին վերաբերող մեծությունները. կարող ենք գրել՝ այն դեպքում, երբ շարժիչի հակադարձելի ցիկլը շրջման հեռանքով աշխատում է որպես տաքացնող մեքենա, ապա

$$Q''_1=-Q'_1,\quad W_{e_1}=-W_{e_1},\quad |Q''_1|=Q'_1, \qquad (15,\ 9,\ 13)$$

Արտապրենք (15, 6, 5)-ը, ավելացնելով (2) նիշը և օգտվելով (15, 9, 13)-ից՝

$$\eta_2=-\frac{W_{e_1}}{Q'_1}=-\frac{W_{e_1}}{Q''_1}$$

համեմատելով (15, 9, 8)-ի հետ, գտնում ենք՝

$$\eta_2\cdot\eta_1=1. \qquad (15,\ 9,\ 14)$$

Պետք է նկատի ունենալ, որ (15, 9, 14)-ը ճիշտ է միայն ջերմային մեքենայի ցիկլի հակադարձելիության դեպքում, իսկ (15, 9, 12)-ը առկի ունի միշտ։

ԽՆԴԻՐՆԵՐ

15. 1. η_a-ն և η_d-ն abcda և dcefd կառնոյի ցիկլերով աշխատող հակադարձելի շարժիչների օգտակար գործողության գործակիցներն են (կրճա-

տելով պրում ենք օ. գ. գ.)՝ ab, dc և ef իզոթերմների ջերմաստիճանները t_a, t_d, t_f են, ընդ որում $t_a - t_d = t_d - t_f$։ Որոշել՝ η_a և η_d գործակիցներից որն է մեծ։

Ցուցում.—Ցիկլն արտահայտել T—S կոորդինատային սիստեմում, օգտվելով օ. գ. գ. գաղափարի սահմանումից կամ Կառնոյի ցիկլի օ. գ. գ. արտահայտությունից։

15. 2. Դիցուք t′-ը և Q′-ը Կառնոյի ցիկլի վերին իզոթերմի ջերմաստիճանն ու թաքնված ջերմությունն են. t″ և Q″-ը նույն մեծություններն են Կառնոյի ցիկլի ստորին իզոթերմի վրա։

Կառնոյի a և b հակադարձելի շարժիչներում

$$t'_a > t'_b, \quad t''_a = t''_b, \quad Q'_a = Q'_b;$$

a և b ցիկլերն պատկերել T—S կոորդինատային սիստեմում և՝

ա) դրաֆիկորեն որոշել այդ ցիկլերի ընթացքում արտաքին աշխատանքների տարբերությունը։

բ) Արտահայտել η_a և η_b օգտակար գործողության գործակիցները՝ $T''_a = T''_b$, T'_a, T'_b ջերմաստիճաններով։

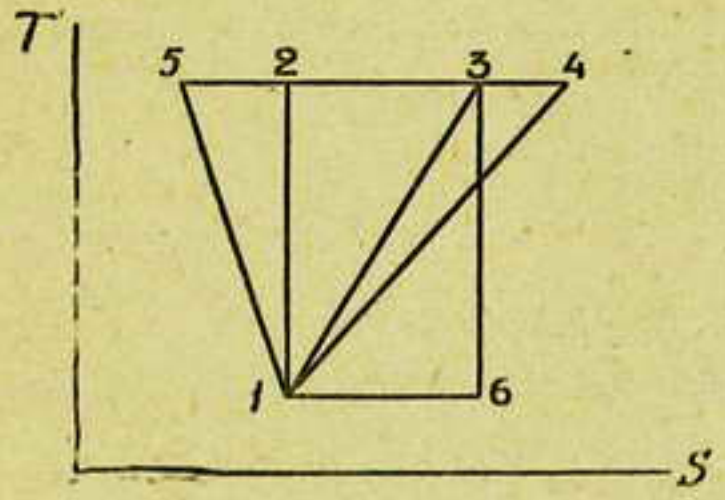
15. 3. 1231, 1241, 1521, 1531, 1341-ը (նկ. 15—25) հակադարձելի շարժիչների ցիկլեր են։

Գտնել բոլոր այս շարժիչների η_{1231}, η_{1241}, ... օ. գ. գ. ցույց տալ, որ

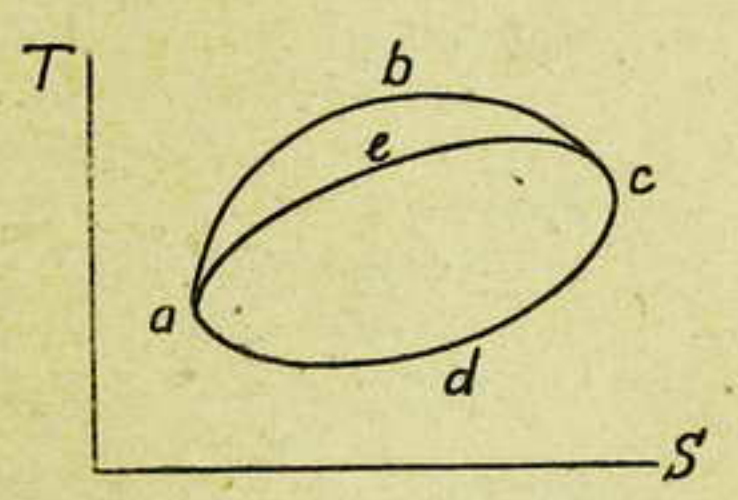
ա) $\eta_{1231} = \eta_{1241} = \eta_{15} = \eta_{1531} = \eta_{1541}$

բ) $\eta_{1231} < \eta_{1361} < \eta_{12361}$։

15. 4. Նկատի ունենալով, որ T—S դիագրամի վրա, գազի տիրույթում իզոխորն և իզոբարն կորություններն փոքր են, գտնել այն հակադարձելի գաղային շարժիչների օ. գ. գ-ների արտահայտությունները, որոնց ցիկլերը 1231 և 1241-ն են, ընդ որում 12-ը իզոթերմ է,



Նկ. 15—25



Նկ. 15—26

23, 24-ը իզոթերմներ են, իսկ 31, 41-ը համապատասխանաբար իզոխոր և իզոբար են։ Ցույց տալ, որ η_{1231} և η_{1241} օ. գ. գ-ների ճշգրիտ արտահայտությունները շատ քիչ են տարբերվում մեկը մյուսից։

Ցուցում.—1231 և 1241 ցիկլերը պատկերել T—S դիագրամի վրա։ Օգտվել խնդ. 15. 3-ի արդյունքներից։

15. 5. *Դիցուք (նկ. 15—26)* abcda-ն T—S դիագրամի վրա շարժիչի կամայական հակադարձելի ցիկլի եզրագիծն է, a-ն և c-ն եզրագծի ամենաձախ և ամենաաջ կետերն են, aec-ն կամայական հակադարձելի այն պրոցեսի գիծն է, որի ընթացքում էնտրոպիան անընդհատ աճում է։

η_{bd}, η_{be}, η_{ed}-ով նշանակենք abcda, abcea, aecda *ցիկլերի* օ. գ. գ։ *Ցույց տալ, որ* $1-\eta_{bd}=(1-\beta_{be})(1-\eta_{ed})$։

Ստուգել այս արդյունքը 12361, 1231, 1361 (նկ. 15—25) ցիկլերի համար և կատնոյի αβγδα, δγεφδ *ու* αβεφα *ցիկլերի համար, որոնցում* αβ, δγ *և* φε-ն *իզոթերմներ են։*

Ցուցում.—Նպատակահարմար է ցիկլերը պատկերացնել T—S *կոորդինատային սիստեմում և օգտվել օ. գ. գ.* $\eta=-\frac{|Q''|}{Q'}$ *արտահայտությունից։*

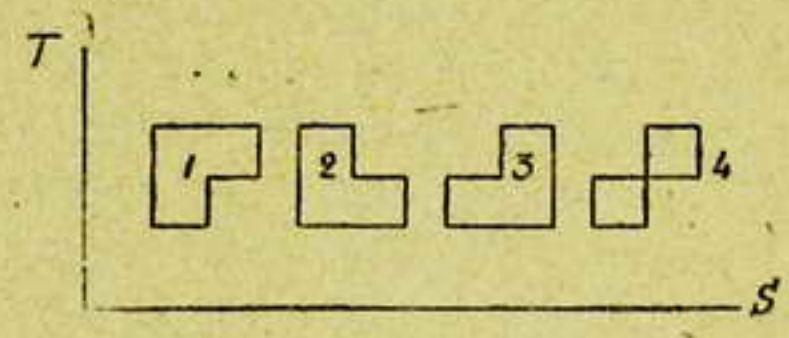
15. 6. *Գտնել η օ. գ. գ. արտահայտությունը այն հակադարձելի շարժիչի համար, որի ցիկլի 12341 եզրագիծը T—S դիագրամի վրա զուգահեռագիծ է. 23, 41-ը իզոթերմներ են։*

12341 ցիկլը պատկերել որպես 1231, 1341 ցիկլերի հաջորդականություն, ստուգել 15. 5 խնդրում արտածված թեորեման։

15. 7. *Նկ. 15—27-ի վրա պատկերված են չորս հակադարձելի շարժիչների ցիկլերը, ընդ որում բոլոր եզրագծերում էլուստների չափերը միևնույնն են։*

Որոշել օ. գ. գ.-ի $\eta_2-\eta_1$, $\eta_3-\eta_1$, $\eta_4-\eta_1$ *տարբերությունները։*

15. 8. *Մեկ կիլոգրամ մաքուր ջրում կատարվում է չորս հակադարձելի պրոցեսներից բաղկացած ցիկլ։*



Նկ. 15—27

12 ջերմաստիճանի իզոբար բաբձրացումը $t_1=30^0C$-*ից մինչև* $t_2=80^0C$, $p=1$ *մթն.,*

23 ջերմաստիճանի ադիաբատ իջեցումը $t_2=80^0C$-*ից մինչև* $t_3=20^0C$.

34 իզոթերմ սեղմումը.

41 ադիաբատ անցումը սկզբնական վիճակին։

Ընդունելով, որ մեկ կիլոգրամ ջրի c_p *ջերմունակությունը հավասար է* $1\frac{\text{մեծ կալ.}}{\text{աստ.}}$, *երբ* $p=1$ *մթն., որոշել 34 իզոթերմ սեղմման թաքնված ջերմությունը և այդ ցիկլով աշխատող շարժիչի օ. գ. գ.-ը։*

Ցուցում.— $S_4-S_3=-(S_2-S_1)$։

15. 9. *Միատոմ և երկատոմ իդեալական գազերը կատարում են 12341 հակադարձելի ցիկլը, որը բաղկացած է 12, 34 իզոթերմներից, որոնց ջերմաստիճաններըը* T_1 *և* T_3 *են, և 23, 41 իզոբարներից։*

Որի օ. գ. գ.-ն է մեծ

15. 10. Իդեալական գազում կատարվում են.

I կատնոյի 12311 հակադարձելի ցիկլը, որտեղ 12, 34 իզոթերմների ջերմաստիճանները T_1 ու T_3 են։

II 123'4'1 հակադարձելի ցիկլը, որում I ցիկլի 23, 41 ադիաբատները փոխարինված են 23, 41 իզոխորներով։

Ցույց տալ, որ

ա) երկու ցիկլերում էլ արտաքին աշխատանքը միևնույնն է.

բ) II շարժիչի օ. գ. գ. ավելի փոքր է, քան I շարժիչինը՝ $\eta_{II} < \eta_I$.

գ) եթե իզոթերմների ջերմաստիճանների տարբերությունը անվերջ փոքր է՝ $T_1 - T_3 = dt$, ապա $\eta_{II} = \eta_I$.

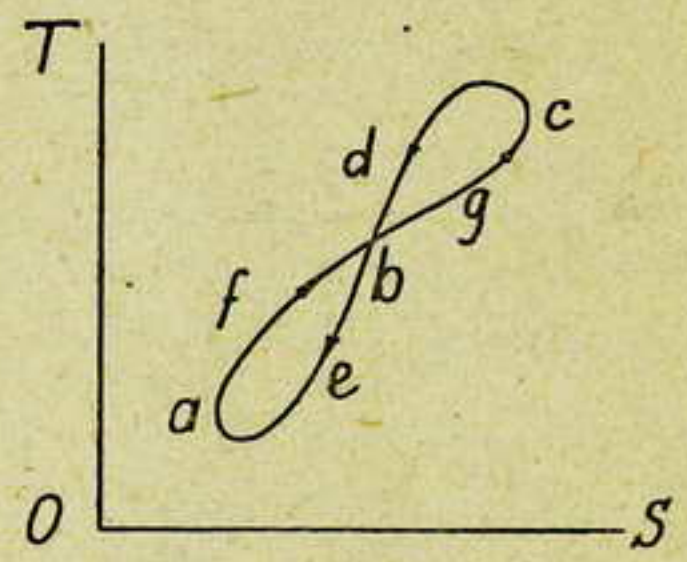
Գլուխ XVI

T—S ԵՎ H—S ԴԻԱԳՐԱՄՆԵՐԸ

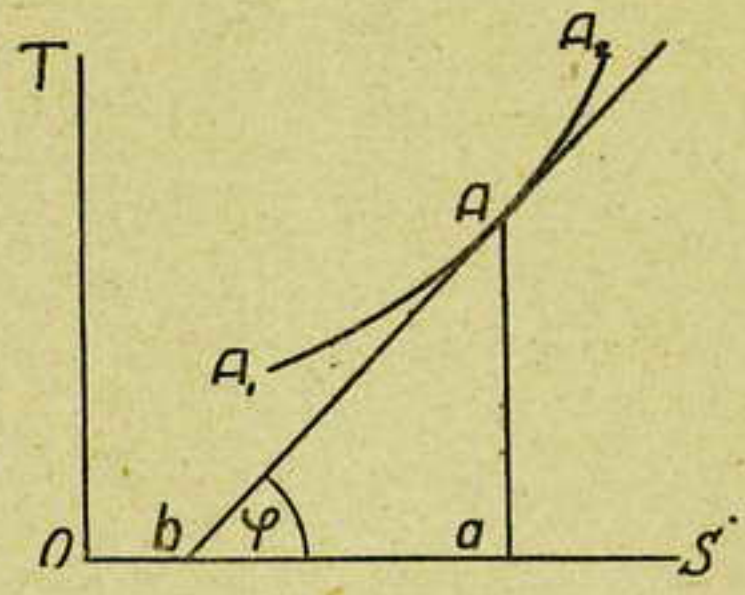
§ 16, 1. ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ T—S ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

1. Տեխնիկայում հաճախ օգտվում են T—S դիագրամից, որի աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրվում է էնտրոպիան, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ բացարձակ ջերմաստիճանը: XV գլխում մենք արդեն տեսանք, որ այդ դիագրամը շատ օգտակար է մի շարք հարցերի քննարկման ժամանակ և շատ բաներում հիշեցնում է p—V դիագրամը:

§ 15, 3-ում T—S դիագրամի վրա տրված է իզոթերմի, հակադարձելի և անհակադարձելի ադիաբատների դասավորությունը, § 14,5-ի 4-ում և 5-ում ցույց է տրված, թե ինչպե՛ս է որոշվում հակադարձելի պրոցեսների և ցիկլերի ջերմությունն այդ դիագրամի օգնությամբ:



Նկ. 16—1



Նկ. 16—2

Նախքան մյուս պրոցեսների գծերի դասավորման անցնելը, աննք մի փոքր լրացում: Դիցուք հակադարձելի ցիկլի եզրագիծն ունի afbgcdea *ուրվակի ձևը (նկ. 16—1):*

Այս դեպքում ցիկլը կարծես թե վեր է ածվում afbea *և* bgcdb *ցիկլերի, որոնց եզրագծերը շրջանցվում են հակառակ ուղղություններով: Ակնհայտ է, որ*

$$Q_{afbgcdea} = Q_{afbea} + Q_{bgcdb},$$

ընդ որում այս հավասարության աջ մասի գումարելիները կունենան տարբեր նշաններ (նկ. 16—1-ի վրա $Q_{afbea} > 0$):

2. Ցույց տանք հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակության որոշման

մի պարզ գրաֆիկական եղանակ, երբ պրոցեսի գիծը տրված է T—S դիագրամի վրա։

Դիցուք A_1AA_2-ը (նկ. 16—2) կամայական հակադարձելի պրոցեսի գիծն է, A կետից տանենք bA շոշափողը։ Շոշափողի և OS առանցքի կազմած AbS անկյունը նշանակենք φ-ով։ Եթե A_1AA_2 կորի երկար անվերջ մոտ մի կետից մյուսին անցնելիս ջերմաստիճանի և էնտրոպիայի անվերջ փոքր աճերը նշանակենք δt-ով և δS-ով, ապա

$$\frac{\delta t}{\delta S}=\operatorname{tg}\varphi,$$

Մյուս կողմից,

$\operatorname{tg}\varphi=\frac{aA}{ba}$, որտեղ aA-ն T բացարձակ ջերմաստիճանն է A կետում։ Ակնհայտ է, որ

$$ba=T\frac{\delta S}{\delta t},$$

բայց քանի (14, 5, 2)-ի՝ $T\frac{\delta S}{\delta t}=C$, որտեղ C-ն սիստեմի ջերմունակությունն է A կետում, երբ կատարվում է A_1AA_2 պրոցեսը։ Համեմատելով վերջին երկու հավասարությունները, ստանում ենք՝

$$C=ba. \qquad (16,\ 1,\ 1)$$

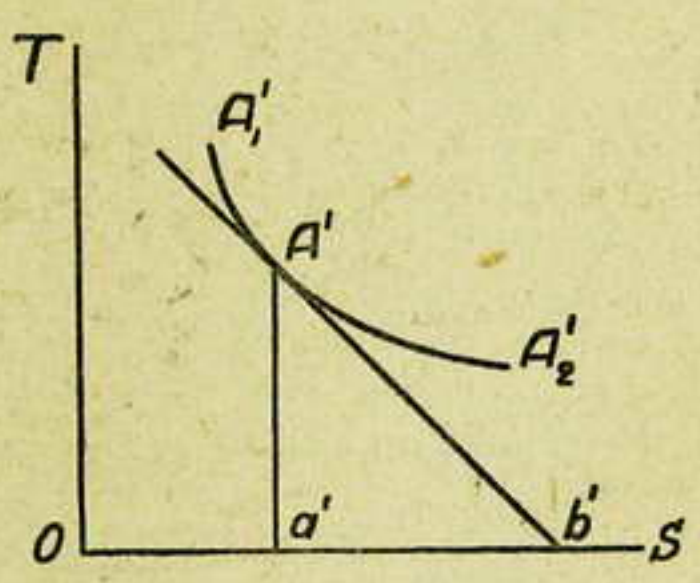
ինչպես հայտնի է, ba հատվածը կոչվում է ենթաշոշափող։
Այսպիսով՝

(16, 1, 2) T—S դիագրամի վրա տրված A_1AA_2 հակադարձելի պրոցես կատարող սիստեմի ցանկացած A վիճակում ջերմունակությունը հավասար է ba ենթաշոշափողին։

Եթե հակադարձելի պրոցեսի գիծը բարձրանում է ձախից աջ, $\frac{\delta t}{\delta S}$ և $\frac{\delta S}{\delta t}$ ածանցյալները դրական են, և քանի որ բացարձակ ջերմաստիճանը բացասական չի լինում, ապա $C>0$։

Ընդհակառակը՝ եթե հակադարձելի պրոցեսի $A'_1A'A'_2$ գիծը (նկ. 16—3) իջնում է ձախից աջ, ապա $\frac{\delta t}{\delta S}$ և $\frac{\delta S}{\delta t}$-ն բացասական են, և այդ պատճառով C′ ջերմունակությունը կլինի բացասական՝

$$C'=b'a'<0, \qquad (16,\ 1,\ 3)$$



Նկ. 16—3

Համեմատենք (16, 1, 1)-ը և (16, 1, 3)-ը իրար հետ։ $C>0$, $C'<0$. դրա համար պետք է լինի՝ $ba>0$, $b'a'<0$։

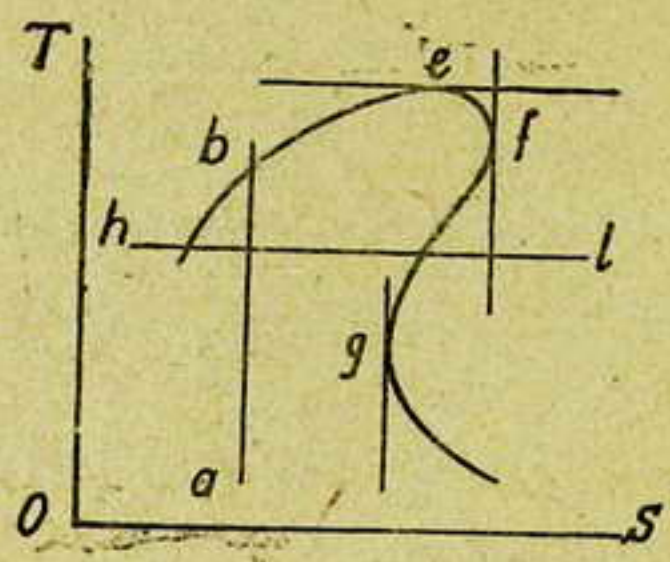
Այսպիսով, որպեսզի ենթաշոշափողի միջոցով որոշենք ջերմունակությունը, պետք է ba, b′a′ հատվածներին նշաններ վերագրենք։

Նշանների կանոնի հաստատումը շատ հեշտ է։ Ենթաշոշափողի սկիզբ (նկ. 16 2-ում, նկ. 16—3-ում) համարենք շոշափողի և OS առանցքի հատման կետը և դրական հաշվենք այն ենթաշոշափողը, որն ուղղված է ձախից աջ, օրինակ՝ ba-ն (նկ. 16 –2), այսինքն՝ երբ b սկիզբը գտնվում է a վերջից ձախ։

Այսպիսի պայմանով (նկ. 16—3) b'a' ենթաշոշափողը կլինի բացասական։

Հետևաբար (16, 1, 2) կանոնը պետք է լրացվի ենթաշոշափողի նշանի կանոնով։

Ինչքան մեծ է՝ $\operatorname{tg}\varphi=\frac{\delta t}{\delta S}$, այսինքն՝ ինչքան թեք է պրոցեսի գիծը,



Նկ. 16—4

այնքան փոքր են $\frac{\delta S}{\delta t}$-ն և C ջերմունակությունը։ Այն կետերում, որտեղ պրոցեսի գծի շոշափողը զուգահեռ է OT առանցքին՝ $\frac{\delta t}{\delta S}=\infty$, $\frac{\delta S}{\delta t}=0$, $C=0$։

Օրինակ (նկ. 16—4), ab իզենտրոպի ցանկացած կետում և defg պրոցեսի f և g կետերում $C=0$։ Հնդհակառակը, այն կետերում, որտեղ շոշափողը զուգահեռ է OS առանցքին՝

$$\frac{\delta t}{\delta S}=0,\quad \frac{\delta S}{\delta t}=\infty,\quad C=\infty.$$

Օրինակ, $C=\infty$ (նկ. 16—4) hl իզոթերմի բոլոր կետերում և befg գծի e կետում։

§ 16, 2. ԻԶՈԲԱՐՆԵՐԸ, ԻԶՈԽՈՐՆԵՐԸ ԵՎ ԻԶԷՆԹԱԼՊՆԵՐԸ T—S ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

1. Գիտենալով շոշափողը և կորության կենտրոնը որևէ կետում, մենք կարող ենք ունենալ լավ պատկերացում կորի փոքր մասի համար։ Բայց նույնիսկ տրված կետում միայն շոշափողի գիտենալը թույլ է տալիս լուծել մի քանի հարցեր (օրինակ՝ այն հարցը, թե երկու կորերից ո՞րն է ավելի թեք երեսից հատման կետում), երբ կետը տրված է (A նկ. 16—2), ապա շոշափողը միանգամայն որոշվում է աբսցիսների OS առանցքի հետ իր կազմած φ անկյունով։ Այդ անկյան տանգենսը հավասար է $\frac{\delta t}{\delta S}$ ածանցյալին, որտեղ δt-ն և δS-ը ջերմաստիճանի և էնտրոպիայի տարրական աճերն են, երբ A_1AA_2 կորի A կետից անցնում ենք նրան անվերջ մոտ մի ուրիշ կետ։

2. Բացի իզոթերմ և ադիաբատ պրոցեսներից, որոնց մասին տեղեկություններ են տրված § 15, 3-ում, տեխնիկայում կարևոր են հանդիսանում նաև իզոխոր, իզոբար և իզենթալպ պրոցեսները։

Շատ հեշտ կարող ենք հաշվացողություն ունենալ իզոխորների և իզոբարների ընթացքի և փոխադարձ դասավորության մասին՝ իմանալով այն բանից, որ C_p ու C_v ջերմունակությունները դրական են և $C_p > C_v$:

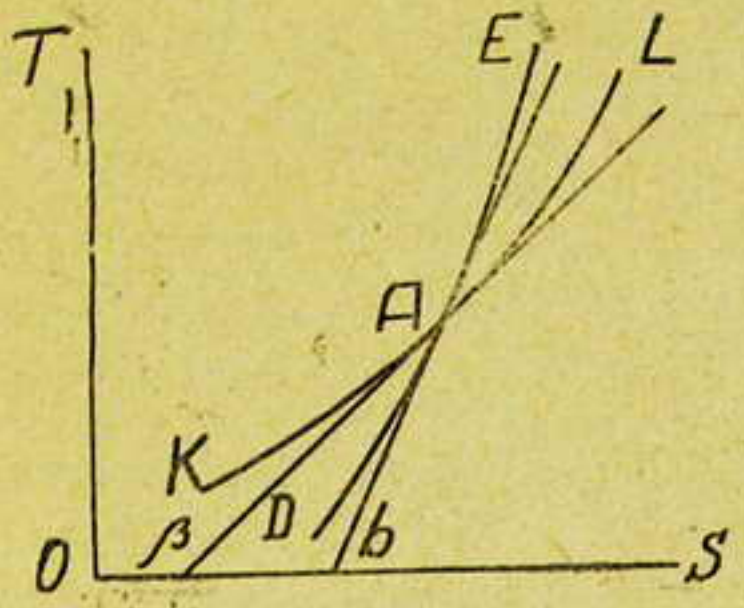
§ 16,1-ում ցույց է տրված, որ պրոցեսի դրական ջերմունակության դեպքում նրա գիծը T—S դիագրամի վրա բարձրանում է ձախից աջ (նկ. 16—2):

Հետևաբար DAE իզոխորը և KAL իզոբարը (նկ. 16—5) պետք է բարձրանան ձախից աջ:

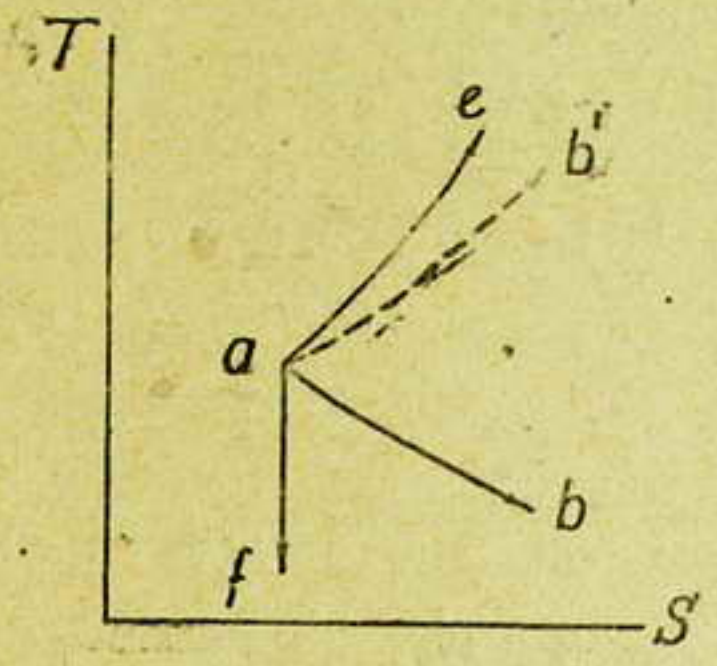
Իզոխորն իզոբարից ավելի թեք պետք է լինի:

Իսկապես, դիցուք βA-ն և bA-ն իզոբարի և իզոխորի շոշափողներն են նրանց ընդհանուր A կետում, իսկ βa-ն և ba-ն իզոբարի և իզոխորի ներշոշափողներն՝ այդ նույն (A) կետում:

Քանի որ $C_p > C_v$, ապա ըստ (16, 1, 2)-ի՝ βa > ba, այսինքն՝ DAE իզոխորն KAL իզոբարից ավելի թեք է:



Նկ. 16—5



Նկ. 16—6

3. § 8, 8-ում ցույց է տրված, որ այն սիստեմներում, որոնց $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0$, էնթալպը դասավորվում է դեպի ծավալի մեծացումն ուղղված հակադարձելի ադիաբատի և իզոբարի միջև (նկ. 8—20): Այն դեպքերում, երբ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0$, ծավալի մեծացմանը համապատասխանում է ջերմաստիճանի փոքրացում հակադարձելի ադիաբատի (իզենտրոպի) վրա և ջերմաստիճանի մեծացում՝ իզոբարի վրա: Հետևապես af հակադարձելի ադիաբատը և ae իզոբարը (նկ. 8—20) պատկերվում են T—S կոորդինատային սիստեմում այնպես, ինչպես ցույց է տրված նկ. 16—6-ում, որտեղ պահված են նկ. 8—20-ի նշանակումները: Այժմ իզենտրոպը և իզոբարը կազմում են բութ անկյուն. այդ պատճառով էլ էնթալպը դանդվելով այդ անկյունում, կարող է OS առանցքի հետ կազմել ինչպես բութ, այնպես էլ սուր անկյուն (տես նկ. 16—6-ի վրա ab, ab'):

Այսպիսով, § 8, 8-ում կիրառված եղանակը պետանի չէ T—S դիագրամի վրա էնթալպի դասավորումը հաստատելու համար: H=const.

իզէնթալպի և OS առանցքի կազմած φ անկյան տանգենսը որոշելու համար կարելի է վարվել հետևյալ կերպ.

$$\operatorname{tg}\varphi=\left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_H=\frac{d_H t}{d_H S}$$

$dH=TdS+Vdp$ հավասարությունից [տե՛ս (14, 6, 8)] ստանում ենք՝

$$d_H S=-\frac{V}{T}d_H p$$

և այստեղից

$$\operatorname{tg}\varphi=-\frac{T}{V}\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H, \qquad (16,\ 2,\ 1)$$

որտեղ $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H$-ն իզէնթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտն է, որը դրական է հեղուկ-գոլորշի տիրույթում և հեղուկի ու գազի տիրույթների այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշի տիրույթին: (16, 2, 1)-ից հետևում է, որ $\operatorname{tg}\varphi$-ն և $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H$-ն ունեն հակառակ նշանները:

Մենք կարող ենք օգտվել նաև (13, 7, 6)-ից, ըստ որի՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H\begin{matrix}>0\\<0\\=0\end{matrix}, \text{ եթե } \alpha_p T\begin{matrix}>0\\<0\\=0,\end{matrix}$$

որտեղ $\alpha_p=\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p$-ն ծավալի ընդարձակման գործակիցն է, երբ $p=\text{const}$: (16, 2, 1)-ը, ինչպես և $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H$ ածանցյալի և $\alpha_p T$ արտադրյալի նշանների միջև եղած կապը բերում են հետևյալ ընդհանուր եղրակացությանը.

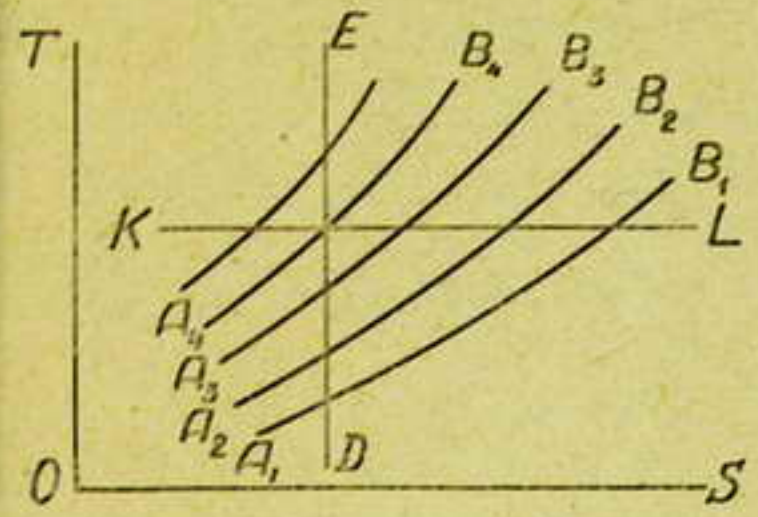
(16, 2, 2) Հեղուկ-գոլորշի տիրույթում և հեղուկի ու գազի տիրույթների այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշի տիրույթին $\operatorname{tg}\varphi=\left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_H<0$, այսինքն՝ այս երեք տիրույթներում, T—S դիագրամի վրա, իզէնթալպն իջնում է ձախից դեպի աջ: Գոլորշու ճյուղից աջ, ջերմաստիճանների և ճնշումների այն տիրույթում, որտեղ գազը մոտ է իդեալականին, իզենթալպն իջնում է շատ դանդաղ և ձգտում է ճամբցկենել իզոթերմին:

Վերջին եզրակացությունը հիմնված է այն բանի վրա, որ իդեալական գազում $\alpha_p T=1$, $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_H=0$ [տե՛ս (10, 3, 5)-ը և (13—7, 6)-ը]:

4. Այժմ ուսումնասիրենք T—S դիագրամի վրա գանագան գծերի ընտանիքներ: Ամենից առաջ նշենք, որ երբեմն միևնույն ընտանիքի տարբեր կորերը ունենում են ընդհանուր կետեր (հատման կամ շոշափման) կամ ընդհանուր մասեր: Այսպես, օրինակ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում հաստատուն բաղադրության բոլոր գծերն անցնում են կրիտիկական կետով

—V կոորդինատային սիստեմում պատկերացված $a'a_1a$ և $b'b_2b$ իզոխորները (նկ. 2,7) p—T կոորդինատային սիստեմում ներկայացվում են $A'A_1O$ $B'B_2O$ գծերով, որոնք ունեն ընդհանուր OA_1 մասը։ Այստեղ դիտվող նպատակն այնպիսին են, որ մեկնումեն ընտանիքի գծերը չունեն ոչ ընդհանուր կետեր և ոչ էլ ընդհանուր մասեր։

Որևէ x=const. կորերի ընտանիքի քննարկման դեպքում էական նշանակություն ունի այն հարցը, թե ինչ ուղղությամբ է փոփոխվում x հաստկանիշը մի $x=x_1=$const. կորից մյուս հարևան $x=x_2=$const. կորին անցնելու դեպքում։ Սկսենք A_1B_1, A_2B_2, A_3B_3 իզոբարների ընտանիքից (նկ. 16—7)։



նկ 16—7

Տաննենք DE իզէնտրոպը. նեթադրենք, որ A_1B_1 և A_2B_2 իզոբարներն անվերջ մոտ են միմյանց, և դրա հետևանքով p_2 և p_1 ճնշումների տարբերությունն անվերջ փոքր է։ Այդ դեպքում 1 և 2 կետերում, որտեղ իզոբարները հատվում են իզէնտրոպի հետ, կունենանք՝

$$p_2-p_1=d_sp,\quad t_2-t_1=d_st. \qquad (16,\ 2,\ 2)$$

s նիշը նշանակում է «իզէնտրոպի վրա»։

Ինչպես գիտենք դիտողից, բոլոր կայուն վիճակներում

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v,\quad \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p,\quad \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s \qquad (16,\ 2,\ 3)$$

մասնավոր ածանցյալներն ունենում են նույն նշանները (այսինքն՝ կամ բոլոր երեք ածանցյալներն էլ դրական են, կամ երեքն էլ՝ բացասական), իսկ $\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_s$ ածանցյալի նշանը հակառակ է (16, 2, 3) ածանցյալների նշաններին, ընդ որում հեղուկ-գոլորշի սիստեմում և նրան կից տիրույթներում (16, 2, 3) ածանցյալները դրական են։

Բայց

$$\frac{d_sp}{d_st}=\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_s.$$

հետևաբար հեղուկի, հեղուկ-գոլորշու և գազի տիրույթներում $\frac{d_sp}{d_st}>0$։

Այսպիսով, քանի որ (16, 2, 2)-ում $d_st>0$, ապա և $d_sp>0$։

Ուստի իզէնտրոպով A_1B_1 իզոբարից մյուս ավելի բարձր դասավորված A_2B_2 իզոբարին անցնելու դեպքում ճնշումը մեծանում է։

Մեկնումեն ոնգի կունենա նաև ցանկացած իզոբարից բարձր դասավորված հարևան իզոբարին անցնելիս։

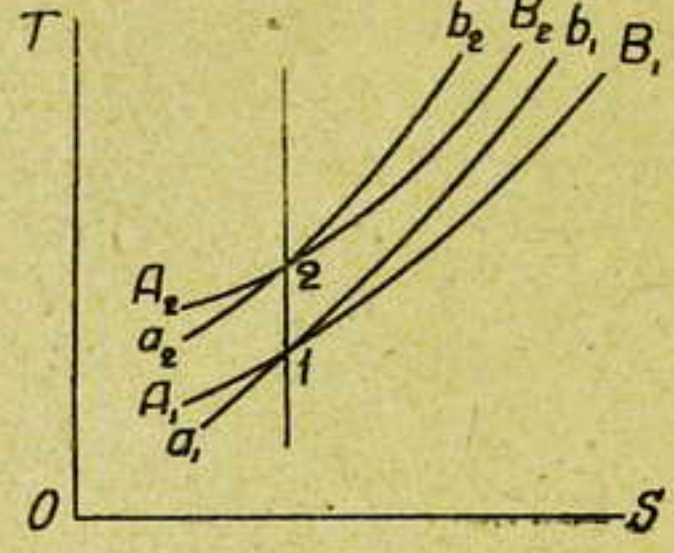
Ուստի մենք հանգում ենք հետևյալ ընդհանուր եզրակացությանը [հիշելով (16, 2, 3)-ը]։

(16. 2. 4) Բոլոր այն վիճակներում, որոնց դում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v$ ածանցյալը դրա
կան է (օրինակ՝ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում և հեղուկի ու գազի տիրույթնե
րի այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշի տիրույթին) T—S դիագրա
մի վրա, ինչքան բարձր և ավելի աջ է դասավորված իզոբարը, այնքան մե
ծ նրա վրա հաստատուն ճնշման արժեքը:

Այն վիճակներում, որոնց դում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0$, մի իզոբարից հարևան բարձ
դասավորված իզոբարին անցնելիս ճնշումը փոքրանում է:

*5. Այժմ դիտենք իզոխորների և իզենթալպների ընդհանրքները. Այ
հարցը, թե ինչպես է փոփոխվում ծավալը մի իզոխորից հարևան իզոխո
րին անցնելիս, և էնթալպիան՝ մի իզենթալպից մի ուրիշ իզենթալպի
անցնելու դեպքում, հեշտությամբ լուծվում է (16, 2, 4)-ի հիման վրա:*

Դիցուք (նկ. 16—8)-ում a_1b_1-*ը և* a_2b_2-*ը երկու հարևան իզոխորնե
են, իսկ 12-ը իզենթալպ է: Ըստ (4, 5, 6)-ի*



Նկ. 16—8

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s = \frac{d_s V}{d_s p} < 0$$

բոլոր կայուն հավասարակշռության վիճակներում.

Հետևաբար՝ եթե $p_2 - p_1 = d_s p > 0$, *ապա* $V_2 - V_1 = d_s V < 0$ *և ընդհա
կառակը. Այստեղից համանման (16, 2, 4)-ին այն դեպքերում, երբ* $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v > 0$, *ինչքան բարձր է դասավորված իզոխորը T—S դիագրամ
վրա, այնքան փոքր է նրա վրա հաստատուն ծավալի արժեքը
Իսկ եթե* $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v < 0$, *ապա բարձր դասավորված իզոխորի վրա ծավալն ավե
լի մեծ է, քան ստորև դասավորվածների վրա:*

Ընդունելով (14, 6, 8)-ում $dS = 0$, *ստանում ենք՝*

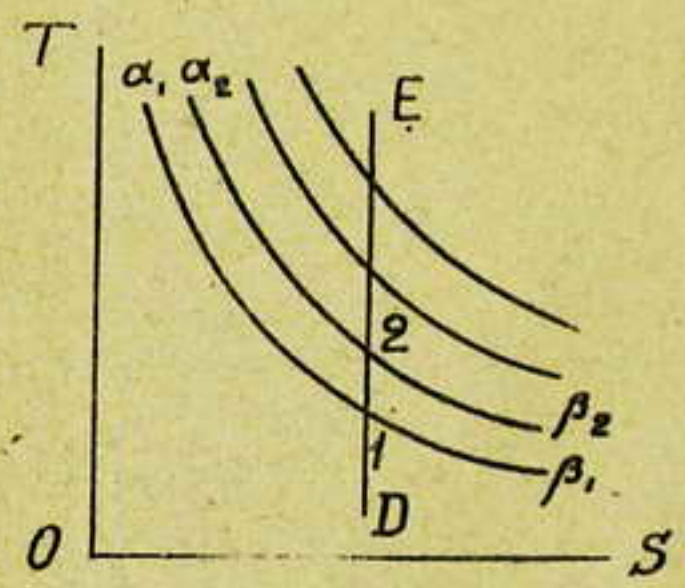
$$d_s H = V d_s p,$$

որտեղ (նկ. 16—9)

$$d_s p = p_2 - p_1, \quad d_s H = H_2 - H_1,$$

իսկ 1, 2 կետերը պատկանում են DE իզենթալպին:

Բայց միշտ $V > 0$: *Ուստի այս հա
վասարությունից եզրակացնում ենք,*



Նկ. 16—9

որ DE իզոթերմի վրա էնթալպիան և ճնշումը փոփոխվում են միևնույն ուղղությամբ. Այս հանգամանքը և (16, 2, 4)-ը բերում են հետևյալ արդյունքին.

(16, 2, 5) Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում և բոլոր այն վիճակներում, որոնցում $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)>0$, T—S դիագրամի վրա իզոբար բարձր է դասավորված իզոթերմը, այնքան մեծ է նրա վրա էնթալպիայի հաստատուն արժեքը:

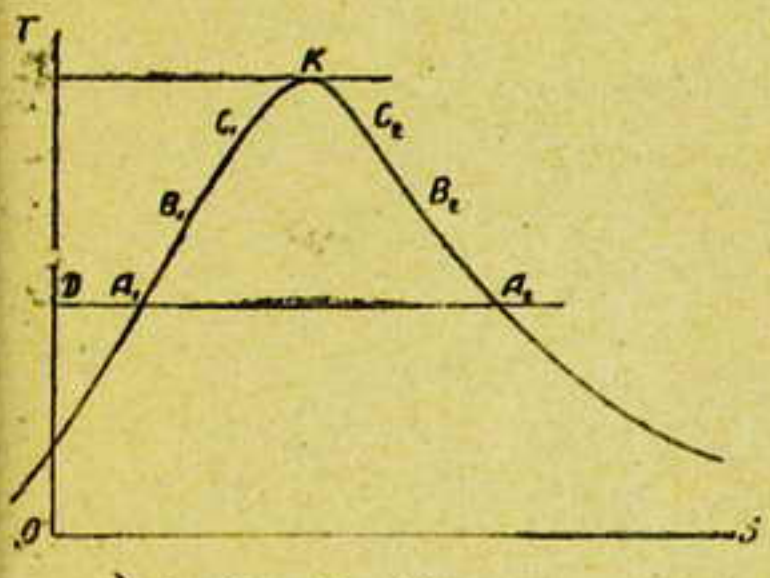
Այն դեպքերում, երբ $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)<0$, ցածր դասավորված իզոբարները բարձր դասավորվածներին անցնելիս էնթալպիայի արժեքը փոքրանում է:

§ 16, 3. T—S ԴԻԱԳՐԱՄԸ ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՀԱՄԱՐ

1. § 15, 3, 2-ում բացատրված է, որ ընդունելով սիստեմի որևէ վիճակի էնտրոպիան հավասար 0-ի, կարելի է որոշել ցանկացած վիճակներում էնտրոպիայի արժեքը:

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմի համար կազմված աղյուսակներում յուրաքանչյուր ջերմաստիճանի համար բերվում են հագեցած հեղուկի և գոլորշու էնտրոպիայի արժեքները:

Օգտվելով աղյուսակներից, կարելի է ջերմաստիճանի յուրաքանչյուր արժեքի համար տեղադրել հագեցած հեղուկի և հագեցած գոլորշու տեսակարար էնտրոպիաների արժեքները և այսպիսով ստանալ հեղուկի և գոլորշու ճյուղերը T—S դիագրամի վրա:



Նկ. 16—10

Նկ. նկ. 16—10-ում և 16—11-ում $A_1B_1C_1KC_2B_2A_2$-ն հագեցման գիծն է, ընդ որում K-ն կրիտիկական կետն է, $A_1B_1C_1K$ հեղուկի ճյուղն է, իսկ $A_2B_2C_2K$-ն՝ գոլորշու:

Պետք է նկատել, որ երբ հեղուկի ճյուղը տրված է, գոլորշու ճյուղը կարելի է կազմել նաև այլ եղանակով. ըստ (14, 5, 10)-ի՝ գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը $L=T(s_2-s_1)$, որտեղ s_2 և s_1-ը հագեցած գոլորշու և հեղուկի տեսակարար էնտրոպիաներն են գոլորշիացման T ջերմաստիճանի դեպքում:

Այստեղից

$$s_2=s_1+\frac{L}{T},$$

Դիցուք, օրինակ, հեղուկի ճյուղի A_1 կետում ջերմաստիճանը $T=OD$, $s_1=DA_1$: DA_1A_2 իզոթերմի վրա A_1 կետից տեղադրենք $A_1A_2=\frac{L}{T}$ հատվածը.

այդ ժամանակ

$$DA_2 = s_1 + \frac{L}{T} = s_2,$$

Հարկավոր է նկատի ունենալ, որ կրիտիկական (K) կետում $L=0$ և այդ պատճառով $s_2=s_1$: Այսպիսով K-ն հանդիսանում է հպեցման գծի երկու ճյուղերի ընդհանուր կետը:

Հեշտ է համոզվել, որ K կետում երկու ճյուղերն ունեն Os առանցքին զուգահեռ մի ընդհանուր շոշափող: Իսկապես, p—v դիագրամի վրա կրիտիկական կետում կրիտիկական իզոթերմը և հագեցման կորի երկու ճյուղերն ունեն մի ընդհանուր շոշափող. այստեղից, համաձայն (§ 8, 5, 2)-ի և (8, 7, 2)-ի բխում է, որ այդ կետում $c_{1k}=\infty$, $c_{2k}=-\infty$, որտեղ c_1 և c_2-ը հպվցած հեղուկի և գոլորշու տեսակարար ջերմունակությունները են:

բայց

$$c_1 = T\frac{ds_1}{dt}, \quad c_1 = T\frac{ds_2}{dt} \qquad (16, 3, 1)$$

և այդ պատճառով կրիտիկական կետում՝

$$\frac{dt}{ds_1} = \frac{T}{c_{1k}} = 0, \quad \frac{dt}{ds_2} = \frac{T}{c_{2k}} = 0,$$

այսինքն՝ K կետում

$$\frac{dt}{ds_1} = \frac{dt}{ds_2} = 0.$$

Հետևաբար կրիտիկական կետում հեղուկի և գոլորշու ճյուղերն ունեն մի ընդհանուր շոշափող, որը զուգահեռ է Os առանցքին:

2. c_1 տեսակարար ջերմունակությունը (հեղուկի ճյուղի վրա) միշտ դրական է և աճում է ջերմաստիճանի բարձրացման հետ զուգընթաց (տե՛ս § 8, 5, 2):

Ուստի (16, 3, 1)-ից հետևում է, որ

$$\frac{dt}{ds_1} = \frac{T}{c_1} > 0,$$

այսինքն՝ T—S դիագրամի վրա հեղուկի ճյուղը բարձրանում է ձախից աջ, ինչպես դա պատկերված է նկ. նկ. 16—10-ում և 16—11-ում:

Իսկ գոլորշու ճյուղերի տեսքերն այդ նկարների վրա միևնույնը չեն:

Եթե գոլորշու ճյուղի բոլոր կետերում c_2 ջերմունակությունը բացասական է, ապա նա պետք է իջնի ձախից աջ (նկ. 16—10): Իսկապես, ըստ (16, 3, 1)-ի, երբ $c_2<0$,

$$\frac{dt}{ds_2} = \frac{T}{c_2} < 0,$$

այսինքն՝ ջերմաստիճանի բարձրացման ժամանակ ($dt>0$) հաչեցած գոլորշու տեսակարար էնտրոպիան պետք է փոքրանա ($ds_2<0$):

Դիտենք այժմ այն դեպքը (նկ. 16—11), երբ գոլորշու ճյուղի միջին մասում c_2 ջերմունակությունը դրական է։ Դիցուք F_2K և D_2A_2 ծայրամասերի վրա $c_2<0$, իսկ D_2F_2 մասում $c_2>0$։

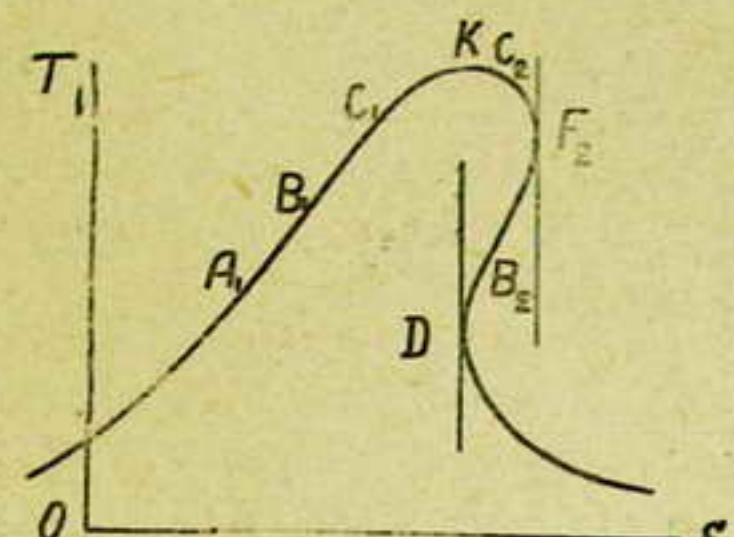
Այս դեպքում D_2F_2 մասում կունենանք՝

$$\frac{dt}{ds_2}=\frac{T}{c_2}>0,$$

այսինքն՝ dt-ն և ds_2-ը պետք է ունենան նույն նշանը և D_2F_2 մասը պետք է բարձրանա ձախից դեպի աջ։

F_2 և D_2 կետերում շոշափողն ուղղահայաց է Os-ին։ Այդ կետերում

$$\frac{ds_2}{dt}=0 \text{ և } c_2=0։$$



Նկ. 16—11

Այն հետևությունները, որոնց հանգեցնում է գոլորշու ճյուղի վրա միջին՝ դրական c_2 ջերմունակություն ունեցող մասի առկայությունը, քննարկված են §§ 8, 7, 8, 8 և 8, 9-ում, այդ պատճառով էլ նրանց վրա կանգ չենք առնի։

3. T—s դիագրամի վրա (x_2) չորության աստիճանը որոշվում է նույն կերպ, ինչպես որոշվում է p—v և v—T դիագրամների վրա։

Իսկապես, եթե S-ը հեղուկ-գոլորշի սիստեմի էնտրոպիան է, ապա

$$S=m_1s_1+m_2s_2,$$

որտեղ s_1 և s_2 տեսակարար էնտրոպիաները միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են։ Ուստի, համաձայն (2, 7, 7)-ի, կստանանք՝

$$s=s_1+x_2(s_2-s_1)$$

և

$$x_2=\frac{s-s_1}{s_2-s_1}, \qquad (16, 3, 1)$$

որտեղ $s=\frac{S}{m}$ այն մասային միավորի էնտրոպիան է, որի բաղադրությունը նույնն է, ինչ որ հեղուկ-գոլորշու սիստեմի բաղադրությունը։

A_1 և A_2 (նկ. 16—10) և նրանց միջև A_1A_2 իզոթերմի վրա գտնվող որևէ A կետի համար

$$s_1=DA_1,\ s_2=DA_2,\ s=DA, \text{ ուստի } s-s_1=A_1A,\ s_2-s_1=A_1A_2,$$

և

$$x_2=\frac{A_1A}{A_1A_2}: \qquad (16, 3, 4)$$

(16 3, 3)-ը նույնպես «ծանոթ կանոնն է», որը մենք ստացել էինք p—v դիագրամի վրա չորության աստիճանի որոշման համար։

Այստեղից պարզ է, որ T—s դիագրամի վրա հաստատուն բաղադրության գծերը կառուցվում են այնպես, ինչպես նրանք կառուցվում են

p—v դիագրամի վրա։ Նկ. նկ. 16—12-ում և 16 - 13-ում պատկերացված հաստատուն բաղադրության դծերը T—s դիագրամի վրա համապատասխանում են նկ. նկ. 16—10-ին և 16—11-ին։

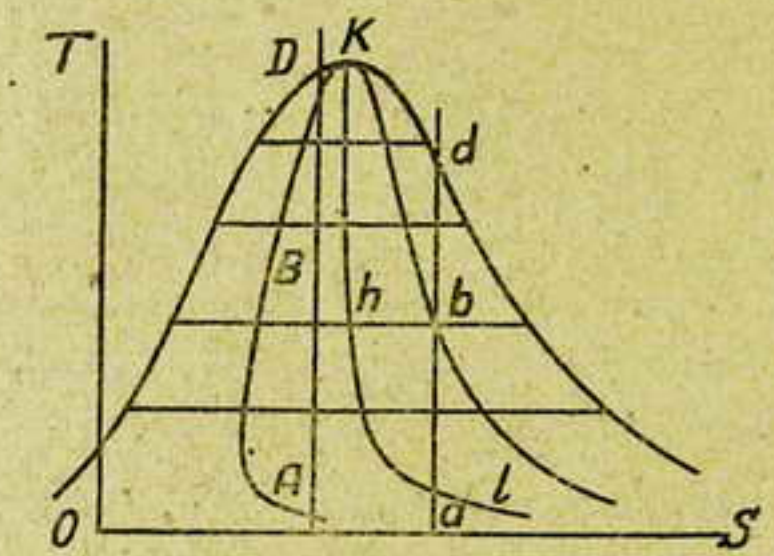
T—s դիագրամի վրա հաստատուն բաղադրության դծերը շատ բաներով նման են p—v դիագրամի վրա հաստատուն բաղադրության դծերին (նկ. 2—20)։

Ամենից առաջ, (16, 3, 3)-ից հետևում է, որ հաստատուն բաղադրության բոլոր դծերը դուրս են գալիս (K) կրիտիկական կետից և բացառությամբ մեկ (Khl) դծի՝ K կետում ունեն Os-ին զուգահեռ ընդհանուր շոշափող։

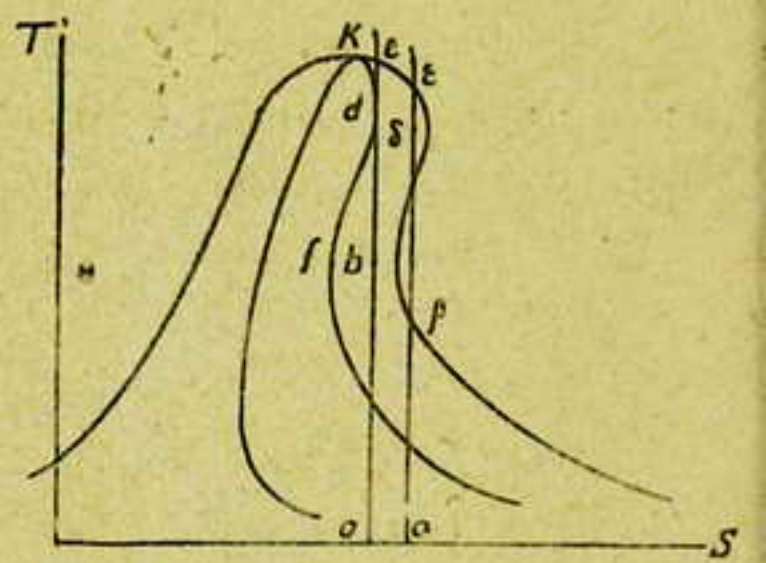
Նկ. 16—12-ի վրա պատկերացված դեպքում հեղուկի ճյուղի և Khl-ի միջև գտնվող հաստատուն բաղադրության դծերի վրա ջերմատարածման լրջեցման դեպքում, սկսած կրիտիկականից, էնտրոպիան սկզբում փոքրանում է, իսկ հետո մեծանում և ձգտում է անվերջության (միայն հեղուկի ճյուղի վրա է, որ ջերմատարածման լրջեցման դեպքում էնտրոպիան անընդհատ նվազում է)։ Էնտրոպիան Khl-ից ալ գտնված հաստատուն բաղադրության բոլոր դծերի վրա ջերմատարածման լրջեցման դեպքում անընդհատ աճում է։

Նկ. 16—13-ում հաստատուն բաղադրության յուրաքանչյուր դծի վրա գոյություն ունի ձախից ալ բարձրացող մաս (օրինակ՝ fd-ն) և ձախից ալ իջնող մեկ կամ 2 մաս։

Պետք է նշել, որ հաստատուն բաղադրության դծերի ձևից կախված



Նկ. 16—12



Նկ. 16—13

են՝ c ջերմունակության նշանը [այդ ջերմունակության մասին տե՛ս (16, 1, 2)] և գոլորշու քանակի աճի նշանը ջերմատարածման լրջէնտրոպիական փոխոխման դեպքում։

Իսկապես, համաձայն § 16,1-ի ձախից դեպի ալ իջնող մասերի վրա հաստատուն բաղադրության պրոցեսի c ջերմունակությունը բացասական է, իսկ ձախից դեպի ալ բարձրացող մասերի վրա այդ ջերմունակությունը դրական է։

Մյուս կողմից հեշտ է համոզվել, որ հագեցման տիրույթի այն մասում, որտեղ հաստատուն բաղադրության դծերն իջնում են ձախից դեպի

ած, ջերմաստիճանի իզենտրոպ (մասնավոր դեպքում հակադարձելի-ադիաբատ) բարձրացմանը զուգընթաց մնծանում է նաև հատնցած գոլորշու քանակը։ Հաղնցման այն սկրուչքում, որտեղ հատատաուն բաղադրության գնելը բարձրանում են ձախից դեպի աջ, ջերմաստիճանի իզենտրոպ բարձրացման դեպքում գոլորշու քանակը վնազրանում է։

Հենց նոր ասածից պարզ է, որ հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսի դեպքում գոլորշու քանակի փոփոխման նշանը կախված է C ջերմունակության նշանից։

Այս կարելի է ապացուցել (8, 3, 1)-ի հիման վրա.

$$\delta Q = C\delta t + L\delta m_2 \quad (\text{որտեղ } C\text{-ն գրված է } Cm_3\text{-ի փոխարեն}).$$

հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսում

$$\delta Q = 0,\ \delta t = d_s t,\ \delta m_2 = d_s m_2,$$

ուստի

$$\frac{d_s m_2}{d_s t} = -\frac{C}{L} \qquad (L > 0), \qquad (16, 3, 5)$$

Քանի որ $L > 0$, ապա (16, 3, 5)-ը հաստատում է վերևում ասածը։

Այսինքն՝

Եթե $d_s t > 0$, ապա $d_s m_2 > 0$, երբ $C < 0$ և, ընդհակառակը։ Ուսումնասիրենք (նկ. 16—12, նկ. 16—13) կրիտիկական կետից ձախ դասավորված ABD հակադարձելի ադիաբատները և K կետից աջ դասավորված abd հակադարձելի ադիաբատները։ Երկու նկարներում էլ, երբ ջերմաստիճանը բացարձակ 0-ից սկսած աստիճանաբար բարձրանում է ABD-ով, գոլորշու քանակը, որը չնչին է A-ում, մնծանում է մինչև B և ապա, փոքրանալով, D կետում դառնում է զրո։ abd հակադարձելի ադիաբատի վրա (նկ. 16—12), երբ ջերմաստիճանը բացարձակ 0-ից սկսում է բարձրանալ, գոլորշու քանակն անընդհատ մնծանում է. d կետում ունենում ենք չոր հագեցած գոլորշի։

Նկ. 16—13-ում abde հակադարձելի ադիաբատն ամբողջապես դասավորված է հագեցման սկրուչքում. a-ից մինչև b գոլորշու (m_2) քանակը մնծանում է, b-ից մինչև d m_2-ը փոքրանում է, իսկ d-ից մինչև e m_2-ը նորից մնծանում է։ Նկ. 16—13-ի վրա αβγδ-ն ներկայացնում է հակադարձելի ադիաբատ, որի βγ մասը դասավորված է գազի սկրուչքում։ m_2-ը աճում է α-ից մինչև β. β կետում ունենում ենք չոր հագեցած գոլորշի. β-ից մինչև γ սխտեմը գտնվում է գազային վիճակում, γ-ից մինչև δ հագեցած գոլորշին մասամբ վերածվում է հեղուկի, δ-ից մինչև e-ը m_2-ը նորից մնծանում է. e-ում (ինչպես և β կետում) ունենում ենք չոր հագեցած գոլորշի, իսկ ավելի բարձր ջերմաստիճաններում սխտեմը գազ է ներկայացնում։

Հակադարձելի ադիաբատների այս առանձնահատկությունները մանրամասն շարադրված են §§ 8, 6 և 8, 7-ում p—v դիագրամի ուսումնասիրման ժամանակ։

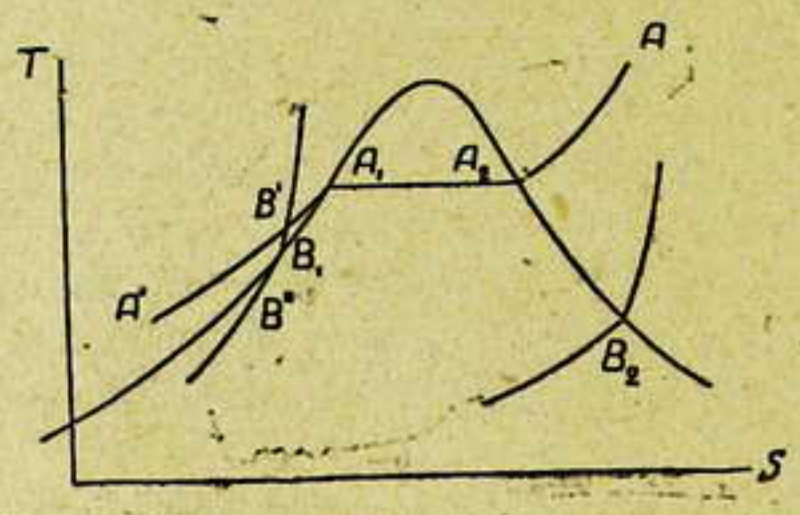
4. Հեղուկ-գոլորշի սխտեմում ճնշումը ջերմաստիճանի ֆունկցիա է։ Այդ պատճառով էլ այս սխտեմում իզոբարը համընկնում է իզոթերմին և կազմում իզոբար-իզոթերմ։

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմին կից հեղուկի և գազի տիրույթներում, ինչպես ասված է § 16, 2, 2-ում, իզոբարը բարձրանում է ձախից աջ։ Այդ պատճառով իզոբարը, որ տարածվում է հեղուկի տիրույթից (հեղուկ-գոլորշի սիստեմի տիրույթի միջով) դեպի գազի տիրույթը, բաղկացած է երեք մասերից, ծայրայինն՝ $A'A_1$ կոր՝ A_2A մասերից և միջինն՝ A_1A_2 մասից, որը Os առանցքին զուգահեռ ուղիղ մի հատված է (նկ. 16—14)։

Ճնշման և ջերմաստիճանի բարձրացման ժամանակ միջին մասի երկարությունն աստիճանաբար փոքրանում և կրիտիկական կետում դառնում է 0։ Այստեղից հետևում է, որ կրիտիկական K կետով անցնող իզոբարը շոշափում է հագեցման գիծը K կետում։ Կրիտիկականից բարձր ճնշումների դեպքում իզոբարն այլևս չունի հագեցման գծի հետ ընդհանուր կետեր և ներկայացնում է սահուն կոր։

Իզոխորը, իհարկե, հեղուկ-գոլորշի տիրույթում չի դառնում ուղղագիծ և միայն բեկվում է, հատելով հագեցման գիծը։

Բեկման անհրաժեշտությունը բխում է հետևյալից. c_{v1}-ով նշանակենք այն իզոխոր տարրական B_1B' պրոցեսի ջերմունակությունը, որը հագեցած հեղուկը վեր է ածում չհագեցածի, իսկ γ_1-ով նշանակենք այն տարրական իզոխոր B_1B'' պրոցեսի ջերմունակությունը, որը հագեցած հեղուկը վեր է ածում հեղուկ-գոլորշու վիճակի։



Նկ. 16—14

Ինչպես հայտնի է [տե՛ս (8, 5, 6')], $\gamma_1 > c_{v1}$, այսինքն՝ B_1 կետում

$$T\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{v1} > T\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{v1}',$$

որտեղ $\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{v1}$-ն ածանցյալի արժեքն է B_1 կետում, երբ B_1-ին մոտենում ենք հեղուկ-գոլորշի տիրույթից, իսկ $\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{v1}$-ն ածանցյալի արժեքն է նույն B_1 կետում, երբ B_1-ին մոտենում ենք չհագեցած հեղուկի տիրույթից։ Այստեղից ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial s}\right)_{v1} < \left(\frac{\partial t}{\partial s}\right)_{v1}',$$

այսինքն՝ B_1 կետում իզոխորը հանկարծակիորեն փոխում է իր ուղղությունը, դառնալով ավելի քիչ թեք՝ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում։

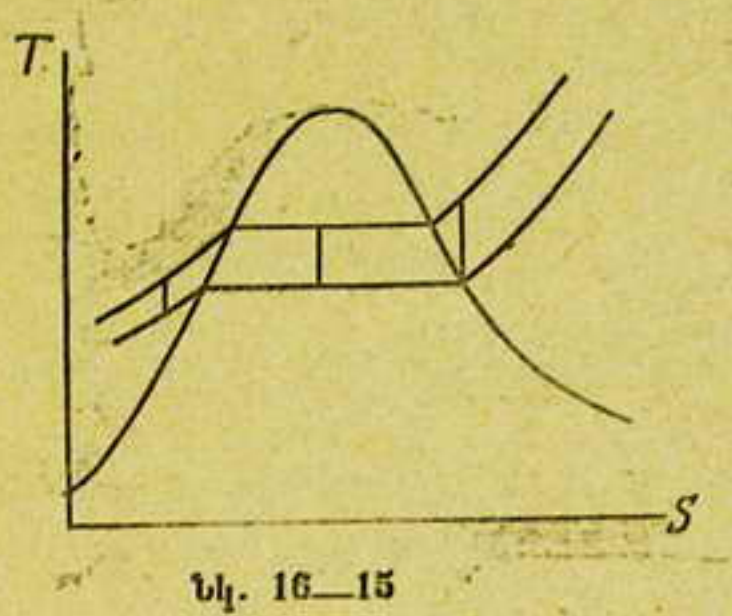
Նույն կերպ էլ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմի տիրույթից դեպի գազի տիրույթն անցնելիս, իզոխորը (B_2 կետում, նկ. 16—14) դառնում է շատ ավելի թեք [քանի որ ըստ (8, 5, 11')-ի՝ B_2 կետում $\gamma_2 > c_{v2}$]։

§ 16,4. ԻԶՈԲԱՐՆԵՐԻ ԸՆՏԱՆԻՔԸ T—S ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

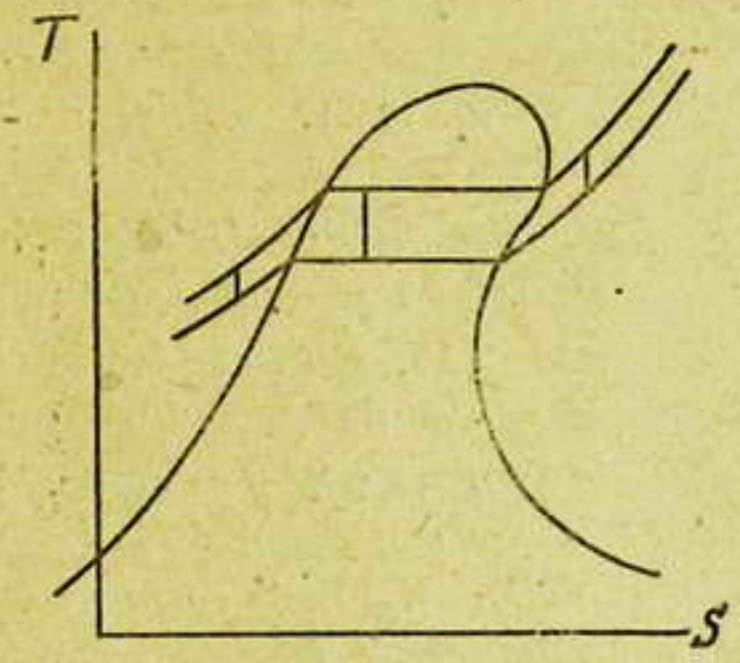
(2, 5, 2) դրույթին մենք հանգեցինք, ելնելով իզոթերմների և հագեցման գծի p—v կոորդինատային սիստեմում ունեցած սովորական տեսքից (նկ. 2—14)։ Սակայն թե՛ իզոթերմները և թե՛ հագեցման գիծը, ինչպես

տալած է § 2, 4, 4-ում, կարող են ունենալ նկ. 2—14-ում պատկերացվածներ տարբեր տեսքեր։

Ուսումնասիրելով իզոթերմները և հագեցման գծերը T—S կոորդինատային սիստեմում, մենք կարող ենք որոշել, թե ինչպես է փոխվում $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$ *ածանցյալն իզոթերմի ուղղությամբ։ Բայց, որպեսզի մեր եզրակացությունը կախված չլինի հագեցման գծի տեսքից, ձևակերպման մեջ օգտագործենք* c_1 *և* c_2 *տեսակարար ջերմունակությունները, հիշելով, որ այս ջերմունակությունների մեծությունը և նշանը կախված են հեղուկի և գոլորշու ճյուղերի տեսքից։ Սահմանափակվելով* $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$ *ածանցյալի փոփոխությունների, երբ հեղուկի տիրույթից անցնում ենք հագեցման տիրույթը և վերջինից էլ՝ գոլոր տիրույթը, մենք կարող ենք ապացուցել հետևյալ պրոյթը (որը արտածումը տե՛ս խնդ. 16—11)։*



Նկ. 16—15



Նկ. 16—16

(16, 4, 3) Հագեցման գծի այն մասում, որտեղ (c_1 կամ c_2) ջերմունակությունը դրական է, համասեռ տիրույթից (չհագեցած հեղուկ, գազ) դեպի հեղուկ-գոլորշի տիրույթն անցնելիս $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$ ածանցյալը թոիչքով մեծանում է։

Այդ անցման ժամանակ $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$ ածանցյալը թոիչքով փոքրանում է հագեցման գծի այն մասերում, որտեղ (c_1 կամ c_2) ջերմունակությունը բացասական է։

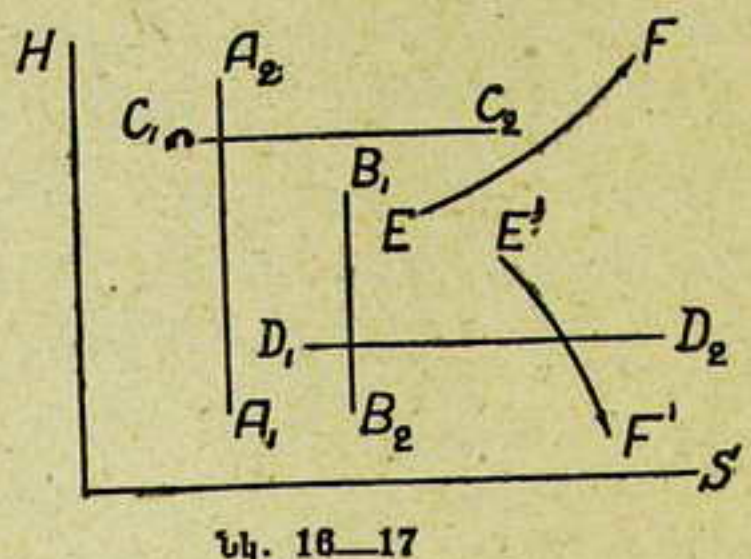
Ինչպես հայտնի է, սովորաբար հեղուկի ճյուղի ամբողջ երկարությամբ ջերմունակությունը լինում է դրական, իսկ երկրորդ կարգի նյութերի դեպքում գոլորշու ճյուղի մի ինչ-որ մասում c_2*-ը դրական է (տե՛ս § 8, 7)։*

(16, 4, 3)-ը համապատասխանում է նկ. 16—15-ին, որտեղ առաջին կարգի նյութերի համար պատկերացված է հագեցման գծի սովորական տեսքը ($c_2<0$), *և նկ. 16—16-ին, որտեղ գոլորշու ճյուղի մի մասի վրա* $c_2>0$։

H—S ԴԻԱԳՐԱՄԸ

§ 16, 5. ՏԱՐԲԵՐ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԳԾԵՐԸ H—S ԴԻԱԳՐԱՄԻ ՎՐԱ

1. Տեխնիկայում օգտվում են ինչպես p—V *և* T—S *դիագրամներից, այնպես էլ* H—S *դիագրամից, որտեղ էնթալպիան տեղադրվում է օրդինատների առանցքի վրա, իսկ էնտրոպիան՝ աբսցիսների առանցքի վրա (նկ. 16—17)։ Այս դիագրամը, մբռնելով տեխնիկայի առօրյայի մեջ, ամենալայն կիրառումն է ստացել, քանի որ ա) տեխնիկայում հաճախ հանդիպող պրոցեսներն այդ դիագրամի վրա պատկերացվում են ուղիղ գծերով (իզենթալպ, իզենտրոպ, իզոթերմը հեղուկ-գոլորշի խոնավում), բ) մի շարք դեպքերում նրա վրա հեշտ է չափել ջերմատարունակության մեծ։*



Նկ. 16—17

Ցուրաքանչյուր վիճակին համապատասխանում է ջերմատարունակության միանգամայն որոշակի արժեք։ Բայց H=U+pV, *իսկ* U*-ի արժեքն առանձին վիճակներում մեզ անհայտ է, հետևաբար* H*-ի արժեքները նույնպես որևէ վիճակում անհայտ կլինեն։*

Նույն բանը վերաբերում է նաև էնտրոպիային, այդ մասին տված է § 15, 1-ում։

Այսպիսով, H—S *դիագրամի կառուցման համար հարկավոր է սիստեմի էնթալպիան և էնտրոպիան, նրա որևէ վիճակում, պայմանականորեն ընդունել հավասար 0-ի։*

2. H—S *դիագրամի վրա (նկ. 16—17) հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը (որը միաժամանակ հանդիսանում է և իզէնտրոպ) պատկերվում է* OH *առանցքին զուգահեռ ուղիղ հատվածով. այսպես, օրինակ,* A_1A_2*-ը և* B_1B_2*-ը իզէնտրոպներ են։*

Ցուրաքանչյուր անհակադարձելի ադիաբատի վրա էնտրոպիան մեծանում է, այդ պատճառով յուրաքանչյուր անհակադարձելի ադիաբատը թեքվում է դեպի աջ. օրինակ, եթե հայտնի է, որ EF*-ը* E′F′*-ը անհակադարձելի ադիաբատներ են, ապա ակնհայտ է, որ* EF*-ի վրա, պրոցեսի ընթացքում, էնթալպիան մեծանում է (այսինքն՝ պրոցեսը ընթանում է* E*-ից դեպի* F*-ը), իսկ* E′F′*-ի վրա պրոցեսը կատարվում է* E′*-ից դեպի* F′*-ը. սրանք այն ուղղություններն են, որոնց դեպքում էնտրոպիան մեծանում է։*

Վերջապես, H—S *դիագրամի վրա իզէնթալպները* (C_1C_2, D_1D_2) OS *առանցքին զուգահեռ ուղիղների հատվածներ են։*

Ըստ (14, 6, 8)-ի՝ ունենք՝

$$dH=TdS+Vdp,$$

Այն դեպքում, երբ $dS=0$, $d_sH=Vd_sp$, (16, 5, 1)

այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_s = V, \qquad (16, 5, 2)$$

Քանի որ ծավալը միշտ դրական մեծություն է, ապա (16, 5, 2)-ը նշանակում է, որ $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_s$ածանցյալը դրական է, և այդ պատճառով հաստատձևի ապխաատաի վրա ճնշումն ու ջերմաստաբունակությունը մեծանում են (կամ փոքրանում) միաժամանակ։ Օրինակ, եթե A_1-ին և A_2-ին համապատասխանող մեծությունները նշանակենք 1 և 2 ինդեքսով, ապա $H_2 > H_1$, և այդ պատճառով էլ $p_2 > p_1$, A_1A_2 իզէնտրոպ պրոցեսում ճնշումը մեծանում է, B_1B_2 իզէնտրոպ պրոցեսում ճնշումը նվազում է։

Համանման ձևով կարելի է հաստատել, թե ինչպես է փոխվում ճնշումն էնտրոպիայի իզէնթալպ փոփոխման դեպքում։ Դրա համար (16, 5, 1)-ում ընդունենք $dH=0$, այս դեպքում $Td_sS+Vd_pp=0$, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_H = -\frac{T}{V}, \qquad (16, 5, 3)$$

T-ի և V-ի դրական լինելու պատճառով ունենում ենք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_H < 0, \qquad (16, 5, 4)$$

(16, 5, 4)-ը ցույց է տալիս, որ էնտրոպիայի իզէնթալպ մեծացման դեպքում ճնշումը պետք է նվազի և ընդհակառակը։

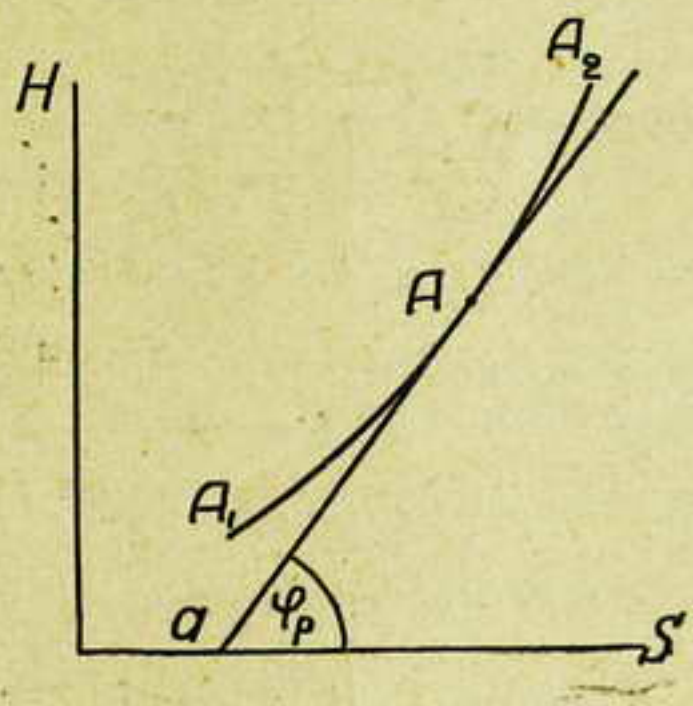
3. Այժմ մենք պարզաբանենք իզոբարի, իզոխորի և իզոթերմի ընդհանուր տեսքերը H—S դիագրամի վրա։ Այդ նպատակով, ինչպես դա ցույց է տրված § 16, 2, 1-ում, պետք է ամենից առաջ որոշել

$$\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_v, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_t$$

մասնակի ածանցյալները։

Սկսենք A_1A_2 իզոբարից։

$\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p$ ածանցյալը իզոբարի որևէ A կետում (նկ. 16—18) հավասար է $\mathrm{tg}\varphi_p$, որտեղ φ_p-ն իզոբարի aA շոշափողի և էնտրոպիայի առանցքի կազմած անկյունն է՝



Նկ. 16—18

$$\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p = \mathrm{tg}\varphi_p,$$

Բայց ըստ (16, 5, 1)-ի,

երբ $dp=0$, $d_pH=Td_pS$

կամ՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p = T = \mathrm{tg}\,\varphi_p. \qquad (16, 5, 5)$$

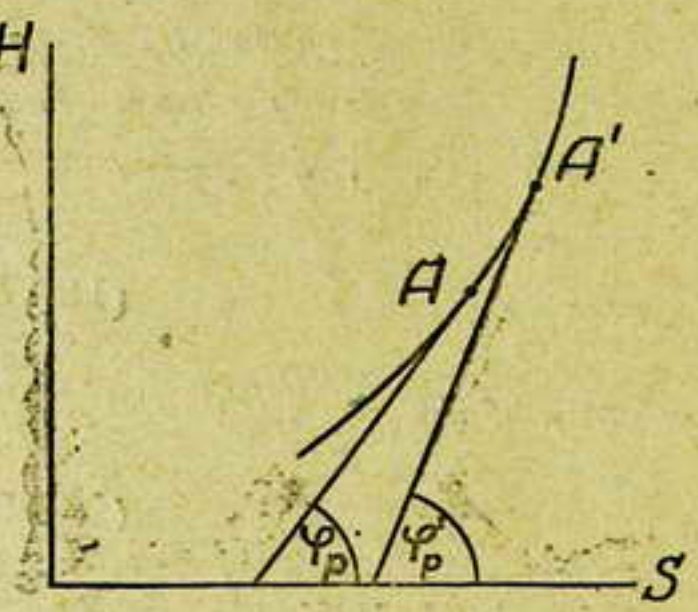
այսինքն՝ էնթալպիայի մասնակի ածանցյալն ըստ էնտրոպիայի, երբ p=const., հավասար է T բացարձակ ջերմաստիճանին (A կետում)։

Քանի որ բացարձակ ջերմաստիճանը չի կարող լինել ոչ բացասական, ոչ անվերջ մեծ, ապա ցանկացած իզոբարի ցանկացած կետում $0<T<\infty$, իսկ ըստ (16, 5, 5)-ի՝

$$0<\mathrm{tg}\varphi_p<\infty, \qquad (16, 5, 6)$$

այսինքն՝ φ_p անկյունը միշտ դրական է և սուր. հետևաբար H—S դիագրամի վրա իզոբարը միշտ բարձրանում է ձախից դեպի աջ։

Հեշտ է ցույց տալ, որ իզոբարն իր ուռուցիկությամբ ուղղված է դեպի OS առանցքը։ Իսկապես, դիցուք իզոբարի A′ կետը դասավորված է A-ից աջ և անվերջ մոտ է նրան (նկ. 16—19)։



Նկ. 16—19

Այս դեպքում էնտրոպիայի տարրական d_pS աճը A-ից A′-ը անցնելիս կլինի դրական, $d_pS>0$։ Եթե AA′ տարրական պրոցեսը հակադարձելի է, ապա

$$d_pQ=C_pd_pt=Td_pS,$$

Քանի որ բոլոր դեպքերում

$$C_p>0, \quad T>0,$$

և ըստ պայմանի՝ $d_pS>0$, ապա ունենում ենք՝ $d_pt>0$, հետևաբար A′ կետում ջերմաստիճանը բարձր է A կետի ջերմաստիճանից՝

$T'=T+d_pT>T$ կամ ըստ (16, 5, 5)-ի՝

$$\mathrm{tg}\varphi'_p>\mathrm{tg}\varphi_p, \quad \varphi'_p>\varphi_p,$$

Սա հենց նշանակում է, որ A_1AA_2 իզոբարն իր ուռուցիկությամբ ուղղված է դեպի OS առանցքը։

4. Որպեսզի պատկերացում ստանանք իզոխորների և իզոթերմների դասավորության և ձևի մասին, հարկավոր է որոշել $\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_v$ և $\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_t$ մասնակի ածանցյալները։ Այս ածանցյալները վիճակի ֆունկցիաներ են, հետևաբար նրանց որոշման համար կարելի է պատկերացնել հակադարձելի իզոխոր և իզոթերմ պրոցեսներ և ընդունել $dS=\frac{dQ}{T}$։

Այդ ժամանակ, նկատի ունենալով, որ

$$\left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_v=1:\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial Q}\right)_t=1:\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t=1:b,$$

(16, 5, 1)-ից կստանանք՝

$$\mathrm{tg}\varphi_v=\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_v=T\left[1+V:\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v\right], \qquad (16, 5, 7)$$

$$\mathrm{tg}\varphi_t=\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_t=T\left(1+\frac{V}{b}\right), \qquad (16, 5, 8)$$

արտահ φ_v և φ_t-ն իզոխորի և իզոթերմի շոշափողների՝ OS առանցքի հետ կազմած անկյուններ են։

Ըստ (7, 3, 1)-ի $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v$-ն և b-ն միշտ ունեն տարբեր նշաններ։

Համեմատելով (16, 5, 7)-ը և (16, 5, 8)-ը (16, 5, 5)-ի հետ, տեսնում ենք, որ այն սխեմաների համար, որոնցում $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v > 0$, $b < 0$, H—S դիագրամի յուրաքանչյուր կետում

$$\operatorname{tg}\varphi_v > \operatorname{tg}\varphi_p > \operatorname{tg}\varphi_t. \qquad (16, 5, 9)$$

իսկ այն սխեմաների համար, որոնցում $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v < 0$, $b > 0$, H—S դիագրամի յուրաքանչյուր կետում

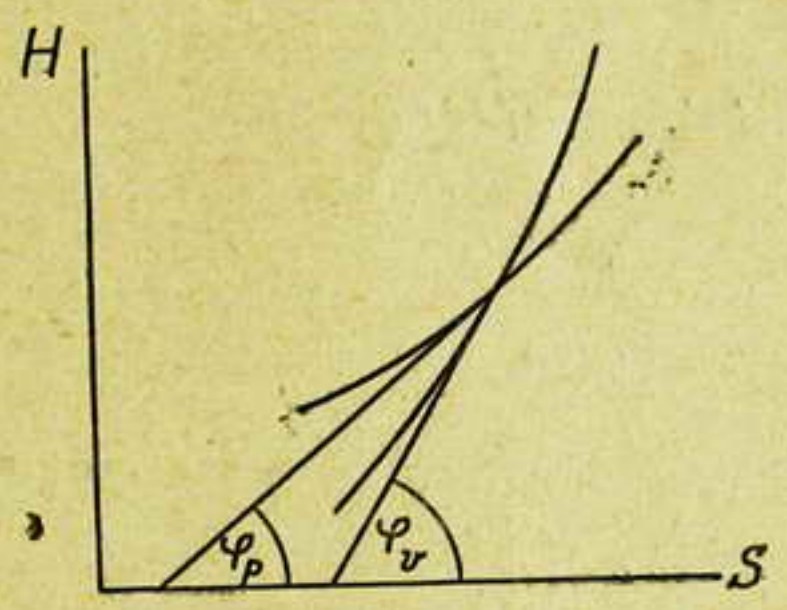
$$\operatorname{tg}\varphi_t > \operatorname{tg}\varphi_p > \operatorname{tg}\varphi_v. \qquad (16, 5, 9')$$

Հետագայում դիտելու ենք միայն (16, 5, 9)-ը, քանի որ քիչ են այն սխեմաները, որոնց նկատմամբ կիրառելի է (16, 5, 9′)-ը։

Ընդունելով $\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_v > 0$, մենք տեսնում ենք, որ (16, 5, 7)-ի աջ մասը միշտ դրական է և վերջավոր. այդ պատճառով (16, 5, 9)-ից կունենանք՝

$$\varphi_p < \varphi_v < \frac{\pi}{2}.$$

Այսինքն՝ H—S կոորդինատային սխեմում իզոխորը բարձրանում է ձախից դեպի աջ, իզոբարից ավելի թեք է, բայց ոչ մի տեղում չի հասնում OS առանցքին ուղղահայաց շոշափող։



Նկ. 16—20

Իզոխորը, լինելով H—S դիագրամի յուրաքանչյուր կետում իզոբարից ավելի թեք, իր ուռուցիկությամբ, ինչպես և իզոբարը, ուղղված է դեպի OS առանցքը (նկ. 16—20)։

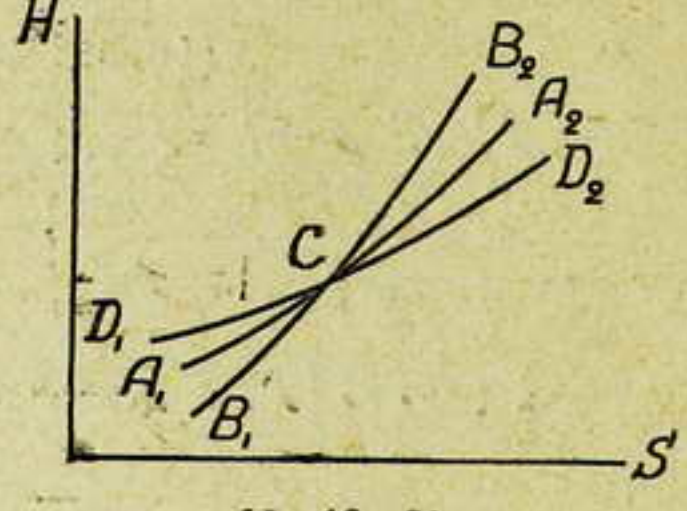
5. Մենք պայմանավորվել ենք քննարկել այնպիսի սխեմաները, որոնցում $b < 0$։ Այդ պատճառով (16, 5, 8)-ում $\operatorname{tg}\varphi_t$-ն կարող է լինել և՛ դրական, և՛ բացասական, և՛ հավասար 0-ի։

Այսպես, օրինակ, իդեալական գազում ըստ (10, 3, 11)-ի՝ $b = -V$, հետևաբար $1 + \frac{V}{b} = 0$ և $\operatorname{tg}\varphi_t = 0$, այսինքն՝ իզոթերմը պետք է լինի OS առանցքին զուգահեռ մի ուղիղ, այլ կերպ ասած իդեալական գազի դեպքում իզոթերմը համընկնում է իզէնթալպին, ինչպես հետևում է (10, 3, 4)-ից, երբ $n = \text{const}$։

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում $b=\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t=-\infty$ (որովհետև $dp=0$, երբ $t=const.$) և քան (16, 5, 8)-ի և (16, 5, 5)-ի՝ $tg\varphi_t=tg\varphi_p$, այսինքն՝ իզոթերմը համընկնում է իզոբարին։

Ընդհանրապես բոլոր այն վիճակներում, որոնցում $\left|\frac{V}{b}\right|<1$, $tg\varphi_t>0$, իզոթերմը պետք է բարձրանա ձախից դեպի աջ (նկ. 16—21)։ Կարելի է պատկերացնել նաև այնպիսի դեպքեր, երբ $\left|\frac{V}{b}\right|>1$, այն ժամանակ (16, 5, 8)-ում $tg\varphi_t<0$, այսինքն՝ H—S դիագրամի վրա իզոթերմը պետք է իջնի ձախից դեպի աջ։

Սակայն, եթե սահմանափակվենք հեղուկ-գոլորշի տիրույթով և հեղուկի ու գազի տիրույթների այն մասերով, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշի տիրույթին, ապա $tg\varphi_t<0$ դեպքը տեղի չունի։



Նկ. 16—21

Այն հանգամանքը, որ H—S դիագրամի վրա իզոթերմների ընթացքը տարբերվում է իզոխորների և իզոբարների ընթացքներից, սերտորեն կապված է համանման հանգամանքի հետ T—S դիագրամի վրա, որտեղ իզէնթալպների ընթացքը տարբերվում է իզոխորների և իզոբարների ընթացքներից։

Իսկապես, (16, 5, 3) և (9, 5, 5)-ը տալիս են՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_H=\frac{T}{V}\left(\frac{b+V}{C_p}\right),$$

իսկ քան (16, 5, 8)-ի՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_t=T\frac{b+V}{b},$$

Այսպիսով,

$$\left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_H:\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_t=\frac{b}{C_pV},$$

այսինքն՝ $b<0$ դեպքերում (մեծ մասամբ հանդիպում են այդպիսի դեպքերը) $\left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_H$ և $\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_t$-ն տարանիշ են. այդ պատճառով, եթե T—S դիագրամի վրա իզէնթալպը բարձրանում է ձախից աջ, ապա H—S դիագրամի վրա իզոթերմն իջնում է ձախից աջ և ընդհակառակը։

§ 16, 6. H—S ԴԻԱԳՐԱՄԸ ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՀԱՄԱՐ

1. Քան հեղուկ-գոլորշի սիստեմի աղյուսակները կարելի է յուրաքանչյուր ջերմաստիճանի համար որոշել հագեցած հեղուկի և գոլորշու տեսակարար էնտրոպիան (s_1, s_2) և տեսակարար էնթալպիան (h_1, h_2)։ Ընտրելով

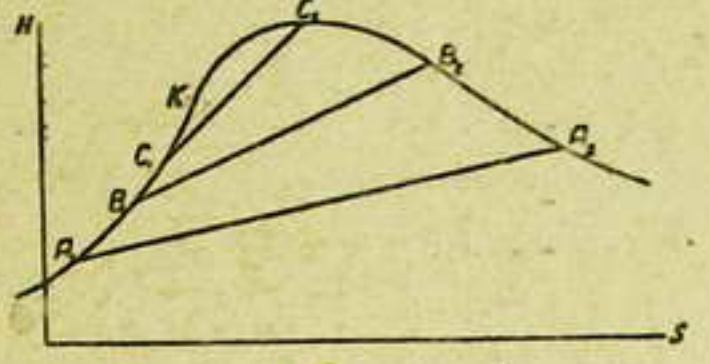
ջերմատեւճանները այնպես, որ նրանց միջև եղած տարբերությունները փոքր լինեն, և նշանակելով H—S (h—s) դիագրամի վրա հագեցած հեղուկին համապատասխանող A_1, B_1, C_1, K կետերը, կստանանք $A_1B_1C_1K$ տողին սահմանային կորը (նկ. 16—22)։ Նույն եղանակով էլ ստացվում է վերին սահմանային $A_2B_2C_2K$ կորը։ Այդ երկու կորերը կազմում են անընդհատ և սահուն հագեցման կորը՝ $A_1B_1C_1KC_2B_2A_2$ գծի անընդհատությունը հեշտ է ապացուցել, ելնելով $L=h_2-h_1$ առնչությունից (տե՛ս 8, 11, 8)։

Կրիտիկական կետում $L=0$. այդ պատճառով $h_2=h_1$։ § 16, 3, 1-ում նույնպես ցույց է տրված, որ կրիտիկական (K) կետում $s_2=s_1$։

Նվ այսպես, երկու ճյուղերն էլ հանդիպում են K կետում։

Համեմատենք h—s դիագրամի վրա պատկերացված հագեցման գիծը p—v և T—s դիագրամների վրա պատկերացված հագեցման գծերի հետ։

Հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ տիրույթում իզոթերմը համընկնում է իզոբարին. այս իզոբար-իզոթերմը T—s և p—v դիագրամների վրա զուգահեռ է աբսցիսների առանցքին, իսկ նրա երկարությունը փոքրանում է ջերմատեւճանի և ճնշման բարձրացման հետ (տե՛ս նկ. նկ. 16—12, 16—13) և դառնում է 0 կրիտիկական կետում։ Այդ կետում հագեցման գիծը երկու (T—s և p—v) դիագրամների վրա էլ ունի հորիզոնական շոշափող։



Նկ. 16—22

h—s դիագրամի վրա հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ տիրույթում իզոթերմ-իզոբարը ստացվում է Os առանցքի նկատմամբ թեքված մի ուղիղ, օրինակ՝ A_1A_2, B_1B_2, C_1C_2 (նկ. 16—22)։ Վերջիններիս ուղիղ գիծ լինելը հեշտ է ցույց տալ։

Իսկապես, յուրաքանչյուր իզոբարի վրա $\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p = T = tg\varphi_p$։

Իզոբար-իզոթերմի բոլոր կետերում T ջերմաստիճանը միևնույնն է. հետևաբար $tg\varphi_p$ նս միևնույնն է, իսկ այդպիսի հատկություն ունի միայն ուղիղ գիծը

Հեղուկի ճյուղի վրա որքան բարձր է գտնվում կետը, այնքան բարձր է ջերմաստիճանը. $t_K > t_{C_1} > t_{B_1} > t_{A_1}$։

Հետևաբար B_1B_2 իզոբար-իզոթերմի ջերմաստիճանը բարձր է, քան A_1A_2-ի ջերմաստիճանը և այլն, բայց քանի որ իզոբար-իզոթերմի թեքության անկյան տանգենսը հավասար է բացարձակ ջերմաստիճանին, ապա իզոբար-իզոթերմները զուգահեռ չեն միմյանց, այլ հետանում են հոլհատանման ստորին սահմանային կորից (նկ. 16—22)։ Նկարի վրա տեսնում ենք, որ ինչքան բարձր է դասավորված իզոբար-իզոթերմը, այքան փոքր է նրա երկարությունը. $A_1A_2 > B_1B_2 > C_1C_2$։ Մոտենալով կրիտիկական կետին, իզոբար-իզոթերմի երկարությունն անընդհատ փոքրանում է և կրիտիկական K կետում դառնում է 0։

Այս բոլոր ասածներից հետևում է, որ կրիտիկական K կետին մոտենալիս իզոբար-իզոթերմը դառնում է ավելի և ավելի թեք. կրիտիկական կետում իզոբար-իզոթերմը արդեն գոյություն չունի, բայց և՛ իզոբարը, և՛ իզոթերմը այդ կետում շոշափում են հագեցման գիծը։ Ընդհանուր շոշափողի OS առանցքի հետ կազմած անկյան տանգենսը հավասար է բացարձակ T_K կրիտիկական ջերմաստիճանին։

Այսպիսով, ի տարբերություն T—s և p—v դիագրամի, h—s դիագրամի վրա կրիտիկական կետում հագեցման գծի շոշափողն աբսցիսների առանցքին զուգահեռ չէ, այլ այդ առանցքի հետ կազմում է ամենամեծ (հագեցման գծի մյուս կետերում շոշափողների համեմատությամբ) անկյուն։

2. Մենք կարող ենք բացատրել հագեցման գծի մի քանի առանձնահատկությունները h—s դիագրամի վրա, եթե որոշ չափով ձևափոխենք $\frac{dh_1}{ds_1}$ և $\frac{dh_2}{ds_2}$ ածանցյալները, որտեղ h_1, s_1, h_2 և s_2-ը հագեցած հեղուկի և գոլորշու տեսակարար էնտրոպիաները և էնթալպիաները են։ Քանի որ հագեցած հեղուկի դեպքում s_1, h_1 և p-ն միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են, ապա

$$dh_1 = Tds_1 + v_1 dp$$

լրիվ դիֆերենցիալի արտահայտությունից ստանում ենք՝

$$\frac{dh_1}{dt} = T\frac{ds_1}{dt} + v_1\frac{dp}{dt}.$$

մյուս կողմից,

$$\frac{dh_1}{dt} : \frac{ds_1}{dt} = \frac{dh_1}{ds_1} \quad \text{և} \quad T\frac{ds_1}{dt} = c_1,$$

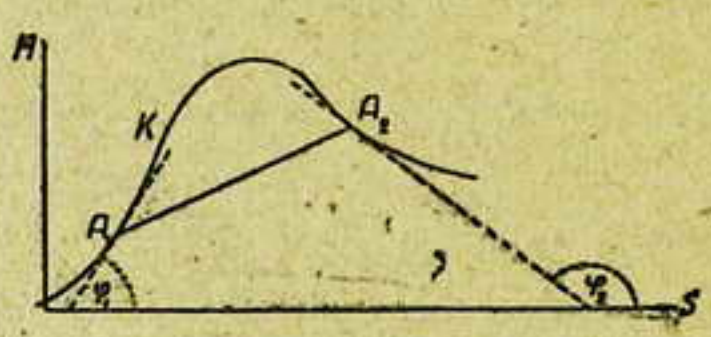
որտեղ c_1-ը տեսակարար ջերմունակություն է ստորին սահմանային կորի վրա.

ուստի

$$\left|\frac{dh_1}{ds_1}\right| = T\left(1 + \frac{v_1}{c_1}\frac{dp}{dt}\right). \qquad (16, 6, 1)$$

Նույն ձևով էլ կստանայինք՝

$$\frac{dh_2}{ds_2} = T\left(1 + \frac{v_2}{c_2}\frac{dp}{dt}\right). \qquad (16, 6, 2)$$



Նկ. 16—23

(16, 6, 1) և (16, 6, 2)-ում

$$\frac{dh_1}{ds_1} = tg\varphi_1, \quad \frac{dh_2}{ds_2} = tg\varphi_2,$$

որտեղ (նկ. 16—23) φ_1 և φ_2-ը վերին և ստորին սահմանային կորերի շոշափողների կազմած անկյուններն են OS առանցքի հետ։

Սկզբում դրաղվենք կրիտիկական կետով, որտեղ v_1, v_2-ը և $\frac{dp}{dt}$

ածանցյալը վերջավոր մեծություններ են, իսկ c_1 և c_2 տեսակարար ջերմունակություններն անվերջ մեծ են.

$$c_1=+\infty, \quad c_2=-\infty.$$

Այդ պատճառով էրիտիկական կետում, համաձայն (16, 6, 1) և (16, 6, 2)-ի՝

$$\frac{dh_1}{ds_1}=\frac{dh_2}{ds_2}=T_{kr}, \qquad (16, 6, 3)$$

որտեղ

$$\frac{dh_1}{ds_1}=tg\varphi_{1kr} \quad և \quad \frac{dh_2}{ds_2}=tg\varphi_{2kr}.$$

Հետևաբար (16, 6, 3)-ը հատատուում է, որ հոսքագծի գծի երկու ճյուղերը, հանդիպելով իրար էրիտիկական կետում, ունենում են մի ընդհանուր շոշափող, որը թեքված է Os առանցքի նկատմամբ $\varphi_{kr}=\operatorname{arctg} T_{kr}$ անկյունով։

3. Օգտվելով (16, 6, 2) բանաձևից, հետազոտենք գոլորշու ճյուղը, երբ ջերմատվությանը T_{kr}-ից լինում է մինչև շատ ցածր ջերմատվության։ Ջերմատվության ատիճանաբար նվազման դեպքում, սկսած T_{kr}-ից, c_2-ը, մեծով բացասական, դառնում է վերջավոր և արագորեն փոքրանում իր բացարձակ արժեքով, v_2-ը արագորեն աճում է, $\frac{dp}{dt}$-ն դանդաղորեն փոքրանում է, հետևաբար բացասական մեծությունը $\frac{v_2}{c_2}\frac{dp}{dt}$-ի բացարձակ արժեքը, սկսած 0-ից, արագորեն մեծանում է. $1+\frac{v_2}{c_2}\frac{dp}{dt}$ մեծությունը փոքրանալով հասնում է 0-ի և հետո դառնում է բացասական։ Դրան համապատասխան փոխվում է նաև $\frac{dh_2}{ds_2}$ ածանցյալը։ Ջերմատվության իջեցման դեպքում, սկսած էրիտիկական կետից, $\frac{dh_2}{ds_2}$-ն ատիճանաբար նվազելով, ամենափոքրը D կետում դառնում է 0 և հետո՝ բացասական, այդ պատճառով գոլորշու ճյուղը, սկսած D կետից, իջնում է ձախից դեպի աջ։

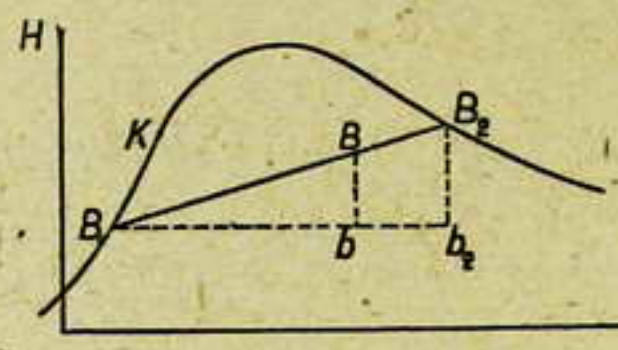
Բացարձակ 0-ին մոտ ցածր ջերմատվություններում v_2-ը շատ մեծ է, բայց $|c_2|$-ը ևս շատ մեծ է, $c_2<0$. T-ն և $\frac{dp}{dt}$-ն փոքր են։ Այս բոլորի հետևանքով $\frac{dh_2}{ds_2}$-ը, լինելով բացասական, ջերմատվության անընդհատ նվազման դեպքում փոքրանում է իր բացարձակ արժեքով։ Այդ պատճառով էլ գոլորշու ճյուղն ասիմպտոտորեն մոտենում է OS առանցքին։

Համառոտ եղանակով կարող է բացատրվել հեղուկի ճյուղի ձևը (16, 6, 1) բանաձևի օգնությամբ։

Վերջապես, անհրաժեշտ է նշել, որ հեղուկի ճյուղն իր ուղղությամբ ուղղված է Os առանցքի կողմը, իսկ էրիտիկական կետի մոտակա-

քում գոլորշու ճյուղն իր ուռուցիկությամբ ուղղված է Oh առանցքի կողմը։ Հետևաբար կրիտիկական կետը հանդիսանում է հագեցման գծի շրջման կետ։

4. h—s դիագրամի վրա հաստատուն բաղադրության գծերը կառուցվում են բոլորովին նույն կերպ, ինչպես T—s և p—v դիագրամների վրա։ Որպեսզի այդ բանում համոզվենք, որոշենք որևէ կետում չորության աստիճանը (նկ. 16—24)։



Նկ. 16—24

B կետով տանենք B_1B_2 իզոբար-իզոթերմը, իսկ B_1 կետով տանենք Os առանցքին զուգահեռ B_1b_2 ուղիղը։

B_1b_2-ի վրա B և B_2 կետերից իջեցնենք Bb և B_2b_2 ուղղահայացները։ Նշանակենք հագեցած հեղուկի, գոլորշու և հեղուկ-գոլորշի սիստեմի էնտրոպիաները (B_1BB_2 իզոթերմի) B_1, B_2, B կետերում s_1, s_2, s-ով։

Ակնհայտ է, որ

$$B_1b=s-s_1, \quad B_1b_2=s_2-s_1,$$

և համաձայն (16, 3, 3)-ի

$$\frac{B_1b}{B_1b_2}=\frac{s-s_1}{s_2-s_1}=\frac{m_2}{m}=x_2, \qquad (16, 6, 4)$$

որտեղ $\frac{m_2}{m}=x_2$ չորության աստիճանն է։

B_1Bb և $B_1B_2b_2$ եռանկյունիների նմանությունից բխում է, որ

$$\frac{B_1b}{B_1b_2}=\frac{bB}{b_2B_2}=\frac{B_1B}{B_1B_2}.$$

այստեղ

$$\frac{bB}{b_2B_2}=\frac{h-h_1}{h_2-h_1},$$

իսկ h_1 h և h_2-ը էնթալպիաներն են B_1BB_2 իզոբար-իզոթերմի B_1, B և B_2 կետերում։ Այսպիսով՝

$$x_2=\frac{s-s_1}{s_2-s_1}=\frac{h-h_1}{h_2-h_1}=\frac{B_1B}{B_1B_2}, \qquad (16, 6, 5)$$

Հաստատուն բաղադրության գծերի կառուցման համար ամենից ցարմար է օգտվել

$$x_2=\frac{B_1B}{B_1B_2} \qquad (16, 6, 6)$$

հավասարությունից, որը լիովին համընկնում է (16, 3, 4)-ին և (2, 7, 10)-ին, որոնք ծառայում են T—s և p—v դիագրամների վրա հաստատուն բաղադրության գծերի կառուցման համար։ B_1B_2-ը հագեցման գծերի ճյուղերի միջև ընկած իզոբար-իզոթերմի երկարությունն է։ B_1B-ն իզոբար-իզոթերմի հատվածի երկարությունն է հեղուկի ճյուղից մինչև այն B կետը, որում որոշվում է չորության աստիճանը։

h—s դիագրամի վրա, ինչպես և T—s և p—v դիագրամների վրա, հատուկտուն բազադրության բոլոր գծերն անցնում են կրիտիկական կետով։

Այդ գծերի տեսքը ցույց է տրված նկ. 16—26-ում։

§ 16, 7. ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ H—S (h—s) ԴԻԱԳՐԱՄԸ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

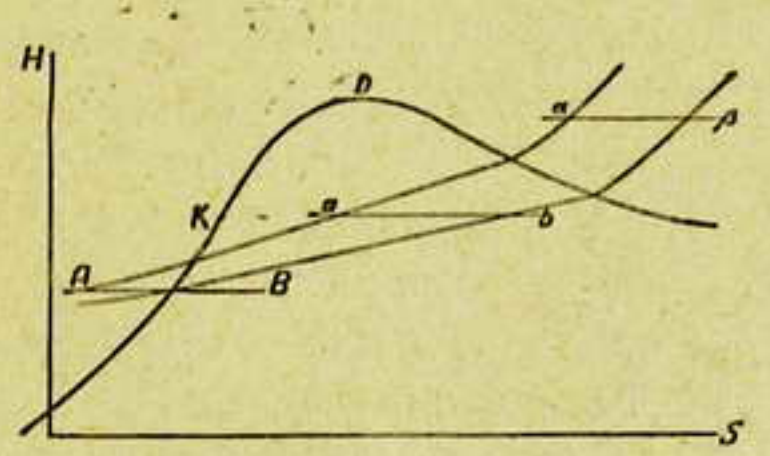
1. H—S դիագրամի վրա, բացառությամբ խղէնթալպների և խղէնտրոպների, բոլոր մյուս գծերը (իզոխորները, իզոբարները, իզոթերմները...) բևեռում են հեղուկի սերուցքից հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ սերուցքն անցնելիս կամ վերջինից գազի սերուցքն անցնելիս։ Այսպեսի բևեռումների մասին մանրամասնորեն խոսվել է ինչպես p—V դիագրամի ուսումնասիրման (§ 8, 6, 3), նույնպես և T—S դիագրամի ուսումնասիրման ժամանակ (16, 3, 4), ուստի մենք այստեղ կանգ չենք առնի այս երևույթի պատճառների վրա։

Բևեռման առկայության պատճառով, հեղուկի սերուցքից գազի սերուցքն անցնող յուրաքանչյուր գիծ բաժանվում է երեք մասի (նկ. 16 – 25, որի վրա Aaα-ն և Bbβ-ն իզոբարներ են)։ Իզոխորը կոր է բոլոր մասերում։ Իզոբարները և իզոթերմները կոր են ծայրային սերուցքներում և միանշանակ են մի իզոբար-իզոթերմի հեղուկ-գոլորշի սերուցքում։

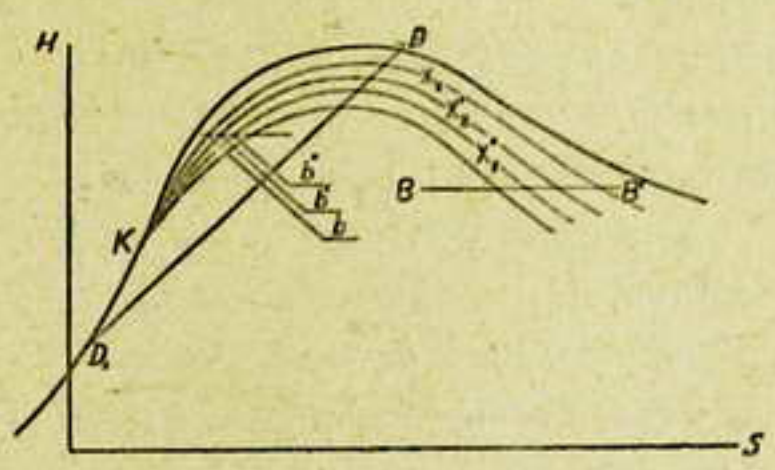
2. Բոլոր դիագրամներն էլ աչքի են ընկնում իրենց առավել պարզությամբ՝ որոշ հարցերի քննարկման ժամանակ։

Երբ H—S դիագրամի վրա արդեն կառուցված է հագեցման գիծը, ապա ակնհայտ է, որ յուրաքանչյուր խղէնթալպ, հատելով հեղուկի ճյուղը, հատում է նաև գոլորշու ճյուղը։

Հագեցման գծի հետ ընդհանուր կետ ունեցող բոլոր խղէնթալպներից միայն մեկն է, որ շոշափում է այդ գիծը։ Շոշափման D կետը (նկ. 16—25) պատկանում է գոլորշու ճյուղի վրա, կրիտիկական կետին մոտ։



Նկ. 16—25



Նկ. 16—26

Համատեղ դիտելով իզոթերմների ընթացքը և գոլորշու ճյուղը, տեսնում ենք, որ ջերմատվության անընդհատ բարձրացման հետ $0_{բաց}$-ից հագեցած գոլորշու h_2 տեսակարարը էնթալպիան աճում է մինչև D կետը և ապա նվազում է։

Սյսպիսով, D կետից աջ դասավորված գոլորշու ճյուղի բոլոր կետերում $\frac{dh_2}{dt}>0$, իսկ ձախ դասավորված կետերում $\frac{dh_2}{dt}<0$։

Հեղուկի ճյուղի բոլոր կետերում $\frac{dh_1}{dt}>0$։ Քանի որ հեղուկ-գոլորշի համրողջ տիրույթում $\frac{dp}{dt}$ ածանցյալը դրական է, ապա հեղուկի ճյուղի բոլոր կետերում մենք կունենանք՝ $\frac{dh_1}{dp}>0$, գոլորշու ճյուղի KD մասի վրա՝ $\frac{dh_2}{dp}<0$, գոլորշու ճյուղի վրա D կետից աջ՝ $\frac{dh_2}{dp}>0$։

H—S դիագրամի վրա խզորար-խզոքների դասավորության անմիջականորեն համոզվում ենք, որ դրոսավման ժամանակ հեղուկ-գոլորշի տիրույթում և հեղուկի ու գազի տիրույթների այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշի տիրույթին, ջերմաստիճանն ընկնում է, իսկ էնտրոպիան՝ մեծանում։ Իսկապես դրոսավման ժամանակ ճնշումն նվազում է և h=const., իսկ իզէնթալպը (օրինակ՝ AB, ab, αβ-ն, նկ. 16—25) հատում է ձախից դեպի աջ ավելի փոքր ճնշումներ ունեցող իզորարները. ընդ որում S-ը մեծանում է։

3. Դիցուք H—S դիագրամի վրա D-ն գոլորշու ճյուղի ամենաբարձր կետն է (նկ. 16—26)։ Տանենք D_1D խզորար-խզոքերմը։ Սկզբնական վիճակ ընդունենք B կետը, որն ընկած է հեղուկ-գոլորշի տիրույթի ցանկացած տեղում, D_1D խզորար-խզոքերմից աջ։

Տանելով BB′ իզէնթալպն այնպես, որ B′-ը լինի B-ից աջ, մենք կհամոզվենք, որ B′ կետում չորության աստիճանը մեծ է B կետի չորության աստիճանից։

Եթե b-ն դասավորված է D_1D-ից ձախ, ապա գոլորշու ճյուղի KD մասին մոտ bb′ իզէնթալպ պրոցեսը, որն ուղղված է դեպի աջ, կարող է փոքրացնել չորության աստիճանը։ Սա անմիջականորեն բխում է այն բանից, որ գոլորշու ճյուղի KD մասի մոտ ինչքան աջ է դասավորված հաստատուն բաղադրության գիծը (kb, kb′, kb″), այնքան փոքր է չորության աստիճանը ($x_2>x_2'>x_2''$)։

Ասածից հետևում է, որ եթե դրոսավումն սկսվում է հագեցման տիրույթում D_1D խզորար-խզոքերմից աջ դասավորված որևէ կետում, ապա միշտ մեծանում է գոլորշու քանակը, իսկ եթե սկզբնական վիճակին ընտրված է գոլորշու ճյուղի ներքընթաց DK մասի անմիջական մոտերքում, ապա դրոսավումն առաջացնում է կոնդենսացում։ Տարրական դրոսավումը չորության աստիճանը չի փոխում այն կետերում, որոնցում հաստատուն բաղադրության գծերն ունեն հորիզոնական շոշափող։

Այս բոլորը միանգամայն համապատասխանում են այն բանին, ինչ որ ասվել է դրոսավման մասին p—V դիագրամի ուսումնասիրման ժամանակ § 8, 9, 2-ում։ Այս արդյունքը հաստատվում է նաև հետևյալ պարզ դատողություններով.

Հեղուկ-գոլորշի սիրուցքում

$$H=m_1h_1+m_2h_2,$$

որտեղ h_1 և h_2-ը մեյն չերմատևմնման կամ ճնշման ֆունկցիաներ են։ Սմեն մի իզոթերմ պրոցեսում կունենանք՝

$$(h_2-h_1)dm_2+\left(m_1\frac{dh_1}{dp}+m_2\frac{dh_2}{dp}\right)dp=0,$$

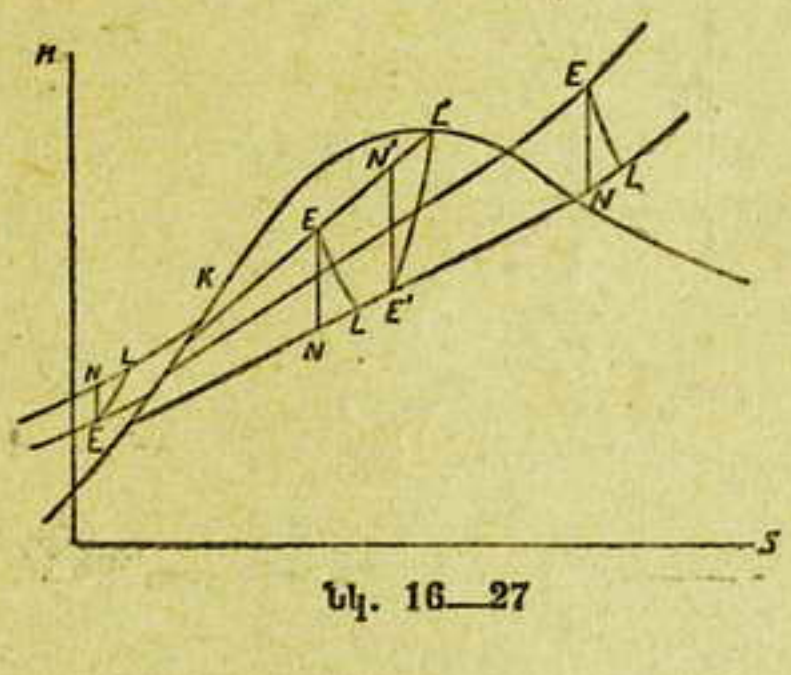
ընդ որում h_2-h_1 և $\frac{dh_1}{dp}$-ն միշտ դրական են, իսկ $\frac{dh_2}{dp}>0$ D կետից աջ և $\frac{dh_2}{dp}<0$՝ այդ կետից ձախ (տես սույն պարագրաֆի 2)։

Հետևաբար առաջին գումարելու փակագծերի միջև արտահայտությունը միշտ դրական է, իսկ երկրորդ գումարելու փակագծերինը դրական է. եթե սկզբնակետը վերցրված է D_1D-ից աջ, և կարող է լինել բացասական, եթե սկզբնակետը շատ մոտ է գոլորշու ճյուղի KD մասին (m_1-ը մոտ է զրոյի, $\frac{dh_2}{dp}<0$)։

Դրոսելման ժամանակ միշտ $dp<0$. այդ պատճառով էլ առաջին դեպքում $dm_2>0$, իսկ երկրորդ դեպքում $dm_2<0$։

4. Նշենք H—S դիագրամի ևս երկու-երեք պարզ հիրառումները։

Դիցուք կամայական E վիճակից ճնշման մինուլն անկմանը կաբելի է հասնել EN հակադարձելի ադիաբատ կամ EL անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսների միջոցով (նկ. 16—27)։



Նկ. 16—27

Ճնշման միատեսակ անկման հետևանքով երկու պրոցեսների ընթացքում N և L կետերը գտնվում են E-ից ցածր գտնվրված մինուլն իզոթերմի վրա։ Այս դեպքում L կետը միշտ գտնվում է N-ից աջ, որովհետև անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներում էնտրոպիան մեծանում է։

Քանի որ իզոբարը բարձրանում է ձախից դեպի աջ, ապա ակնհայտ է, որ L կետում էնթալպիան մեծ է N կետի էնթալպիայից։

Այս տեղի ունի և այն դեպքում, երբ հակադարձելի և անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները՝ EN′-ը և EL′-ը (նկ. 16—28) բերում են ճնշման միատեսակ բարձրացման։

Ստացված արդյունքը կարելի է ձևակերպել այսպես.

(16, 7, 1) Երե հակադարձելի և անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները ունեն մի ընդհանուր սկիզբ և բերում են ճնշման միևնույն փոփոխմանը, ապա անհակադարձելի պրոցեսի վերջում էնթալպիան կլինի ավելի մեծ, քան հակադարձելի պրոցեսի վերջում։

Քանի որ H—S *դիագրամի վրա իզոխորը նույնպես միշտ բարձրանում է ձախից դեպի աջ, ապա (16, 7, 1) եզրակացությունը կպահպանի իր ուժը, եթե նրա մեջ «բերում են ճնշման միատեսակ փոփոխման» բառերը փոխարինենք «բերում են ծավալի միատեսակ փոփոխման» բառերով։*

Վերջապես, օգտվելով H—S *դիագրամից, նույնպես հեշտ է համոզվել (8, 8, 12)-ի ճշտության մեջ, ինչպես այդ ապացվեց* p—V *դիագրամի օգտագործման միջոցով։*

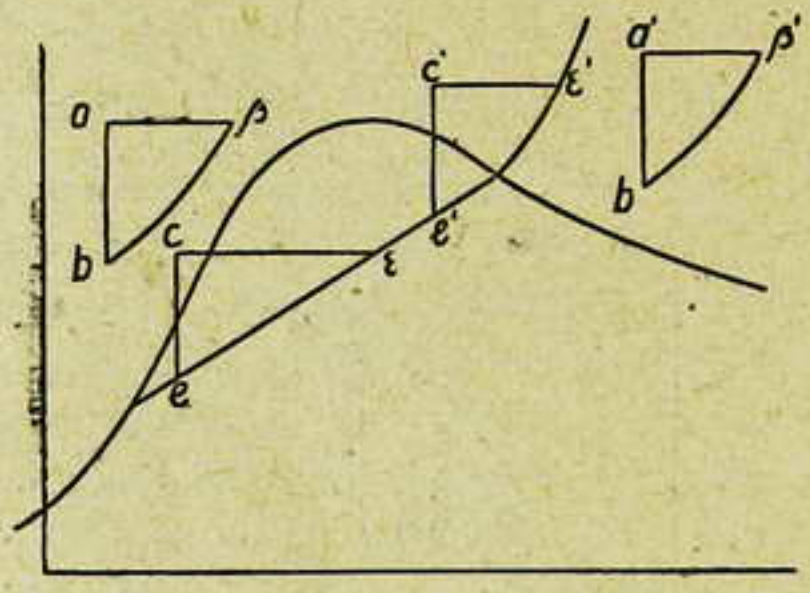
(8, 8, 12)-ը բերենք մեկ անգամ ևս։

(8, 8, 12) Դիցուք միևնույն վիճակից սկսված են ճնշման միատեսակ իջեցման հատցնող իզենթալպ և հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսներ։

Եթե հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի վերջում սիստեմը հատասեռ է (այսինքն, կա՛մ հատասեռ հեղուկի վիճակում է, կա՛մ հատասեռ գազի վիճակում), ապա այս դեպքում սիստեմի ջերմաստիճանը կլինի ավելի ցածր, քան իզենթալպ պրոցեսի վերջում։

Իսկ եթե հակադարձելի–ադիաբատ ընդարձակման վերջում սիստեմը գտնվի հագեցման վիճակում, ապա այդ վիճակում կլինի ավելի շատ հեղուկ, քան իզենթալպ պրոցեսի վերջում։

Եթե ab*-ն հակադարձելի ադիաբատ է, ապա Թեորեմայի պայմաններին բավարարող իզենթալպը կլինի* aβ *(նկ. 16—28)։ Իսկ եթե հակադարձելի ադիաբատը լինի* ce*-ն, ապա նրան համապատասխան իզենթալպը կլինի* cε*-ը։ Ընդ որում* β *դասավորվում է* b*-ից աջ և վերև, իսկ* ε*-ը* e*-ից աջ և վերև։*



Նկ. 16—28

Հեղուկի կամ գազի հատասեռ տիրույթում $C_p > 0$ *և որովհետև* $C_p = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_p$, *ապա* $\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_p > 0$, *ուրեմն էնտրոպիայի իզոբար մեծացմանը համապատասխանում է ջերմաստիճանի բարձրացում։ Այսպիսով* β*-ում ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, քան* b*-ում։ Սրանով արդեն ապացուցված է Թեորեմայի մի մասը։ Թեորեմայի մյուս մասի ապացույցն ակնբիև է։ Հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ տիրույթում* e*-ը գտնվում է* e*-ից աջ, բայց այս տիրույթում ինչքան աջ է գտնվում կետը իզոբարի վրա, այնքան մեծ է չորության աստիճանը։*

Թեորեմայի լրիվ ապացուցման համար հարկավոր է քննարկել նաև այն դեպքը, երբ հակադարձելի ադիաբատն է c′e′*-ը, իսկ նրան համապատասխանող իզենթալպը՝* c′ε′*-ը։*

Այս դեպքերի ուսումնասիրումը դժվարություն չի ներկայացնում։

ԽՆԴԻՐՆԵՐ

16.1. $T—m_3$ կոորդինատային սիստեմում (T-ը հեղուկ-գոլորշի սիստեմի էնտրոպիան է, m_3-ը՝ հագեցած գոլորշու մասսան) պատկերացնել Կառնոյի հակադարձելի 12341 ցիկլը, որում 12 վերին իզոթերմն սկսվում է հեղուկի ճյուղի վրայից և վերջանում գոլորշու ճյուղի վրա։

16.2. Ցույց տալ, որ երեք հակադարձելի պրոցեսների գծերը $T—S$ դիագրամի վրա իրենց դոգալորությամբ ուղղված են դեպի OS առանցքը, կամ OS առանցքի հետ սուր անկյուն կազմող ուղիղներ են, ապա ջերմաստիճանի հետ մեկտեղ մեծանում է նաև ջերմունակությունը։

16.3. $T—S$ կոորդինատային սիստեմում պատկերացնել այն հակադարձելի պրոցեսը, որում սիստեմի ջերմունակությունն ուղիղ համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին, իսկ ճնշումը և ջերմաստիճանը փոփոխվում են p_1, t_1 արժեքներից մինչև p_2, t_2 արժեքները։

Համաձայնվով սիստեմը համասեռ, պատկերացնել այդ պրոցեսը նույն սիստեմում կրկնակի մասսայով, եթե ճնշումը և ջերմաստիճանը պրոցեսի սկզբում p_1 և t_1 են, իսկ վերջում՝ p_2, t_2։

16.4. 1a2 և 1b2 պրոցեսները հակադարձելի են։ $T—S$ կոորդինատային սիստեմում 1a2-ը ուղիղ է, իսկ 1b2 գծի շոշափողը b կետում դուգահեռ է 1a2-ին. a-ն և b-ն գտնվում են միևնույն իզոթերմի վրա։ Որոշել ջերմունակությունը a և b կետերում և 1a2 գծի այն կետը, որտեղ ջերմունակությունը հավասար է b կետի ջերմունակությանը։

Ցուցում.—Կառուցել գծագիրը։

16.5. Համասեռ սիստեմում, որում ծավալի փոփոխման թաքնված ջերմությունը դրական է, կատարվում են 12 իզենթալպ և 13 հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները, ընդ որում 2 և 3 վերջնական վիճակները ընտրված են այնպես, որ ա) $p_2=p_3$, բ) $t_2=t_3$ և գ) $v_2=v_3$։

Պատկերացնել այս պրոցեսները $p—V$, $T—S$ և $H—S$ կոորդինատային սիստեմներում և նրանցից յուրաքանչյուրի միջոցով որոշել.

ա) դեպքում $t_2—t_3$ և $V_2—V_3$ տարբերությունների նշանները,

բ) դեպքում $V_2—V_3$ և $p_2—p_3$ տարբերությունների նշանները,

գ) դեպքում $p_2—p_3$ և $t_2—t_3$ տարբերությունների նշանները։

16.6. Ջուր-շոգի սիստեմում կատարվում է Կառնոյի հակադարձելի abcda ցիկլը, որում ab-ն վերին իզոթերմն է։ Տրված են p_a, x_{2a}, x_{2b}, x_{2c}, որտեղ x_2 չորության աստիճանն է։

Օգտվելով $H—S$ դիագրամից, գտնել այդ ցիկլով աշխատող շարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը երկու եղանակով.

ա) գրաֆիկորեն որոշելով Q_{ab} և Q_{cd} ջերմությունները,

բ) t_a և t_c ջերմաստիճանների միջոցով, որոնք որոշվում են հագեցած շոգու աղյուսակներով, երբ հայտնի են p_a-ն և p_c-ն։ (p_a-ն տրված է, իսկ p_c-ն հարկավոր է գտնել)։

Համեմատել այս երկու եղանակներով ստացված η-ն։

16.7. H—S *դիագրամի վրա 1, 2, 3, 4 կետերը ընտրել այնպես, որպեսզի գառնոյի 12341 ցիկլով աշխատող հակադարձելի շարժիչում լինի՝* Q_{13} *120 կալ., η=*$\frac{1}{4}$*։*

16.8. H—S *դիագրամի վրա իզոբարների ընտանիքը հատվում է մի իզոթերմով։ Ցույց տալ, որ հատման կետերում իզոբարներին տարված շոշափողներն իրար զուգահեռ են։*

16.9. H—S *կոորդինատային սիստեմում տրված է այն իդեալական գազի* abe *իզոբարը, որի* c_v *ջերմունակությունը հաստատուն է։ Իզոբարի վրա* b *կետն ընտրված է այնպես, որ* $h_b-h_a=h_e-h_b$*։ Ցույց տալ, որ այդ դեպքում*

$v_b-v_a=v_e-v_b$ *և եթե՝* $t_e>t_a$*, ապա* $v_a<v_b<v_e$*։*

Ցուցում.—Կատարել գծագիրը։

16.10. Ապացուցել, որ իդեալական գազի դեպքում՝ ջերմատևողության իզոբար մեծացման հետ միասին $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$ *ածանցյալը մեծանում է։*

Ցուցում.—$d_pQ=C_pd_pt=Td_pS$*, այսինքն՝* d_pt*-ն և* d_pS*-ը ունեն միևնույն նշանը. հետևաբար հարկավոր է ապացուցել, որ* $\left[\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s\right]_p>0$*. դրա համար օգտվել այն բանից, որ*

$$\frac{\partial}{\partial s}\frac{\partial t}{\partial p}=\frac{\partial}{\partial p}\frac{\partial t}{\partial s}$$

և որ իդեալական գազի C_p*-ն կախված չէ նրա ճնշումից։*

16.11. Ապացուցել (16, 4, 3)-ը։

Ցուցում.—Բավական է կատարել 16—16-ին համապատասխան գծագրերը հետևյալ 4 դեպքերում, երբ հեղուկի ճյուղի մասը բաբախում է ձախից դեպի աջ և աջից դեպի ձախ, պոլորշու ճյուղի մասն իջնում է ձախից դեպի աջ և աջից դեպի ձախ։ Հիշել, որ $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s=\lim\frac{\Delta_s t}{\Delta_s p}$*, որտեղ* $\Delta_s p=\Delta p$ *հարևան իզոբարների ճնշումների տարբերությունն է, իսկ* $\Delta_s t$ *իզոբարների և իզենտրոպի հատման կետերի ջերմատևողությունների տարբերությունն է։*

16.12. Ցույց տալ, որ H—S *դիագրամի վրա իզոթերմ-ադիաբատա վիճակներում իզոխորը համընկնում է իզոբարին։*

16.13. Ջնայած (16, 5, 7)-ը և (16, 5, 8)-ը մեր կողմից կիրառված են եղել միայն այնպիսի սիստեմների նկատմամբ, որոնցում $\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s>0$*, այս արտահայտությունները* $\mathrm{tg}\varphi_v$*-ի և* $\mathrm{tg}\varphi_t$*-ի համար միշտ բավա-*

ցի են, Ցույց տալ, որ խնդրահ (16, 5, 8)-ը պահում է իր ուժը նաև իզոթերմ-ադիաբատ վիճակներում։

16.14. Ապացնել՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_t : \left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_H = -v : \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s$$

առնչությունը և ցույց տալ, որ նա հատատում է այս դլխում հիդրոլիկ-գոլորշի սիրուլյում եղած երկու անկյուններին տանգենսների նշաններին ոչ միատեսակ լինելու մասին եղած եզրակացությունը. այդ անկյուններն են H—S դիագրամի վրա իզոթերմի շոշափողի և OS առանցքի կազմած անկյունը և T—S դիագրամի վրա իզենթալպի շոշափողի և OS առանցքի կազմած անկյունը։

Գլուխ XVII

ՋԵՐՄԱՑԻՆ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐԻ ՑԻԿԼԵՐԸ: ՑԱԾՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ ՍՏԱՑՈՒՄԸ

§ 17, 1. ԱՇԽԱՏԱՆՔՈՒԹԻ ՄԱՍԻՆ

1. Ջերմային մեքենայում ցիկլեր կատարող սիստեմը կոչվում է աշխատանյութ։

Ջերմային շարժիչում աշխատանյութը ջերմություն է ստանում ավելի բարձր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններից (ջերմաղբյուր, կաթսա) և ջերմություն է տալիս ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող մարմիններին (ջերմընդունիչ, սառցարան, կոնդենսատոր)։

Սառեցնող և ջեռուցիչ մեքենաներում, ընդհակառակը, այն ջերմաղբյուրի ջերմաստիճանը, որից աշխատանյութը ջերմություն է ստանում, ցածր է այն ջերմընդունիչի ջերմաստիճանից, որին աշխատանյութը ջերմություն է տալիս։

2. Ջմռնելով աշխատանյութի ընտրման մանրամասնություններին մեջ, նշենք սովորաբար նրան ներկայացվող պահանջները (որոնք ամեն անգամ չէ, որ համատեղելի են).

ա) Անհրաժեշտ է, որ պահանջվող քանակությամբ աշխատանյութը մատչելի լինի. այս պահանջին լիովին բավարարում են ջուրը և օդը.

բ) Աշխատանյութը չպետք է քայքայի իր հետ առնչվող մեքենայի մասերը և աշխատանքի պայմաններում չպետք է ինքնակամ լինի սպասարկող անձնակազմի համար.

գ) Միշտ ձգտում են հասնել այն բանին, որ ջերմային մեքենան գրավի հնարավորին չափ փոքր տեղ։ Սրանից բխում է աշխատանյութի նկատմամբ հետևյալ էական պահանջը՝ ջերմության տեսակարար (այսինքն՝ աշխատանյութի մեկ միավոր մասսային համապատասխան) կլանումը կամ ջերմատվությունը պետք է լինի հնարավոր չափով մեծ։

Մա բացատրենք օրինակներով։ Դիցուք ջերմաղբյուրն իզոթերմ 12 պրոցեսում աշխատանյութին ջերմություն է տալիս։ Այս դեպքում

$$Q_{12}=\int_1^2 l\,dv, \quad \text{որտեղ } l=\left(\frac{\partial Q}{\partial v}\right)_t;$$

Ակնհայտ է, որ եթե l-ը փոքր մեծություն է, ապա միայն v_2-v_1 տարբերության մեծ լինելու դեպքում Q_{12} ջերմությունը կարող է զգալիորեն մեծ լինել։ Բայց v_2-v_1 մեծ տարբերությունների դեպքում ջերմային մեքենան պետք է մեծ չափեր ունենա։

Այս տեսակետից ջրին որպես աշխատանքի պետք է առավելություն տալ օդի կամ ուրիշ գազանման մարմինների նկատմամբ։

Իսկապես, եթե աշխատանքի է հանդիսանում հեղուկ-գոլորշի սիստեմը, ապա ծավալի աճման մեկ միավորին ընկնող գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը շատ ավելի մեծ է, քան որևէ գազի ծավալի մեծացման թաքնված ջերմությունը։

Դիտենք ևս մեկ օրինակ։ Դիցուք ջերմային աղբյուրն աշխատանքին ջերմություն է տալիս 12 իզոթերմ պրոցեսում։ Այդ դեպքում

$$Q_{12}=\int_1^2 C_p dt.$$

Երբ տեսակարար ջերմունակությունը մեծ չէ, Q_{12}-ի մեծ լինելու համար անհրաժեշտ է կամ աշխատանքի շատ մեծ քանակ, կամ ջերմաստիճանի շատ մեծ բարձրացում։ Երբ աշխատանքի մասսան մեծ է, ապա մեքենայի չափերը մեծ կլինեն։ Այդ տեսակետից օդի և գազերի նկատմամբ ջուրը և հեղուկներն առավելություն ունեն (օրինակ, ջրի c_p տեսակարար ջերմունակությունը շատ ավելի մեծ է օդի c_p-ից)։

Ամփոփելով, կարելի է ասել. գազերը որպես աշխատանքի կարող են ծառայել միայն այն մեքենաներում, որտեղ թույլատրվում է ջերմաստիճանի մեծ բարձրացում (մինչև 1500°—2000°C)։ Իսկ այն մեքենաներում, որտեղ ջերմաստիճանների տարբերությունը մեծ չէ, սովորաբար որպես աշխատանքի ծառայում է հեղուկ-գոլորշի սիստեմը։

§ 17, 2. ՌԵՆԿԻՆԻ ՑԻԿԼԸ

1. Այն ջերմային շարժիչները, որոնցում աշխատանքը հեղուկ-գոլորշի սիստեմն է, սովորաբար աշխատում են ըստ Ռենկինի ցիկլի։ Ենթադրենք՝ աշխատանքը ջուր-գոլորշի է, դիտումն սկսենք ջերմընդունիչին ջերմություն տալու պրոցեսի վերջանալու մոմենտից։ Սիստեմը d վիճակում (նկ. 17—1) ներկայացնում է ջուր, որը մոտ է հագեցածին, ընդ որում p_d ճնշումը փոքր է մթնոլորտայինից և p_d-ին համապատասխան ջերմաստիճանը՝ $t_d<100°C$։

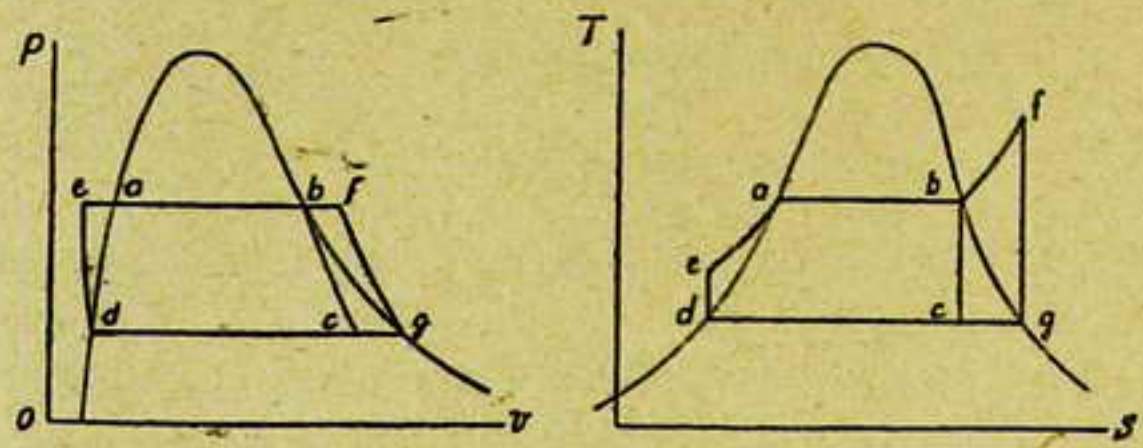
Սնող պոմպի օգնությամբ այս ջուրը տրվում է շոգեկաթսային։ Պոմպի մեջ ջրի ճնշումը մեծանում է և հասնում կաթսայի p_a ճնշմանը, իսկ ջերմաստիճանը քիչ է փոփոխվում և պակասելն ցածր է ճնում կաթսայի t_a ջերմաստիճանից։ Պոմպում տեղի ունեցող ջրի անդմման պրոցեսը կարելի է համարել ադիաբատ։

Կաթսայում մտցված ջուրն սկզբում տաքանում է մինչև հագեցման t_a ջերմաստիճանը, իսկ հետո դառնում է չոր հագեցած գոլորշի, որը և մտնում է շարժիչի գլանի մեջ։ Ըստ որում մխոցը տեղափոխվում է, հաղթահարելով արտաքին $f_a=p_a$ ճնշումը։

Երբ գոլորշու անհրաժեշտ քանակը գտնվում է գլանում, նրա

հետագա մուտքը գադաբեցվում է և սկսվում է հակադարձելի-ադիաբատ bc ընդարձակումը, որը շարունակվում է մինչև մխոցի քայլի վերջը։ bc պրոցեսի վերջում գոլորշու մի մասը վերածված է լինում հագեցած հեղուկի։

Մխոցի վերադարձի սկզբում բացվում է գլանը կոնդենսատորի հետ միացնող փականը և մխոցի այդ քայլի ամբողջ ընթացքում ջերմություն է տրվում ջերմընդունիչին։ Այդ պատճառով մխոցի կողմից դուրս մղված գոլորշին կոնդենսատորում վեր է ածվում հագեցման վիճակին մոտ չհագեցած հեղուկի. այնպես որ կարելի է ընդունել՝ $t_e = t_d$, $p_e = p_d$։



Նկ. 17—1

Այդ ջուրն էլ պոմպի միջոցով տրվում է կաթսային։

2. Ռենկինի ցիկլը պատկերված է (նկ. 17—1) p—v և T—s դիագրամներում, որոնց վրա մինուսյն վիճակները նշանակված են միևնույն տառերով։ de-ն ադիաբատ սեղմման պրոցեսն է պոմպի մեջ, ea-ն ջերմատաքացանի իզոբար բարձրացման պրոցեսն է կաթսայում t_e-ից մինչև գոլորշիացման t_a ջերմաստիճանը, ab-ն գոլորշիացման իզոբար-իզոթերմ պրոցեսն է, bc-ն հագեցած գոլորշու հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակման պրոցեսն է, որի ընթացքում գոլորշու մի մասը վեր է ածվում հեղուկի, cd-ն գոլորշու իզոբար-իզոթերմ փոխարկումն է հեղուկի։

3. Իրականում Ռենկինի ցիկլում գոլորշին նախքան գլան մտնելը գերտաքացվում է։ Գերտաքացում անվանում են ջերմության շնորհիվ գոլորշու ջերմաստիճանի իզոբար bf բարձրացումը, որի հետևանքով գոլորշին անցնում է չհագեցած վիճակի։

Գերտաքացման առկայության դեպքում Ռենկինի ցիկլը կլինի deabfgcd-ն։

4. Ռենկինի ցիկլի օգտակար գործողության տեսական գործակիցը $\left(\eta = -\frac{W_0}{Q'} = \frac{Q}{Q'}\right)$ հեշտ է արտահայտել ջերմապարունակության միջոցով։ Քանի որ de և bc (կամ fg) պրոցեսներն ադիաբատ են, ապա գերտաքացումով deabfgcd ցիկլի համար կունենանք՝

$$Q = Q_{eabf} + Q_{gd},$$

բայց eabf-ը և gd-ն իզոբարներ են. այդ պատճառով

$$Q_{eabf} = h_f - h_e, \quad Q_{gd} = h_d - h_g.$$

վերջապես,

$$Q' = Q_{eabf} = h_f - h_e;$$

Այսպիսով,

$$\eta = \frac{h_f - h_e + h_d - h_g}{h_f - h_e},$$

η-ի թվական արժեքը ջրային գոլորշու աղյուսակների միջոցով հաշվելու համար հարկավոր է այս արտահայտության մեջ մասից արտաքսել h_e-ն, քանի որ այդ աղյուսակներում չհագեցած ջրի վերաբերյալ (e վիճակ) տվյալներ չկան.

$$dh = dQ + vdp$$

առնչությունից ադիաբատ պրոցեսի համար ($dQ=0$) ստանում ենք, արտահամարհելով հեղուկի տեղափոխությունը,

$$h_e - h_d = \int_d^e vdp = v_d(p_e - p_d).$$

այստեղից $$h_e = h_d + v_d(p_e - p_d),$$

Տեղադրելով h_e-ի այս արժեքը η-ի արտահայտության մեջ, գտնում ենք՝

$$\eta = \frac{h_f - h_g - v_d(p_e - p_d)}{h_f - h_d - v_d(p_e - p_d)}.$$

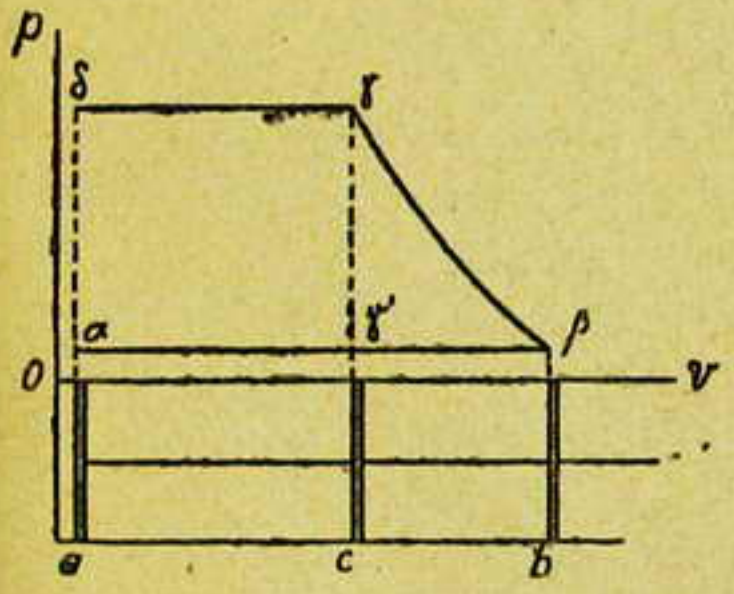
§ 17, 3. ԿՈՄՊՐԵՍՈՐ

1. Ինչպես տեսեցինք մեքենաներում, այնպես էլ գազերը հեղուկացնող մեքենաներում, որոնք կդիտվեն §§ 17, 4 և 17, 5-ում, գաղային վիճակում աշխատանքը ներթարկվում է սեղմման։

Այդ նպատակին ծառայող սարքավորումը կոչվում է կոմպրեսոր։ Որպեսզի հետագայում շարադրումը չընդհատենք, այս պարագրաֆում նկարագրենք ամենից ավելի հաճախ օգտագործվող մխոցավոր կոմպրեսորը (գոյություն ունեն նաև տուրբինային կոմպրեսորներ)։

Դիցուք սրևէ խողովակաշարում գտնվում է մի գազակերպ մարմին։ Խողովակաշարը փականի միջոցով կարող է հաղորդակցվել գլանի հետ, որի մեջ շարժվում է պատերին ընդհուպ հպված մխոցը։

Մխոցի a-ից b շարժման դեպքում փականը բացվում է, և գազն սկսում է խողովակաշարից լցվել գլանի մեջ, ընդ որում խողովակից գլանը անցնելու ընթացքում գազի ճնշումը և ջերմաստիճանը չեն փոխվում (նկ. 17—2)։ Այսպիսով, երբ գազը ներծծվում է կոմպրեսորի գլանի մեջ, նրա վիճակը չի փոխվում։ Մխոցի քայլի վերջում (b դիրքում) ամբողջ գլանը լցված է լինում գազով, որի ջերմաստիճանը և ճնշումը են t և p։ ba հակառակ քայլի սկզբում փակվում է մուտքի փականը, և քայլի bc մասի ընթացքում գազը ներթարկվում է հակադարձելի - ադիաբատ սեղմման։ Մխոցի c դիրքում բացվում է գլանը



Նկ. 17—2

մի այլ խողովակաշարի հետ միացնող փականը. որի միջով և դուրս է մղվում գազը, երբ p_e և t_e հաստատուն ճնշման և ջերմաստիճանի տակ մխոցը շարժվում է c-ից դեպի a։

a դիրքում մխոցի և գլանի ձախ կափարիչի արանքն այնքան փոքր է, որ այդ արանքում ճնացած գազի մասսան հաճախ արհամարհում են։

p—V կոորդինատային սիստեմում մխոցի ab քայլին համապատասխանում է $\alpha\beta$ հատվածը, իսկ հակառակ քայլի bc և ca մասերին համապատասխանում են $\beta\gamma'$ և $\gamma'\alpha$ հատվածները։ Արհամարհելով կափարիչի և մխոցի միջև գտնված գազի մասսան մխոցի քայլի վերջում, մենք պետք է ընդունենք, որ մխոցի ab քայլի հենց սկզբում այդ մասսայի ճնշումն շատ արագ ընկնում է $\delta\alpha$ ուղիղով։

Հարկավոր է նշել, որ ինչպես ներծծման, այնպես էլ դուրս մղման դեպքում գազը տեղափոխվում է առանց իր վիճակի որևէ փոփոխման. հետևապես, ճիշտ ասած, ներծծումը և դուրս մղումը չեն հանդիսանում թերմոդինամիկ պրոցեսներ։ Այնուամենայնիվ տեխնիկայում դրանք դիտվում են որպես պրոցեսներ, իսկ $\alpha\beta$, $\beta\gamma$, $\gamma\delta$, $\delta\alpha$ պրոցեսների հաջորդականությունն անվանվում է կոմպրեսորի ցիկլ։

2. Կոմպրեսորում կատարվող բոլոր պրոցեսները հակադարձելի համարելով, հեշտ է հաշվել ցիկլի ընթացքում կոմպրեսորի արտաքին աշխատանքը։

Իսկապես, ընդունելով $f=p$, ունենք՝

$$W_e=-W_1,\quad W_1=W_{1\alpha\beta}+W_{1\beta\gamma}+W_{1\gamma\delta}W_{1\delta\alpha}.$$

Բայց $W_{1\delta\alpha}=0$, քանի որ $\delta\alpha$ գծի վրա ծավալը չի փոխվում. $\beta\gamma$-ն ադիաբատ է, ուստի $W_{1\beta\gamma}=-(U_\gamma-U_\beta)$.

$$W_{1\alpha\beta}=p_\alpha(V_\beta-V_\alpha),\quad W_{1\gamma\delta}=p_\gamma(V_\delta-V_\gamma).$$

Արհամարհելով V_α, V_δ ծավալները, այսինքն՝ ընդունելով $V_\alpha=0$, $V_\delta=0$ և հիշելով, որ $p_\alpha=p_\beta$, վերջնականապես ստանում ենք՝

$$W_e=(U_\gamma+p_\gamma V_\gamma)-(U_\beta+p_\beta V_\beta)=H_\gamma-H_\beta,$$

այսինքն՝ արտաքին աշխատանքը կոմպրեսորի հակադարձելի ցիկլում, որտեղ իրականացվում է ադիաբատ սեղմում, հավասար է սեղմման ընթացքում ջերմասպարունակության կրած փոփոխմանը։

3. Ինչպես հետագայում մենք կտեսնենք, սեղմման հիմնական նպատակը ճնշման բարձրացումն է և ոչ թե ջերմաստիճանի բարձրացումը, այնպես որ սովորական պահանջներին լիովին բավարարում է իզոթերմ սեղմումը։

Մինչդեռ ժամանակակից կոմպրեսորներում նրանց արագընթացության պատճառով (բոլոր արագընթաց պրոցեսներն ադիաբատ են) իրականացվում է ադիաբատ սեղմում։

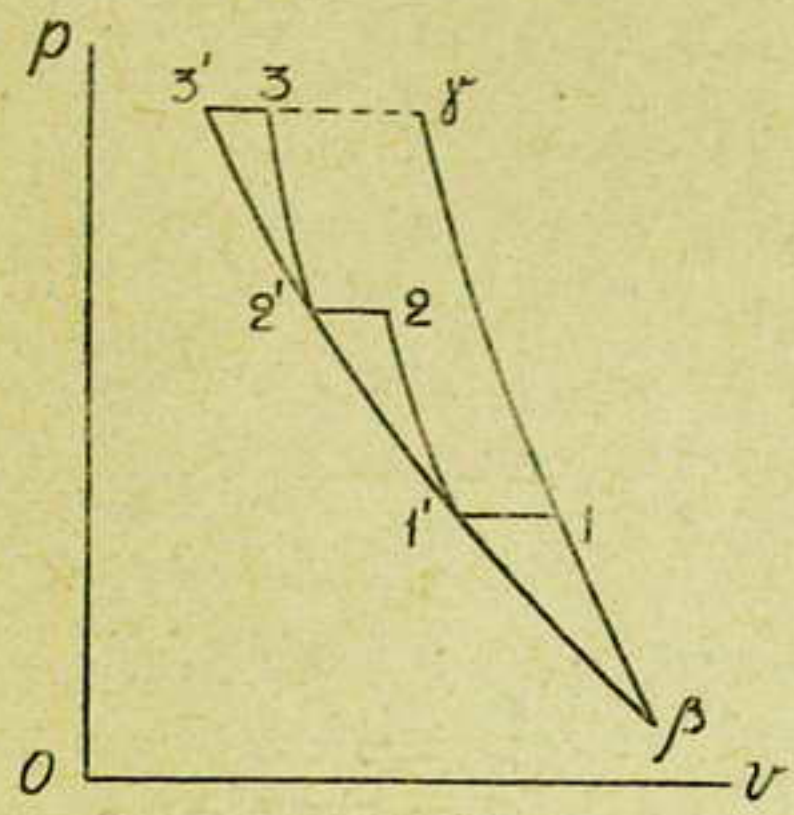
Ջերմաստիճանի շատ բարձրացումից խուսափելու համար ճնշման

պահանջված բարձրացումն իրականացնում են ոչ թե միանգամից մեկ պլանում, այլ հաջորդաբար մի քանի պլաններում։ Դեպի հաջորդական (աստիճանային) սեղմումը մղում են նաև զուտ մեխանիկական նկատառումները, երբ սեղմման աստիճանը մեծ է. մեկ պլանում մեծ սեղմման իրականացումը մեխանիկական առումից աննպատակահարմար է։

Որպեսզի հասկանալի լինի աստիճանային սեղմման էությունն ու առավելությունը, դիմենք դիագրամին (նկ 17—3)։

Դիցուք $\beta 1\gamma$ և $\beta 1'2'3'$-ը ադիաբատ և իզոթերմ սեղմման համապատասխան գծերը են։

Աստիճանային սեղմումը կայանում է նրանում, որ p_1 ճնշմանը հասնում են ոչ թե մեկ, այլ մի քանի նվազում։ Առաջին պլանում ադիաբատ սեղմման միջոցով ճնշումը հասցնելով p_1-ի, գազը դուրս են մղում և նրա ջերմաստիճանը իզոբար (p_1=const). հաղորդումով իջեցնում t_1-ից մինչև $t_{1'}=t_\beta$։ Նորից երկրորդ պլանում կատարում են ադիաբատ սեղմում մինչև p_2 ճնշումը և կրկին դուրս են մղում գազը և իզոբարորեն իջեցնում նրա ջերմաստիճանը մինչև $t_{2'}=t_\beta$ և այլն։



Նկ. 17—3

Նկ. 17—3 վրա պատկերված է երեք աստիճանից բաղկացած աստիճանային սեղմումը. երրորդ սեղմումից հետո գազը պոնվում է 3 վիճակում, մոտ 3′ վիճակին, որում $t_{3'}=t_\beta$։

Աստիճանային սեղմման առավելություններն են՝ արտաքին աշխատանքի փոքր ծախսը, սեղմման վերջում ավելի ցածր ջերմաստիճանը և զուտ մեխանիկական նպատակահարմարությունը։

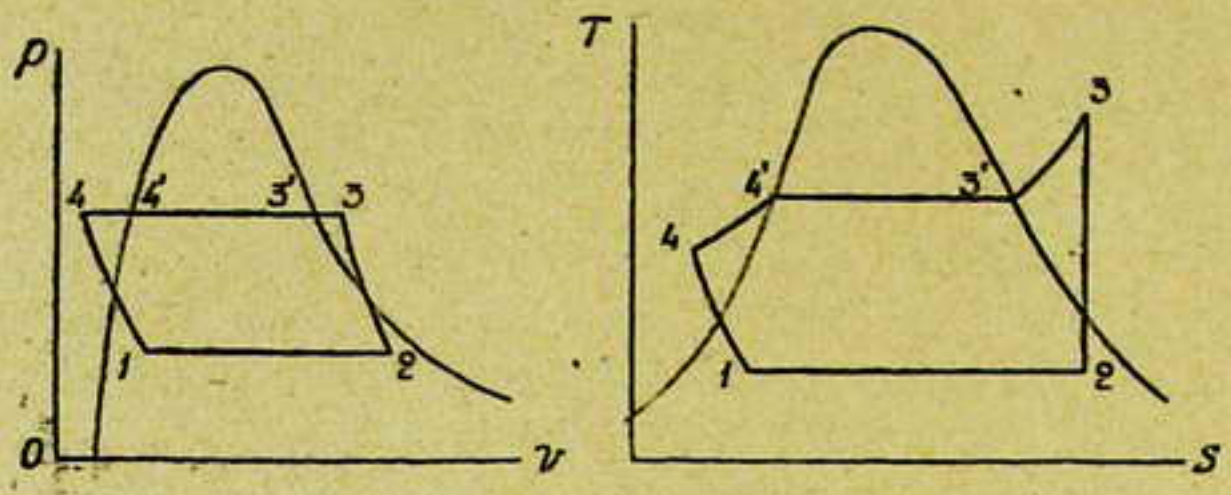
Աստիճանային սեղմման թերություն է պլանների թվի մեծացումը, որոնցից յուրաքանչյուրը պահանջում է առանձին խնամք։

Այդ պատճառով սովորաբար աստիճանների թիվը լինում է 3-ից ոչ ավելի։

§ 17, 4· ՍԱՌԵՑՆՈՂ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐ

Որպեսզի մարմնում պահպանենք միջավայրի ջերմաստիճանից ավելի ցածր ջերմաստիճան, անհրաժեշտ է խլել միջավայրից մարմնին անցնող ջերմությունը։ Այս նպատակին ծառայում են սառեցնող մեքենաները։ Սառեցնող մեքենայի սովորական գիկլը բաղկացած է 12, 34 իզոբարներից և 23, 41 ադիաբատներից (նկ. 17—4)։ 12 իզոբարի վրա p_1 ճնշումը փոքր է 34 իզոբարի p_3 ճնշումից։

Ով այսպես, p_1 փոքր ճնշման տակ կատարվում է աշխատանքի 12 իզոբար ընդարձակումը. 23-ը հակադարձելի ադիաբատ սեղմման պրոցես է, 34-ը՝ իզոբար սեղմման պրոցես, իսկ 41-ը՝ ադիաբատ ընդարձակում: Այս ընդարձակումը կարող է լինել հակադարձելի, բայց սովորաբար իրականացվում է ադիաբատ դրոսելման միջոցով:



Նկ. 17—4

Հեղուկ-գոլորշի անհամասեռ տիրույթում և հեղուկի ու գազի տիրույթների այն մասերում, որոնք կից են հեղուկ-գոլորշի տիրույթին՝ $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p > 0$: Այսպիսով, անկախ այն բանից, թե հանդիսանում է արդյոք աշխատանյութը գազ կամ հեղուկ-գոլորշի սիստեմ, իզոբար ընդարձակման ընթացքում աշխատանյութը ջերմություն է կլանում, իսկ իզոբար սեղմման ընթացքում ջերմություն է արձակում: Սառեցնող մեքենայի ցիկլն իրականացվում է այնպես, որ 12 իզոբար պրոցեսում ջերմությունն ստացվի սառեցվող մարմնից:

Քանի որ օդի կամ որևէ այլ գազի c_p տեսակարար ջերմունակությունը փոքր է, ապա գլանի միևնույն չափերի դեպքում Q_{12}-ը կլինի շատ ավելի մեծ, եթե աշխատանյութ հանդիսանա ոչ թե գազը, այլ հեղուկ-գոլորշի սիստեմը, որտեղ կատարվում է իզոբար գոլորշիացում: Այդ պատճառով ներկայումս օդային սառեցնող մեքենաները զիջում են այն մեքենաներին, որոնցում աշխատանյութը հեղուկ-գոլորշի սիստեմն է:

Այժմ դիտենք 12341 ցիկլն ավելի մանրամասնորեն (նկ. 17—4): 1 վիճակում չորության աստիճանը շատ փոքր է. 12 իզոբար գոլորշիացումը սովորաբար ավարտվում է 2 վիճակում, որտեղ չորության աստիճանը մոտ է մեկին: Այդ պրոցեսը կարող է վերջանալ նաև գոլորշու ճյուղի վրա կամ ավելի աջ: Հակադարձելի ադիաբատ սեղմման 23 գիծը հատում է գոլորշու ճյուղը, այսինքն՝ սեղմման վերջում սիստեմը գտնվում է չհագեցած գոլորշու վիճակում:

34 իզոբար պրոցեսը բաժանվում է երեք մասերի՝ 33′, 3′4′, 4′4: 33′ մասում գազը սեղմվում է, նրա ջերմաստիճանն ընկնում է և նա մոտենում է հագեցման 3′ վիճակին: Սկսած 3′-ից մինչև 4′-ը՝ սեղմումը և ջերմության հեռացումը իզոբար-իզոթերմ եղանակով հագեցած գոլորշին վերածում են հագեցած հեղուկի: 4′4 մասում հեղուկը դառնում է չհա-

պետած, ծավալի փոքրացման ընթացքում հեղուկի ջերմաստիճանը իջնում է՝ շնարհիվ ներանից արձակված ջերմության։

41-ը պրոսեսն է, որը չհագեցած հեղուկը վեր է ածում փոքր չորության առաքման ունեցող հեղուկ-գոլորշի սիստեմի։

Այժմ տեսնենք, որտեղ են կատարվում առեցնող մեքենայի ցիկլի չորս պրոցեսները։ 23 անդամը կատարվում է կոմպրեսորում (տե՛ս § 17,3)։ Կոմպրեսորի գլանից դուրս մղվող գազը շարունակում է սեղմվել, սրվելն իզոթերմ եղանակով՝ գալարաձև խողովակաշարում, որը առեցվում է կամ էլ վրա թափվող սառը ջրի շիթով, կամ գալարաձև խողովակները շրջապատող անոթի մեջ աշխատանքի շարժման (գալարներում) հակառակ ջրի հոսանքով։ Կոմպրեսորից կոնդենսատորը մղվող գազային աշխատանքը խողովակաշարի վերջին է հասնում չհագեցած հեղուկի (վիճակ 4) տեսքով։

4. Պրոսեսից հետո, որն իրականացվում է համապատասխան ծորակի կամ փականի բացումով, աշխատանքը փոքր չորության առաքման ունեցող անհամասեռ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի տեսքով մտնում է մի այլ խողովակաշար, որտեղ և կատարվում է 12 գոլորշիացման պրոցեսը։ Այդ խողովակաշարը դասավորված է այնպես, որ գոլորշիացման համար անհրաժեշտ ջերմությունն առանցքի առանցքով մարմնից։ Օրինակ, եթե առեցվում է որևէ շինք, ապա խողովակաշարը կարող է անցկացվել շինքի ներսում պատերի երկարությամբ։ Անհրաժեշտ է նշեյնպես, որ գոլորշիացման ջերմաստիճանը լինի որոշ չափով ցածր, քան առեցվող շինքի ջերմաստիճանը։

Չորս պրոցեսներից կլանվող է հանդիսանում 12 գոլորշիացումը, իսկ մնացած երեք պրոցեսներն իրականացվում են նրա համար, որ կատարվի ցիկլը, այսինքն՝ աշխատանքը բերվի սկզբնական (1) վիճակին, որպեսզի կարելի լինի նորից կրկնել գոլորշիացման պրոցեսը։

Հարկ կա նշելու, որ պրոսեսն օգտագործվում է այդ գործողության մեխանիկական պարզության պատճառով։ Ինչպես հայտնի է, եթե 41 պրոսեսման փոխարեն կատարենք 41′ հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակում այնպես, որ $p_1' = p_1$, ապա չորության ստանձանը կստացվի փոքր, քան պրոսեսման վերջում։ Հետևաբար 1′2 պրոցեսում ավելի շատ հեղուկ կարող է վերածվել գոլորշու, քան 12 պրոցեսում, և առեցվող մարմնից ավելի շատ ջերմություն վերցված կլիներ, քան 41 պրոսեսից հետո։

Աշխատանքի ընտրման նկատառումների մասին տված է § 17, 1-ում։ Առեցնող մեքենաներում ամենատարած կերպով տարածված աշխատանքներ համարվում են հեղուկ-գոլորշի սիստեմները՝ CO_2, NH_3, SO_2։

Նշենք մի քանի տվյալներ այն առեցնող մեքենաների մասին, որոնցում աշխատանքն է հեղուկ-գոլորշի NH_3-ը։ Որպեսզի առեցվող մարմնի ջերմաստիճանը պահպանվի հավասար $-5^\circ C$, ամոնիակի գոլորշիացման 12 պրոցեսը պետք է կատարվի՝ $t_1 = -10^\circ C$ տակ։ Եթե առեցվող ջրի ջերմաստիճանը հավասար է $20^\circ C$, ապա իզոթերմ սեղմումը (ադիաբատ սեղմումից հետո) պետք է սկսի, երբ $t_3 = 25^\circ C$։ Այսպիսով, ամոնիակի

ջերմաստիճանների ամենամեծ տարբերությունը՝ $t_3-t_1=35^0C$, $t_1=-10^0C$ տակ մեկ կիլոգրամ ամոնիակը սառեցվող մարմնից կարող է խլել մոտավորապես 300 կալ. մեկ ժամվա ընթացքում։

§ 17, 6. ԳԱԶԵՐԸ ՀԵՂՈՒԿԱՑՆՈՂ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐ

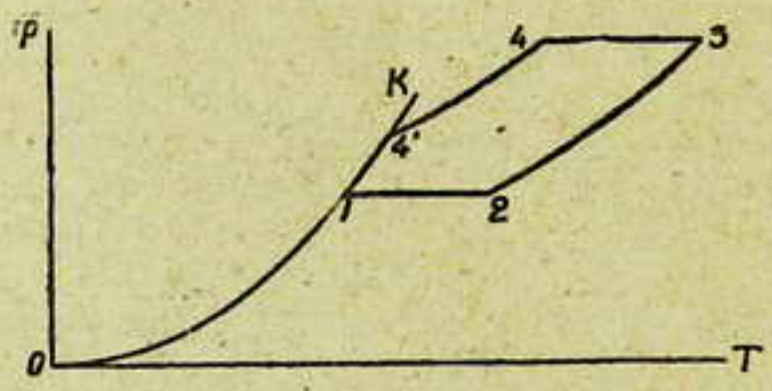
1. Սառեցնող մեքենաների ցիկլերում ջերմաստիճանների ամենամեծ տարբերությունը սովորաբար չի անցնում 30^0C, 35^0C-ից։ Ջերմաստիճանների այսպիսի տարբերության դեպքում սառեցնող մեքենաների օգտակար գործողության η_u գործակիցը ստացվում է բավականին մեծ և այդ պատճառով սառեցվող մարմնից խլված Q' մեծ քանակի ջերմությունը կապված է ոչ մեծ աշխատանքի ($Q'=\eta_u W_e$) սպառման հետ։

Ջերմաստիճանների նշված տարբերության մեծացման դեպքում η_u-ը փոքրանում է, այդ պատճառով խլվող ջերմության մի նույն Q' քանակին պետք է համապատասխանի աշխատանքի ավելի մեծ քանակ։ Հենց այս են նկատի ունենում, երբ ասում են, որ մեծ մասսա և ծավալ ունեցող մարմնում դժվար է պահպանել ցածր ջերմաստիճան։

Շատ ցածր ջերմաստիճաններ պահպանվում են ոչ մեծ ծավալներում և սովորաբար պետք են գալիս գազերի հեղուկացման համար։

Այդ նպատակով սովորաբար օգտագործվում են Լինդեի տիպի մեքենաները, որոնց մեջ կատարվում են միևնույն չորս պրոցեսները, որոնք կազմում են § 17,4-ում նկարագրված սառեցնող մեքենաների ցիկլը՝ 12, 34-ը իզոբար պրոցեսները, 23 հակադարձելի ադիաբատ սեղմումը և 41 դրոսսելումը։

Նախ դիտենք (նկ. 17—5ա) 23 ադիաբատ սեղմման պրոցեսը, որն իրականացվում է կոմպրեսորում (ինչպես և սառեցնող մեքենաներում) և աշխատանությունը բերում է չհագեցած գոլորշու վիճակի։

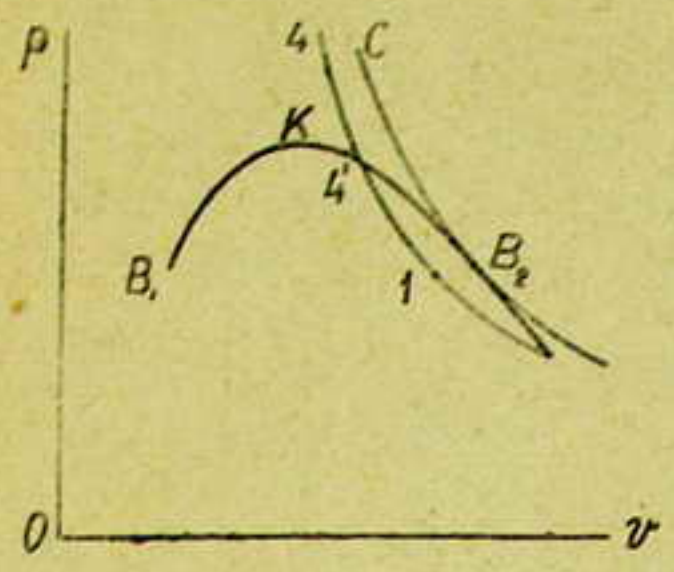


Նկ. 17—5ա

Հետագա 34 իզոբար սեղմումը չգոլի ջերմաստիճանն իջեցնում է մինչև t_4։ 4 վիճակում սկսվում է դրոսսելումը, որի ընթացքում հասնում են ճնշման մեծ անկման և դրան համապատասխան ջերմաստիճանի իջեցման։

Ինչպես ասված է (8, 9, 2)-ում, եթե 4 կետը դառնում է կրիտիկական կետ և այն իզոթերմի մեջ, որը շոշափում է գոլորշու ճյուղը, 41 իզոթերմով գազը նախ վեր է ածվում չոր հագեցած գոլորշու և ապա սկսում է փոխարկվել հեղուկի։ Նկ. 17—5 բ-ի վրա պատկերված է 41 իզոթերմը p—V կոորդինատային սիստեմում. B_1KB_2-ը հագեցման կորի վերևի մասն է, CB_2-ը՝ շոշափող իզոթերմը. 44'1 իզոթերմը բեկվում է 4' կետում. p—T դիագրամում (նկ. 17—5 ա) իզոթերմի 4'1 մասը համընկնում է $p=f(t)$ ֆունկցիայի $04'K$ գրաֆիկին։ 1 վիճակի հաջող ընտրը-

ման դեպքում 41 դրոսելման վերջում առաջվում է որոշ քանակի հագեցած հեղուկ, որը կուտակվում է անոթի մեջ։



Նկ. 17—5ր

Հեռացնելով այդ հեղուկը, մնացած հագեցած գոլորշին ենթարկում են իզոթերմ ընդարձակման, ընդ որում գոլորշին հենց սկզբից անցնում է չհագեցած վիճակի, իսկ նրա ջերմաստիճանն աստիճանաբար բարձրանում է։ Կորուստը (այսինքն՝ 41 պրոցեսում հեղուկ դարձած գազի քանակը) լրացնելու նպատակով խողովակաշարի որևէ տեղում, որտեղ կատարվում է ընդարձակում, մտցնում են գազի այնպիսի քանակ, որը դրոսելման ժամանակ վեր է ածվել հեղուկի։ Այսպիսով, իզոթերմ ընդարձակման վերջում սիստեմը գտնվում է 2 վիճակում, երբ սկսվում է հակադարձելի ադիաբատ սեղմումը։

Գազերը հեղուկացնող մեքենաներում գլխավոր պրոցեսը դրոսելումն է, իսկ մնացած պրոցեսները ծառայում են միայն 41 դրոսելումը կրկնադարձ իրականացնելու համար։ Պետք է նույնպես նկատի ունենալ, որ սառեցնող մեքենաներում դրոսելման ժամանակ ճնշման և ջերմաստիճանի անկումները շատ մեծ չեն, իսկ գազերը հեղուկացնող մեքենաներում ճնշման անկումը հասնում է 200 և ավելի մթնոլորտի և այդ պատճառով հազվադեպ չէ, որ ադիաբատ սեղմումն իրականացվում է ոչ թե մեկ, այլ երկու գլաններում։

Հարկավոր է նշել, որ դրոսելումից առաջացած ջերմաստիճանի իջեցումն այնքան մեծ է, որքան ցածր է սկզբնական ջերմաստիճանը [համաձայն $\Delta t = a\Delta p\left(\frac{273}{T}\right)^2$ էմպիրիկ բանաձևի, որտեղ Δp-ն և Δt-ն դրոսելման ժամանակ ճնշման և ջերմաստիճանի անկումներն են, a-ն հաստատուն գործակից է, T-ն՝ սկզբնական ջերմաստիճանը]։

Դրոսելումից առաջ հնարավորին չափ ցածր ջերմաստիճանի հասնելու նպատակով գազի 34 իզոթերմ սեղմման վերջին փուլն իրականացվում է B խողովակում, որը շրջապատված է A խողովակով. A-ի մեջ, դրոսելումից անմիջապես հետո, մտնում է գազը, ունենալով շատ ցածր ջերմաստիճան։

Գազերն այդ խողովակներում շարժվում են իրար դիմաց, ընդ որում A խողովակում կատարվում է 12 պրոցեսի մի մասը՝ իզոթերմ եղանակով բարձրանում է գազի ջերմաստիճանը, իսկ B խողովակում իզոթերմ եղանակով իջնում է դրոսելման ծորակին մոտեցող գազի ջերմաստիճանը։ Խողովակները սովորաբար լինում են պարտաձև։

2. Հենց նոր նկարագրած եղանակում հեղուկացումը կատարում են դրոսելումով։ Սակայն դրոսելումն անհակադարձելի ադիաբատ պրոցես է։ Մինչդեռ (տե՛ս, օրինակ, § 12, 9) p—V դիագրամի վրա բոլոր անհակա-

դարձելի ադիաբատ պրոցեսների գծերը դասավորված են ավելի բարձր, քան հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի գիծը և այդ պատճառով ճնշման միևնույն անկման դեպքում՝ անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի վերջում՝ կամ ջերմաստիճանն է ավելի բարձր, կամ հեղուկի քանակն է ավելի փոքր, քան հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի վերջում։

Այստեղից պարզ է, որ տեսականորեն ավելի նպատակահարմար է դրոսսելումը փոխարինել գազի հակադարձ ադիաբատ ընդարձակումով։

Այսպիսի եղանակ մշակված է եղել և առաջին անգամ իրականացվել է օդի հեղուկացման համար Կլոդի կողմից։

Հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակումը կարող է կատարվել կամ մխոցավոր գլանում, կամ տուրբինում, որոնց անխափան աշխատանքը հնարավոր է միայն նրանց լավ յուղվելու դեպքում։ Սակայն ցածր ջերմաստիճաններում յուղող նյութը սառչում է։ Այդ պատճառով էլ հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակման սարքերն ունեն շատ ավելի սահմանափակ կիրառում, քան դրոսսելումով աշխատող մեքենաները, և չեն կարող բոլորովին կիրառվել այն դեպքում, երբ հեղուկացման համար պահանջվում են շատ ցածր ջերմաստիճաններ (օրինակ՝ 240°C, —268°C)։

3. Գազերի հեղուկացման ընդգծավառում շատ էական կատարելագործումներ մտցրին ակադեմիկոս Պ. Լ. Կապիցայի սարքերը։

Որպեսզի ավելի լավ պնահատենք Կապիցայի սարքերը, նշենք Լինդեի մեքենայի մի խոշոր թերություն։

Միշտ չէ, որ դրոսսելումն առաջացնում է գազի ջերմաստիճանի իջեցում։ Այսպես, օրինակ, սկզբնական 50°C ջերմաստիճանի դեպքում 200 մթնոլորտից մինչ 1 մթնոլորտ դրոսսելումը իջեցնում է օդի ջերմաստիճանը 29°C-ով և բարձրացնում է հելիումի ջերմաստիճանը 12°C-ով։

Ինչպես հայտնի է, դրոսսելման դեպքում ջերմաստիճանի փոփոխումը և $\mu = \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_{u}$ ածանցյալը տարբեր նշաններ ունեն։ μ-ն կոչվում է իղենթալպ պրոցեսի ջերմաստիճանային էֆեկտ։ Երբ $\mu > 0$, դրոսսելումն առաջ է բերում ջերմաստիճանի անկում, երբ $\mu < 0$, դրոսսելման ընթացքում բարձրանում է ջերմաստիճանը։

Ըստ երևույթին, յուրաքանչյուր գազի μ-ն որոշ սահմանային արժեքից բարձր ջերմաստիճանների դեպքում ստացվում է բացասական, իսկ այդ սահմանից ցածր ջերմաստիճանների դեպքում՝ դրական։

Օրինակ, $\mu < 0$ CO_2-ի համար, երբ $t > 1200°C$, H_2-ի համար, երբ $t > -78°C$ և H_o համար, երբ $t > -250°C$։ Նշածից ցածր ջերմաստիճանների դեպքում բոլոր այդ գազերի համար μ-ն դրական է։

Այսպիսով, գազերի հեղուկացման համար դրոսսելումը պետք է սկսել այն ջերմաստիճաններում, որոնցում $\mu > 0$, իսկ դրա համար այնպիսի գազեր, ինչպիսին են ջրածինը և հելիումը, նախօրոք պետք է սառեցված լինեն։ Այսպես, օրինակ՝ հեղուկ էթիլենի օգնությամբ սառցվում են —113°C-ին մոտ և ավելի ցածր ջերմաստիճաններ (և հետևապես հնարավոր է հեղուկացվող գազի ջերմաստիճանի նախնական իջեցումը մինչև —112°C), հեղուկ թթվածնի օգնությամբ՝ —180°C-ից մինչև —200° C, հեղուկ օդի օգնությամբ՝ մինչև —191°C, իսկ հեղուկ ջրածինը տալիս է —258°C։

Հեղուկացած գազերի փոխարեն և ընդհանրապես նախնական սառեցման փոխարեն կարելի էր կիրառել հակադարձելի ադիաբատ ընդարձակումը, եթե չլիներին յուղելու հետ կապված դժվարությունները։

Պ. Լ. Կապիցային հաջողվեց շատ մեծ սրամտությամբ վերացնել մինչ այդ անհաղթահարելի համարված դժվարությունները։ Այսպես, օրինակ՝ նրա մեքենայում հելիումի հեղուկացման համար գազանման հելիումը սկզբում մխոցավոր գլանի միջոցով ենթարկվում է հակադարձելի-ադիաբատ ընդարձակման, իսկ հետո՝ դրոսսելման, որը և հանգեցնում է հեղուկացմանն։ Այստեղ շփվող մակերեսները յուղելու հարկ չունեն. գլանի պատերի և մխոցի միջև թողնված է փոքր արանք, որի միջով գլանի մյուս կողմն է անցնում արհամարհելիորեն փոքր գազի քանակ։

Այսպիսով, այստեղ հեղուկ ջրածնի օգնությամբ նախնական սառեցման անհրաժեշտությունը վերանում է։ (Իրականում Կապիցայի մեքենայում օգտագործվում է նախնական սառեցում, որը կատարվում է հեղուկ ազոտի օգնությամբ, բայց սա անհրաժեշտ չէ. նախնական սառեցման բացակայությունը միայն կմեծացներ մեքենայի չափերը)։

Կապիցայի մյուս նշանավոր սարքը ջրածնի հեղուկացման սարքն է, բանն այն է, որ ջրածնի հեղուկացման համար գործադրվող մեքենայի անխափան աշխատանքի պայման է հանդիսանում գազային ջրածնի մաքրությունը (թույլատրելի է միայն $0{,}2\%$-ով օտար նյութերը)։ Կապիցան նախագծել է այնպիսի մեքենա, որի մեջ մաքուր ջրածնի միևնույն ոչ մեծ քանակն այնպես է իջեցնում հեղուկացման ենթակա ջրածնի ընդհատումը, որ հեղուկացումը կատարվում է առանց փականի և ուրիշ մեխանիկական հարմարանքների, ուստի անհրաժեշտ չէ, որ հեղուկացվող ջրածինը նախապես զտված լինի օտար նյութերից։

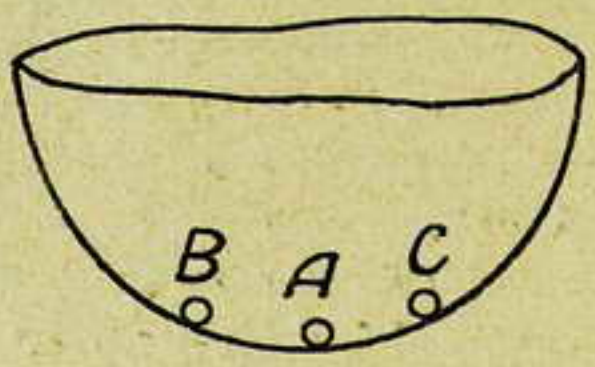
Գ լ ու խ XVIII

ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

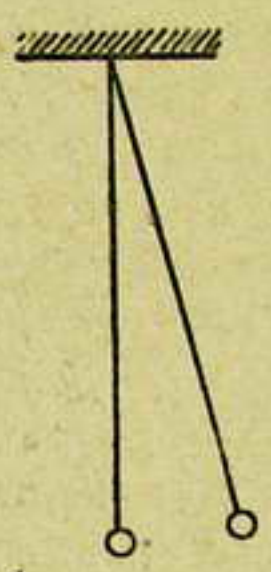
§ 18,1. ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՏԱՐԲԵՐ ԴԵՊՔԵՐ

1. Թերմոդինամիկ սիստեմների հավասարակշռություն-ը մեխանիկական սիստեմների հավասարակշռության նման կարող է ըստ իր բնույթի տարբեր լինել։

Նախքան թերմոդինամիկ հավասարակշռության դանազան դեպքերին անցնելը, դիտենք մեխանիկայից մի քանի պարզագույն օրինակներ։



Նկ. 18—1

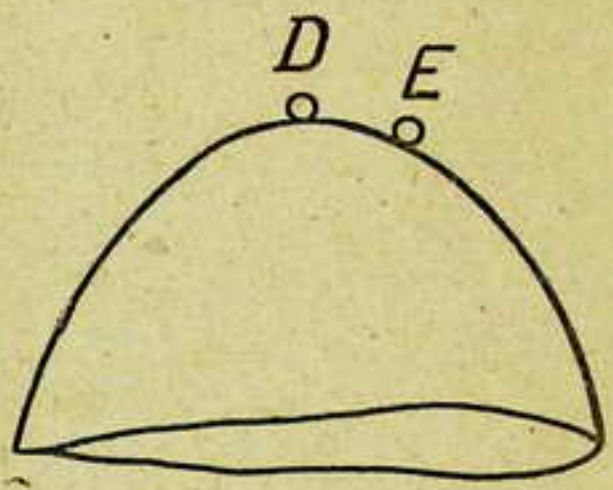


Նկ. 18—2

Կիսագնդի հատակին A դիրքում (նկ. 18—1) գնդակի կամ ճոճանակի հավասարակշռությունը, երբ վերջինիս ձողն ուղղաձիգ է (նկ. 18—2), կայուն է, և եթե A-ից գնդակը շեղենք հարևան B կամ C դիրքը, ապա նրա վրա կսկսի ազդել դեպի A-ն ուղղված մի ուժ. այդ ուժը կառաջացնի դեպի A կետն ուղղված շարժում, եթե ոչինչ չի պահում գնդակը B, C դիրքում։

Ճոճանակի հետ նույնը կկատարվի, եթե նրա ձողը մի քիչ շեղված է ուղղաձիգ դիրքից, որի հետևանքով գնդակն ամենացածր դիրքում չէ։

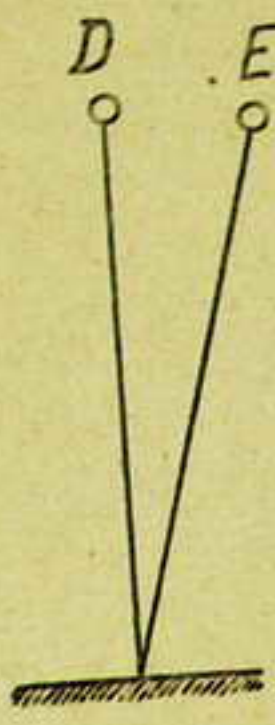
Գնդակի հավասարակշռությունը մակերևույթի բարձրագույն D կետում (նկ. 18—3) կամ ճոճանակի հավասարակշռությունը, որի գնդակն ամենաբարձր դիրքում է (նկ. 18—4), անկայուն է։ D-ին մոտ ցանկացած E դիրքում գնդակի վրա ազդում է մի ուժ, որն ուղղված է ոչ թե դեպի D-ն, այլ ճիշտ հակառակը. այդ ուժն ավելի է հեռացնում գնդակը D-ից։



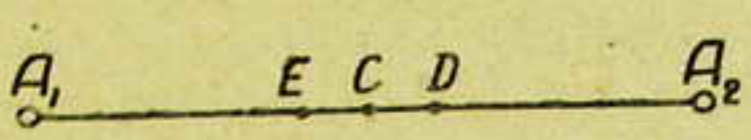
Նկ. 18—3

Դիցուք A_1 և A_2-ը միատեսակ e լիցք ունեցող գնդերի կենտրոնները

ևն (նկ. 18—5), իսկ C գնդակի e′ լիցքն ունի e-ին հակառակ նշան։ Եթե $CA_1=CA_2$, ապա C գնդակը հավասարակշռության մեջ պետք է լինի, բայց այդ հավասարակշռությունն անկայուն է։ Իրոք, C դիրքում գնդակի վրա ազդում են հավասար մեծություն ունեցող f_1 և f_2 ուժերը. D դիրքում, դեպի A_2 ձգող f_2' ուժն ավելի մեծ է, քան դեպի A_1-ը ձգող f_1' ուժը. E դիրքում, ընդհակառակը՝ f_1''-ը մեծ է f_2''-ից։



Նկ. 18—4

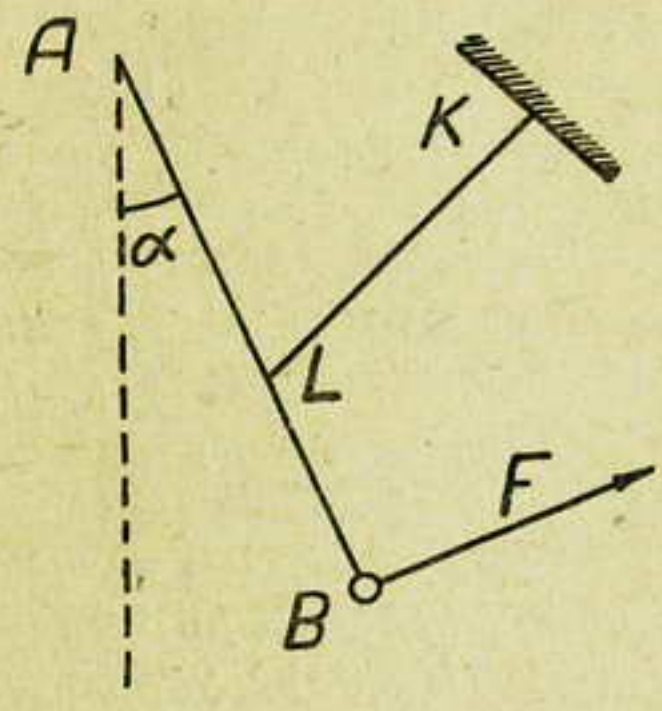


Նկ. 18—5

Այսպիսով, C դիրքից դուրս բերված և ինքն իրեն թողնված գնդակը չի վերադառնա C կետը, այլ կսկսի հեռանալ C-ից։

Հորիզոնական իդեալական հղկված հարթության վրա դրված գընդակը (կամ որևէ այլ մարմին) գտնվում է անտարբեր հավասարակշռության մեջ. յուրաքանչյուր դիրքում գնդակի կշիռն ու հարթության հակազդումը (իսկ մենք ենթադրում ենք, որ գնդակին այլ ուժեր չեն կիրառված) հավասարակշռվում են և չեն առաջանում այնպիսի ուժեր, որոնք կարող են շարժել գնդակը։

Մեխանիկայում կայուն հավասարակշռությունը սահմանվում է հետևյալ հատկություններով՝ հավասարակշռության դիրքից յուրաքանչյուր անվնաս փոքր շեղման դեպքում առաջանում են այնպիսի ուժեր, որոնք ձգտում են մարմինը վերադարձնել նախնական դիրքին։ Այդ պատճառով մարմինը կարելի է պահել կայուն հավասարակշռության դիրքին անվնաս մոտ դիրքում, կամ նոր ուժեր կիրառելով և կամ նոր կապակցություններով։ Օրինակ, որպեսզի պահենք ճոճանակը AB դիրքում (նկ. 18—6), անհրաժեշտ է կամ կիրառել $F=-mg\sin\alpha$ ուժը և կամ ձողը կապել KL թելով (ենթադրվում է, որ ձողն անկշիռ է, m-ը գնդակի մասսան է, g-ը՝ ազատ անկման արագացումը)։



Նկ. 18—6

Այժմ դիտենք հետևյալ դեպքերը թերմոդինամիկայում.

ա) Դիցուք մի ջերմամեկուսիչ անոթի մեջ գտնվում է գազ։ Ենթադրենք, գազի ջերմաստիճանն ու ճնշումը (τ և f) համապատասխանաբար հավասար են գազի ջերմաստիճանին ու ճնշմանը ($\tau=t$, $f=p$), այդ դեպքում գազը կգտնվի հավասարակշռության վիճակում։ Ենթադրենք, թե գազի ջերմաստիճանը

պահվում է հաստատուն. Մխոցի վրա փոքրիկ ծանրոց դնելով, մի փոքր մեծացնենք արտաքին ճնշումը. Մխոցը կսկսի իջնել, և նրա իջնելու հետ մեկտեղ գազի գրաված ծավալը, հաստատուն ջերմաստիճանում, կփոքրանա. այդ ժամանակ, ըստ Բոյլ-Մարիոտտի օրենքի, ճնշումը կսկսի մեծանալ։ Երբ գազի ծավալն այնքան փոքրանա, որ գազի p′ ճնշումը հավասարվի մեծացած արտաքին f′ ճնշմանը, ապա մխոցի հետագա իջնելը կընդհատվի։ Եթե այժմ ծանրոցը վերցնենք, ապա արտաքին ճնշումը նորից կդառնա f և, քանի որ p′>p, մխոցը կսկսի բարձրանալ և ապա կվերադառնա նախկին դիրքին. ճնշումը կդառնա p և նորից հավասարակշռություն կհաստատվի։ (Այս դեպքն արդեն ուսումնասիրված է § 2,4,2-ում)։ Սա կայուն հավասարակշռություն է՝ ճնշման փոքր փոփոխությունը առաջացնում է ծավալի և ճնշման (այսինքն՝ գազի վիճակի) փոքր փոփոխություն, հենց որ վերացվում է հավասարակշռության վիճակից շեղող պատճառը, սիստեմը վերադառնում է նախնական վիճակին։

բ) Հեղուկ-գոլորշի սիստեմի հավասարակշռությունն անտարբեր է։ Հաստատուն ջերմաստիճանում արտաքին ճնշման փոքր փոփոխության հետևանքով սկսվում է գոլորշու վերածումը հեղուկի, կամ ընդհակառակը [այս մասին ավելի մանրամասն շարադրված է (2,2,1)-ում]։

Բայց այդ փոփոխությունն անմիջապես կընդհատվի և կհաստատվի հավասարակշռության նոր վիճակ, հենց որ վերադառնանք արտաքին ճնշման նախկին արժեքին։

գ) Դիցուք ունենք ջուր, որի ջերմաստիճանը 0°C-ից բարձր է, իսկ p ճնշումը անդիկի սյան 760 մմ. է։ Ջերմաստիճանը հետզհետե իջեցնելով հասցնենք 0-ի. հնարավոր է երկու դեպք՝ ջերմության հետագա խլումը կառաջացնի սառույց $t=0^{\circ}C$ ստիճանում կամ ջերմաստիճանի հետագա անկում՝ առանց սառույցի գոյացման։ Ենթադրենք, թե մի ինչ-որ $t'<0^{\circ}C$ ջերմաստիճանում դադարեցվել է ջերմության խլումը. այդ դեպքում ջուրը կլինի հավասարակշռության մեջ, երբ $t=t'<0$ և $p=760$ մմ. Hg։ Այս ջուրը տեղափոխենք մի այնպիսի միջավայր, որի τ″ ջերմաստիճանը ավելի բարձր է՝ (τ″>t′). Ջրի ջերմաստիճանը կբարձրանա մինչև t″=τ″։

Եթե ջուրը նո՛ր տանենք այն միջավայրը, որի τ′ ջերմաստիճանը հավասար է t′-ի, ապա ջրի ջերմաստիճանը կիջնի մինչև t′-ը։ Այսպիսով, $t'<0^{0}$ և $p=760$ մմ. Hg-ի դեպքում ջուրը գտնվում է կայուն հավասարակշռության վիճակում՝ միջավայրի ջերմաստիճանի փոքր փոփոխություններն առաջացնում են ջրի վիճակի փոքր փոփոխություններ. երբ փոփոխություն առաջացնող պատճառները վերացվում են, սիստեմը վերադառնում է նախկին վիճակին։

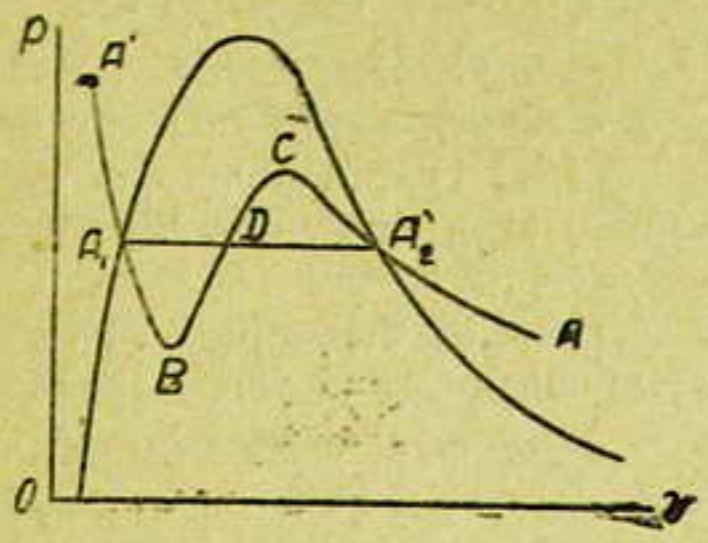
Սակայն այս հավասարակշռությունը կարող է տևել որքան կամենանք, քանի դեռ ջրին սառույց չի դիպել։ Բավական է ջրի մեջ իջեցնել սառույցի մի ամենափոքր բյուրեղ, և ամբողջ ջուրը (որի ջերմաստիճանը $t'<0$) շատ կարճ ժամանակամիջոցում ակնթարթորեն սառույց կդառնա։

Հավասարակշռության այդպիսի վիճակները, որոնք կայուն են որոշ փոփոխությունների և անկայուն՝ այլ փոփոխությունների նկատմամբ, կոչվում են մետաստաբիլ։

Մյուս կողմից, p=760 մմ. ճնշման դեպքում ջերմություն խլելուց առաջացող ջերմաստիճանի իջեցումը սահման ունի, երբ t=—10°C, ապա ջուրը «ակնթարթորեն» սառույց է դառնում. հետևապես, սառույցի բյուրեղիկի առկայությունից անկախ, t=—10°C-ում հավասարակշռությունը դառնում է անկայուն:

Մի համանման օրինակ ևս:

Չհագեցած հեղուկի տիրույթում ծավալի իզոթերմ մեծացումը կատարվում է $A'A_1$ գծով (նկ. 18—7), A_1 կետում ծավալի հետագա մեծացումը կատարվում է կամ A_1DA_2A գծով և կամ, եթե հեղուկը չի հոլվում գոլորշուն, A_1B գծով, ընդ որում A_1B հատվածում ունենք կայուն հավասարակշռության վիճակում չհագեցած հեղուկ. հնարավոր են ինչպես A_1B, այնպես էլ BA_1 պրոցեսները: B կետում հավասարակշռությունն անկայուն է, քանի որ ծավալի չնչին մեծացման շնորհիվ կատարված որոշակի քանակությամբ հագեցած գոլորշի ճիշտ նույն կերպով գազի իզոթերմ սեղմումը կարելի է իրագործել AA_2C գծով, որի յուրաքանչյուր կետում, բացառությամբ C-ի, հավասարակշռությունը կայուն է, իսկ C կետում հավասարակշռությունն անկայուն է, քանի որ ծավալի չնչին փոքրացման հետևանքով գազը կվերածվի հագեցած գոլորշու և հեղուկի (այդ մասին տե՛ս § 2,5): C կետից սկսած՝ ծավալի հետագա մեծացումը կարող է իրագործվել մխանոցամայն հետևեսաև. հետևաբար $A'A_1B$ և CA_2A հատվածները համապատասխանում են կայուն վիճակների երկրաչափական տեղերը. իզոթերմի BDC հատվածի վրա հավասարակշռությունն աննշան է:



Նկ. 18—7

ը) Իզոթերմի A_1DA_2 ուղղագիծ հատվածը (նկ. 18 – 7) անտարբեր հավասարակշռությունների երկրաչափական տեղն է, այդ հատվածի վրա $p=\varphi(t)$ և եթե արտաքին ճնշումը՝ $f=p=\varphi(t)$, ապա A_1DA_2 հատվածի յուրաքանչյուր կետում, անկախ p-ի և t-ի դեպքում, սիստեմը գտնվում է հավասարակշռության մեջ, անկախ նրանից, թե ինչպիսին է չորության աստիճանը (որը հավասար է 0-ի A_1-ում և 1-ի՝ A_2-ում):

3. Գործնականում անկայուն հավասարակշռության վիճակներ չեն հանդիպում, քանի որ աննշան պատճառներն անպամ դուրս են բերում սիստեմը հավասարակշռությունից: Այդպիսի թերմոդինամիկ հավասարակշռությունները զուրկ են որևէ տեխնիկական հետաքրքրությունից: Ներկա գրքում անկայուն հավասարակշռությունները ամենևին չեն դիտվում և հետագայում հավասարակշռություն ասելով հասկանալու ենք կամ կայուն կամ անտարբեր հավասարակշռությունները:

§ 18,2. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇՆԵՐ

1. § 6,5-ում ցույց է տրված, որ հակադարձելի պրոցեսները կարող են առաջանալ և շարունակվել միայն հավասարակշռության վիճակում, իսկ

այն պրոցեսները, որոնք կատարվում են հավասարակշիռ վիճակում չգըտնըվող սիստեմներում, պետք է լինեն անհակադարձելի։ Այսպիսով, հավասարակշռությունը հակադարձելի պրոցեսների իրագործման անհրաժեշտ պայմանն է։ § 6,6-ում բերված օրինակները ցույց են տալիս, որ հավասարակշռությունը, հանդիսանալով հակադարձելիության համար անհրաժեշտ պայման, միշտ չէ, որ ապահովում է հակադարձելիությունը, այսինքն՝ միշտ չէ, որ հակադարձելիության համար հանդիսանում է բավարար։

Այստեղից հետևում է, որ

(18,2,1) Հակադարձելի պրոցեսում սիստեմի անցած վիճակներից յուրաքանչյուրը հավասարակշռության վիճակ է,

և այդ պատճառով

(18,2,2) Հակադարձելիության չափանիշները միևնույն ժամանակ հավասարակշռության չափանիշներ են։

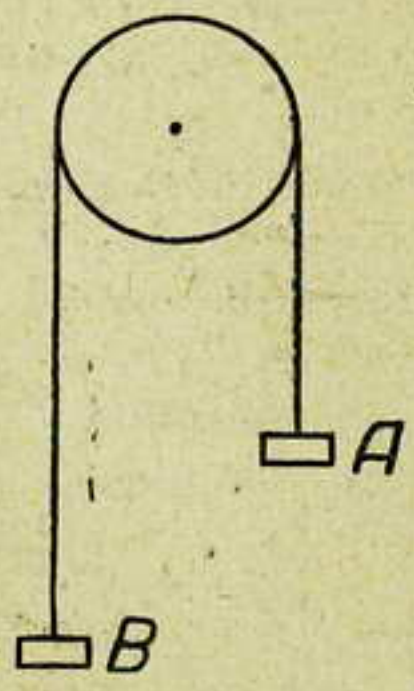
Հենց այս հանգամանքն է, որ օգտագործվում է թերմոդինամիկայում։ Որոշում են այն վիճակները, որոնցում կարող է սկսվել հակադարձելի պրոցես. և յուրաքանչյուր այդպիսի վիճակ համարում են հավասարակշռության վիճակ։

Ներկայումս թերմոդինամիկայում չկան հավասարակշռության վիճակները գտնելու այլ եղանակներ։ Սակայն (18,2,2)-ից օգտվելիս պետք է հիշել, որ այն հավասարակշիռ վիճակներից բացի, որոնցում կարող է սկսվել որևէ հակադարձելի պրոցես, գոյություն ունեն և այնպիսի հավասարակշիռ վիճակներ, որոնցում հակադարձելի պրոցեսն անհնար է (օրինակներ՝ § 6, 6-ում)։ Այդ նշանակում է, որ հակադարձելիության չափանիշները որպես հավասարակշռության չափանիշներ կիրառելով, կարելի է որոշել ոչ բոլոր հավասարակշիռ վիճակները, այլ միայն նրանց մի մասը։

Սրանով է բացատրվում այն լավ հայտնի փաստը, որ թերմոդինամիկայի կանխատեսած հավասարակշռության բոլոր վիճակներն իրոք տեղի ունեն, բայց դրանցից բացի, գոյություն ունեն հավասարակշռության և այնպիսի վիճակներ, որոնք թերմոդինամիկայում կանխատեսված չեն։

2. Որպեսզի պարզաբանենք, թե ինչպե՞ս կարելի է զուգորդել հակադարձելի պրոցեսի և հավասարակշռության գաղափարները, օրինակներ բերենք մեխանիկայից և թերմոդինամիկայից։

Պատկերացնենք (նկ. 18—8) միևնույն կշռի երկու ծանրոց A և B, որոնք կախված են անշարժ առանցք ունեցող ճախարակի վրա գցված թելի ծայրերից։ Թելի կշիռն անտեսում ենք։ Հաղորդենք A ծանրոցին ուղղաձիգ արագություն, այդ դեպքում A-ն կիջնի որոշ հաստատուն արագությամբ, իսկ B-ն կբարձրանա նույն արագությամբ. ամբողջ սիստեմը կշարժվի և միևնույն ժամանակ կգտնվի հավասարակշռության մեջ, քանի որ, ըստ սահմանման, երբ բոլոր արագությունների մեծությունները ու ուղղությունները հաստատուն են, այսինքն՝ արագացում չկա, ապա սիստեմը համարվում է հավասարակշռության մեջ։



Նկ. 18—8

Համանմանորեն թերմոդինամիկայում, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում, ջերմության շատ դանդաղ հաղորդումից առաջացած իզոբար-իզոթերմ գոլորշիացումը կարող է լինել լիովին հակադարձելի մի պրոցես, դրա հետ մեկտեղ այդ սիստեմը դառնում է հավասարակշռության կամ նրան անվերջ մոտ վիճակում։

§ 18.3. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇԸ ՋԵՐՄԱՅՆՈՐԵՆ ՄԵԿՈՒՍԱՑՎԱԾ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐՈՒՄ

1. Ինչպես արդեն դիտենք, ադիաբատ են լինում այն պրոցեսները,

ա) որոնք շատ արագ են ընթանում.

բ) կատարվում են միջավայրի և սիստեմի ջերմաստիճանների հավասարության դեպքում.

գ) կատարվում են միջավայրից ադիաբատ թաղանթով կտրված սիստեմներում, որոնք կոչվում են ջերմայնորեն մեկուսացված։

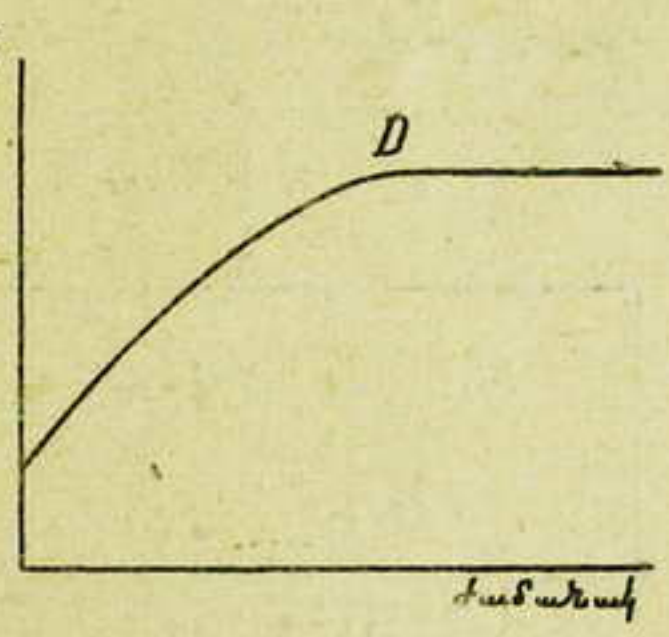
Միայն վերջին դեպքում է, որ յուրաքանչյուր պրոցես (անկախ նրա կատարման արագությունից, միջավայրի ջերմաստիճանից) ադիաբատ է։

Այսպիսով, այն սիստեմները, որոնցում կարող են կատարվել միայն ադիաբատ պրոցեսներ, հանդիսանում են ջերմայնորեն մեկուսացված։

(14,3,4)-ի և (14,3,12)-ի համաձայն հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում էնտրոպիան ամենևին չի փոփոխվում, իսկ անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսի ընթացքում էնտրոպիան մեծանում է։ Այսպիսով, գոյություն չունեն այնպիսի ադիաբատ պրոցեսները, որոնք կարող են փոքրացնել էնտրոպիան։

Այս միտքը կարող է արտահայտվել նաև այսպես.

(18,3,1) Ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմի էնտրոպիան չի կարող փոքրանալ. յուրաքանչյուր հակադարձելի պրոցեսում այդպիսի սիստեմի էնտրոպիան անփոփոխ է, իսկ անհակադարձելի պրոցեսներում էնտրոպիան մեծանում է։



Նկ. 18—9

Ենթադրենք, թե ժամանակի սկզբնական մոմենտում ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմը չի գտնվում հավասարակշռության մեջ։ Այդ դեպքում սիստեմում կատարվող պրոցեսները հակադարձելի չեն լինի և, (18,3,1)-ի համաձայն, ժամանակի ընթացքում էնտրոպիան պետք է մեծանա (նկ. 18 – 9)։ Էնտրոպիան աճելով, կարող է հասնել մաքսիմումի։ Այդ մոմենտից սկսած՝ ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմի էնտրոպիան կմնա անփոփոխ։

Իրոք, քանի որ (D կետում) մաքսիմումից հետո S-ի մեծացումն անհնար է, ապա D-ից աջ S-ը կարող էր միայն փոքրանալ, սակայն

ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմում (18,3,1)-ի համաձայն էնտրոպիան չի փոքրանում. այսպիսով $dS \geqslant 0$, $dS < 0$. *Պետք է միայն* $dS = 0$, *որը և հաստատում է դրույթը։*

(18,3,2) Ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմի էնտրոպիան մաքսիմումին հասնելուց հետո դառնում է անփոփոխ։

Բայց չէ՞ որ ըստ (18,3,1)-ի $S = \text{const}$. *միայն այն դեպքում, երբ ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմում կատարվող պրոցեսը հակադարձելի է, հետևաբար (18,3,2)-ից բխում է, որ*

(18,3,3) Ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմում, որի էնտրոպիան հասել է մաքսիմումի, հնարավոր են միայն հակադարձելի պրոցեսներ։

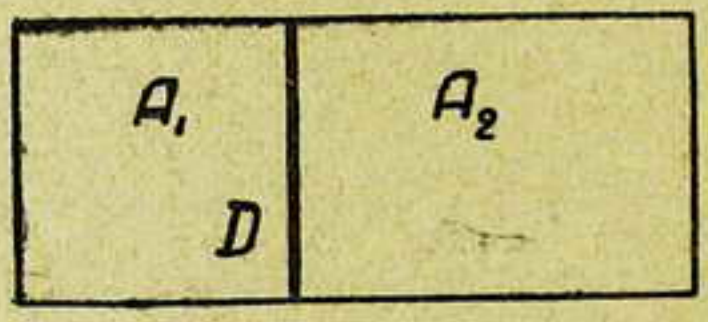
(18,3,3)-ը հանդիսանում է, ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմներում, պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշ։ (18,2,1)-ի համաձայն այն վիճակը, երբ հնարավոր է հակադարձելի պրոցես, միևնույն ժամանակ, միշտ հավասարակշռության վիճակ է։

Հաջորդ պարագրաֆում (18,3,3)-ը կիրառված է հավասարակշռության պայմանների որոշմանը մի քանի պարզագույն դեպքերում։ Առհասարակ այս գլխում դիտված հավասարակշռության բոլոր դեպքերը բերվում են որպես տեսության լուսաբանում։ Իսկ տեսության ինքնուրույն հետաքրքրություն ներկայացնող կիրառությունները հիմնականում արված են հաջորդ գլխում։

2. (18,3,1)-ը իրավացի է ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմում կատարվող յուրաքանչյուր պրոցեսի դեպքում (իզոխոր, իզոբար և այլ պրոցեսների դեպքում)։ Այստեղից հետևում է, որ (18,3,2), (18,3,3)-ը իրավացի կլինեն նաև որոշ լրացուցիչ պայմանների դեպքում։ Օրինակ, (18,3,3)-ում կարելի է պահանջել նաև ծավալի հաստատունությունը և այդ դեպքում կստանանք՝

Ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմում, որի էնտրոպիան հասել է մաքսիմումի, հնարավոր են միայն հակադարձելի իզոխոր պրոցեսներ։

§ 18,4. (18,3,8) ՉԱՓԱՆԻՇԻ ՊԱՐԶԱԳՈՒՅՑ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ



Նկ. 18—10

Դիցուք սիստեմը բաղկացած է A_1 *և* A_2 *մասերից (նկ. 18—10), որոնք միմյանից բաժանված են նյութի համար անթափանցելի* D *դիաֆրագմայով, և դիցուք* A_1 *և* A_2 *մասերից յուրաքանչյուրը նախապարամետր սիստեմ է։*

Քանի որ յուրաքանչյուր հաստատուն բաղադրության համասեռ սիստեմ նախապարամետր է, ապա ակնհայտ է, որ որպես A_1 *կարելի է ընդունել որևէ հաստատուն բաղադրության գազ կամ որևէ հեղուկ, նույնը վերաբերում է նաև* A_2*-ին. մասնավոր դեպքում* A_1 *և* A_2*-ը կարող են լինել միևնույն հեղուկը և այլն։*

Ենթադրենք, թե անոթի պատերն ադիաբատ են և ամուր, իսկ դիա-

Դրագման ջերմություն իդեալական հաղորդիչ է և կարող է շարժվել գլանի երկարությամբ առանց շփման (այսինքն՝ իդեալապես շարժուն է)։ Այս պայմանների դեպքում A սիստեմը կլինի ջերմայնորեն մեկուսացված, իսկ նրա ծավալը՝ հաստատուն։ Առանձին վերցված A_1 և A_2 մասերը չեն լինի ջերմայնորեն մեկուսացված, քանի որ նրանց ջերմաստիճանների անհավասարության դեպքում նրանցից մեկը ջերմություն կհաղորդի մյուսին։ Դիաֆրագմայի շարժունության պատճառով A_1 և A_2 մասերի V_1 և V_2 ծավալները հաստատուն չեն լինի, բայց կբավարարեն

$$V_1+V_2=V=\text{const.} \qquad (18,4,1)$$

պայմանին։

A_1 և A_2-ին վերաբերող մեծությունները համապատասխանաբար նշանակենք 1 և 2 ներքևով, իսկ ամբողջ սիստեմին վերաբերող մեծությունները կդրենք առանց ներքևի։ Ակնհայտ է, որ ժամանակի ընթացքում t_1 և t_2 ջերմաստիճանները կփոփոխվեն. նույնը վերաբերում է նաև p_1 և p_2 ճնշումներին և V_1, V_2-ին։

Մեր խնդիրն է՝ որոշել հավասարակշռության դեպքում t_1, p_1, և t_2, p_2-ը։

Դժվար չէ կռահել, որ հավասարակշռությունը տեղի կունենա այն ժամանակ, երբ $t_1=t_2$ և $p_1=p_2$։

Իրոք, քանի որ D-ն ջերմահաղորդիչ է, ապա մասերի ջերմաստիճանների անհավասարության դեպքում (օրինակ, երբ $t_1>t_2$) ջերմությունը կանցնի A_1-ից A_2-ին. ջերմային հավասարակշռություն կհաստատվի միայն այն դեպքում, երբ $t_1=t_2$։

Իդեալական շարժունության հետևանքով դիաֆրագման կգտնվի շարժման մեջ, եթե $p_1\neq p_2$, և կդադարի շարժվել միայն այն դեպքում, երբ $p_1=p_2$։

Այսպիսով, քննարկվող դեպքում պատասխանը մեզ սկզբից հայտնի է, և հետաքրքրություն է ներկայացնում միայն այն, որ պատասխանը կարելի է ստանալ (18,3,3)-ի հիման վրա։

Ըստ պայմանի՝ A_1 և A_2-ը հոմոպարամետր սիստեմներ են. այդ պատճառով (14,6,3)-ի հիման վրա տեղի ունեն հետևյալ հավասարությունները՝

$$\left.\begin{aligned} dU_1&=T_1dS_1-p_1dV_1\\ dU_2&=T_2dS_2-p_2dV_2 \end{aligned}\right\}, \qquad (18,4,2)$$

Սրա հետ միասին, ունենք՝

$$U=U_1+U_2,\quad V=V_1+V_2,$$
$$dU=dQ+dW_e.$$

Ամբողջ սիստեմի ծավալի, անփոփոխության պատճառով $dW_e=0$, իսկ $dQ=0$, որովհետև սիստեմը ջերմայնորեն մեկուսացված է. հետևաբար $dU=0$ և

$$dU_1+dU_2=0, \qquad (18,4,3)$$

(18,4,1)-ից հետևում է, որ

$$dV_1+dV_2=0, \qquad (18,4,4)$$

Գումարելով (18,4,2) հավասարությունները և օգտվելով (18,4,3)-ից և (18,4,4)-ից, կստանանք՝

$$T_1dS_1+T_2dS_2-(p_2-p_1)dV_2=0, \qquad (18,4,5)$$

(18,4,5)-ը իրավացի է բոլոր այն պրոցեսների դեպքում, որոնք կարող են կատարվել A սիստեմում (այսինքն՝ ջերմայնորեն մեկուսացված, հաստատուն ծավալ ունեցող սիստեմի A_1, A_2 մասերի վիճակների բոլոր փոփոխությունների դեպքում)։

Պահանջենք, որ A սիստեմում պրոցեսները հակադարձելի լինեն։ (18,3,3)-ի համաձայն այդ տեղի կունենա, եթե սիստեմի էնտրոպիան հասել է մաքսիմումի և հետևաբար $dS=0$. բայց տարածության տարբեր հատվածները զբաղող մասերից բաղկացած սիստեմի էնտրոպիան հավասար է մասերի էնտրոպիաների գումարին՝

$$S=S_1+S_2,$$

Այդ պատճառով՝ $dS=dS_1+dS_2$. երբ $dS=0$, $dS_1=-dS_2$, ապա (18,4,5)-ը կստանա

$$(T_2-T_1)dS_2-(p_2-p_1)dV_2=0 \qquad (18,4,6)$$

տեսքը։

Համաձայն պայմանի՝ A_1 և A_2-ը եռապարամետր սիստեմներ են. որպես A_2-ի պարամետրներ կարելի է վերցնել V_2, S_2 և m_2-ը։ Պարամետրները մեկը մյուսից անկախ են, այդ պատճառով նրանց dS_2 և dV_2 դիֆերենցիալները կլինեն անկախ անվերջ փոքրեր։ Սրանից հետևում է, որ $T_2=T_1$, $p_2=p_1$։ Իրոք, չէ՞ որ (18,4,6)-ը պետք է իրավացի լինի բոլոր հակադարձելի պրոցեսների դեպքերում։ Դիցուք A_2-ում հակադարձելի պրոցեսներն են՝

ա) $dS_2=0$, $dV_2\neq 0$ *(իզէնտրոպ, ոչ իզոխոր),*
բ) $dS_2\neq 0$, $dV_2=0$ *(իզոխոր, ոչ իզէնտրոպ)։*

(Այս պրոցեսներից յուրաքանչյուրը հնարավոր է, քանի որ dS_2 և dV_2 անվերջ փոքր մեծությունների անկախության հետևանքով նրանցից մեկը կարող է հավասար լինել 0-ի, իսկ մյուսը տարբեր լինել 0-ից)։

ա) դեպքում (18,4,6) հավասարությունը կբավարարվի միայն, երբ $p_1=p_2$, իսկ բ) դեպքում՝ երբ $T_2=T_1$։

Հետևաբար այն վիճակում, երբ ա) և բ) հակադարձելի պրոցեսներն էլ՝ կամ որևէ այլ հակադարձելի պրոցես հնարավոր են՝

$$T_2=T_1 \quad և \quad p_2=p_1, \qquad (18,4,7)$$

(18,4,7) երկու հավասարություններն ապահովում են դիտարկվող սիստեմի պրոցեսների հակադարձելիությունը և հետևաբար, ըստ (18,3,3)-ի, նրա հավասարակշռությունը։

(18,4,7′) Դիցուք սիստեմը բաղկացած է երկու մասերից. որոնք միմյանցից բաժանված են նյութի համար բոլորովին անթափանցելի, իդեալապես ջերմահաղորդիչ և իդեալապես շարժուն դիաֆրագմայով, ընդ որում յուրաքանչյուր մասը ներկայացնում է եռապարամետր սիստեմ։ Այդպիսի

երկմաս սիստեմը հավասարակշռության մեջ կգտնվի, եթե երկու մասերի թե՛ ճնշումները, թե՛ ջերմաստիճանները հավասար են միմյանց:

2. D դիաֆրագման ջերմության իդեալական հաղորդիչ է, իդեալական շարժուն է և անթափանցելի է նյութի համար. այս պայմանների նշանակությունը հասկանալու համար դիտենք այժմ այնպիսի դեպքեր, երբ այս երեք պայմաններից միայն երկուսն են բավարարվում, այսինքն՝

ա. D-ն բոլորովին անշարժ է, անթափանցելի է նյութի համար և իդեալական ջերմահաղորդիչ է:

բ. D-ն ամենևին ջերմություն չի հաղորդում, իդեալապես շարժուն է և անթափանցելի է նյութի համար:

գ. D-ն իդեալապես շարժուն է, իդեալական ջերմահաղորդիչ է, բայց կիսաթափանցիկ է, այսինքն՝ իր միջով ազատ բաց է թողնում սիստեմի մասերից մեկը և ամենևին բաց չի թողնում մյուսը:

ա. դեպքում (18,4,1), (18,4,4)-ը կվերածվեն

$$V_1=\text{const.},\ dV_1=0,\quad V_2=\text{const.}\ dV_2=0$$

պայմաններով, և այդ պատճառով (18,4,2), (18,4,5)-ի փոխարեն կունենանք՝

$$dU_1=T_1dS_1,\ dU_2=T_2dS_2,$$
$$(T_2-T_1)dS_2=0.$$

Այս նշանակում է, որ եթե իդեալական ջերմահաղորդիչ և նյութի համար անթափանցիկ D դիաֆրագման անշարժ է, ապա A սիստեմի հավասարակշռությունը տեղի կունենա, երբ A_1 և A_2 մասերի ջերմաստիճանները իրար հավասար լինեն, անկախ նրանից, թե ինչպիսին են այդ մասերի p_1 և p_2 ճնշումները: Ակնհայտ է, որ այդպես պետք է լինի՝ եթե դիաֆրագման դյուրաշարժ է, ապա նա դադարի մեջ կլինի միայն այն ժամանակ, երբ $p_1=p_2$, իսկ ամրացված դիաֆրագման անշարժ է լինում p_2-p_1 տարբերության յուրաքանչյուր արժեքի դեպքում, և այդ պատճառով վերջինս չի ազդում հավասարակշռության վրա:

բ. դեպքում սիստեմի A_1 և A_2 մասերից յուրաքանչյուրը բոլոր չորս կողմերից շրջապատված է ադիաբատ պատերով, այսինքն՝ և A_1-ը և A_2-ը ջերմամեկուսված սիստեմներ են, այսպիսով՝ A_2-ում հնարավոր է հակադարձելի պրոցես միայն, եթե նրա S_2 էնտրոպիան հաստ է մնում՝ $dS_2=0$. ճիշտ նույն կերպ, A_1 մասի էնտրոպիան նույնպես պետք է հաստ մնա մաքսիմումի, որպեսզի A_1-ում կատարվող պրոցեսները հակադարձելի լինեն, այսինքն՝ $dS_1=0$:

Քանի որ A սիստեմի պրոցեսը բաղկացած է A_1 և A_2 սիստեմների պրոցեսներից, ապա կարելի է պնդել, որ բ. դեպքում A-ի պրոցեսները կլատնան հակադարձելի միայն, եթե

$$dS_1=0,\quad dS_2=0$$

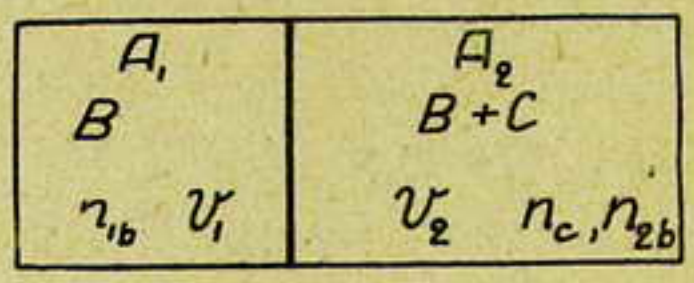
և (18,4,5)-ի փոխարեն կունենանք՝

$$(p_2-p_1)dV_2=0.$$

այստեղից հետևում է, որ A սիստեմը հավասարակշռության մեջ կլինի,

եթե p_2 և p_1 ճնշումներն իրար հավասար լինեն, անկախ այն բանից, թե ինչպիսին են T_1 և T_2 ջերմաստիճանները։

3. Ներկա գլխում մենք դեռ հնարավորություն չունենք հետազոտելու իր ամբողջ ընդհանրությամբ գ. դեպքը (երբ դիաֆրագման կիսաթափանցիկ է)։ Ցույց տանք մի օրինակով, որ եթե կիսաթափանցիկ դիաֆրագման անշարժ է, ապա սիստեմի հավասարակշռության դեպքում մասերի ճնշումներն անհավասար են. նույն օրինակով ցույց կտանք, որ իդեալապես շարժուն դիաֆրագմայի դեպքում հավասարակշռությունը կհաստատվի միայն այն ժամանակ, երբ դիաֆրագման տեղափոխվի այնպես, որ երկու մասերը միաձուլվեն և կազմեն միանգամայն համասեռ սիստեմ։



Նկ. 18—11

Դիցուք (նկ. 18—11) սիստեմի A_1 մասը B իդեալական գազն է, իսկ A_2-ը՝ B և C իդեալական գազերի խառնուրդը. D դիաֆրագման անշարժ է, ազատ բաց է թողնում իր միջով B գազը և բոլորովին անթափանցիկ է C գազի համար։ Ենթադրենք, թե երկու գազերի ջերմաստիճաններն էլ միատեսակ են։

Ի՞նչ պրոցես կարող է կատարվել այս ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմում։

Քանի որ մասերի ջերմաստիճանները հավասար են և կիսաթափանցիկ դիաֆրագման անշարժ է, ապա հնարավոր է միայն B գազի անցումը մի մասից մյուսը։ Այս անցումը երկու մասերում էլ կփոփոխի B գազի խտությունն ու էնտրոպիան։ Բայց քանի որ ըստ (18,4,2)-ի ամբողջ սիստեմի ներքին էներգիան հաստատուն է, իսկ իդեալական գազի տեսակարար ներքին էներգիան կախված է միայն ջերմաստիճանից (և ոչ թե խտությունից), ապա B գազի մի մասից մյուսն անցնելու պրոցեսը կլինի իզոթերմ։

Այս իզոթերմ պրոցեսից առաջացած էնտրոպիայի փոփոխությունը որոշելու համար վերհիշենք, որ մասերից բաղկացած սիստեմի (S) էնտրոպիան հավասար է մասերի (S_1, S_2) էնտրոպիաների գումարին՝

$$S=S_1+S_2,$$

Ըստ (14,6,11)-ի՝ իդեալական գազի մեկ գրամմոլի (s) էնտրոպիան հավասար է՝

$$s=R\ln v+\varphi(t),$$

որտեղ v-ն մեկ գրամմոլի ծավալն է, իսկ $\varphi(t)$ ջերմաստիճանի անորոշ ֆունկցիա է, որը կախված է իդեալական գազի բնույթից։ Նշանակենք n_b, n_{1b} և n_{2b}-ով B գազի գրամմոլերի թիվը, համապատասխանաբար ամբողջ սիստեմում, A_1 մասում և A_2 մասում, իսկ n_c-ով՝ C գազի գրամմոլերի թիվը A_2 մասում. այդ դեպքում

$$n_b=n_{1b}+n_{2b}=\text{const.},\quad dn_{1b}+dn_{2b}=0, \qquad (18,4,8)$$

A_1 մասում B գազի մեկ գրամմոլի v_1 ծավալը՝

$$v_1 = \frac{V_1}{n_{1b}}$$

և այդ պատճառով A_1 մասում B գազի S_1 էնտրոպիան՝

$$S_1 = n_{1b}\left[R\ ln\frac{V_1}{n_{1b}} + \varphi_b(t)\right],$$

A_2 մասում B և C գազերի խառնուրդի (S_2) էնտրոպիան որոշելու համար օգտվենք հաջորդ գլխում ապացուցված

$$S_2 = S_{2b} + S_c$$

արտահայտությունից, որտեղ S_{2b} և S_c-ն A_2 մասում B և C գազերի էնտրոպիաններն են.

$$S_{2b} = n_{2b}\left[R\ ln\frac{V_2}{n_{2b}} + \varphi_b(t)\right],$$

$$S_c = n_c\left[R\ ln\frac{V_2}{n_c} + \varphi_c(t)\right],$$

այսպիսով, ամբողջ սիստեմի էնտրոպիան՝

$$S = S_1 + S_2 = n_{1b}\left[R\ ln\frac{V_1}{n_{1b}} + \varphi_b(t)\right] + n_{2b}\left[R ln\frac{V_2}{n_{2b}} + \varphi_b(t)\right] + n_c\left[R\ ln\frac{V_2}{n_c} + \varphi_c(t)\right]$$

կամ ըստ (18,4,8)-ի՝

$$S = n_{1b} R\ ln\frac{V_1}{n_{1b}} + n_{2b}\ R ln\frac{V_2}{n_{2b}} + \left[n_b\varphi_b(t) + n_c\varphi_c(t) + n_c R ln\frac{V_{n2}}{n_c}\right], \qquad (18,4,9)$$

Քանի որ t, n_c, n_b, V_1, V_2-ը հաստատուն են, ապա (18,4,9)-ի աջ մասի փակագծերում գտնվող արտահայտությունը նույնպես հաստատուն է և (18,4,8)-ի համաձայն

$$dS = R\left(ln\frac{V_2}{n_{2b}} - ln\frac{V_1}{n_{1b}}\right)dn_{2b} = R\left(ln\frac{n_{1b}}{V_1} - ln\frac{n_{2b}}{V_2}\right)dn_{2b}, \qquad (18,4,10)$$

որտեղ $\frac{n_{1b}}{V_1}$ և $\frac{n_{2b}}{V_2}$-ը B գազի ծավալային խտություններն են A_1 և A_2 մասերում։

Ըստ (18, 3, 1)-ի՝ $dS > 0$, եթե B գազի անցման պրոցեսը մի մասից մյուսը անհակադարձելի է և $dS = 0$, եթե այդ պրոցեսը հակադարձելի է։

Առաջին դեպքում $\left(ln\frac{n_{1b}}{V_1} - ln\frac{n_{2b}}{V_2}\right)$ տարբերությունն ու dn_{2b}-ն պետք է ունենան միևնույն նշանը, այսինքն՝ եթե $\frac{n_{1b}}{V_1} > \frac{n_{2b}}{V_2}$, ապա $dn_{2b} > 0$ և

հակառակը. այստեղից բխում է, որ B գազը ծավալային մեծ խտություն ունեցող մասից կանցնի ծավալային փոքր խտություն ունեցող մասը։ Քանի դեռ խտությունները չեն հավասարվել, $dS>0$, այսինքն՝ B գազի անցումը մի մասից մյուսը կլինի անհակադարձելի։ Միայն այն դեպքում, երբ

$$\frac{n_{1b}}{V_1}=\frac{n_{2b}}{V_2}, \qquad (18,4,11)$$

$dS=0$ և B գազի անցումը սիստեմի մի մասից մյուսը կդառնա հակադարձելի, իսկ ըստ (18, 2, 2)-ի սիստեմը կգտնվի հավասարակշռության մեջ։ Այդ դեպքում երկու մասերում էլ B գազի

$$p_{1b}=\frac{n_{1b}RT}{V_1} \quad \text{և} \quad p_{2b}=\frac{n_{2b}RT}{V_2}$$

ճնշումները կհավասարվեն՝ $p_{1b}=p_{2b}$։ A_2 մասում B և C գազերի խառնուրդի լրիվ ճնշումը՝

$$p_2=p_{2b}+p_c,$$

որտեղ p_c-ն խառնուրդում C գազի բաժնեճնշումն է, A_1 մասում ճնշումը՝ $p_1=p_{1b}$։

Այսպիսով, հավասարակշռության վիճակում երկու մասերի ճնշումների տարբերությունը՝

$$p_2-p_1=p_c,$$

Վերջապես, որովհետև բոլոր տեսակարար հատկությունները որոշվում են ճնշումով և ջերմաստիճանով, ապա սիստեմի երկու մասում էլ B գազի խտությունը, տեսակարար էնտրոպիան, տեսակարար ներքին էներգիան և այլն կլինեն լիովին միատեսակ։ Այստեղից եզրակացնում ենք, որ հավասարակշռության ժամանակ C գազի առկայությունը ամենևին չի ազդում B գազի հատկությունների վրա, որը և (1,9,8) դրույթն է՝ իդեալական գազերի խառնուրդում յուրաքանչյուր գազի վարքն այնպիսին է, կարծես թե մյուս գազերը բոլորովին բացակայում են։

4. 3-ում ստացած արդյունքները ճիշտ են միայն այն ենթադրության դեպքում, որ կիսաթափանցիկ դիաֆրագման անշարժ է, և այդ պատճառով մասերի V_1 և V_2 ծավալները հաստատուն են։ Այժմ ենթադրենք, թե կիսաթափանցիկ դիաֆրագման իդեալապես շարժուն է։ Հեշտ է անմիջականորեն համոզվել, որ այս դեպքում դիաֆրագման կշարժվի այնքան, մինչև ընդհուպ կպչի գլանի ձախ կափարիչին (նկ. 18—10), այսինքն՝ դիաֆրագման այնպես կշարժվի, որ խառնուրդում B գազի քանակը մեծանա, սրա հետևանքով A_1-ի մասնան զրո կդառնա, և ամբողջ սիստեմը կներկայացնի B և C գազերի խառնուրդ։

Իրոք, դիաֆրագման միանգամայն ազատորեն թաց է թողնում իր միջով B գազը և այդ պատճառով ճնշում չի կրում այդ գազի կողմից. իսկ C գազը, որի համար դիաֆրագման անթափանցելի է, կճնշի նրա վրա, որի հետևանքով իդեալապես շարժուն դիաֆրագման այնպես կտեղափոխվի, որ խառնուրդի ծավալը մեծանա։

Ցույց տանք, որ նուլյնը բխում է (18, 3, 1)-ից։ Ենթադրենք, թե դիաֆրագման ամրացված ժամանակ մեր սիստեմը հավասարակշռվել է, որից հետո դիաֆրագման դարձեննենք իդեալական շարժուն պատ որ քննարկվող սիստեմը ջերմամեկուսացված է, ապա նրա մեջ, ըստ (18,3,1)-ի, էնտրոպիայի փոքրացումն անհնար է և $dS \geqslant 0$։

Այժմ t, n_b, n_c-ն հաստատուն են. ըստ (18, 4, 11)-ի՝

$$\frac{n_{1b}}{V_1} = \frac{n_{2b}}{V_2},$$

իսկ V_1 և V_2-ը փոփոխական են, բայց պետք է բավարարեն

$$V = V_1 + V_2 = \text{const.},$$

$$dV_1 + dV_2 = 0$$

պայմանին։ Այս պայմաններով դեպքում

$$\frac{V_1}{n_{1b}} = \frac{V_2}{n_{2b}} = \frac{V_1 + V_2}{n_{1b} + n_{2b}} = \frac{V}{n_b} = \text{const.}$$

և այդ պատճառով

$$S = n_b R \ln \frac{V}{n_b} + n_c R \ln \frac{V_2}{n_c} + n_b \varphi_b(t) + n_c \varphi_c(t),$$

Այս արտահայտության մեջ (երբ $t = \text{const.}$, $n_b = \text{const.}$, $n_c = \text{const.}$, $V = \text{const.}$) փոփոխական է միայն A_2 մասի V_2 ծավալը, հետևաբար

$$dS = n_c R d \ln V_2$$

և դա ցույց է տալիս, որ dS-ի նշանը համընկնում է $d \ln V_2$-ի նշանին։

Վերահիշյալի համաձայն $dS > 0$, այդ պատճառով $d \ln V_2 > 0$. այսինքն՝ դիաֆրագման այնպես կտեղափոխվի, որ կաուելով V_2 ծավալը (և դրա հետ մեկտեղ նրա մասսան) կմեծանա։

Երբ V_2 դառնա V-ին հավասար, ամբողջ սիստեմը կհնգիակացնի B և C պղպեղի համասեռ խառնուրդ։

§ 18.5. ԻԶՈԹԵՐՄ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇՆԵՐԸ

1. Նախորդ պարագրաֆում հաստատվեց ջերմամեկուսացված սիստեմներում պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշը։ Այդ չափանիշն օգտագործվեց որպես հավասարակշռության չափանիշ և այդպիսով հաջողվեց դուրս բերել որոշ պարզ սիստեմների հավասարակշռության պայմանները։

Այժմ անցնենք հաստատուն ջերմաստիճան ունեցող սիստեմների քննարկմանը։

Ըստ (14,3,12)-ի՝

$$dQ \leqslant T dS,$$

բուն որում $<$ նշանը վերաբերում է անհակադարձելի պրոցեսներին,

իսկ = նշանը՝ հակադարձելիներին, նպատակահարմար է այս արտահայտությանը տալ

$$dQ = TdS - \Delta \qquad (18,5,1)$$

տեսքը, որտեղ Δ-ն անվերջ փոքր մեծություն է, որը բավարարում է հետևյալ պահանջներին՝

$$\left.\begin{array}{ll} \text{անհակադարձելի պրոցեսներում} & \Delta > 0 \\ \text{հակադարձելի պրոցեսներում} & \Delta = 0; \end{array}\right\} \qquad (18,5,2)$$

Իզոթերմ պրոցեսներում T=const., *և այդ պատճառով (18,5,1)-ը կարելի է գրել այսպես՝*

$$d_tQ = d_t(TS) - \Delta; \qquad (18,5,3)$$

(18,5,3)-ը կիրառելի է բոլոր իզոթերմ պրոցեսների նկատմամբ։

2. Ամենից առաջ հաստատենք իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշը։ Երբ V=const., $dW_e = 0$. *առաջին սկզբունքից ստանում ենք՝*

$$d_vU = d_vQ;$$

Իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսներում ըստ (18,5,3)-ի ունենք՝

$$d_{vt}U = d_{vt}(TS) - \Delta$$

կամ՝

$$d_{vt}(U - TS) = -\Delta;$$

U, T, S-*ը սիստեմի հատկանիշներն են, այդ պատճառով* U—TS *տարբերությունը նույնպես սիստեմի հատկանիշն է։ Այս հատկանիշը կոչվում է ազատ էներգիա (կամ աշխատանքային ֆունկցիա) և կնշանակվի* F *տառով՝*

$$F = U - TS; \qquad (18,5,4)$$

Այսպիսով,

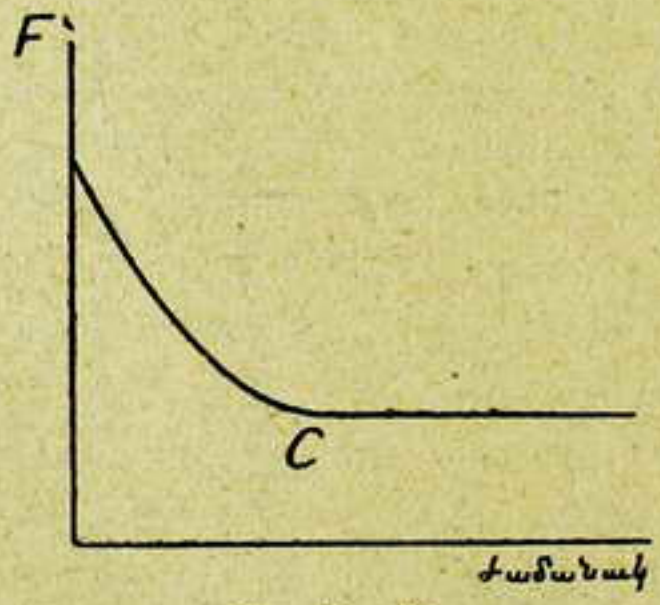
$$d_{vt}F = -\Delta; \qquad (18,5,5)$$

(18,5,2)-ը հիշելով, (18,5,5)-ի հիման վրա կարելի է պնդել, որ

(18,5,6) Հաստատուն ծավալ և ջերմաստիճան ունեցող սիստեմի ազատ էներգիան չի կարող մեծանալ. անհակադարձելի պրոցեսներում այդ էներգիան փոքրանում է, իսկ հակադարձելի պրոցեսներում մնում է անփոփոխ:

Դիցուք, որոշ մոմենտում, հաստատուն ջերմաստիճան ու ծավալ ունեցող սիստեմը անհավասարակշիռ է. այդ պատճառով սիստեմում կատարվող իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսը անհակադարձելի կլինի և կփոքրացնի սիստեմի ազատ էներգիան [տես (18,5,6)]։

Ազատ էներգիան փոքրանալով, կարող է հասնել մինիմումի, որից հետո կդադարի փոփոխվել։ Իրոք, մինիմումի հասնելով (C կետում, նկ. 18—12), ազատ էներգիան



Նկ. 18—12

այլևս փոքրանալ չի կարող, բայց ըստ (18,5,6)-ի՝ F-ը չի կարող մեծանալ, քանի որ սիստեմի ծավալն ու ջերմաստիճանը հաստատուն են, հետևաբար C կևսից հետո F=const.։

(18,5,6)-ի համաձայն ազատ էներգիան հաստատուն է միայն հակադարձելի իզոթերմ-իզոխոր պրոցեսում. Այսպիսով, ստացանք հետևյալ արդյունքը.

(18,5,7) Հաստատուն ծավալ և ջերմաստիճան ունեցող յուրաքանչյուր սիստեմում, որի ազատ էներգիան հասել է մինիմումի, հնարավոր են միայն հակադարձելի պրոցեսներ:

(18,5,7)-ը իզոթերմ-իզոխոր պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշ է և (18,2,2)-ի համաձայն միևնույն ժամանակ հանդիսանում է հավասարակշռության չափանիշ։

(18,5,8) Հաստատուն ծավալ և ջերմաստիճան ունեցող սիստեմը, որի ազատ էներգիան հասել է մինիմումի, գտնվում է հավասարակշռության մեջ:

3. Ազատ էներգիայի կարևոր նշանակության պատճառով նպատակահարմար է կանգ առնել նրա հատկություններին վրա։

Համաձայն առաջին սկզբունքի մի՛շտ

$$dU-dQ=dW_e,$$

կամ իզոթերմ պրոցեսի դեպքում, (18,5,3)-ի հիման վրա՝

$$d_t(U-TS)=d_tW_e-\Delta,$$

այսինքն՝

$$d_tF=d_tW_e-\Delta, \qquad (18,5,9)$$

(18,5,9)-ը կապ է հաստատում իզոթերմ պրոցեսի դեպքում ազատ էներգիայի աճի և արտաքին աշխատանքի միջև։ Համեմատելով (18,5,9)-ը (18,5,2)-ի հետ, եզրակացնում ենք.

(18,5,10) Անհակադարձելի իզոթերմ պրոցեսում ազատ էներգիայի աճը միշտ փոքր է արտաքին աշխատանքից. հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսում ազատ էներգիայի աճը հավասար է արտաքին աշխատանքին:

Այս մասին արդեն ասվեց (13,8,5)-ում։ (18,5,6)-ը (18,5,10)-ի մասնավոր դեպքն է։

(14,7,6)-ում ցույց է տրված, որ հեռապարամետր սիստեմի m=const. V *և* t *պարամետրների դեպքում՝*

$$dF=-Sdt-pdV, \qquad (18,5,11)$$

որտեղից գտնում ենք՝

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_v=-S, \qquad (18,5,12)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_t=-p: \qquad (18,5,13)$$

4. Համաձայնվել, որ տարածության տարբեր հատվածներն զբաղեցնող մասերից բաղկացած սիստեմի ներքին էներգիան և էնտրոպիան համապատասխանաբար հավասար են մասերի ներքին էներգիաների և էնտրո-

մյուսների գումարին, կարելի է նույնը ցույց տալ նաև ազատ էներգիայի վերաբերյալ։

Դիցուք սիստեմը բաղկացած է n այդպիսի մասերից և F_k-ն ու F-ը k-րդ մասի և ամբողջ սիստեմի ազատ էներգիաներն են. այդ դեպքում

$$F=\Sigma F_k=F_1+F_2+\cdots+F_n, \qquad (18,5,4)$$

Պատկերացնենք, որ ամեն մի մասի յուրաքանչյուր կետում ջերմաստիճանը միևնույնն է, իսկ մասերի ջերմաստիճանները տարբերվում են մեկը մյուսից, այսինքն՝

$$t_1 \neq t_2 \neq t_3 \neq \cdots\cdots \neq t_n,$$

որտեղ t_k-ն k-րդ մասի ջերմաստիճանն է։

Եթե U_k և S_k-ն k-րդ մասի ներքին էներգիան և էնտրոպիան են, ապա

$$F_k=U_k-T_kS_k$$

և ըստ (18,5,14)-ի՝

$$F=\Sigma(U_k-T_kS_k)=U-\Sigma T_kS_k, \qquad (18,5,14)$$

որովհետև սիստեմի (U) ներքին էներգիան հավասար է մասերի ներքին էներգիաների գումարին, այսինքն՝ $U=\Sigma U_k$։

Եթե բոլոր մասերի ջերմաստիճանները միատեսակ լինեին ($t_1=t_2=\cdots=t_n\equiv t$), ապա, քանի որ սիստեմի էնտրոպիան՝ $S=\Sigma S_k$, կստանայինք՝

$$F=U-TS,$$

Ենթադրենք, թե սիստեմն ստացել է dQ ջերմաքանակ և որ այդ ջերմաքանակից k-րդ մասին հասել է ջերմաքանակի dQ_k բաժին, այնպես որ

$$dQ=\Sigma dQ_k,$$

Դիցուք մասերի ջերմաստիճանները տարբեր են ($t_1\neq t_2\neq\cdots\neq t_n$), իսկ մասերն էլ ջերմայնորեն մեկուսացված են մեկը մյուսից (այսինքն՝ ջերմությունը չի կարող անցնել մի մասից մյուսը), այդ դեպքում k-րդ մասի համար տեղի ունի (18,5,1)-ը՝

$$dQ_k=T_kdS_k-\Delta_k,$$

որտեղ անվերջ փոքր Δ_k մեծությունը բավարարում է (18,5,2) պայմանին

երբ $T_k=\text{const.}$,

$$d_{t_k}Q_k=d_{t_k}(T_kS_k)-\Delta_k,$$

$$dQ=d_{t_1,\,t_2,\cdots t_n}\ \Sigma(T_kS_k-\Delta_k) \qquad (18,5,15)$$

($d_{t_1,\,t_2,\cdots t_n}$-ը նշանակում է, որ դիֆերենցումը կատարվում է, երբ T_1 $T_2,\cdots T_n$ բոլոր ջերմաստիճաններըը հաստատուն են). ընդունելով՝

$$\Sigma\Delta_k=\Delta, \qquad (18,5,16)$$

կստանանք՝

$$dQ=d_{t_1,\,t_2,\cdots t_n}\ \Sigma T_kS_k-\Delta, \qquad (18,5,17)$$

երբ V=const.,

$$đ_vU=đ_vQ,$$

իսկ երբ V=const. *և բոլոր ջերմատիճանները հաստատուն են, (18.5.14) —(18,5,17)-ից առանում ենք՝*

$$d_{t_1,\ t_2,\ldots t_n,v}\,F=-\Delta, \qquad (18\ 5,18)$$

(18,5,18)-ը (18,5,5)-ի ընդհանրացումն է և իրավացի է բոլոր այն սիստեմների համար, որոնց անհավասար ջերմատիճաններ ունեցող մասերը մեկը մյուսից ջերմայնորեն մեկուսացված են։

(18,5,16)-ում $\Delta_k \geqslant 0$, *ընդ որում = նշանը վերաբերում է հակադարձելի, իսկ > նշանը՝ անհակադարձելի պրոցեսներին։*

Ակնհայտ է, որ եթե սիստեմի անգամ մի մասում պրոցեսն անհակադարձելի է, ապա սիստեմում պրոցեսը պետք է համարվի անհակադարձելի և այդ դեպքում

$$\Delta=\Sigma\Delta_k>0$$

$\Delta=0$ *միայն այն դեպքում, եթե բոլոր* $\Delta_k=0$, *այսինքն՝ եթե սիստեմի բոլոր մասերում պրոցեսը հակադարձելի է. այդ դեպքում պրոցեսը հակադարձելի է նաև ամբողջ սիստեմում։*

Հենց նոր ասածից և (18,5,18)-ից պետք է դալ հետևյալ եզրակացության.

(18,5,19) Դիցուք սիստեմի տարբեր մասերն ունեն անհավասար ջերմատիճաններ և մեկը մյուսից ջերմայնորեն մեկուսացված են. դիցուք բոլոր մասերի ջերմատիճանները և ամբողջ սիստեմի ծավալը պահվում են անփոփոխ. այդպիսի սիստեմում՝

ա) անհակադարձելի պրոցեսն առաջացնում է F ազատ էներգիայի փոքրացում.

բ) հակադարձելի պրոցեսի դեպքում F-ը չի փոփոխվում.

գ) ա)-ից և բ)-ից հետևում է, որ երբ սիստեմը չի գտնվում հավասարակշռության վիճակում, ապա F-ը փոքրանում է. երբ ազատ էներգիան հասնի մինիմումի, հնարավոր կլինեն միայն հակադարձելի պրոցեսներ:

(18,5,19)-ի վերջին կետը հանդիսանում է նշված սիստեմներում պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշը, (18,5,19) միանգամայն համանման է (18,5,16) և (18,5,17)-ին։ (18,5,19)-ից հետևում է, որ հաստատուն ծավալի դեպքում այդպիսի սիստեմը կլինի հավասարակշռության մեջ, եթե նրա ազատ էներգիան հասել է մինիմումի և հետևաբար

$$d_{t_1,\ t_2,\ldots t_n,v}\,F=0, \qquad (18,5,20)$$

5. Դիտարկենք հավասարակշռության վերաբերյալ § 18,4, նկ. 18—9-ում վերլուծված խնդիրը, բայց օգտվենք ոչ թե (18,3,3), այլ (18,5,20) չափանիշից։

Այսպես ուրեմն՝ (A) *սիստեմը բաղկացած է* (A_1 *և* A_2) *երկու մասից, որոնք միմյանցից բաժանված են նյութի համար անթափանցելի, իդեալական շարժուն, ադիաբատ դիաֆրագմայով.* A_1 *և* A_2*-ը հատպարամետր*

սիստեմներ են։ A սիստեմը պարփակված է իդեալական ջերմահաղորդիչ կարծր թաղանթի մեջ (այնպես որ V ծավալը հաստատուն է), A_1 և A_2 մասերի t_1, t_2 ջերմաստիճանները տարբեր են։

Հաստատենք այդ սիստեմի հավասարակշռության պայմանները։ 1 և 2 նիշերը վերագրելով A_1 և A_2 մասերին, կստանանք՝

$$dF_1=-S_1dt_1-p_1dV_1,\quad dF_2=-S_2dt_2-p_2dV_2,$$

ընդ որում $dV_1=-dV_2$, *որովհետև* $V_1+V_2=V=\text{const.}$

ընդունենք՝ $t_1=\text{const.}$, $t_2=\text{const.}$ *այդ դեպքում*

$$d_{t_1}F_1=-p_1dV_1,\quad d_{t_2}F_2=-p_2dV_2$$

և

$$d_{t_1\ t_2v}F=-(p_2-p_1)dV_2,$$

որտեղ F-ը ամբողջ սիստեմի ազատ էներգիան է, իսկ t_1, t_2, v նիշերը նշանակում են՝ ցայնպիսի պրոցեսում, որի ընթացքում ամբողջ սիստեմի ծավալը և սիստեմի մասերի ջերմաստիճանները հաստատուն են։

Պրոցեսի հակադարձելիության համար, ըստ (18,5,20)-ի, անհրաժեշտ է, որ $d_{t_1,\ t_2,\ v}F=0$ կամ քանի որ $dV_2\neq 0$, ապա $p_2-p_1=0$։

Այսպիսով (18,5,20), (18,2,2)-ի համաձայն, մեր սիստեմը կլինի հավասարակշռության մեջ, եթե $p_2=p_1$ (անկախ t_1 և t_2 ջերմաստիճանների արժեքներից)։

Այս արդյունքը լիովին համընկնում է (18,3,3) չափանիշի օգնությամբ § 18,4,2-ի վերջում ստացած արդյունքին։

5. Վերլուծենք մի խնդիր ևս, որը նույնպես հետազոտվել է § 18,4,3-ում (նկ. 18—10)։

A սիստեմը բաղկացած է A_1 և A_2 մասերից (նկ. 18—10). A_1-ը կազմված է B իդեալական գազից, իսկ A_2-ը B և C իդեալական գազերի խառնուրդն է։

A_1 և A_2 մասերը մեկը մյուսից բաժանված են C-ի համար անթափանցելի և իր միջով B-ն ազատ թույլ թողնող դիաֆրագմայով։ A_1 և A_2 մասերի ջերմաստիճանները միևնույնն են։

Հակադարձելիության (18,5,19, ա) չափանիշից օգտվելով, որոշենք այս սիստեմի հավասարակշռության վիճակը։

1 և 2 նիշերով նշանակենք A_1 և A_2 մասերին վերաբերող մեծությունները, իսկ առանց նիշերի մեծությունները վերագրենք ամբողջ սիստեմին. այսպիսով կունենանք՝

$$F_1=U_1-TS_1,\quad F_2=U_2-TS_2,$$

$$F=F_1+F_2=U_1+U_2-T(S_1+S_2)=U-TS.$$

այստեղ (տես § 18,4,3) $S_2=S_{2b}+S_c$, ընդ որում S_{2b} և S_c-ն A_2 մասում B և C գազերի էնտրոպիաներն են։

Քանի որ իդեալական գազի ներքին էներգիան կախում չունի խտությունից և լիովին որոշվում է մասսայով և ջերմաստիճանով, ապա B

դարձ իզոթեր-իզոթերմ անցումը մի մասից մյուսը չի փոփոխի U-ն, և այդ պատճառով

$$d_{t,v}F=-Td_{t,v}S:$$

Միևնույն ժամանակ B դազի իզոթեր-իզոթերմ անցումը մի մասից մյուսը պետք է լինի նաև ադիաբատ (բայց, առհասարակ, ոչ իզէնտրոպ):

Այդ դեպքում, (18,3,1)-ի համաձայն, էնտրոպիան պետք է մեծանա՝ $d_{t,v}S>0$ և հետևաբար $d_{t,v}F<0$, ինչպես պետք է լինի, ըստ (18,5,6)-ի, ամեն մի անհակադարձելի իզոթեր-իզոթերմ պրոցեսի դեպքում:

Այստեղից ակնհայտորեն բխում է, որ B դազի անցումը մի մասից մյուսը կդառնա հակադարձելի, երբ սիստեմի էնտրոպիան կհասնի մաքսիմումի, իսկ ազատ էներգիան՝ մինիմումի. բայց մաքսիմալ էնտրոպիայի և մինիմալ, ազատ էներգիայի դեպքում սիստեմը կլինի հավասարակշռության մեջ: (18,4,10), (18,4,11)-ից հետևում է, որ հավասարակշռությունը տեղի կունենա, երբ $\frac{n_{1b}}{V_1}=\frac{n_{2b}}{V_2}$, այսինքն՝ երբ B դազի խտությունն ու ճնշումը երկու մասերում հավասարվեն $\left(\frac{n}{V}\right.$ ծավալային կոնցենտրացիան համեմատական է խտությանը):

Այստեղ պետք է նշել, որ, ընդհանրապես ասած,

$$F=U-TS$$

արտահայտությունից ամենևին չի բխում, որ F-ը հասնում է մինիմումի, երբ էնտրոպիան հասնում է մաքսիմումի: Իրոք, ընդհանուր դեպքում, $d_tF=d_tU-Td_tS$: Միայն իդեալական գազերի խառնուրդի դեպքում, երբ քիմիական ռեակցիա չի կատարվում, $d_tU=0$ և $d_tF=-Td_tS$. հետևաբար իզոթերմ պրոցեսում F-ը և S-ը փոփոխվում են հակառակ ուղղությամբ, որի հետևանքով S-ի մաքսիմումին համապատասխանում է F-ի մինիմումը:

§ 18,6. ԻԶՈԹԵՐՄ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇՆԵՐԸ (ՇԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ)

1. Իզոթերմ-իզոխոր պրոցեսներից բացի, շատ հաճախ են հանդիպում նաև իզոբար-իզոթերմ պրոցեսներ: Այս պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշն արտահայտվում է սիստեմի (G) թերմոդինամիկ պոտենցիալ կոչվող հատկանիշով:

G թերմոդինամիկ պոտենցիալը կապված է U, S, V, T, p, H, F մեծությունների հետ հետևյալ կերպ՝

$$G=U+pV-TS=H-TS=F+pV: \qquad (18,6,1)$$

Պատկերացնենք, որ f արտաքին ճնշումը հավասար է սիստեմի բոլոր մասերում միատեսակ p ճնշմանը. այդ դեպքում

$$dW_e=-fdV=-pdV.$$

Եթե ենթադրենք նաև, որ պրոցեսը իզոբար է (p=const), ապա

$$d_pW_e=-d_p(pV):$$

Ըստ (18,5,9)-ի, յուրաքանչյուր իզոթերմ պրոցեսում

$$d_tF=d_tW_e-\Delta,$$

հետևաբար իզոբար-իզոթերմ պրոցեսում

$$d_{t,p}F=-d_{t,p}(pV)-\Delta$$

կամ

$$d_{t,p}(F+pV)=-\Delta,$$

(18,6,1)-ի համաձայն

$$d_{t,p}G=-\Delta, \qquad (18,6,2)$$

Քանի որ, ըստ (18,5,2)-ի, $\Delta>0$ անհակադարձելի պրոցեսներում և $\Delta=0$, եթե պրոցեսը հակադարձելի է, ապա (18,6,2)-ի իմաստն այսպիսին է.

(18,6,3) Եթե հաստատուն ճնշում ու ջերմաստիճան ունեցող սիստեմը չի գտնվում հավասարակշռության մեջ, ապա այդ սիստեմում կկատարվի անհակադարձելի (իզոբար-իզոթերմ) պրոցես, որը կփոքրացնի սիստեմի թերմոդինամիկ պոտենցիալը. երբ թերմոդինամիկ պոտենցիալը հասնի մինիմումի, սիստեմում ճնարավոր կդառնան միայն հակադարձելի (իզոբար-իզոթերմ) պրոցեսները:

Այսպիսով, հաստատուն ճնշում և ջերմաստիճան ունեցող սիստեմում կատարվող պրոցեսի հակադարձելիության համար անհրաժեշտ է, որ սիստեմի թերմոդինամիկ պոտենցիալն ընդունի մինիմալ արժեք. այդ դեպքում, (18,2,2)-ի համաձայն, սիստեմը կգտնվի հավասարակշռության վիճակում:

2. Կանգ առնենք թերմոդինամիկ պոտենցիալի հատկություններին: Ենթադրենք, թե արտաքին ճնշումից բացի, գոյություն ունեն նաև այլ արտաքին ուժեր. արտաքին ճնշման աշխատանքը նշանակենք dW'_e-ով, այսինքն՝ $dW'_e=-fdV$, իսկ մնացած արտաքին ուժերի աշխատանքը՝ dW''_e-ով. այդ դեպքում ամբողջ արտաքին աշխատանքը՝

$$dW_e=dW'_e+dW''_e=-fdV+dW''_e,$$

իսկ եթե արտաքին ճնշումը հաստատուն է և հավասար սիստեմի ճնշմանը ($f=p$), ապա

$$d_pW'_e=-pdV=-d_p(pV),$$

երբ $p=const.$ և $t=const.$, (18,5,0)-իցստանում ենք՝

$$d_{t,p}F=-d_{t,p}(pV)+d_{t,p}W''_e-\Delta$$

կամ՝

$$d_{t,p}(F+pV)=d_{t,p}W''_e-\Delta,$$

իսկ ըստ (18,6,1)-ի՝

$$d_{t,p}G=d_{t,p}W''_e-\Delta, \qquad (18,6,4)$$

Եթե ճնշումից բացի այլ արտաքին ուժեր չկան, ապա $dW''_e=0$ և (18,6,4)-ը դառնում է (18,6,2):

(18,6,4)-ը նշանակում է, որ

(18,6,5) Հաստատուն ննշման և ջերմաստիճանի դեպքում թերմոդինամիկ պոտենցիալի փոփոխությունը հակադարձելի պրոցեսում հավասար է, արտաքին ննշումից բացի, բոլոր մյուս արտաքին ուժերի աշխատանքին, իսկ անհակադարձելի պրոցեսում փոքր է նշված աշխատանքից:

(11,7,7)-ում ցույց տվից, որ կամայական նոսպաբամետր սիստեմի դեպքում (եթե ննշումից բացի, հնացած արտաքին ուժերը բացակայում են)

$$dG=-Sdt+Vdp. \qquad (18,6,6)$$

այստեղից

$$\left(\frac{\partial G}{\partial t}\right)_p=-S, \qquad (18,6,7)$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_t=+V, \qquad (18,6,8)$$

3. Այստեղ տեղին է մի փոքր շեղվել՝ ցույց տալու համար, թե ինչպես են արտահայտվում ներքին էներգիայի, էնթալպիայի և ազատ էներգիայի փոփոխությունները, ննշումից բացի, այլ արտաքին ուժերի առկայության դեպքում:

Ըստ վերը նշած ննթադրության՝

$$dW_e=-fdV+dW''_e,$$

որտեղ dW''_e*-ն, ննշումից բացի, բոլոր այլ արտաքին ուժերի աշխատանքն է. երբ* $V=const.$*,*

$$d_vW_e=d_vW''_e,$$

և այդ պատճառով (18,5,9)-ը կարտագրվի այսպես՝

$$d_{t,v}F=d_{t,v}W''_e-\Delta. \qquad (18,6,9$$

այս արտահայտությունը համանման է (18,6,4)-ին:

(18,5,1)-ից օգտվելով, առաջին սկզբունքը կարելի է արտահայտել այսպես՝

$$dU=TdS-fdV+dW''_e-\Delta. \qquad (18,6,10)$$

իսկ երբ $V=const.$*,*

$$d_vU=Td_vS+dW''_e-\Delta, \qquad (18,6,11)$$

եթե ընդունենք $f=p=const.$*, ապա* $-fdV=-d_p(pV)$*,՝*
և (18,6,10)-ից կստանանք՝

$$d_pU=Td_pS+d_pW''_e-\Delta-d_p(pV)$$

կամ՝

$$d_pH=Td_pS+d_pW''_e-\Delta, \qquad (18,6,12)$$

Ընդունելով $dS=0$*, (18,6,11), (18,6,12)-ից կստանանք՝*

$$d_{v,s}U=d_{v,s}W''_e-\Delta, \qquad (18,6.13)$$

$$d_{p,s}H=d_{p,s}W''_e-\Delta, \qquad (18,6,14)$$

Ակնբախ է կրկնակի համաձևմանության։

t-ն S-ով փոխարինելիս պետք է վերցնել G-ի փոխարեն H և F-ի փոխարեն U։ Այդ դեպքում (18,6,4)-ից ստացվում է (18,6,14)-ը և (18,6,9)-ից՝ (18,6,13)-ը, իսկ V-ն p-ով փոխարինելիս F-ը փոխարինվում է G-ով, իսկ U-ն՝ H-ով. այսինքն (18,6,4)-ը դառնում է (18,6,9), իսկ (18,6,13)-ը՝ (18,6,14)։

(18,6,9), (18,6,13) և (18,6,14) արտահայտությունների ձևակերպումները համամատ են (18,6,4)-ին։ Այսպես, օրինակ, (18,6,13)-ը կարելի է ձևակերպել հետևյալ բառերով.

(18,6,15) Իզոխոր-իզենտրոպ հակադարձելի պրոցեսում ներքին էներգիայի աճը հավասար է, արտաքին ճնշումից բացի, մնացած բոլոր արտաքին ուժերի աշխատանքին. նման անհակադարձելի պրոցեսում ներքին էներգիայի աճը փոքր է նշված աշխատանքից։

4. Այժմ անցնենք ավելի բարդ սիստեմներում պրոցեսների հակադարձելության չափանիշներին։

Ամենից առաջ, տարածության տարբեր հատվածները զբաղող n մասերից բաղկացած սիստեմում

$$G=\Sigma G_k=G_1+G_2+\dots+G_n, \qquad (18,6,16)$$

որտեղ G-ն և G_k-ն ամբողջ սիստեմի և նրա k-րդ մասի թերմոդինամիկ պոտենցիալներն են։

Դիցուք սիստեմը բաղկացած է n (1,2,3..., n) մասերից, որոնց ջերմաստիճանները տարբեր են ($t_1 \neq t_2 \neq t_3 \neq \dots \neq t_n$), ճնշումները՝ հավասար ($p_1=p_2=p_3=\dots=p_n$), իսկ իրենք՝ մասերը միմյանց ջերմաչոր են միմյանցից մեկուսացված են. այդ դեպքում, եթե բոլոր մասերի ջերմաստիճանները հաստատուն են, ապա ըստ (18,5,17)-ի՝

$$d_{t_1, t_2, \dots, t_n} Q = d_{t_1, t_2, \dots, t_n} \Sigma T_k S_k - \Delta,$$

նշանակենք (k) ինդեքսով k-րդ մասին վերաբերող մեծությունները, այդ դեպքում սիստեմի ներքին էներգիան՝

$$U=\Sigma U_k$$

և եթե f=p=const., ապա

$$d_p W_e = -d_p(pV) = -d_p \Sigma(pV_k).$$

այդ դեպքում առաջին սկզբունքը կգրվի այսպես՝

$$d_{t_1, t_2, \dots, t_n, p} \Sigma U_k = d_{t_1, t_2, \dots, t_n, p} \Sigma T_k S_k - \Delta - d_{t_1, t_2, \dots, t_n, p} \Sigma pV_k$$

կամ

$$d_{t_1, t, \dots, t_n, p} \Sigma(U_k - T_k S_k + pV_k) = -\Delta,$$

այսինքն, ըստ (18,6,1)-ի՝

$$d_{t_1, t_2, \dots, t_n, p} \Sigma G_k = -\Delta,$$

իսկ ըստ (18,6,16)-ի՝

$$d_{t_1, t_2, \dots, t_n, p} G = -\Delta, \qquad (18.6.17)$$

(18,6,17)-ից հետևում է՝

(18,6,18) Դիցուք սիստեմի տարբեր մասերն ունեն միևնույն ճնշումը, տարբեր ջերմաստիճաններ և մեկը մյուսից ջերմայնորեն մեկուսացված են: Երբ ճնշումը և բոլոր ջերմաստիճանները պահվում են հաստատուն, ապա

ա) անհակադարձելի պրոցեսն առաջացնում է սիստեմի (G) թերմոդինամիկ պոտենցիալի փոքրացում.

բ) հակադարձելի պրոցեսում G-ն չի փոփոխվում.

գ) այդ պատճառով, երբ սիստեմը չի գտնվում հավասարակշռության մեջ, ապա նշված ($dp=0$, $dt_1=\ldots=dt_n=0$) պայմանների դեպքում G-ն փոքրանում է. երբ թերմոդինամիկ պոտենցիալը հասնի մինիմալ արժեքի, հնարավոր կդառնան միայն հակադարձելի պրոցեսները:

(18,6,18) դրույթի գ. կետը հանդիսանում է նշված սիստեմներում պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշը. Այս կետի բոլոր պայմանների առկայության դեպքում սիստեմը գտնվում է հավասարակշռության մեջ:

Կարելի է նույնպես արտածել պրոցեսների հակադարձելիության համանման չափանիշ այնպիսի սիստեմներում, որոնց տարբեր մասերի ճնշումները տարբեր են ($p_1 \neq p_2 \neq \ldots \neq p_n$), իսկ ջերմաստիճանը միևնույնն է:

Այս չափանիշը միանգամայն կարևոր է. նրա արտածումը նման է (18,6,18) նախորդ չափանիշի արտածմանը, այդ պատճառով չի բերվում:

(18,6,19) Երբ $dt=0$, $dp_1=dp_2=,\ldots=dp_n=0$ և թերմոդինամիկ պոտենցիալը հասել է մինիմալ արժեքի, սիստեմում կարող են կատարվել միայն հակադարձելի պրոցեսներ:

Սիստեմի՝ (18,6,19)-ի բոլոր պայմաններին բավարարող վիճակը կլինի հավասարակշռության վիճակ:

(18,6,3) չափանիշի կիրառությունները բերված են XIX և XX դարերում, իսկ (18,6,17) և (18,6,19) չափանիշների կիրառությունները այս դրքում չեն շարադրված:

§ 18,7. ՀԱԿԱԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՀԱՏԿԱՆԻՇ ԵՎՍ

Գոյություն ունեն հակադարձելիության շատ տարբեր չափանիշներ. այստեղ կշարադրենք նրանցից ևս մեկը:

Պահպանենք մի սիստեմ, որի բոլոր մասերն ունեն միևնույն ջերմաստիճանը:

Այդ դեպքում ըստ (18,5,1)-ի՝

$$dU=TdS-\Delta+dW_e,$$

եթե հնշումից բացի այլ արտաքին ուժեր չկան, ապա

$$dW_e=-fdV.$$

այդ պատճառով, երբ $dS=0$, $dV=0$,

$$d_{s,v}U=-\Delta, \qquad (18,7,1)$$

Քանի որ $\Delta \geqslant 0$, ապա (18,7,1)-ը ցույց է տալիս, որ

(18,7,2) ա) Հաստատուն էնտրոպիայի և ծավալի դեպքում անհակա-

դարձելի պրոցեսը առաջացնում է սիստեմի ներքին էներգիայի փոքրացում:

բ) Եթե ներքին էներգիան փոքրացնելով հասնի մինիմումի, ապա հաստատուն էնտրոպիայի և ծավալի դեպքում հնարավոր կդառնան միայն հակադարձելի պրոցեսները:

(18,7,2)-ի բ. կետը հանդիսանում է իզոխոր-իզենտրոպ պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշ. այդ կետում նկարագրված վիճակում գտնվող սիստեմը պետք է լինի հավասարակշռության մեջ:

§ 18·8. ՀՍԿԱԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅԱՆ (ԵՎ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ) ՏԱՐԲԵՐ ՉԱՓԱՆԻՇՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐԺԵՔՈՒԹՅՈՒՆԸ

Դիտենք (նկ. 18—9) այն սիստեմը, որի A_1 և A_2 մասերը մեկը մյուսից անջատված են նյութի համար անթափանցիկ D դիաֆրագմայով, և այն սիստեմը (նկ. 18—10), որում A_1-ը B գազն է, A_2-ը B և C գազերի խառնուրդն է, իսկ D անշարժ դիաֆրագման իր միջով ազատորեն բաց է թողնում B գազը և ամենևին անթափանցիկ է C-ի համար: Մենք տեսանք, որ (18, 3, 3) և (18, 5,7) չափանիշներից ստացվում է հավասարակշռության միևնույն վիճակը: Այս դրույթը միանգամայն ընդհանուր է՝ միևնույն սիստեմի համար տարբեր չափանիշներով հաստատվող հավասարակշռության վիճակը միևնույնն է:

Դրանում կարելի է համոզվել, կիրառելով հավասարակշռության տարբեր չափանիշները միևնույն սիստեմի նկատմամբ:

Այսպես, ընդունենք, թե խոսքը վերաբերում է հեղուկ-գոլորշի սիստեմին:

Համարելով սիստեմը ջերմայնորեն մեկուսացված, մենք կօգտվեինք (18, 3, 3) չափանիշից և կստանայինք հետևյալ արդյունքը՝ եթե հեղուկի և գոլորշու ջերմաստիճանները և ճնշումները միևնույնն են, և բացի դրանից, ճնշումը ջերմաստիճանի որոշակի ֆունկցիա է, ապա սիստեմը դրսնվում է հավասարակշռության մեջ:

Համարելով ծավալը հաստատուն, իսկ հեղուկի և գոլորշու ջերմաստիճանները իրար հավասար և հաստատուն, մենք հարկադրված կլինեինք կիրառել (18,5,7) չափանիշը և կստանայինք՝ եթե հեղուկի և գոլորշու ջերմաստիճանների տրված հավասարությունից բացի, միևնույնն են նաև նրանց ճնշումները և, բացի դրանից, ճնշումը ջերմաստիճանի որոշակի ֆունկցիա է, ապա հեղուկ-գոլորշի սիստեմը գտնվում է հավասարակշռության մեջ:

Վերջապես, ենթադրելով, որ հեղուկի և գոլորշու ջերմաստիճաններն ու ճնշումները միևնույնն են և հաստատուն, մենք կօգտվեինք (18, 6, 3) չափանիշից և կստանայինք՝ եթե ջերմաստիճանների և ճնշումների տրված հավասարությունից բացի, ճնշումը ջերմաստիճանի որոշակի ֆունկցիա է, ապա հեղուկ-գոլորշի սիստեմը պետք է գտնվի հավասարակշռության մեջ:

Այսպիսով, երեք չափանիշներից, որից էլ օգտվենք, ստացված արդյունքը միևնույնն է։

Ամփոփենք, որ այսպես պետք է լինի միշտ։ Դրա համար բավական է հայտարերել այն ընդհանուրը, որը ներհատուկ է բոլոր այս չափանիշներին։

Ըստ (18, 5, 5), (18, 6, 1), (18, 7, 1)-ի՝

$$d_{v,\,t}F=-\Delta \qquad (18,\ 8,\ 1)$$
$$d_{p,\,t}G=-\Delta \qquad (18,\ 8,\ 2)$$
$$d_{v,\,s}U=-\Delta, \qquad (18,\ 8,\ 3)$$

Ընդունելով, որ բոլոր մասերի ջերմատարածությունները միևնույնն են՝ (18, 5, 1)-ից կստանանք՝ ջերմայնորեն մեկուսացված սիստեմի դեպքում

$$dS=\frac{\Delta}{T}, \qquad (18,\ 8,\ 4)$$

ընդ որում, բացարձակ ջերմատարածման հատկության համաձայն, միշտ $T>0$։ Բացի դրանից, (18, 5, 2)-ից գիտենք, որ $\Delta\geqslant 0$ և $>$ նշանը վերաբերում է անհակադարձելի, իսկ $=$ նշանը՝ հակադարձելի պրոցեսներին. այսպիսով,

Իզոխոր-իզոթերմ, իզոբար-իզոթերմ, իզոխոր-իզէնտրոպ, ադիաբատ (ինչպես նաև մյուս բոլոր) պրոցեսները կլինեն անհակադարձելի, երբ $\Delta>0$ և հակադարձելի, երբ $\Delta=0$։

Այսպիսով, (18, 3, 3), (18, 5, 7), (18, 6, 3), (18, 7, 2)-ը հակադարձելիության (և հավասարակշռության) միատեսակ չափանիշի տարբեր արտահայտություններ են։

§ 18.9. ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՆ ՄԱՏԵՐԻԱԼԻՍՏԱԿԱՆ ԲՆԱԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՄԵԹՈԴՈԼՈԳԻԱՅԻ ՏԵՍԱԿԵՏԻՑ

1. Այժմ, ծանոթանալով թերմոդինամիկայի երկու սկզբունքների և նրանց կարևոր հետևանքների հետ, մենք կարող ենք թերմոդինամիկայի ընդհանուր դրույթները քննարկել մատերիալիստական բնագիտության մեթոդոլոգիայի տեսակետից։

Վերջինիս համաձայն մատերիան մշտնջենական է և անընդհատ փոխվում է։ Ինարկե, որոշակի պայմաններում կատարվում են միանպատակային որոշակի փոփոխություններ։ Բայց բոլոր պայմաններում, տեղի ունեցած բոլոր փոխարկումներից հետո, փոփոխելիության հատկությունը, այսինքն՝ հետադարձում փոխակերպվելու ընդունակությունը պետք է մնա անկորուստ։

Այս հանգամանքն առանձնապես ընդգծել է Ֆ. Էնգելսը (Բնության դիալեկտիկա, 1946 թ., էջ 19)։

Ինչպես երևում է ներկա գլխի բովանդակությունից և նախորդ բոլորից, սիստեմի յուրաքանչյուր վիճակում որոշակի փոփոխությունների ընդունակությունը չափվում է վիճակի համապատասխան ֆունկցիաներով։ Այսպես, ըստ (18, 5, 5)-ի և (18, 5, 8)-ի, հաստատուն ծավալի և հաստա-

տուն ջերմաստիճանի դեպքում սիստեմը կփոփոխվի այնպես, որ նրա ազատ էներգիան փոքրանա։

Փոփոխությունները կդադարեն, երբ ազատ էներգիան հասնի մինիմումի։

Հաստատուն ջերմաստիճանի և ճնշման տակ սիստեմի թերմոդինամիկ պոտենցիալը պետք է նվազի, այդ նվազումը կշարունակվի այնքան ժամանակ, քանի դեռ թերմոդինամիկ պոտենցիալը չի հասել մինիմումի և այլն։

Վիճակի բոլոր ֆունկցիաները (ազատ էներգիան, թերմոդինամիկ պոտենցիալը և այլն), որոնցով հաստատվում են սիստեմի հետագա փոփոխությունները, արտահայտվում են ներքին էներգիայով և էնտրոպիայով։

Վերջիններիս հատկությունները որոշվում են թերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ սկզբունքներով։ Ուստի կարելի է պնդել, որ յուրաքանչյուր դեպքում սիստեմի փոփոխության ընդունակության չափը որոշվում է առաջին և երկրորդ սկզբունքներով։

2. § 6, 3, 5-ում նշված է եղել առաջին սկզբունքի ընդհանրությունը, նրա կիրառելիությունը բոլոր սիստեմների և բոլոր պրոցեսների նկատմամբ։ Կենդանի և բուսական օրգանիզմների նկատմամբ առաջին սկզբունքի կիրառությունը մասնավորապես ապացուցված է Կ. Ա. Տիմիրյազևի նշանավոր փորձերով։

Երկրորդ սկզբունքն այսպիսի ընդհանրությամբ չի օժտված։ Առաջին՝ նա իմաստ ունի միայն շատ մեծ թվով մասնիկներից բաղկացած սիստեմների համար։

Երկրորդ՝ այն սիստեմների համար, որոնց նկատմամբ երկրորդ սկզբունքը կիրառելի է, նա կարող է դրվել (18, 5, 1) հավասարության տեսքով՝

$$TdS = dQ + \Delta,$$

ընդ որում (ա) հակադարձելի պրոցեսների համար $\Delta = 0$, (բ) իսկ անհակադարձելի պրոցեսների համար ընդունվում է, որ $\Delta > 0$։

Այս երկու պնդումներից (ա)-ն կրում է միանգամայն ընդհանուր բնույթ, իսկ երկրորդը՝ (բ)-ն, ամեն անգամ ճիշտ չէ։ Այսպես, օրինակ, բրոունյան շարժման առաջացման ժամանակ $\Delta < 0$։

Այստեղից հետևում է, որ (18, 8, 1)—(18, 8, 4) անհավասարությունները՝

$$d_{v,t}F = d_{p,t}G = d_{v,s}U = -\Delta < 0$$

$$d_aS = +\frac{\Delta}{T} > 0$$

(a նիշը նշանակում է անհակադարձելի ադիաբատ պրոցես), որոնցով որոշվում է յուրաքանչյուր որոշակի դեպքում պրոցեսի ուղղությունը և հավասարակշռության պայմանները, նույնպես չունեն լրիվ ընդհանրություն։

Այսպես, այս հավասարությունների հետևանքներից մեկն այն

պնդումն է, թե անփոփոխ արտաքին պայմաններում սիստեմը չի կարող շեղվել հավասարակշռության վիճակից։

Մինչդեռ մասնիկների շարժունության հետևանքով այդ շեղումներն անխուսափելի են և իրականում սիստեմի վիճակը տատանվում է (18, 8, 1)—(18, 8, 4) անհավասարությունների հիման վրա սահմանված հավասարակշռության վիճակի շուրջը։ Բայց եթե հավասարակշռության վիճակին մոտենալիս այդ անհավասարություններում $\Delta > 0$, ապա ակնհայտ է, որ այդ վիճակից ամեն մի շեղման ժամանակ պետք է լինի՝ $\Delta < 0$։

Երկրորդ սկզբունքից հետևած այս շեղումները (բրոունյան շարժման դեպքում, հավասարության վիճակի շուրջը տատանումների ժամանակ) շատ փոքր են։ Բայց սկզբունքորեն կարևորն այն է, որ երկրորդ սկզբունքի խախտումները տեղի ունենան։

Իրոք, եթե երկրի վրա գոյություն ունեցող պայմաններում (ջերմային պայմաններում») այդ խախտումները փոքր են, ապա տիեզերքի տարբեր մերուքներում անտահման բազմազանությունների (ճառագայթային էներգիայի անհետացման ճնշումից մինչև որոշ աստղերի միջուկում եղած 10^{15} մթնոլորտ և ավելի ճնշումը, բացարձակ 0-ից մինչև մի քանի հազարերորդով բարձր ջերմաստիճանից մինչև որոշ աստղերի ներսում մի քանի հազար միլիոն աստիճանը, միջաստղային նյութի ամենաչնչին խտությունից մինչև ավելտակ թզուկ անուն կրող աստղերի ծայր աստիճան մեծ խտությունը) շնորհիվ կարելի է պատկերացնել և այնպիսի պայմաններ, որոնց առկայության դեպքում երկրորդ սկզբունքի խախտումներն դիտել կլինեին։

Եվ այսպես, երկրորդ սկզբունքը, բացառիկ օգտակար լինելով ֆիզիկայի, քիմիայի և տեխնիկայի շատ լայն կարգի հարցերի լուծման ժամանակ, երկրային պայմաններում կիրառելի է ոչ նրա համար, որ բոլոր երևույթները ճշտորեն հետևում են նրան, այլ շնորհիվ այն բանի, որ այդ պայմաններում նրանից կատարված շեղումները աննշան են կամ նույնիսկ շատ փոքր են։

Հիմք չկա ենթադրելու, որ երկրորդ սկզբունքը կիրառելի է ամբողջ տիեզերքի նկատմամբ, որի տարբեր տիրույթներում եղած պայմանները շատ տարբեր են երկրային պայմաններից։

3. Տիեզերքի նկատմամբ երկրորդ սկզբունքի չհիմնավորված կիրառությունը հանգեցրել է դիալեկտիկական մատերիալիզմին խորթ և անբնական մտքին՝ ջերմային մահվանը։

Այդ սխալ դատողության սխեման այսպիսին է՝ եթե տիեզերքը դեռևս որևէ նյութական մեկուսացված սիստեմ, ապա համաձայն երկրորդ սկզբունքի կունենանք՝ $dS > 0$։

Էնտրոպիան, աճելով, կհասնի մաքսիմումի, և ապա, ինչպես այդ ցույց է տրված § 18, 3, 2-ի վերջում, տիեզերքը կգա հավասարակշռության վիճակի, որից նրան ոչինչ չի կարող դուրս հանել, և մատերիան կդադարի փոփոխվելուց։

Սովորաբար ջերմային մահվան տակ հասկանում են այն հավասա-

բակշռությունը տիեզերքի մեջ, որը կգար մի մարմնից մի ուրիշին ջերմության փոխանցման հետևանքով և մասնավորապես երկնային մարմինների ճառագայթման պատճառով։ (Այս դեպքում հավասարակշռության գալու անհրաժեշտության մասին մենք եզրակացնում ենք նրանից, որ եթե մարմինների ջերմաստիճանները միատեսակ չեն, ապա մի մարմնից մի այլ մարմնի ջերմության ամեն մի փոխանցումը մեծացնում է էնտրոպիան)։

Էնգելսը, բոլորովին բացատրելով ջերմային մահվան հնարավորությունը, արտահայտել է այն մտքը, որ «... երկնային տարածության մեջ ճառագայթվող ջերմությունը պետք է հնարավորություն ունենա որևէ ճանապարհով (որի որոնումը մի ժամանակ կլինի բնագիտության խնդիրը) վերակերպվելու շարժման մի այնպիսի այլ ձևի, որ կարողանա նորից կուտակվել և ակտիվորեն գործել» (Բնության դիալեկտիկա, 1946 թ., էջ 20)։ Էնգելսը համոզված էր, որ այդ ուղին վաղ թե ուշ կգտնվի (Բնության դիալեկտիկա, 1946 թ., էջ 230)։ Բայց ոչ մի բան ճառագայթումը, այլև յուրաքանչյուր անհակադարձելի պրոցես կարող է դիտվել Էնգելսի տեսանկյունով։

Այսպես, օրինակ՝ շրկացած երկնային մարմինները դուրս են ժայթքում երկնային տարածության մեջ հսկայական քանակությամբ գազեր, բոլոր մարմինները արձակում են շատ մեծ քանակությամբ ֆոտոններ։ Հետևաբար որևէ այլ պայմաններում չափազանց նոսրացած միջաստղային մատերիայից պետք է կազմվեն երկնային մարմիններ, ֆոտոնները պետք է վերածվեն ֆիզիկական մարմինների ատոմների։

Այսպիսով, մատերիալիստական բնագիտության ընդհանուր պահանջը թերմոդինամիկայից կարելի կլինի բանաձևել հետևյալ «երկկողմնայնության պահանջով».

Եթե գոյություն ունեն անհակադարձելի պրոցեսները, որոնք փոխում են վիճակի որևէ ֆունկցիան որոշակի ուղղությամբ, ապա պետք է այլ պայմաններում ապահովված լինի վիճակի նշված ֆունկցիան հակառակ ուղղությամբ փոփոխող անհակադարձելի պրոցեսների իրականացման հնարավորությունը։

4. Դժվար չէ համոզվել, որ առաջին սկզբունքը լիովին համապատասխանում է երկկողմնայնության պահանջին։

Իրոք, եթե սիստեմը 1 վիճակից կարող է անցնել 2 վիճակին 1a2, 1b2 տարբեր պրոցեսների միջոցով, ապա առաջին սկզբունքի հիման վրա՝

$$U_2 - U_1 = Q_{1a2} + W_{e1a2} = Q_{1b2} + W_{e1b2},$$

եթե սիստեմը 2 վիճակից կարող է անցնել 1 վիճակին 2c1 պրոցեսի միջոցով, ապա

$$U_1 - U_2 = Q_{2c1} + W_{e2c1}$$

և հետևապես

$$Q_{1a2} + W_{e1a2} = -(Q_{2c1} + W_{e2c1}).$$

այսպիսով, այն ահմանափակումը, որը դնում է առաջին սկզբունքը, վե-

բաներում է ջերմության և արտաքին աշխատանքի գումարին, բայց ոչ պրոցեսի ուղղությանը։

Մասնավորապես, եթե հնարավոր են ադիաբատ (հակադարձելի կամ անհակադարձելի) 1α2 և 1β2 պրոցեսները, ապա ըստ նախորդի՝

$$W_{e1\alpha2}+W_{e2\beta1}=0,$$

համեմատանք սա երկրորդ սկզբունքից բխող արդյունքի հետ։ 1α2 և 2β1 պրոցեսների հաջորդականությունը կազմում է 1α2β1 ադիաբատ ցիկլը։

Այնինչ, ըստ (12,9,4)-ի, անհակադարձելի ադիաբատ ցիկլերը չեն կարող իրականանալ։ Այստեղից հետևում է, որ եթե 1α2 ադիաբատ պրոցեսն անհակադարձելի է, ապա սիստեմին 2 վիճակից 1 վիճակին բերող ոչ մի ադիաբատ պրոցես (2β1, 2α1) հնարավոր չէ։ Այսպիսով, քննարկված դեպքում երկրորդ սկզբունքը չի բավարարում երկկողմնայնության պահանջին։ Սրա պատճառը թաքնված է նրանում, որ $dQ=TdS-\Delta$ արտահայտության մեջ Δ-ն համարվում է դրական, եթե պրոցեսն անհակադարձելի է։

Իրոք, եթե հնարավոր են 1α2 և 2α1 անհակադարձելի ադիաբատ պրոցեսները, ապա ըստ (18, 5, 1)-ի մենք կունենանք՝

$$\int_{1\alpha2} TdS=\Delta_{1\alpha2},\quad \int_{2\alpha1} TdS=\Delta_{2\alpha1},$$

որտեղ $\Delta_{1\alpha2}$-ը ինտեգրալն է 1α2 գծի երկայնքով, իսկ $\Delta_{2\alpha1}$-ը ինտեգրալն է 2α1 գծի երկայնքով։

Քանի որ T-ն և S-ը սիստեմի հատկանիշներն են, ապա

$\int_{1\alpha2} TdS+\int_{2\alpha1} TdS=0$ և մենք կունենայինք՝ $\Delta_{1\alpha2}+\Delta_{2\alpha1}=0$, մինչդեռ այդ հնարավոր չէ, եթե յուրաքանչյուր անհակադարձելի պրոցեսում $\Delta>0$, որովհետև այս դեպքում $\Delta_{1\alpha2}>0$, $\Delta_{2\alpha1}>0$։ Այսպիսով, երկու անհակադարձելի ադիաբատ 1α2 և 2α1 պրոցեսներից հնարավոր է միայն մեկը։

Նախորդ ողջ շարադրությունից հետևում է, որ մենք իրավունք ունենք առաջին սկզբունքը դիտել որպես բնության օրենքով օրինաչափության պատահայտություն, որովհետև նա կիրառվում է բոլոր երևույթների նկատմամբ և բավարարում է երկկողմնայնության պահանջը։

Իսկ երկրորդ սկզբունքը, այն տեսքով, ինչպես մինչև հիմա մենք նրանից օգտվել ենք, անհամատեղելի է երկկողմնայնության պահանջի հետ և հետևաբար նա կարող է բնության մեջ գոյություն ունեցող օրենքով օրինաչափությունները պատահայտել միայն կոպիտ մոտավորությամբ։

Ս. Վերջին ժամանակներս քիչ հետազոտություններ չեն, որ նվիրվել են երկրորդ սկզբունքին։

Նրանցից մենք (« Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի մի հնա-

բավոր հիմնավորման մասին», Հայկ. ՍՍՌ.Գ.Ա.Զ., 1946 թ. մայիսի № 4, էջ 101—106) այդ սկզբունքն արտահայտվում է այսպիսի հավասարումով՝

$$TdS=dQ+d\varepsilon, \qquad (18,\ 9,\ 1)$$

որն իր տեսքով բոլորովին նման է

$$TdS=dQ+\Delta \qquad (18,\ 5,\ 1)$$

արտահայտությանը, բայց էապես խիստ տարբերվում է վերջինից։

Այստեղ հնարավոր չէ նշված հետազոտության մանրամասն շարադրությունը, բայց հասկանալու համար $d\varepsilon$ գումարելի ֆիզիկական իմաստը և նրա տարբերությունը Δ-ից, հարկավոր է նկատի ունենալ հետևյալը։

Սիստեմի մասնիկների հետ կապված տարբեր երկրաչափական մեծություններից մի քանիսը կախված են նրա երկրաչափական ձևից (օրինակ, մոլեկուլների մասսանների կենտրոնների միջև հեռավորությունը կախված է սիստեմի ծավալից), իսկ մյուսները կախված չեն սիստեմի ձևից։ Այսպես, միևնույն մոլեկուլի մասնիկների միջի հեռավորությունը կարող է փոփոխվել սիստեմի անփոփոխ ձևի (անփոփոխ ծավալի) դեպքում։

Սիստեմի ձևից կախում չունեցող երկրաչափական մեծությունները անվանելով միկրոկոորդինատներ, մենք տեսնում ենք, որ նրանց փոփոխման ժամանակ պետք է սիստեմի մասնիկների միջև գործող ուժերն աշխատանք կատարեն, նշանակելով այդ տարրական աշխատանքը dW_β-ով, իսկ ջերմային շարժման կինետիկ էներգիայի փոփոխությունը (տե՛ս § 11, 1) dT_i-ով, կունենանք՝

$$d\varepsilon=dJ_i-dW_\beta.$$

Ակնհայտ է, որ $d\varepsilon$-ը կարող է լինել և՛ դրական, և՛ բացասական, և՛ հավասար 0, այնինչ $\Delta\geqslant 0$։

Ինչպես ցույց է տրված նշված հետազոտության մեջ, երկրային պայմաններում ընթացող պրոցեսների մեծամասնության դեպքում $d\varepsilon>0$, իսկ բրոունյան շարժման առաջացման ժամանակ, հավասարակշռության վիճակից կատարվող շեղումների դեպքում $d\varepsilon<0$։ Ընդ որում հիմք կա ենթադրելու, որ որքան բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան հաճախ տեղի ունի $d\varepsilon<0$ դեպքը, և այնքան մեծ է այդպիսի երևույթների մասշտաբը։

6. (18, 9, 1)-ը ենթասկած առավելություն ունի երկրորդ սկզբունքի սովորական արտահայտության (18, 5, 1) նկատմամբ։

Ինչպես ցույց է տրված, (18, 9, 1)-ը կիրառելի է շատ մեծ թվով մասնիկներից կազմված, նույնիսկ մեկուսացված սիստեմի բոլոր պրոցեսների նկատմամբ։ Դրա հետ միասին (18,9,1)-ը բավարարում է երկկողմնայնության պահանջը։

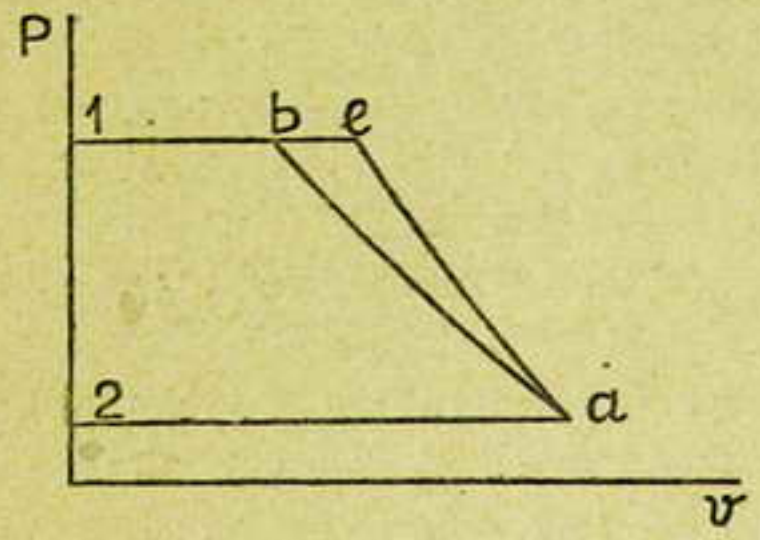
Այսպիսով, եթե ընդունենք (18, 9, 1)-ը, ապա երկկողմնայնության պահանջի հետ համատեղելի կլինի ոչ միայն առաջին սկզբունքը, այլև երկրորդ սկզբունքը՝ շատ մեծ թվով մասնիկներից կազմված սիստեմների

համար, և վիճակի բոլոր այն ֆունկցիաները, որոնցով որոշվում է պրոցեսի ուղղությունը։

Հետևաբար այս դեպքում թերմոդինամիկայի բոլոր ընդհանուր դրույթները, շատ մեծ թվով մասնիկներից կազմված սիստեմների համար, շատ ավելի լավ կատարյալն բնության օրենքով օրինաչափություններ, քան այն ժամանակ, երբ երկրորդ սկզբունքն արտահայտված լինի (18, 5, 1)-ի միջոցով։

ԽՆԴԻՐՆԵՐ

18.1. Երբ ac-*ն հակադարձելի ադիաբատ է, կոմպրեսորի* 2ae12 *ցիկլի համար ծախսված արտաքին աշխատանքը (նկ. 18—13) հավասար է* H_a—H_a*։ Ցույց տալ, որ եթե* ab-*ն իզոթերմ է, ապա կոմպրեսորի* 2ab12 *ցիկլի ընթացքում արտաքին աշխատանքը հավասար է* G_b—G_a*։*



Նկ. 18—13

18.2. Ջերմատևիճանի միևնույն Δt *բարձրացումը կատարվում է երեք տարբեր հակադարձելի եղանակներով՝ ադիաբատ, իզոխոր և ըստ հեղուկի ճյուղի։*

Այդ պրոցեսներից որի՞ վերջում հեղուկի թերմոդինամիկ պոտենցիալը կունենա ամենափոքր արժեքը։

18.3. Իդեալական գազի ջերմատևիճանի t′*-ից մինչև* t″ *հակադարձելի ադիաբատ մեծացումը կատարվում է էնտրոպիայի երկու արժեքների դեպքում՝* S_1=const., S_2=const.*։ Այդ երկու պրոցեսներին համապատասխանում են թերմոդինամիկ պոտենցիալի* ΔG_1 *և* ΔG_2 *աճերը և ազատ էներգիաների* ΔF_1, ΔF_2 *աճերը։*

Ելնելով G *և* F *ֆունկցիաների սահմանումից, որոշել՝*

ա) ΔG_2—ΔG_1 *տարբերությունը,*

բ) ΔF_2—ΔF_1 *տարբերությունը,*

գ) ցույց տալ, որ ΔG_2—ΔG_1=ΔF_2—ΔF_1*։*

Գլուխ XIX

ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅՈՒՆԸ

§ 19, 1. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ՆԵՐՔԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ, ԷՆՏՐՈՊԻԱՆ ԵՎ ՎԻՃԱԿԻ ԱՅԼ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԸ

1. Մեր մոտակա խնդիրն է՝ հաստատել հավասարակշռության պայմանները այնպիսի իդեալական գազերի խառնուրդում, որոնք կարող են մնկը մյուսի հետ փոխազդել։ Մակայն XVIII *գլխում գտած հավասարակշռության չափանիշները կիրառելու համար անհրաժեշտ է կարողանալ խառնուրդի ազատ էներգիան և թերմոդինամիկ պոտենցիալները արտահայտել խառնուրդին մասնակցող գազերի ազատ էներգիաներով և թերմոդինամիկ պոտենցիալներով։*

Այս կատարվում է հետևյալ երկու դրույթների հիման վրա.

(19, 1, 1) Իդեալական գազերի խառնուրդի ներքին էներգիան հավասար է բաղադրիչ գազերի ներքին էներգիաների գումարին, եթե գազերից յուրաքանչյուրի ջերմաստիճանը հավասար է խառնուրդի ջերմաստիճանին:

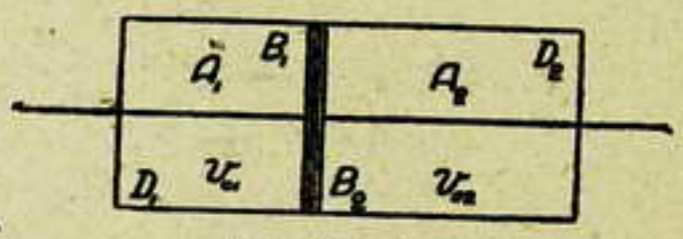
Նշանակելով խառնուրդի ներքին էներգիան U*-ով, իսկ* A_1, A_2....A_k *գազերի ներքին էներգիանները՝* U_1, U_2....U_k*-ով, ունենք, ըստ (19, 1, 1)-ի՝*

$$U=U_1+U_2+\ldots U_k=\sum_r U_r, \qquad (19,\ 1,\ 2)$$

(19, 1, 3) Իդեալական գազերի խառնուրդի էնտրոպիան հավասար է բաղադրիչ գազերի էնտրոպիաների գումարին, եթե գազերից յուրաքանչյուրն ունի խառնուրդի ջերմաստիճանն ու ծավալը:

(19, 1, 1)-ում ծավալի մասին չի հիշեցվում, որովհետև իդեալական գազի ներքին էներգիան կախում չունի ծավալից, իսկ էնտրոպիան կախված է նաև ծավալից, և (19, 1, 3)-ում ծավալի մասին արված ցուցումը միանգամայն էական է։

(19, 1, 1)-ը ապացուցվեց (6, 9, 4)-ում. (19, 1, 3)-ը ապացուցվում է սորև։



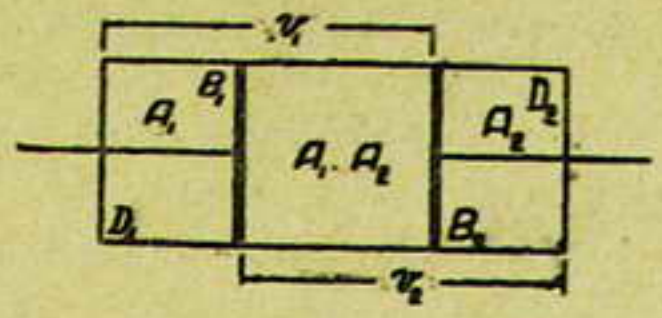
Նկ. 19—1

2. Դիցուք (նկ. 19—1) գլանի ձախ մասը լցված է A_1 *իդեալական գազով, իսկ աջ մասը՝* A_2 *իդեալական գազով։*

Միմյանց ընդհուպ մոտեցված B_1 *և* B_2 *մխոցները բաժանում են գազերը մեկը մյուսից։* B_1 *մխոցը լիովին թափանցելի է* A_1 *գազի համար և ամենևին բաց չի թողնում* A_2 *գազը։* B_2 *մխոցը, ընդհակառակը, ամենևին բաց չի թողնում* A_1 *գազը և լիովին թափանցելի է*

A_2-ի համար։ Այդ պատճառով B_1-ի վրա ազդում է միայն A_2 գազի (p_2 ճնշումը, իսկ B_2-ի վրա՝ միայն A_1 գազի (p_1) ճնշումը։

Եթե մխոցները հեռացնենք միմյանցից (նկ. 19—2), ապա D_1 ձախ կափարիչի և B_1 մխոցի միջև առաջացած տարածությունը կլրանա միայն A_1 գազը, D_2 աջ կափարիչի և B_2 մխոցի միջև առաջացած տարածությունը՝ A_2 գազը, իսկ B_1, B_2 մխոցների միջև կղտնվի A_1 և A_2 գազերի խառնուրդը։ Այսպիսով A_1-ի մոլեկուլները կզբաղեցնեն D_1-ի և B_2-ի միջև V_1 ծավալը, իսկ A_2-ի մոլեկուլները՝ D_2-ի և B_1-ի միջև V_2 ծավալը։



Նկ. 19—2

Այդ պատճառով երբ B_1 մխոցը լինի ընդհուպ մոտեցած D_1 կափարիչին և B_2-ն, էլ՝ D_2-ին, ապա սիստեմը կզբաղեցնի գլանի ամբողջ $V = V_{01} + V_{02}$ (տես նկ. 19—1) ծավալը գրավող A_1 և A_2 գազերի խառնուրդ։

Դիցուք սկզբնական վիճակում, երբ գազերը բաժանված էին միմյանցից (նկ. 19—1), նրանք ունեին միևնույն T ջերմաստիճանը, իսկ նրանց էնտրոպիանները և ծավալները համապատասխանաբար S_{01}, V_{01} և S_{02}, V_{02} էին. Մենք մյուսից առանձնացած գազերի սիստեմի էնտրոպիան նշանակենք S_0. $S_0 = S_{01} + S_{02}$։ Ենթադրենք, թե գազերի խառնումը կատարվել է իզոթերմորեն և խառնուրդի էնտրոպիան S է։

Ակնհայտ է, որ

$$S = S_0 + \Delta S, \qquad (19, 1, 4)$$

որտեղ ΔS-ը իզոթերմ խառնումից առաջացած էնտրոպիայի աճն է, այսինքն՝ մխոցների իզոթերմ հեռանալուց առաջացած աճը։ ΔS-ը կախում չունի իզոթերմ խառնման եղանակից և հեշտ հաշվվում է հակադարձելի խառնման դեպքում։

Հակադարձելիության համար անհրաժեշտ է, որ սիստեմի ճնշումը յուրաքանչյուր մխոցի վրա հավասար լինի արտաքին ճնշմանը. այդ պատճառով եթե արտաքին ճնշումներն են f_1-ը (B_1 մխոցի վրա) և f_2-ը (B_2 մխոցի վրա), ապա

$$f_1 = p_2 = \frac{n_2 RT}{V_2}, \qquad f_2 = p_1 = \frac{n_1 RT}{V_1},$$

որտեղ n_1-ը և n_2-ը A_1 և A_2 գազերի գրամմոլերի թիվերն են։

Խառնման ժամանակ V_1 և V_2 ծավալները համապատասխանաբար փոխվում են V_{01}-ից մինչև V և V_{02}-ից մինչև V, որտեղ $V = V_{01} + V_{02}$-ը խառնուրդի ծավալն է։

Այդ պատճառով A_1 և A_2 գազերի հակադարձելի իզոթերմ խառնման արտաքին աշխատանքը համաձայն (3, 4, 5)-ի հավասար է՝

$$W_{e,h} = -\left[n_1 RT \ln\left(\frac{V}{V_{01}}\right) + n_2 RT \ln\left(\frac{V}{V_{02}}\right)\right] \qquad (19, 1, 5')$$

($W_{e,h}$-ի «հ» ներքը նշանակում է «հակադարձելի»)։

Քանի որ իդեալական գազերի հակադարձելի իզոթերմ խառնումը համաձայն (6, 9, 4)-ի խառնուրդի ներքին էներգիայի փոփոխություն չի առաջացնում, ապա խառնման ջերմությունը՝ $Q_{\text{ն}} = -W_{\text{ն}}$ և էնտրոպիայի աճը, որն առաջացել է հակադարձելի իզոթերմ խառնումից՝

$$\Delta S = \frac{Q_{\text{ն}}}{T} = -\frac{W_{\text{ն}}}{T} = n_1 R \ln\left(\frac{V}{V_{01}}\right) + n_2 R \ln\left(\frac{V}{V_{02}}\right), \qquad (19,\ 1,\ 5)$$

համաձայն (14, 6, 11)-ի՝

$$S_{01} = n_1\left[R \ln\left(\frac{V_{01}}{n_1}\right) + \varphi_1(t)\right], \quad S_{02} = n_2\left[R \ln\left(\frac{V_{02}}{n_2}\right) + \varphi_2(t)\right]. \qquad (19,\ 1,\ 6)$$

հետևաբար, քան (19, 1, 4)-ի և (19, 1, 5)-ի՝

$$S = n_1\left[R \ln\left(\frac{V_{01}}{n_1}\right) + \varphi_1(t)\right] + n_2\left[R \ln \frac{V_{02}}{n_2} + \varphi_2(t)\right] + n_1 R \ln\left(\frac{V}{V_{01}}\right) + n_2 R \ln\left(\frac{V}{V_{02}}\right)$$

կամ՝

$$S = n_1\left[R \ln \frac{V}{n_1} + \varphi_1(t)\right] + n_2\left[R \ln\left(\frac{V}{n_2}\right) + \varphi_2(t)\right], \qquad (19,\ 1,\ 7)$$

(19, 1, 7)-ի աջ մասի փակագծերի արտահայտությունները ներկայացնում են համապատասխանաբար խառնուրդի V ծավալն ու t ջերմաստիճանն ունեցող A_1 գազի մեկ գրամմոլի էնտրոպիան և խառնուրդի V ծավալն ու t ջերմաստիճանն ունեցող A_2 գազի մեկ գրամմոլի էնտրոպիան։

Այսպիսով, մենք ապացուցեցինք (19. 1, 3) դրույթի ճշտությունը։

3. Այստեղ անհրաժեշտ է մի քանի դիտողություններ անել։

ա) (19, 1, 7) արտահայտությունը կարելի է ստանալ միանգամայն պարզ ձևով՝ օգտվելով (1, 9, 9) դրույթից։ Իրոք, ամենից առաջ հեռացնենք B_2 մխոցը. այդ դեպքում V_{02} ծավալում կառաջանա A_1 և A_2 գազերի խառնուրդը։ Ըստ (1, 9, 9)-ի՝ A_1 գազի վիճակն այնպես կփոփոխվի, ինչպես եթե V_{02} ծավալում ամենևին չլիներ A_2 գազը, իսկ A_2 գազի վիճակն ամենևին չի փոփոխվի։ Բայց այս դեպքում A_2 գազի էնտրոպիան կմնա անփոփոխ, իսկ A_1-ի էնտրոպիան (և դրա հետ միասին ամբողջ սիստեմի էնտրոպիան) կմեծանա համաձայն (14, 6, 10)-ի $n_1 R \ln\left(\frac{V}{V_{01}}\right)$-ով, որտեղ $V = V_{01} + V_{02}$։ Համանմանորեն B_1 մխոցի հեռացումից առաջացած սիստեմի էնտրոպիայի աճը հավասար է A_2 գազի էնտրոպիայի $n_2 R \ln\left(\frac{V}{V_{02}}\right)$ աճին։ Այդ ժամանակ առաջանում է A_1 և A_2 գազերի համասեռ խառնուրդ։

Այսպիսով, A_1 և A_2 գազերի խառնումն առաջացնում է սիստեմի էնտրոպիայի մեծացում $\Delta S = n_1 R \ln\left(\frac{V}{V_{01}}\right) + n_2 R \ln \frac{V}{V_{02}}$ -ով։

ΔS-ի այս արտահայտությունը համընկնում է (19, 1, 5)-ին, որը (19, 1, 6)-ի հետ միասին հանգեցնում է (19, 1, 7)-ին։

բ) Դիցուք A_1 և A_2 գազերը խառնումից առաջ ունեն միևնույն t ջերմաստիճանը և միևնույն p ճնշումը։ Այդ դեպքում եթե $V=V_{01}+V_{02}$, ապա իդեալական խառնումը չի փոփոխում սիստեմի ոչ ծավալը, ոչ ճնշումը և ոչ էլ ջերմաստիճանը. փոփոխվում է միայն բաղադրությունը. երկու առանձին գազերի քիմիապես անհամասեռ սիստեմը խառնումից հետո քիմիապես համասեռ է։ Քիմիապես անհամասեռ վիճակից քիմիապես համասեռին այս անցմանը համապատասխանում է էնտրոպիայի ΔS մեծացումը, ըստ (19, 1, 5)-ի։

Ենթադրենք, թե A_1-ը և A_2-ը միևնույն գազի տարբեր մասերն են։ Այդ դեպքում եթե $V=V_{01}+V_{02}$ և եթե գազի երկու մասերի ճնշումներն ու ջերմաստիճանները միևնույնն են, ապա խառնումը չի առաջացնի ոչ մի փոփոխություն, մանրավորապես խառնումից առաջ և հետո սիստեմը միանգամայն համասեռ է։ Այդ պատճառով եթե ջերմաստիճանները և ճնշումները միևնույնն են և $V=V_{01}+V_{02}$, ապա միևնույն գազի երկու մասերի խառնումը չպետք է առաջացնի էնտրոպիայի փոփոխություն և (19, 1, 5)-ի փոխարեն այժմ պետք է ունենանք՝ $\Delta S=0$։

Այս արդյունքը կարելի է ստանալ հետևյալ դատողությունից.

2-ում բերված (19, 1, 6)-ի արտածման մեջ միանգամայն էական է, որ B_1 և B_2 մխոցներից յուրաքանչյուրը թափանցիկ է գազերից միայն մեկի համար։ Միայն այս պայմանի դեպքում է հակադարձելի իզոթերմ խառնումն ուղեկցվում $W_{ն}$ արտաքին աշխատանքով (19, 1, 5′)։

Եթե A_1-ը և A_2-ը միևնույն գազի տարբեր մասերն են, ապա նրանցից մեկի համար թափանցելի մխոցը թափանցելի կլինի և մյուսի համար, իսկ այս դեպքում մխոցների առկայությամբ խառնումը կկատարվի այնպես, ինչպես կկատարվեր, եթե ամենևին մխոցներ չլինեին։ Արտաքին աշխատանքը զրո կլինի. (19, 1, 5′)-ի փոխարեն կունենանք՝ $W_{ն}=0$։

Բացի դրանից, եթե խառնումից առաջ երկու մասերի ճնշումները միևնույնն են և $V=V_{01}+V_{02}$, ապա պոտենցիալ չունի խառնման այնպիսի եղանակ, որն ուղեկցվի զրոյից տարբեր արտաքին աշխատանքով։

(19, 1, 5)-ից հետևում է, որ երբ $W_{ն}=0$, ապա $\Delta S=0$ նույնպես։

Այսպիսով (19, 1, 5) և (19, 1, 2)-ը իրավացի են միայն այն դեպքում, երբ A_1-ը և A_2-ը տարբեր իդեալական գազեր են։

Կարելի է արտածել լիակատար ընդհանուր բանաձև, որն արտահայտում է իդեալական գազերի խառնուրդի էնտրոպիան, ինչպիսին էլ որ լինեն խառնման ենթակա գազերը։

Սակայն այդպիսի բանաձևը, այս գրքի նպատակադրման տեսակետից, հետաքրքրություն չի ներկայացնում։

Հետաքրքրական է նշել, որ դիտելով միևնույն գազի երկու տարբեր մասերը որպես երկու տարբեր գազերի մասնավոր դեպք և մոտայության տակով այն, որ այս մասնավոր դեպքում արտաքին աշխատանքը արտահայտվում է ոչ թե (19, 1, 5) բանաձևով, այլ $W_{ն}=0$, մենք կհանդինք մի անհեթեթ եզրակացության, որ երբ թե միևնույն գազի տար-

բեր մասերի խառնուրդը (խառնուրդից առաջ եղած միատեսակ ճնշումների և ջերմաստիճանների դեպքում) պետք է ուղեկցվի էնտրոպիայի մեծացումով համաձայն (19, 1, 6)-ի։

Իրականությանը հակասող այս եզրակացությունը կոչվում է Գիբբսի պարադոքս։

§ 19, 2. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԷՆԹԱԼՊԻԱՆ, ԱԶԱՏ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ԵՎ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԸ

1. Մենք արդեն գիտենք (6, 10, 20), որ իդեալական գազերի խառնուրդի էնթալպիան հավասար է բաղադրիչ գազերի էնթալպիանների գումարին, ծթե H_r-ը A_r գազի էնթալպիան է, ապա $H_r=n_rh_r$, որտեղ n_r-ը գրամմոլերի թիվն է, իսկ h_r-ը՝ A_r-ի մեկ գրամմոլի էնթալպիան։ k իդեալական գազերի խառնուրդի էնթալպիան՝

$$\left.\begin{aligned} H&=H_1+H_2+\ldots.+H_k=\sum_r H_r \\ \text{կամ}\qquad H&=n_1h_1+n_2h_2+\ldots.+n_kh_k=\sum_r n_rh_r \end{aligned}\right\}, \qquad (19,\ 2,\ 1)$$

2. Դիցուք U_r, S_r, F_r-ը A_r գազի n_r գրամմոլերի ներքին էներգիան, էնտրոպիան և ազատ էներգիան են, իսկ U, S, F-ը նույն մեծությունները են A_1, A_2, . . . , A_k գազերի խառնուրդի համար. T-ն ջերմաստիճանն է։

Ունենք՝

$$\left.\begin{aligned} U_r=n_ru_r,\quad S_r=n_rS_r,\quad F_r=n_rf_r \\ f_r=u_r-Ts_r,\quad F_r=U_r-TS_r \end{aligned}\right\}. \qquad (19,\ 2,\ 2)$$

ըստ (19, 1, 2)-ի՝

$$U=U_1+U_2+\ldots.+U_k=\sum_r U_r, \qquad (19,\ 2,\ 3)$$

Իսկ (19, 1, 3)-ը կարելի է այսպես գրել՝

$$S=S_1+S_2+\ldots.+S_k=\sum_r S_r, \qquad (19,\ 2,\ 4)$$

Որովհետև ըստ սահմանման $F=U-TS$, ապա համաձայն (19, 2, 3), (19, 2, 4)-ի՝

$$\left.\begin{aligned} F&=\sum_r U_r-T\sum_r S_r=\sum_r (U_r-TS_r) \\ \text{կամ (19, 2, 2)-ի հիման վրա}\qquad F&=\sum_r F_r \end{aligned}\right\}, \qquad (19,\ 2,\ 5)$$

3. Նշանակելով g_r, G_r և G-ով համապատասխանաբար A_r գազի մեկ գրամմոլի՝ ամբողջ A_r գազի և A_1, A_2...., A_k իդեալական գազերի խառնուրդի թերմոդինամիկ պոտենցիալները, կարող ենք գրել՝

$$G_r=n_rg_r,\quad g_r=h_r-Ts_r,\quad G_r=H_r-TS_r, \qquad (19,\ 2,\ 6)$$

Համաձայն սահմանման՝ $G=H-TS$

կամ ըստ (19, 2, 1), (19, 2, 4)-ի՝

$$G = \Sigma H_r - T\Sigma S_r = \Sigma (H_r - TS_r), \qquad (19, 2, 7)$$

(19, 2, 5) և (19, 2, 7)-ը կարելի այսպես կարդալ.

(19, 2, 8) Իդեալական գազերի խառնուրդի ազատ էներգիան հավասար է բաղադրիչ գազերի ազատ էներգիաների գումարին:

(19, 2, 9) Իդեալական գազերի խառնուրդի թերմոդինամիկ պոտենցիալը հավասար է բաղադրիչ գազերի թերմոդինամիկ պոտենցիալների գումարին:

4. Անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել մի շատ էական հանգամանքի վրա. երբ սիստեմը բաղկացած է տարածության տարբեր հատվածները զբաղող մասերից (ինչպես, օրինակ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում հեղուկը և գոլորշին), ապա ամբողջ սիստեմի ծավալը հավասար է մասերի ծավալների գումարին, ամբողջ սիստեմի ներքին էներգիան հավասար է մասերի ներքին էներգիաների գումարին. նույնը վերաբերում է նաև էնտրոպիային, էնթալպիային, ազատ էներգիային և թերմոդինամիկ պոտենցիալին:

Իսկ եթե սիստեմը ներկայացնում է համասեռ խառնուրդ, որի բոլոր բաղադրիչները զբաղում են տարածության միևնույն հատվածը, միևնույն ծավալը (ինչպես, օրինակ, ջրի և եթերի խառնուրդում ջրի և եթերի մոլեկուլները), ապա ընդհանրապես խառնուրդի ներքին էներգիան հավասար չէ խառնուրդը կազմող մարմինների ներքին էներգիաների գումարին, խառնուրդի էնտրոպիան հավասար չէ էնտրոպիաների գումարին և այլն:

Միակ բացառությունը կազմում է իդեալական գազերի խառնուրդը, որի դեպքում $U = \Sigma U_r$, $S = \Sigma S_r$ *և այլն:*

9,3. ՌԵԱԿՑԻԱՑԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ. ՄԻ ՔԱՆԻ ՄԱՍՆԱԿԻ ԱԾԱՆՑՅԱԼՆԵՐ

1. Հավասարակշռության տեսության մեջ, ինչպես կտեսնենք ստորև, հարկ է լինում օգտվել որոշ մասնակի ածանցյալներից, որոնց արտահայտությունները կախված են ռեակցիայի հավասարումից:

Բերենք այդպիսի հավասարումների մի քանի օրինակ.

$$3O_2 = 2O_3$$

(O_3*-ը սովորական թթվածինն է,* O_3*-ը՝ օզոնն):*

$$3H_2 + 1N_2 = 2NH_3,$$

Ընդհանուր տեսքով ռեակցիայի հավասարումներն այսպիսին են՝

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 = \alpha_3 A_3, \qquad (19, 3, 1)$$

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 = \alpha_3 A_3 + \alpha_4 A_4 \qquad (19, 3, 2)$$

և այլն:

Այս ռեակցիաները կարդացվում են հետևյալ ձևով՝ A_1 *գազի* α_1 *մոլեկուլը միանալով* A_2 *գազի* α_2 *մոլեկուլի հետ, տալիս են* A_3 *գազի* α_3 *մո-*

լեկուլ (համաձայն վերը բերված օրինակի, եթե A_1, A_2, A_3-ը ջրածին, ազոտ և ամոնիակ են, ապա $\alpha_1 = 3$, $\alpha_2 = 1$, $\alpha_3 = 2$)։

Եթե պայմանավորվենք α_1, α_2,... թվերը համարել բացասական անհետացող մոլեկուլների համար (այսինքն՝ ռեակցիայի մեջ մտնող մոլեկուլների համար) և դրական՝ առաջացող մոլեկուլների համար (այսինքն՝ ռեակցիայի արդյունք հանդիսացող մոլեկուլների համար), ապա (19, 3, 1) և (19, 3, 2) հավասարումները կընդունեն հետևյալ տեսքը՝

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \alpha_3 A_3 = 0, \qquad (19, 3, 3)$$

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \alpha_3 A_3 + \alpha_4 A_4 = 0. \qquad (19, 3, 4)$$

Օրինակ, եթե ռեակցիայից հետո ամոնիակի քանակը մեծանում է, իսկ ջրածնի և ազոտի քանակները փոքրանում են, ապա ռեակցիայի հավասարումը կգրվի այսպես՝

$$-3H_2 - 1N_2 + 2NH_3 = 0.$$

Որոշակիության համար արտածենք հետագայում անհրաժեշտ սահմանցյալները, նկատի ունենալով ռեակցիայի (19, 3, 3) հավասարումը։ Ստացած արդյունքները շատ հեշտ է ընդհանրացնել ցանկացած հավասարման համար։

2. Դիցուք խառնուրդը կազմված է A_1, A_2,...A_k իդեալական գազերից, և A_1, A_2 գազերի միջև հնարավոր է ռեակցիա հետևյալ հավասարումով՝

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \alpha_3 A_3 = 0, \qquad (19, 3, 3)$$

որի հետևանքով առաջանում է A_3-ը։

(19, 3, 3) հավասարման մեջ մտնող գազերն անվանենք ակտիվ գազեր, իսկ մնացած բոլորը՝ (A_4, A_5....A_k) չեզոք գազեր։

Դիցուք ռեակցիայից առաջ և հետո A_r գազի գրամմոլերի թվերն են n_r և n'_r։ Ռեակցիայից առաջացած A_r գազի գրամմոլերի թվի Δn_r աճը՝

$$\Delta n_r = n'_r - n_r.$$

Ասում են, թե ռեակցիան կատարվել է մեկ անգամ, եթե Δn_r աճերը հավասար են համապատասխան α_r թվերին, այսինքն՝

$$\Delta n_1 = \alpha_1, \ \Delta n_2 = \alpha_2, \ \Delta n_3 = \alpha_3, \ \Delta n_4 = 0, \ \Delta n_5 = 0...$$

Իսկ եթե $\Delta n_1 = \lambda\alpha_1$, $\Delta n_2 = \lambda\alpha_2$, $\Delta n_3 = \lambda\alpha_3$, ապա ասում են՝ ռեակցիան կատարվել է λ անգամ, ընդ որում, ի հակադրություն առօրյա սովորական հասկացողության, այստեղ պարտադիր չէ, որ λ ցանգաթվերի թիվը» ամբողջ և դրական լինի. նա կարող է լինել և կոտորակային, անվերջ փոքր, բացասական։

Գտնենք այդ աճերի հարաբերությունները.

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_3} = \frac{\lambda\alpha_1}{\lambda\alpha_3} = \frac{\alpha_2}{\alpha_3}, \qquad \frac{\Delta n_2}{\Delta n_3} = \frac{\lambda\alpha_2}{\lambda\alpha_3} = \frac{\alpha_2}{\alpha_3}, \qquad (19, 3, 5)$$

Դուրս է գալիս, որ հարաբերությունները ամենևին կախում չունեն

i-ից մեր n_3-ն անվերջ փոքր է, ապա $\Delta n_1 = \lambda\alpha_1$-ը նույնպես պատնում է dn_1 անվերջ փոքր, և (19, 3, 5)-ն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dn_1}{dn_3} = \frac{\alpha_1}{\alpha_3}, \qquad \frac{dn_2}{dn_3} = \frac{\alpha_2}{\alpha_3}, \qquad \frac{dn_3}{dn_3} = \frac{\alpha_3}{\alpha_3} = 1, \qquad (19, 3, 6)$$

իսկ մնացած բոլոր ածանցյալները՝

$$\frac{dn_4}{dn_3} = \frac{dn_5}{dn_3} = \ldots = 0, \qquad (19, 3, 7)$$

որովհետև նիզոք A_4, A_5,...A_k գազերն ռեակցիային չեն մասնակցում։ Խառնուրդում գրամմոլեկի ընդհանուր թիվը՝

$$n = n_1 + n_2 + \ldots + n_k = \Sigma n_r,$$

այդ պատճառով, համաձայն (19, 3, 6), (19, 3, 7)-ի՝

$$\frac{dn}{dn_3} = \frac{\Sigma dn_r}{dn_3} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}{\alpha_3} = \frac{\alpha}{\alpha_3}, \qquad (19, 3, 8)$$

որտեղ $\alpha = \Sigma\alpha_r$, այսինքն՝ հավասար է ռեակցիայի հավասարմանը մասնակցող բոլոր α_r-երի գումարին։

Երբ $\alpha = 0$, $\frac{dn}{dn_3} = 0$, այսինքն՝ ռեակցիան չի առաջացնում գազերի խառնուրդի գրամմոլեկի ընդհանուր թվի փոփոխություն։ Օրինակ՝

$$-1H_2 - 1J_2 + 2HJ = 0.$$

այստեղ $\alpha_1 = -1$, $\alpha_2 = -1$, $\alpha_3 = 2$, $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 0$։

Ընդհանուր դեպքում $\alpha \neq 0$, օրինակ՝

$$-2CO - 1O_2 + 2CO_2$$

ռեակցիայում

$$\alpha_1 = -2, \quad \alpha_2 = -1, \quad \alpha_3 = 2, \quad \alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = -1 \quad \text{և} \quad \frac{dn}{dn_3} = -\frac{1}{2},$$

Պետք է ուշադրություն դարձնել այն հանգամանքի վրա, որ α_1, α_2,... թվերը լիովին որոշվում են ռեակցիային մասնակցող և ռեակցիայի հետևանքով առաջացած գազերի քիմիական բնույթով և ամենևին կախում չունեն խառնուրդը բաղադրող գազերի գրամմոլերի թվից։

(19, 3, 6) և (19, 3, 8)-ից հետևում է, որ $\frac{dn_1}{dn_3}$, $\frac{dn_2}{dn_3}$, $\frac{dn}{dn_3}$ ածանցյալները միանգամայն որոշվում են α_1, α_2, α_3 թվերով և նույնպես ամենևին կախում չունեն n_1, n_2,...n-ից։

3. Անցնենք այլ ածանցյալների արտահայտմանը։

Եթե p-ն և V-ն իդեալական գազերի խառնուրդի ճնշումն ու ծավալն են, ապա

$$pV = nRT$$

(n-ը խառնուրդում պարունակող գրամմոլերի ընդհանուր թիվն է)։

Այստեղից

$$\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_{t,p} = \frac{RT}{p} = \frac{V}{n}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial n_3}\right)_{t,p} = \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_{t,p} \frac{dn}{dn_3}$$

կամ ըստ (19. 3. 8)-ի՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial n_3}\right)_{t,p} = \frac{V}{n}\frac{\alpha}{\alpha_3}; \qquad (19,\ 3,\ 10)$$

(19, 1, 2)-ի համաձայն՝ $U = \Sigma U_r = \Sigma n_r u_r$,

քանի որում u_r-ը՝ A_r գազի մեկ գրամմոլի ներքին էներգիան կախված է միայն գազի բնույթից և ջերմաստիճանից. այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial U_r}{\partial n_r}\right)_t = \left[\frac{\partial (n_r u_r)}{\partial n_r}\right]_t = u_r$$

$$\left(\frac{\partial U_r}{\partial n_3}\right)_t = \left(\frac{\partial U_r}{\partial n_r}\right)_t \frac{dn_r}{dn_3}$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial n_3}\right)_t = \left(\frac{\partial \Sigma U_r}{\partial n_3}\right)_t = \Sigma\left(\frac{\partial U_r}{\partial n_3}\right)_t = \Sigma u_r \frac{dn_r}{dn_3} = \Sigma \frac{\alpha_r u_r}{\alpha_3}; \qquad (19,\ 3,\ 11)$$

Քանի որ իդեալական գազերի խառնուրդի դեպքում U-ն կախված չէ V-ից, ապա համաձայն (6, 8, 5)-ի՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial n_3}\right)_t = \left(\frac{\partial U}{\partial n_3}\right)_{t,v} = \left(\frac{\partial Q}{\partial n_3}\right)_{t,v} = L_v, \qquad (19,\ 3,\ 12)$$

որտեղ L_v-ն A_3 գազի մեկ գրամմոլի (իզոթերմ) առաջացման թաքնված ջերմությունն է ըստ (19, 3, 3)-ի։ (19, 3, 6), (19, 3, 7), (19, 3, 11) և և (19, 3, 12)-ից ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial n_3}\right)_t = \left(\frac{\partial U}{\partial n_3}\right)_{t,v} = L_v = \frac{\alpha_1 u_1 + \alpha_2 u_2 + \alpha_3 u_3}{\alpha_3}; \qquad (19,\ 3,\ 13)$$

(19, 3, 13)-ը թույլ է տալիս պնդելու, որ A_3 գազի իզոխոր-իզոթերմ առաջացման թաքնված ջերմությունը կախված է միայն ջերմաստիճանից։ Մենք շուտով կտեսնենք, որ երբ t=const., V=const., ապա ռեակցիայի հակադարձելիությունը կախված է միայն խառնուրդում գտնվող n_1, n_2, n_3... գրամմոլերի թվերից։

Այս թվերն ամենևին չեն մտնում (19, 3, 13)-ի մեջ, հետևաբար իզոթերմ-իզոխոր ռեակցիայի L_v թաքնված ջերմությունը բոլորովին կախում չունի նրանից՝ հակադարձելի է ռեակցիան, թե ոչ։

Քանի որ իդեալական գազերի խառնուրդի էնթալպիան կախված է միայն ջերմաստիճանից, (10, 3. 2) և (6, 10, 20), ապա

$$\left(\frac{\partial H}{\partial n_3}\right)_t = \left(\frac{\partial H}{\partial n_3}\right)_{t,p}.$$

Մյուս կողմից, քան (6, 10, 17)-ի՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial n_3}\right)_{, p} = L_p$$

իզոբար-իզոթերմ ռեակցիայի ջերմություն է։
Այսպիսով, (19, 3, 13)-ին համանման կստանանք՝

$$\left(\frac{\partial H}{\partial n_3}\right)_t = \left(\frac{\partial H}{\partial n_3}\right)_{t, p} = L_p = \frac{\alpha_1 h_1 + \alpha_2 h_2 + \alpha_3 h_3}{\alpha_3}, \qquad (19, 3, 14)$$

Քանի որ h_1, h_2, h_3-ը ֆունկցիա հն միայն ջերմաստիճանի (և A_1, A_2, A_3՝ պատերի բնույթի), ապա (19, 3, 14)-ից հետևում է, որ A_1 և A_2 գազերից A_3-ի իզոբար-իզոթերմ առաջացման ջերմությունը կախված է միայն ջերմաստիճանից։

4. Որպեսզի որոշենք էնտրոպիայի $\left(\frac{\partial S}{\partial n_3}\right)_{t, v}$ մասնակի ածանցյալը

քան A_3 գազի գրամմոլեկուլի n_3 թվի, վերհիշենք, որ քան (14, 6, 11)-ի՝

$$s_r = R\ln\frac{V}{n_r} + \varphi_r(t) = R\ln V - R\ln n_r + \varphi_r(t). \qquad (19, 3, 15)$$

այսպիսով, s_r-ը կախված է V, n_r և t-ից։

$$\left(\frac{\partial s_r}{\partial n_r}\right)_{t, v} = -\frac{R}{n_r}, \qquad \left(\frac{\partial (n_r s_r)}{\partial n r}\right)_{t, v} = s_r - R,$$

քան (19, 3, 6)-ի՝

$$\left[\frac{\partial (n_r s_r)}{\partial n_3}\right]_{t, v} = \left[\frac{\partial (n_r s_r)}{\partial n_r}\right]_{t, v} \frac{dn_r}{dn_3} = (s_r - R)\frac{\alpha_r}{\alpha_3}.$$

(19, 1, 3)-ի համաձայն՝ $S = \Sigma S_r = \Sigma n_r s_r$.

այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial S}{\partial n_3}\right)_{t, v} = \left(\frac{\partial \Sigma n_r s_r}{\partial n_3}\right)_{t, v} = \sum \frac{(s_r - R)\alpha_r}{\alpha_3} = \frac{\alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2 + \alpha_3 s_3 - \alpha R}{\alpha_3}, \qquad (19,3, 16)$$

[քանի որ քան (19, 3, 7)-ի՝ $\frac{\alpha_4}{\alpha_3} = \frac{dn_4}{dn_3} = 0$, $\frac{\alpha_5}{\alpha_3} = \frac{dn_5}{dn_3} = 0$ և այլն]։

Փոխարինելով V-ն p-ով $\left(V = \frac{nRT}{p}\right)$, քան (19, 3, 15)-ի կունենանք՝

$$s_r = R\ln\frac{nRT}{pn_r} + \varphi_r(t) = R\ln n + R\ln RT - R\ln p - R\ln n_r + \varphi_r(t),$$

$$\left(\frac{\partial s_r}{\partial n_3}\right)_{t, p} = \frac{R}{n}\frac{dn}{dn_3} - \frac{R}{n_r}\frac{dn_r}{dn_3}$$

կամ, քան (19, 3, 6), (19, 3, 8)-ի՝ $\left(\frac{\partial s_r}{\partial n_3}\right)_{t, p} = \frac{R}{n}\frac{\alpha}{\alpha_3} - \frac{R}{n_r}\frac{\alpha r}{\alpha_3}$.

այստեղից $\left[\frac{\partial(n_r s_r)}{\partial n_3}\right]_{t,p} = s_r \frac{\alpha_r}{\alpha_3} + R\frac{n_r}{n}\frac{\alpha}{\alpha_3} - R\frac{\alpha_r}{\alpha_3}$

և

$$\left(\frac{\partial S}{\partial n_3}\right)_{t,p} = \left(\frac{\partial \Sigma n_r s_r}{\partial n_3}\right)_{t,p} = \frac{\alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2 + \alpha_3 s_3}{\alpha_3} \qquad (19,\ 3,\ 17)$$

$\left(\text{հիշատակելով, որ } \frac{\Sigma R n_r \alpha}{n\alpha_3} = \frac{R\alpha}{\alpha_3} \text{ և } \frac{\Sigma R\alpha_r}{\alpha_3} = \frac{R}{\alpha_3}\sum \alpha_r = \frac{R\alpha}{\alpha_3}\right)$:

5. Քանի որ $F=U-TS$ *և* $G=H-TS$, *ապա ըստ (19, 3, 13) և (19, 3, 16)-ի՝ որոշվում է* $\left(\frac{\partial F}{\partial n_3}\right)_{t,v}$*-ն, իսկ (19, 3, 14) և (19, 3, 17)-ից՝* $\left(\frac{\partial G}{\partial n_3}\right)_{t,r}$ *անմիջապես:*

$$\left(\frac{\partial F}{\partial n_3}\right)_{t,v} = \frac{\Sigma\alpha_r u_r - T\Sigma\alpha_r(s_r - R)}{\alpha_3} = \frac{\Sigma\alpha_r(u_r - Ts_r + RT)}{\alpha_3} =$$

$$= \frac{\Sigma\alpha_r g_r}{\alpha_3} = \frac{\alpha_1 g_1 + \alpha_2 g_2 + \alpha_3 g_3}{\alpha_3}, \qquad (19,\ 3,\ 18)$$

որտեղ

$$g_r = u_r - Ts_r + RT$$

A_r *գազի մեկ գրամմոլի թերմոդինամիկ պոտենցիալն է,*

$$\left(\frac{\partial G}{\partial n_3}\right)_{t,p} = \frac{\Sigma\alpha_r h_r - T\Sigma\alpha_r s_r}{\alpha_3} = \frac{\Sigma\alpha_r(h_r - Ts_r)}{\alpha_3} = \frac{\alpha_1 g_1 + \alpha_2 g_2 + \alpha_3 g_3}{\alpha_3} \qquad (19,\ 3,\ 19)$$

տեսնում ենք, որ

$$\left(\frac{\partial F}{\partial n_3}\right)_{t,v} = \left(\frac{\partial G}{\partial n_3}\right)_{t,p}, \qquad (19,\ 3,\ 20)$$

6. Իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռության հավասարումները դիտելիս մեզ պետք են գալու զարձյալ մի քանի ածանցյալներ.

Ըստ (14, 5, 1), (19, 2, 17)-ի՝ իդեալական գազի մեկ գրամմոլի ջերմունակությունը կարելի է այսպես արտահայտել՝

$$c_v = \frac{du}{dt} = T\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_v, \quad \text{իսկ ըստ (19, 3, 15)-ի՝ } c_v = T\frac{d\varphi(t)}{dt},$$

Այսպիսով, եթե նիշը վերագրելով A_r *իդեալական գազին վերաբերող մեծություններին, կստանանք՝*

$$c_{vr} = T\frac{d\varphi_r(t)}{dt},$$

Այստեղից

$$\frac{d\Sigma\alpha_r u_r}{dt} = T\frac{d\Sigma\alpha_r\varphi_r(t)}{dt},$$

բայց քանի (19, 3, 13)-ի՝ $\Sigma x_r u_r = x_r L_v$, ինչի որ L_v-ն կախված է միայն t-ից, ապա $\left(\frac{\partial L_v}{\partial t}\right)_v = \frac{dL_v}{dt}$ և մենք կարող ենք գրել՝

$$T\frac{d\Sigma x_r \varphi_r(t)}{dt} = x_3 \frac{dL_v}{dt} = x_3 \left(\frac{\partial L_v}{\partial t}\right)_v, \qquad (19,\ 3,\ 21)$$

երկու մասերը բաժանելով T-ի և բազմապատկելով dt-ով, կստանանք՝

$$d\Sigma x_r \varphi_r(t) = \frac{x_3 dL_v}{T}, \qquad (19,\ 3,\ 22)$$

բայց

$$d\left(\frac{L_v}{T}\right) = \frac{dL_v}{T} - \frac{L_v}{T^2} dt$$

և այդ պատճառով

$$\frac{dL_v}{T} = d\left(\frac{L_v}{T}\right) + \frac{L_v}{T^2} dt.$$

Այսպիսով, (19, 3, 22)-ի ինտեգրումը բերում է հետևյալ արդյունքին՝

$$\Sigma x_r \varphi_r(t) = x_3 \frac{L_v}{T} + x_3 \int \frac{L_v}{T^2} dt + D, \qquad (19,\ 3,\ 23)$$

որտեղ D-ն ինտեգրման հաստատունն է։

§ 19. 4 ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

Քանի որ յուրաքանչյուր պարզ մեկ գրամմոլի ներքին էներգիան կախված է միայն ջերմաստիճանից, մեկ գրամմոլի էնտրոպիան՝ ջերմաստիճանից, ծավալից և գրամմոլերի թվից, իսկ ռեակցիայի ժամանակ գրամմոլերի թվերի փոփոխությունները միանգամայն որոշվում են n_3-ի փոփոխություններով [կամ (19, 3, 6) և (19, 3, 8)-ով], ապա ազատ էներգիայի իզոխոր-իզոթերմ փոփոխությունները նույնպես միանգամայն որոշվում են n_3-ի փոփոխություններով, այսինքն՝

$$d_{t,v}F = \left(\frac{\partial F}{\partial n_3}\right)_{t,\,v} dn_3$$

կամ, քանի (19, 3, 18)-ի՝

$$\left.\begin{aligned} d_{t,v}F &= \frac{x_1 g_1 + x_2 g_2 + x_3 g_3}{x_3} dn_3 \\ \text{նույն ձևով} \qquad d_{t,p}G &= \frac{x_1 g_1 + x_2 g_2 + x_3 g_3}{x_3} dn_3 \end{aligned}\right\}, \qquad (19,\ 4,\ 1)$$

(18, 5, 8)-ի և (18, 6, 3)-ի համաձայն՝ հավասարակշռության պայմանն է, $d_{t,v}F = 0$ կամ $d_{t,p}G = 0$.

Հետևաբար (19, 4, 1)-ից բխում է, որ

(19, 4, 2) A_1, A_2,... A_k իդեալական գազերի խառնուրդը, որտեղ հնարավոր է ռեակցիա, համաձայն $\alpha_1A_1+\alpha_2A_2+\alpha_3A_3=0$ հավասարման, հավասարակշռության մեջ կլինի, երբ

$$\alpha_1g_1+\alpha_2g_2+\alpha_3g_3=0, \qquad (19,\ 4,\ 3)$$

Հեշտ է ընկնում այն, որ (19, 4, 3) հավասարակշռության հավասարումն անմիջականորեն ստացվում է ռեակցիայի հավասարումից, եթե վերջինի մեջ (A_1, A_2, A_3) գազերի անունները փոխարինենք նրանց մոլյար թերմոդինամիկ (g_1, g_2, g_3) պոտենցիալներով։

Այդ պատճառով պարզ է, որ ռեակցիայի

$$\alpha_1A_1+\alpha_2A_2+\alpha_3A_3+\ldots+\alpha_\nu A_\nu=0$$

հավասարմանը համապատասխանում է իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռության

$$\alpha_1g_1+\alpha_2g_2+\alpha_3g_3+\ldots+\alpha_\nu g_\nu=0 \qquad (19,\ 4,\ 4)$$

հավասարումը, որտեղ (ինչպես և ռեակցիայի հավասարման մեջ) α_r գործակիցները բացասական են անհետացող (ռեակցիայի մեջ մտնող) գազերի համար և դրական՝ առաջացող (ռեակցիայի արդյունք հանդիսացող) գազերի համար։

2. Ուշադրություն դարձնենք g_r մոլյար թերմոդինամիկ պոտենցիալների վրա, որոնք մտնում են (19, 4, 4)-ի մեջ. $g_r=u_r-Ts_r+RT$. մուծելով էնտրոպիայի (19, 3, 15) արտահայտությունը, կստանանք՝

$$g_r=u_r+RT-T\varphi_r(t)-RT\ln V+RT\ln n_r, \qquad (19,\ 4,\ 5)$$

$u_r+RT-T\varphi_r(t)$ *գումարի յուրաքանչյուր գումարելին կախված է ջերմաստիճանից։ Համառոտության նպատակով, նշանակելով այդ գումարը ω_r-ով, այսինքն՝ տեղադրելով*

$$u_r+RT-T\varphi_r(t)=\omega_r, \qquad (19,\ 4,\ 6)$$

կստանանք՝

$$g_r=\omega_r-RT\ln V+RT\ln n_r, \qquad (19,\ 4,\ 7)$$

(19, 4, 7)-ից երևում է, որ A_r իդեալական գազի մոլյար թերմոդինամիկ պոտենցիալը կախված է այդ գազի գրամմոլերի n_r թվից, խառնուրդի ծավալից և ջերմաստիճանից։

Այսպիսով, չեզոք գազերի գրամմոլերի թվերը հավասարակշռության (19, 4, 4) հավասարման մեջ ամենևին հաշվի չեն գալիս։ Այստեղից պետք է եզրակացնել, որ

(19, 4, 8) Չեզոք գազերի առկայությունն ու նրանց քանակներն ամենևին չեն ազդում իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռության վրա:

3. Ջերմաստիճանի, խառնուրդի ծավալի և ակտիվ գազերի գրամմոլերի թվերի ազդեցությունը պարզելու համար (19, 4, 4) հավասարումը գրենք փոված ձևով, օգտվելով g_r-երի համար (19, 4, 7)-ից կամ (19, 4, 5)-ից։

(19, 4, 7)-ը տեղադրելով (19, 4, 4)-ի մեջ, կստանանք՝

$$\alpha_1\omega_1 + \alpha_2\omega_2 + \ldots + \alpha_\nu\omega_\nu - RT(\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_\nu)\ln V + \\ + RT(\alpha_1 \ln n_1 + \ldots + \alpha_\nu \ln n_\nu). \qquad (19, 4, 9)$$

(19, 4, 9)-ում ընդունենք (ինչպես և առաջ) $\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_\nu = \Sigma\alpha_r = \alpha$. կստանանք՝

$$RT(\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_\nu)\ln V = RT\alpha \ln V, \qquad (19, 4, 10)$$

Նկատի ունենանք, որ $\alpha_1 \ln n_1 + \ldots + \alpha_\nu \ln n_\nu = \ln n_1^{\alpha_1} n_2^{\alpha_2} \ldots n_\nu^{\alpha_\nu}$,

հավասարության նպատակով $n_1^{\alpha_1} n_2^{\alpha_2} \ldots n_\nu^{\alpha_\nu}$ նշանակինք K_n-ով, այսինքն՝

$$K_n = n_1^{\alpha_1} n_2^{\alpha_2} \ldots n_\nu^{\alpha_\nu}, \qquad (19, 4, 11)$$

հետևաբար $\alpha_1 \ln n_1 + \alpha_2 \ln n_2 + \ldots + \alpha_\nu \ln n_\nu = \ln K_n$, (19, 4, 12)

վերջապես, ընդունենք՝ $\alpha_1\omega_1 + \alpha_2\omega_2 + \ldots + \alpha_\nu\omega_\nu = \omega$, (19, 4, 13)

Այս նշանակումներով, RT-ի վրա բաժանելուց հետո, (19, 4, 9)-ը կգրվի այսպես՝

$$\ln K_n = -\frac{\omega}{RT} + \alpha \ln V, \qquad (19, 4, 14)$$

Երբ գրամմոլների $n_1, n_2, \ldots n_\nu$ թվերը վերցված են հավասարակշռության վիճակում, ապա K_n-ը կոչվում է հավասարակշռության հաստատուն։

(19, 4, 14)-ի աջ մասում $\frac{\omega}{RT}$-ն կախված է միայն ջերմաստիճանից և α_r թվերից. $\alpha \ln V$-ն կախված է միայն ծավալից և α_r թվերից։

Այսպիսով, (19,4,14)-ից հետևում է, որ

(19,4,15) Հավասարակշռության հաստատունը, այսինքն՝ $n_1^{\alpha_1} n_2^{\alpha_2} \ldots n_\nu^{\alpha_\nu}$ արտադրյալը, իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռության ժամանակ, կախված է միայն ծավալից, ջերմաստիճանից և α_r թվերից:

Դիցուք $A_1, A_2, \ldots, A_k$ գազերը, որոնց միջև հնարավոր է ռեակցիա, համաճայն

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \ldots + \alpha_\nu A_\nu = 0$$

հավասարման, կազմում են երկու տարբեր խառնուրդներ. խառնուրդներից մեկում այդ գազերի գրամմոլների թվերն են $n_1, n_2, \ldots n_k$, իսկ մյուսում՝ $N_1, N_2, \ldots N_k$։

Այդ խառնուրդների հավասարակշռության հաստատունները կլինեն՝

$$K_n = n_1^{\alpha_1} n_2^{\alpha_2} \ldots n_\nu^{\alpha_\nu}, \qquad K_N = N_1^{\alpha_1} N_2^{\alpha_2} \ldots N_\nu^{\alpha_\nu},$$

Եթե այդ խառնուրդների ջերմաստիճանները ու ծավալները միատեսակ են, ապա ըստ (19, 4, 15)-ի, հավասար պիտի լինեն նաև K_n և K_N-ը։

Ակնհայտ է, որ մեկնումն ծավալ և ջերմաստիճան ունեցող երկու

տարբեր անոթներում միևնույն գազերի խառնուրդները դիտելու փոխարեն կարելի է, հաստատուն ծավալի և ջերմաստիճանի դեպքում, մտցնել և հեռացնել ակտիվ գազերի որոշ քանակներ։ Ամենից առաջ պարզ օրինաչափությունները դիտենք։

Դիցուք (A_1) *թթվածնից,* (A_2) *օզոնից և չեզոք գազերից բաղկացած սիստեմը գտնվում է հավասարակշռության մեջ։ Քանի որ այս ռեակցիայի հավասարումն է՝*

$$-3O_2 + 2O_3 = 0, \text{ այսինքն՝ } \alpha_1 = -3,\ \alpha_2 = +2,$$

ապա ըստ (19, 4, 4)-ի՝ հավասարակշռության դեպքում $-3g_1 + 2g_2 = 0$ *և*

$$K_n = n_1^{-3}\, n_2^{2}, \quad \text{կամ՝} \quad K_n = \frac{n_2^2}{n_1^3},$$

Ծավալը և ջերմաստիճանը չփոփոխելով, մտցնենք թթվածնի նոր՝ Δn_1 *քանակ։ Առաջին մոմենտում թթվածնի գրամմոլերի թիվը կդառնա* $n_1 + \Delta n_1$*։ Եթե թթվածնի նոր քանակի մուծումը ռեակցիա չառաջացներ, ապա հավասարակշռության հաստատունը կդառնար* $K_n' = \frac{n_2^2}{(n_1 + \Delta n_1)^3}$ *(այսինքն՝ կփոքրանար)։*

Բայց քանի որ խառնուրդի ծավալն ու ջերմաստիճանն անփոփոխ են, ապա հավասարակշռության հաստատունը չպետք է փոփոխվի, համաձայն (19, 4, 14)-ի։ Այդ հնարավոր է միայն այն դեպքում, եթե մուծված թթվածնի մի մասն օզոն դառնա։

Դիցուք Δn_1 *գրամմոլ մուծված թթվածնից* $\Delta' n_1$*-ը դարձել է օզոն, ըստ որում օզոնի գրամմոլերի նախնական թիվը մեծացել է* $\Delta n_2 = \frac{2}{3}\Delta' n_1$*-ով և ընդամենը կլինի* $n_2 + \Delta n_2$ *գրամմոլ օզոն ու* $n_1 + \Delta'' n_1$ *գրամմոլ թթվածին, որտեղ* $\Delta'' n_1 = \Delta n_1 - \Delta' n_1$*։* Δn_1 *գրամմոլ թթվածնի մուծումից առաջացած հավասարակշռության խախտումը կվերականգնվի միայն այն դեպքում, եթե* Δn_2*-ը և* $\Delta'' n_1$*-ը բավարարեն հետևյալ հավասարությանը՝*

$$K_n = \frac{n_2^2}{n_1^3} = \frac{(n_2 + \Delta n_2)^2}{(n_1 + \Delta'' n_1)^3},$$

Ակնհայտ է, որ նույնը կկատարվի, եթե $V = \text{const.}$*, և* $t = \text{const.}$ *պայմաններում մուծենք օզոնի որոշ քանակ. հավասարակշռությունը կխախտվի և կսկսվի օզոնի՝ թթվածին դառնալու ռեակցիան, որը կտևի այնքան ժամանակ, մինչև որ օզոնի և թթվածնի* n_2' *և* n_1' *քանակները բավարարեն*

$$K_n = \frac{n_2}{n_1^3} = \frac{(n_2')^2}{(n_1')^3}$$

պայմանը։

Այժմ անցնենք այլ օրինակի։ Ենթադրենք՝ ռեակցիայի հավասարումն այսպիսին է՝

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \alpha_3 A_3 = 0,$$

Այսպես, օրինակ՝ $-2CO-1O_2+2CO_2=0$, կամ $-1H_2-1J_2+2HJ=0$։

Ունենք՝ $K_n=n_1^{-2}n_2^{-1}n_3^2$ CO, O_2, CO_2 գազերի սիստեմի համար,

$K_n=n_1^{-1}n_2^{-1}n_3^2$ H_2, J_2, HJ գազերի սիստեմի համար։

կանդ առնենք H_2, J_2, HJ սիստեմի վրա։

Գազերից որևէ մեկի, օրինակ՝ H_2-ի, կամ HJ-ի մուծումը, նախորդի համաձայն, կխախտի հավասարակշռությունը։ H_2-ի HJ-ի և նոր քանակությունների միաժամանակ մուծումը նույնպես, ընդհանրապես, կխախտի հավասարակշռությունը և կառաջացնի ռեակցիա, բայց այս դեպքում կարելի է H_2-ի և HJ-ի մուծվելիք գրամմոլերի թվերն այնպես ընտրել, որպեսզի գազերի այս քանակների մուծումն ռեակցիա չառաջացնի և J_2-ի գրամմոլերի թիվը անփոփոխ մնա։ Իրոք, դիցուք H_2-ի և HJ-ի նոր քանակների մուծումից հետո նրանց գրամմոլերի թվերը համապատասխանաբար n_1, n_2, n_3 տարբերվեն $\lambda_1 n_1$ (n_1-ի փոխարեն) և $\lambda_3 n_3$ (n_3-ի փոխարեն)։ Այժմ, եթե ռեակցիա չպետք է կատարվի և n_2-ը չպետք է փոխվի, հավասարակշռության հաստատունը կլինի՝

$$K_n' = (\lambda_1 n_1)^{-1} n_2^{-1} (\lambda_3 n_3)^2,$$

Բայց երբ $V=\text{const.}$, $t=\text{const.}$, ապա $K_n'=K_n$, որտեղից ստանում ենք $(\lambda_1 n_1)^{-1}(\lambda_3 n_3)^2 = n_1^{-1} n_3^2$, այսինքն՝ $\lambda_3^2=\lambda_1$։ Այսպես, եթե HJ-ի մասսան կրկնապատկենք ($\lambda_3=2$), ապա H_2-ի մասսան պետք է քառապատկենք ($\lambda_1=4$), որպեսզի H_2-ի և HJ-ի մասսաների փոփոխությունից ռեակցիա չառաջանա։

Կարելի է այդպես իզոխոր-իզոթերմ կերպով ստանալ փոփոխել H_2-ի J_2-ի մասսաները, որ այդ փոփոխությունները չանդրադառնան HJ-ի գրամմոլերի թվի վրա։ Այս հարցին պատասխանելու համար ենթադրենք, որ H_2-ի և J_2-ի նոր քանակների մուծումից հետո նրանց գրամմոլերի թվերը համապատասխան են $n_1'=\lambda_1 n_1$ և $n_2'=\lambda_2 n_2$, իսկ HJ-ի գրամմոլերի թիվը՝ $n_3'=n_3$։ Այդ դեպքում հավասարակշռության հաստատունը՝

$$K_n' = (n_1')^{-1}(n_2')^{-1}(n_3')^2 = (\lambda_1 n_1)^{-1}(\lambda_2 n_2)^{-1} n_3^2,$$

Բայց քանի որ $K_n' = K_n$,

ապա $\lambda_1^{-1}\lambda_2^{-1}=1$ կամ $\lambda_1\lambda_2=1$, $\lambda_2=\dfrac{1}{\lambda_1}$,

Այդ նշանակում է, որ եթե H_2-ի մասսան մեծացնենք այնքան անգամ, որքան անգամ փոքրացել է J_2-ի մասսան, ապա $V=\text{const.}$, $t=\text{const.}$ պայմանի դեպքում HJ գազի մասսան անփոփոխ կմնա։

4. Այն եզրակացությունները, որոնց մենք այժմ հանգեցինք, հիմնված են (19, 4, 11) «հավասարակշռության հաստատուն» գաղափարի և այն փաստի վրա, որ (19, 4, 15)-ի համաձայն այդ հաստատունը կախում չունի խառնուրդ կազմող գազերի գրամմոլերի թվերից։

Դիտելով ընդհանուր տեսքով գրված ռեակցիայի

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \ldots + \alpha_\nu A_\nu = 0$$

հավասարումը և հավասարակշռության K_n հաստատունի համապատասխան արտահայտությունը՝

$$K_n = n_1^{\alpha_1} n_2^{\alpha_2} \ldots n_\nu^{\alpha_\nu}$$

և վերհիշելով, որ ռեակցիայի հավասարման α_r գործակիցները անհետացող գազերի համար բացասական են, իսկ առաջացող գազերի համար՝ դրական, հեշտ է գալ հետևյալ ընդհանուր եզրակացություններին.

Հաստատուն ծավալում և ջերմաստիճանում իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի մեջ գազերից մեկի նոր քանակ մուծելը կամ մինուսային նշանի α_r թվեր ունեցող տարբեր գազերի նոր քանակներ մուծելը միշտ խախտում է հավասարակշռությունը և առաջացնում ռեակցիա։ Երբ միաժամանակ մուծվում են տարբեր նշանի α_r-եր ունեցող գազերը, կամ մուծվում են որոշ գազեր և հեռացվում այլ գազերի որոշ քանակներ, ըստ որում մուծվող և հեռացվող գազերի α_r-երը միևնույնն են նշաններով, ապա այդ գազերի մասսաների համապատասխան ընտրության դեպքում հնարավոր է պահպանել հավասարակշռությունը։

Այսպիսով, գազային խառնուրդի հավասարակշռության վիճակի վրա ազդում է ոչ միայն գազերի քիմիական բնույթը, որով պայմանավորված են ռեակցիայի հավասարման α_r թվերը, այլև այդ գազերի մասսաները (գրամմոլեների թիվը)։ Այդ պատճառով (19, 4, 14) կախումը և նրա բոլոր այլաձևությունները կոչվում են մասսաների ազդեցության օրենք։

§ 19, 5. ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԲԱՂԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԾԱՎԱԼԻՑ ԵՎ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻՑ

1. Այս պարագրաֆում դիտելու ենք գազերի հավասարակշիռ սիստեմի բաղադրության փոփոխությունները, որոնք առաջանում են սիստեմի ծավալի և ջերմաստիճանի փոփոխություններից, ենթադրելով, որ խառնուրդը նյութապես մեկուսացված է (այսինքն, ոչ մուծվում են արտաքինից գազեր և ոչ էլ հեռացվում խառնուրդից)։

Պարզ եղանակով ամենաընդհանուր տեսքի արդյունքներ ստանալու նպատակով օգտվենք ռեակցիայի հավասարման ընդհանուր ձևից՝

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \ldots + \alpha_\nu A_\nu = 0, \qquad (19, 5, 1)$$

Այն A_r գազերը, որոնց գործակիցները բացասական են, ռեակցիայի մեջ են մտնում. դրական α_r գործակից ունեցող գազերն ռեակցիայի արդյունք են։

Դիցուք ռեակցիան կատարվել է λ անգամ՝

$$\lambda \alpha_r = \Delta n_r, \qquad \alpha_r d\lambda = dn_r,$$

որտեղ Δn_r-ը և dn_r-ը, λ և $d\lambda$ անգամ կատարված ռեակցիայի հետևանքով, A_r գազի գրամմոլների թվի աճերն են։ Քանի որ $n=\Sigma n_r$, $\alpha=\Sigma\alpha_r$, ապա

$$dn = \Sigma dn_r = (\Sigma\alpha_r)d\lambda = \alpha d\lambda.$$

այսպիսով,

$$d\lambda = \frac{dn_r}{\alpha_r}, \qquad d\lambda = \frac{dn}{\alpha}, \tag{19, 5, 2}$$

Ռեակցիայի (19, 5, 1) հավասարման դեպքում

$$ln K_n = \alpha_1 ln n_1 + \alpha_2 ln n_2 + \ldots + \alpha_\nu ln n_\nu = \Sigma\alpha_r ln n_r, \tag{19, 5, 3}$$

Այստեղից ակնհայտ է, որ հավասարակշռության K_n հաստատունն արտահայտվում է գրամմոլների n_r թվերով և α_r գործակիցներով։

Ըստ (19, 5, 2) և (19, 5, 3)-ի՝

$$d ln K_n = \sum \frac{\alpha_r}{n_r} dn_r = \sum \frac{\alpha_r}{n_r} \alpha_r d\lambda = \sum \left(\frac{\alpha_r^2}{n_r}\right) d\lambda$$

և այդ պատճառով

$$(d ln K_n)d\lambda = \left(\sum \frac{\alpha_r^2}{n_r}\right)(d\lambda)^2 > 0, \tag{19, 5, 4}$$

այսինքն՝ $(d ln K_n)d\lambda$ արտադրյալը միշտ դրական է (որովհետև $\sum\frac{\alpha_r^2}{n_r} > 0$, $(d\lambda)^2 > 0$)։

Ըստ (19, 1, 2), (19, 2, 2) և (19, 5, 2)-ի՝

$$d_t U = \Sigma u_r dn_r = (\Sigma\alpha_r u_r)d\lambda.$$

Քանի որ իդեալական գազերի խառնուրդում u-ն կախված չէ V-ից, ապա

$$d_{t,v} Q = d_{t,v} U = d_t U = (\Sigma\alpha_r u_r)\, d\lambda.$$

այս նշանակում է, որ $d\lambda$ անգամ կատարված իզոխոր իզոթերմ ռեակցիայի թաքնված ջերմությունը հավասար է $(\Sigma\alpha_r u_r)d\lambda$, հետևաբար մեկ անգամ կատարված իզոխոր-իզոթերմ ռեակցիայի թաքնված ջերմությունը՝

$$L_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial\lambda}\right)_{t,v} = \Sigma\alpha_r u_r, \tag{19, 5, 5}$$

(19, 5, 5)-ը (19, 3, 13)-ի հետ համեմատելու համար նշանակենք L_{rv}-ով (19, 5, 1) ռեակցիայում A_r գազի մեկ գրամմոլի առաջացման թաքնված ջերմությունը. այդ դեպքում $\alpha_r L_{rv}$-ն կլինի A_r-ի α_r գրամմոլ առաջանալու թաքնված ջերմությունը։ Բայց չէ՞ որ համաձայն (19, 5, 1) հավասարման 1 անգամ կատարված ռեակցիայի ընթացքում միաժամանակ առաջանում են (կամ անհետանում) α_1 գրամմոլ A_1, α_r գրամմոլ A_r, α_ν գրամմոլ A_ν գազ. հետևաբար $\alpha_1 L_{1v}$, $\alpha_2 L_{2v}$, ... $\alpha_r L_{rv}$, ... $\alpha_\nu L_{\nu v}$ ներկայացնում են ըստ

(19, 5, 1) հավասարման՝ 1 անդամ կատարված ռեակցիայի մեկնումն բնորոշող L_v ջերմությունը՝

$$L_v = \alpha_1 L_{1v} = \alpha_2 L_{2v} = \ldots = \alpha_r L_{rv} = \ldots = \alpha_v L_{vv}, \qquad (19, 5, 6)$$

Այսպիսով (19, 5, 5)-ը համընկնում է (19, 3, 13)-ին։ Ըստ (19, 4, 14)-ի՝

$$\ln K_n = -\frac{\omega}{RT} + \alpha \ln V, \qquad (19, 5, 7)$$

որտեղ ω-ն որոշվում է (19, 4, 3)-ից։

Ամենից առաջ, այն դեպքերում երբ $\alpha = 0$, այսինքն՝ երբ ռեակցիան չի փոփոխում խառնուրդի գրամմոլեկուլների ընդհանուր թիվը, (19, 5, 7)-ից ստանում ենք՝

$$\ln K_n = -\frac{\omega}{RT}, \qquad (19, 5, 8)$$

Այդ նշանակում է, որ

(19, 5, 9) Եթե իդեալական գազերի խառնուրդում ենթարկվող ռեակցիա, ապա հավասարակշռության հաստատունը և հավասարակշռության վիճակում խառնուրդի բաղադրությունը կախված են միայն ջերմաստիճանից։

Այսպիսի խառնուրդներում ծավալի իզոթերմ փոփոխությունն ամենևին չի ազդում հավասարակշիռ բաղադրության վրա։ Իսկ եթե $\alpha \neq 0$, ապա դիֆերենցելով (19, 5, 7)-ը հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում, կստանանք՝

$$\text{երբ } t = \text{const.}, \quad \text{ապա } d\ln K_n = \alpha d\ln V$$

կամ, քանի որ ըստ (19, 5, 2)՝ $\alpha = \frac{dn}{d\lambda}$, ապա

$$(d\ln K_n) \cdot d\lambda = (d\ln V) \cdot dn, \quad \text{երբ } t = \text{const.},$$

որտեղ ըստ (19, 5, 4)-ի՝ $(d\ln K_n)d\lambda > 0$։

Քանի որ $d\ln V = \frac{dV}{V}$ և ծավալը միշտ դրական է, ապա ստանում ենք հետևյալ արդյունքը՝

$$\text{երբ } t = \text{const.}, \quad \text{ապա } dV \cdot dn > 0.$$

այսինքն՝

(19, 5, 10) Իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի ծավալի իզոթերմ փոփոխման դեպքում ծավալի և գրամմոլերի ընդհանուր թվի աճերը ունեն միևնույն նշանը։

Նախքան այս կարևոր արդյունքը բառերով ձևակերպելը, ուշադրություն դարձնենք այն բանի վրա, որ

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \ldots + \alpha_v A_v = 0.$$

տրված հավասարման դեպքում կարող են կատարվել երկու հակառակ

ուղղված ռեակցիաներ՝ ռեակցիայի ընթացքում կամ կփոքրանա A_1 գազի մասսան և կամ, ընդհակառակը, A_1-ի մասսան կմեծանա։

Օրինակ՝ CO_2, CO, O_2 պարունակող խառնուրդում հնարավոր է CO_2-ի քայքայումը, այսինքն՝ CO_2-ի մասսայի փոքրացումը և CO-ի ու O_2-ի մասսաների միաժամանակ մեծացումը, բայց հնարավոր է նաև CO-ի և O_2-ի միացումը և CO_2-ի առացումը, այսինքն՝ CO_2-ի մասսայի մեծացումը և CO-ի ու O_2-ի մասսաների միաժամանակ փոքրացումը։

Նկատի ունենալով հենց նոր ասածը, (19, 5, 10) անհավասարությունը կարելի է այսպես արտահայտել.

(19, 5, 11) *երբ $\alpha \neq 0$, ապա իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի ծավալի իզոթերմ փոփոխություններ առաջացնում է այնպիսի ուղղություն ունեցող ռեակցիա, որ գրամմոլերի ընդհանուր թվի աճի նշանը համընկնի ծավալի աճի նշանին, այսինքն՝*

եթե $d_tV > 0$, ապա $d_tn > 0$,

իսկ եթե $d_tV < 0$, ապա $d_tn < 0$։

Դիտենք, օրինակ, այն խառնուրդը, որի մեջ ակտիվ գազեր են հանդիսանում իդեալական CO_2, CO և O_2 գազերը։ Ռեակցիայի հավասարումն է՝

$$-2CO - 1O_2 + 2CO_2 = 0.$$

Քանի որ $\alpha \neq 0$, ապա (19, 5, 10) թեորեման կիրառելի է։ Այս դեպքում CO_2-ի առաջացումը փոքրացնում է գրամմոլերի ընդհանուր n թիվը $\left[\text{որովհետև (19, 3, 8)-ի համաձայն՝ } \frac{dn}{dn_3} = \frac{\alpha}{\alpha_3} = -\frac{1}{2}\right]$, իսկ CO_2-ի քայքայումը մեծացնում է այդ թիվը, հետևաբար (19, 5, 10)-ից բխում է, որ հավասարակշռության վիճակում գտնվող խառնուրդի ծավալի իզոթերմ մեծացումը կառաջացնի CO_2-ի քայքայում (և CO-ի ու O_2-ի մասսաների մեծացում)։

Ընդհակառակը, իզոթերմ սեղմումից CO_2-ի մասսան կմեծանա։

H_2, J_2 և HJ ակտիվ գազեր պարունակող խառնուրդում ռեակցիայի հավասարումն այսպիսին է՝

$$-1H_2 - 1J_2 + 2HJ = 0.$$

Այստեղ $\alpha = 0$ և այդ պատճառով (19, 5, 10)-ը անկիրառելի է։ (19, 5, 8)-ի համաձայն ծավալի իզոթերմ փոփոխությունը չի փոփոխի հավասարակշիռ խառնուրդի բաղադրությունը։

(19, 5, 11) թեորեման շատ կարևոր է թե՛ տեսական և թե՛ գործնական տեսակետից, որովհետև ցույց է տալիս շատ պարզ մի միջոց (ծավալի իզոթերմ փոփոխությունը), մեծացնելու գազերից մեկի մասսան այն խառնուրդում, որտեղ հնարավոր է քիմիական ռեակցիա։

3. Ջերմաստիճանի փոփոխության ազդեցությունը իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի վրա հաստատելու համար ձևափոխենք (19, 5, 7) հավասարման $-\frac{\omega}{RT}$ անդամը։

Դրա համար արտագրենք (19, 4, 6), (19, 4, 11), (19, 5, 5) և (19, 3, 23) հավասարությունները.

$$\omega_r = u_r + RT - T\varphi_r(t),$$

$$\omega = \Sigma\alpha_r\omega_r = \Sigma\alpha_r u_r + aRT - T\Sigma\alpha_r\varphi_r(t), \qquad (19, 5, 12)$$

$$\Sigma\alpha_r u_r = L_v = \alpha_r L_{rv}, \qquad (19, 5, 13)$$

$$T\Sigma\alpha_r\varphi_r(t) = T\left(\frac{\alpha_r L_{rv}}{T}\right) + \int \frac{\alpha_r L_{rv}}{T^2}dt + D, \qquad (19, 5, 14)$$

(19, 5, 13)-ից բխում է անմիջականորեն (19, 5, 6)-ից, (19, 5, 13)-ից (19, 5, 14)-ը հանելով, գտնում ենք՝

$$\Sigma\alpha_r u_r - T\Sigma\alpha_r\varphi_r(t) = -T\int\frac{\alpha_r L_{rv}}{T^2}dt - D = -T\int\frac{L_v}{T^2}dt - D$$

և այդ պատճառով (19, 5, 12)-ից ստանում ենք՝

$$-\frac{\omega}{RT} = -\alpha + \frac{1}{R}\int\frac{L_v dt}{T^2} + \frac{D}{R}$$

և քանի (19, 5, 7)-ի՝

$$\ln K_n = \alpha\ln V + \frac{1}{R}\int\frac{L_v}{T^2}dt + \left(\frac{D}{R} - \alpha\right), \qquad (19, 5, 15)$$

Այսպիսով, երբ

$$V = \text{const.}, \qquad d\ln K_n = \frac{L_v}{RT^2}dt, \qquad (19, 5, 16)$$

Վերջին հավասարությունը առաջին անգամ ստացել է Վանտ Հոֆֆը և կոչվում է Վանտ Հոֆֆի իզոխորի հավասարում.

Նկատի ունենալով (19, 5, 5)-ը, երկու մասերն էլ բազմապատկելով dλ-ով և օգտվելով (19, 5, 4)-ից, կստանանք՝

երբ $V = \text{const.}$, $(d\ln K_n)d\lambda = \frac{d_{t,v}Q}{RT^2}dt$, (19, 5, 17)

Պետք է հիշել, որ L_v թաքնված ջերմությունը վիճակի ֆունկցիա է: Իրոք, ըստ (19, 5, 5)-ի՝

$$L_v = \left(\frac{\partial U}{\partial\lambda}\right)_t = \Sigma\alpha_r u_r.$$

այս արտահայտության մեջ ինչպես $\left(\frac{\partial U}{\partial\lambda}\right)_t$ածանցյալը, այնպես էլ $\Sigma\alpha_r u_r$-երը վիճակի ֆունկցիաներ են. քանի որ u_r-երը ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են, այդ պատճառով L_v-ն նույնպես ջերմաստիճանի ֆունկցիա է և կախված չէ սիստեմի այլ հատկանիշներից. Ջերմաստիճանի փոփոխությունից փոխվում է L_v-ի ոչ միայն բացարձակ արժեքը, այլ երբեմն նաև նշանը:

Այսպիսով, պատահում են այնպիսի դեպքեր, երբ որոշ ջերմաստիճանում $L_v=0$. *այդ դեպքում (19, 5, 16)-ից հետևում է, որ այդ ջերմաստիճանում* $d\ln K_n=0$.

Այսպիսով (19, 5, 16)-ից կարելի է գալ հետևյալ եզրակացությանն.

(19, 5, 18 Իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի այն վիճակներում, որոնցում ռեակցիայի թաքնված ջերմությունը հավասար է զրոյի, ջերմաստիճանի իզոխոր փոփոխությունը բաղադրության փոփոխություն չի առաջացնում:

RT^2 *արտադրյալը չի կարող բացասական լինել, այդ պատճառով (19, 5, 17)-ից բխում է.*

(19, 5, 19) Երե ռեակցիայի թաքնված ջերմությունը զրո չէ, ապա իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի ջերմաստիճանի իզոխոր փոփոխությունը ռեակցիա է առաջացնում այնպիսի ուղղությամբ, որ թաքնված ջերմության նշանը համընկնում է ջերմաստիճանի աճի նշանին, այսինքն՝ երե $d_vt>0$, ապա նաև $d_{t,v}Q>0$, երե $d_vt<0$, ապա նաև $d_{t,v}Q=0$:

Այսպես, օրինակ՝

$$-2H_2-1O_2+2H_2O=0$$

հավասարումով ցրի գոլորշի առաջանալու թաքնված ջերմությունը բացասական է, հետևաբար ջրային գոլորշու՝ H_2*-ի և* O_2*-ի տարրալուծվելու թաքնված ջերմությունը դրական է. այդ պատճառով* H_2O, H_2 *և* O_2 *գազերի հավասարակշիռ խառնուրդում ջերմաստիճանի իզոխոր իջեցումը կառաջացնի ջրային գոլորշու մասնակի մեծացում, իսկ ջերմաստիճանի բարձրացումը՝ ջրային գոլորշու մասնակի փոքրացում.*

Գլուխ XX

ՀԵՏԵՐՈԳԻՆ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԸ

§ 20, 1. ՀԵՂՈՒԿ-ԳՈԼՈՐՇԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԸ

1. § 2, 1-ում ցույց տրվեց, որ եթե հեղուկի և գոլորշու մակերևույթը հարթ է և կարելի է անտեսել $h_1\delta_1$ ու $h_2\delta_2$ արտապրյալները (h_1 և h_2-ը հեղուկի և գոլորշու շերտի հաստություններն են, δ_1, δ_2-ը նըրանց տեսակարար կշիռները), ապա հեղուկի և նրա գոլորշու բոլոր կետերում ճնշումը միատեսակ կլինի։

Այդ պատճառով հեղուկից և նրա գոլորշուց բաղկացած սիստեմում միշտ կարելի է իրագործել հեղուկի իզոբար-իզոթերմ անցումը գոլորշու կամ, ընդհակառակը, գոլորշու այդպիսի անցումը հեղուկի։ Ուրեմն՝ հավասարակշռության պայմանները հաստատելու համար կարելի է օգտվել հավասարակշռության (18, 6, 3) չափանիշից՝

$$d_{t,p}G = 0 \qquad (20, 1, 1)$$

որտեղ G-ն ամբողջ սիստեմի թերմոդինամիկ պոտենցիալն է։

2. Այն սիստեմում, որի տարբեր մասերը գրավում են տարածության տարբեր հատվածները, թերմոդինամիկ պոտենցիալը հավասար է մասերի թերմոդինամիկ պոտենցիալների գումարին։ Այսպիսով, հիշելով, որ 1 և 2 նիշերը վերաբերում են համապատասխանաբար հեղուկին և նրա գոլորշուն և նշանակելով G_1 և G_2-ով նրանց լրիվ թերմոդինամիկ պոտենցիալները, իսկ g_1 և g_2-ով՝ նրանց տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալները, կստանանք՝

$$G = G_1 + G_2,$$

$$G_1 = m_1 g_1, \qquad G_2 = m_2 g_2,$$

$$G = m_1 g_1 + m_2 g_2, \qquad (20, 1, 2)$$

վերջին հավասարությունը ձևով միանգամայն նման է

$$V = m_1 v_1 + m_2 v_2, \quad U = m_1 u_1 + m_2 u_2$$

հավասարություններին։

§ 1, 14-ում ցույց տրվեց, որ յուրաքանչյուր համասեռ սիստեմի պարամետրների թիվը հավասար է 3-ի և որ որպես պարամետր միշտ կարելի է վերցնել ճնշումը, ջերմաստիճանն ու մասսան (p, t, m)։

Այսպիսով, գոլորշուց անկախ դիտվող հեղուկի համար որպես պարա-

մեծություններ ընդունենք p, t *և* m_1*-ը, իսկ որպես հեղուկից անջատ գոլորշու պարամետրներ՝* p, t, m_2*-ը։*

g_1 *և* g_2 *տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալները կլինեն ֆունկցիա* p*-ից և* t*-ից.*

$$g_1=\varphi_1(p,\ t),\qquad g_2=\varphi_2(p,\ t).\qquad (20.\ 1,\ 3)$$

Դրա հետևանքով, երբ $p=\text{const.}$ *և* $t=\text{const.}$, g_1 *ու* g_2 *նույնպես հաստատուն կլինեն և (20, 1, 2)-ից կստացվի՝*

$$d_{t,p}G=g_1dm_1+g_2dm_2$$

ընդ որում՝

$$dm_1=-dm_2,$$

որովհետև ենթադրվում է, որ սիստեմը նյութապես մեկուսացված է և նրա մասսան $(m=m_1+m_2)$ *անփոփոխ է։*

Ըստ (20, 1, 1)-ի վերջնականապես ստանում ենք՝ երբ հեղուկը իզոթերմ-իզոբարում կեցության փոխադրվում է գոլորշու, կամ, ընդհակառակը՝

$$d_{t,p}G=(g_2-g_1)\,dm_2=0$$

կամ քանի որ

$$dm_2\neq 0,$$

$$g_2=g_1,\qquad (20.\ 1.\ 4)$$

Բայց, ինչպես ասված է (18, 6, 3)-ում, պրոցեսի հակադարձելիությունը հնարավոր է միայն հավասարակշռության առկայության դեպքում. հետևաբար, ըստ (20, 1, 4)-ի, հավասարակշռության պայմանը կայանում է հեղուկի և գոլորշու տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալների հավասարության, երբ թե ջերմաստիճանը, թե ճնշումը հեղուկի և գոլորշու բոլոր կետերում միևնույն են։

(20, 1, 4) հավասարության իմաստը պարզաբանելու համար դիմենք (20, 1, 3)-ին. այդ դեպքում (20, 1, 4)-ը կգրվի այսպես՝

$$\varphi_1(p,\ t)=\varphi_2(p,\ t).\qquad (20,\ 1,\ 5)$$

դա նշանակում է, որ g_1 *ու* g_2 *տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալների արտահայտություններում մտնող* p*-ն և* t*-ն կապված են (20, 1, 5) պայմանով, այսինքն՝* p *և* t *մեծությունները ոչ թե անկախ են, այլ նրանցից մեկը կախված է մյուսից, օրինակ՝* p*-ն՝* t*-ից,*

$$p=\varphi(t),\qquad (20,\ 1,\ 6)$$

Այսպիսով, հավասարակշռության համար բավարար չէ, որ ճնշումն ու ջերմաստիճանը հեղուկի և գոլորշու բոլոր կետերում ունենան միևնույն արժեքները, այլ անհրաժեշտ է, որ ջերմաստիճանի որոշ արժեքին համապատասխանի ճնշման միանգամայն որոշակի արժեք։

Հետևաբար (20, 1, 6)-ը հաստատում է այն դրույթը, որը մինչև այժմ մեր կողմից ընդունվում էր որպես փորձնական հետազոտությունների արդյունք։

Անհրաժեշտ է ուշադրություն դարձնել այն հանգամանքի վրա, որ հավասարակշռության (20, 1, 6) գոյությունը հաստատում է $p=\varphi(t)$ *առըն-*

չության անհրաժեշտությունը, սակայն ոչինչ չի ասոնանշում φ(t) ֆունկցիայի տեսքի մասին։

Էական է նաև այն հանգամանքը, որ հավասարակշռության (20, 1, 4) պայմանը պարունակում է միայն g_1 ու g_2 մեծությունները, որոնք տեսակարար մեծություններ են. այսպիսով, հեղուկի և գոլորշու մասսանները դեր չեն կատարում, և հետևաբար հավասարակշռությունը կախված չէ այդ մասսաներից։

3. Համեմատենք ստացված արդյունքները իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռության պայմանի հետ։ Իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռությունը կախված է ակտիվ գազերի դրամմոլերի թվից. այս գազերի նոր քանակների մուծումը կամ նրանց մասնակի հեռացումը փոփոխում է հավասարակշիռ բաղադրությունը. մինչդեռ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի հավասարակշռությունը, ինչպես հենց նոր ընդգծվեց, որոշվում է ճնշումով և ջերմաստիճանով և ամենևին կախում չունի հեղուկի և գոլորշու մասսաներից։

Այսպիսի հավասարակշռությունը կոչվում է կատարյալ։

Այն դեպքերում, երբ սիստեմի մեջ մտնող առանձին մարմինների մասսաներն ազդում են հավասարակշռության վրա, վերջինս կոչվում է ոչ կատարյալ (օրինակ՝ իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռությունը)։

4. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմը մեկն է այն անհամասեռ սիստեմներից, որոնք բաղկացած են միևնույն նյութի երկու ագրեգատային կամ ալոտրոպ վիճակներից։

Անհավասիկ համանման սիստեմների այլ օրինակներ։

Պինդ մարմինը և նրա գոլորշին. միևնույն նյութի պինդ և հեղուկ ագրեգատային վիճակները (օրինակ՝ սառույց-ջուր). սիստեմ, որի մեջ մտնող մոլեկուլների ծծումքը համապատասխանում է ոսմբային ծծմբի հետ։

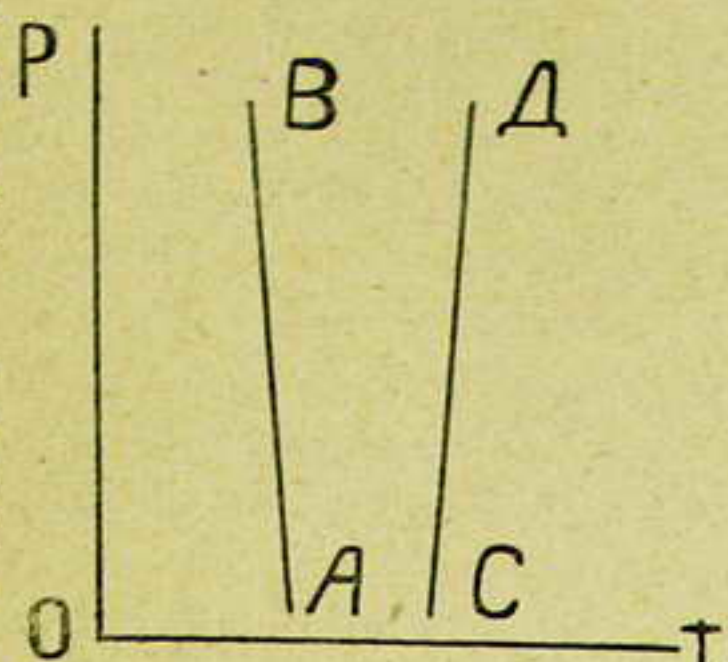
Մյուս կողմից, թերմոդինամիկ պոտենցիալի և նրա դիֆերենցիալի (20, 1, 2) արտահայտությունները կազմելիս, մենք միայն օգտվեցինք այն բանից, որ սիստեմը բաղկացած է տարածության տարբեր հատվածներ զբաղող և միևնույն քիմիական բաղադրություն ունեցող երկու տարբեր մասերից. այս արտահայտություններում ոչ մի տեղ չի անդրադարձել այն հանգամանքը, որ սիստեմը բաղկացած է միևնույն նյութի հատկեպես հեղուկ և գոլորշի վիճակներից։

Այստեղից պարզ է, որ թե (20, 1, 2) արտահայտությունը և թե նրանից բխող (20, 1, 4), (20, 1, 5) պայմանները կարող են ստացվել միևնույն նյութի երկու տարբեր ագրեգատային կամ ալոտրոպ վիճակներից կազմված ամեն մի սիստեմի համար։

Բոլոր այդպիսի սիստեմների համար հավասարակշռության պայմանը կարելի է արտահայտել այսպես.

(20, 1, 7) Հավասարակշռության համար անհրաժեշտ է, որ ջերմաստիճանի յուրաքանչյուր որոշակի արժեքին համապատասխանի ճնշման միանգամայն որոշակի արժեք: Սիստեմի երկու տարբեր մասերի առկայության դեպքում նրանց մասսաները չեն ազդում հավասարակշռության վրա:

p=ϕ(t) ֆունկցիայի տեսքը փոքր ի շատե միատեսակ է բոլոր այն սիստեմների համար, որոնց մասերից մեկը գազակերպ է (հեղուկ-գոլորշի կամ պինդ մարմին-գոլորշի սիստեմները)։ Իսկ այն սիստեմներում, որոնք չունեն գազակերպ մաս, ϕ(t) ֆունկցիայի տեսքը կարող է լինել միանգամայն տարբեր։ Այսպես, օրինակ, սառույց-ջուր սիստեմի համար այս ֆունկցիայի գրաֆիկը հիշեցնում է AB գիծը (նկ. 20—1), որը շատ արագ վեր է բարձրանում և կազմում Ot առանցքի հետ բութ անկյուն։



նկ. 20—1

Իսկ դեպքերի միծամասնության համար, որոնց մեջ գոլորշի պինդ և հեղուկ վիճակներից բաղկացած սիստեմներում, p=ϕ(t) ֆունկցիայի գրաֆիկը հիշեցնում է Ot առանցքի հետ սուր անկյուն կազմող CD ուղիղը։

Սրա պատճառը հնարավոր է բացատրել, օգտվելով միևնույն նյութի երկու տարբեր ագրեգատային կամ ալոտրոպ վիճակներից բաղկացած բոլոր սիստեմների նկատմամբ կիրառելի

$$L = T(v_2 - v_1)\frac{dp}{dt},$$

Կլապեյրոնի բանաձևից։

Նշանակենք $v_գ$ և $v_հ$-ով պինդ և հեղուկ մարմինների տեսակարար ծավալները. այդ դեպքում Կլապեյրոնի բանաձևը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$L = T(v_հ - v_գ)\frac{dp}{dt},$$

որտեղ L-ը նշանակում է պինդ վիճակից հեղուկ վիճակին անցնելու թաքնված ջերմությունը և միշտ դրական է, քանի որ $T > 0$, ապա, հետևաբար, $(v_հ - v_գ)\frac{dp}{dt} > 0$ միշտ։ Այստեղից պարզ է, որ երբ հեղուկի տեսակարար ծավալն ավելի մեծ է, քան պինդ մարմնի տեսակարար ծավալը,

$$v_հ - v_գ > 0, \qquad \frac{dp}{dt} > 0.$$

իսկ եթե (ինչպես սառույցի և ջրի դեպքում) հեղուկի տեսակարար ծավալը փոքր է պինդ վիճակի տեսակարար ծավալից, ապա

$$v_հ - v_գ < 0, \text{ և այդ պատճառով } \frac{dp}{dt} < 0;$$

20—1 նկարում AB գիծը համապատասխանում է $v_հ < v_գ$ դեպքին, իսկ CD գիծը՝ $v_հ > v_գ$ դեպքին։

1. Հեղուկ-գոլորշի և նախորդ պարագրաֆում քննարկված մյուս սիստեմները պարզագույնն են անհամասեռ (հետերոգեն) սիստեմների մեջ։ Իրոք, լուծույթից և լուծիչի գոլորշուց բաղկացած սիստեմն ավելի բարդ է, որովհետև, երբ գոլորշին անցնում է լուծույթի մեջ կամ լուծիչն անցնում է լուծույթից գոլորշու մեջ, փոփոխվում է լուծույթի բաղադրությունը։ $CaCO_3+CaO+CO_2$ սիստեմն ավելի բարդ է, որովհետև բաղկացած է երեք ոչ միատեսակ մասերից՝ $CaCO_3$, CaO, CO_2, և այլն։

Հետերոգեն սիստեմի յուրաքանչյուր համասեռ մասը կոչվում է ֆազ։

Այսպես, օրինակ, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում կա երկու ֆազ՝ հեղուկ և գոլորշի, լուծույթ-լուծիչի գոլորշի սիստեմում կա նույնպես երկու ֆազ՝ լուծույթ և գոլորշի. $CaCO_3+CaO+CO_2$ սիստեմը բաղկացած է երեք ֆազից։

Այն սիստեմը, որը ներկայացնում է նատրիումի երեք տարբեր աղեր և նրանց հագեցած լուծույթը, ունի չորս ֆազ և այլն։ Կամայական թվով գազերի համասեռ խառնուրդը կազմում է մեկ ֆազ. միևնույն նյութի երկու բյուրեղային այլաձևությունները, օրինակ՝ մոնոկլին և ռոմբական ծծումբը, միշտ ներկայացնում են տարբեր ֆազեր։

Միևնույն նյութի մի քանի կտորները, որոնք տարբերվում են միայն մասսաներով և արտաքին ձևով, բայց պատկանում են միևնույն ալոտրոպ այլաձևությանը, կազմում են մեկ ֆազ. այսպես, օրինակ, եթե սառույցը մի քանի կտոր աննենք, բոլոր այս կտորները պետք է դիտվեն որպես միայն մեկ ֆազ։

2. Ֆազերը խառնվում են ցանկացած հարաբերությամբ։ Այդ պատճառով սովորական պայմաններում (երբ սիստեմում չկան մոլեկուլների շարժման ազատությունը սահմանափակող անթափանց կամ կիսաթափանց դիաֆրագմաներ) հետերոգեն սիստեմներում լինում է միայն մեկ պարզային ֆազ։

Հեղուկները երբեմն խառնվում են ցանկացած հարաբերությամբ, երբեմն որոշ հարաբերությամբ, իսկ երբեմն էլ ամենևին չեն խառնվում։ Օրինակ՝ գործնականորեն ջուրն ու անդիկը բոլորովին չեն խառնվում։ Ջուրն ու եթերը խառնվում են ոչ բոլոր հարաբերություններով։ Այսպես, ջրի և եթերի բավարար քանակների առկայության դեպքում այս երկու հեղուկները կազմում են երկու տարբեր խառնուրդ. մեկում ջրի կշռաբաժինը մեծ է եթերի կշռաբաժնից, իսկ մյուսում, ընդհակառակը, ջրի կշռաբաժինը փոքր է եթերի կշռաբաժնից։ Ակնհայտ է, որ այս խառնուրդներից յուրաքանչյուրը ներկայացնում է մի հեղուկ ֆազ։

Անխառնելիության և սահմանափակ խառնելիության հատկություններից բխում է, որ սիստեմում հեղուկ ֆազերի թիվը կարող է լինել ցանկացած չափով մեծ։

Ակնհայտ է նույնպես, որ պինդ ֆազերի քանակը կարող է լինել ցանկացած չափով մեծ։

3. Տարերի թվից բացի, միանգամայն կարևոր է նրանց բաղադրությունը։ Քիմիական միացություն հանդիսացող ֆազը իր բաղադրությամբ անփոփոխ է։ Այսպիսին են $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմի բոլոր ֆազերը։ Յուրաքանչյուր լուծույթում այդ լուծույթը կազմող նյութերի կշռաբաժինները կարող են փոփոխվել լայն սահմաններում։ Օրինակ, ջրից և սրնէ աղից կազմված լուծույթում աղի կշռաբաժինը կարող է փոփոխվել զրոյից մինչև հագեցմանը համապատասխանող արժեքը։

Այսպիսով՝ յուրաքանչյուր այնպիսի ֆազի բաղադրությունը, որը ներկայացնում է ոչ թե քիմիական միացություն, այլ լուծույթ կամ խառնուրդ, կարող է լինել միանգամայն տարբեր և ենթակա փոփոխությունների։

4. Հետերոգեն սիստեմների հավասարակշռության տեսության մեջ շատ կարևոր դեր է կատարում մի հասկացություն ևս՝ «կոմպոնենտը»։

Յուրաքանչյուր քիմիապես բարդ նյութ կարող է ստացվել քիմիական տարրերից. այդ պատճառով հետերոգեն սիստեմի յուրաքանչյուր ֆազը կարող է կառուցվել քիմիական տարրերից. բայց շատ հաճախ սիստեմի ֆազերը կարող են կառուցվել քիմիապես բարդ մարմինների օգնությամբ։

Դիտենք մի քանի օրինակ։ Ջուր + ջրի գոլորշի սիստեմի յուրաքանչյուր ֆազը կարող է ստացվել H_2 և O_2 մոլեկուլներից և H_2O մոլեկուլներից։ Կնբակրի աղ + այդ աղի ջրային լուծույթ + ջրի գոլորշի եռաֆազ սիստեմը կարող է կազմվել H_2, O_2, Na, Cl_2 տարրերով, բայց կարող է կառուցվել նաև ջրի մոլեկուլներով (H_2O) և NaCl, աղի մոլեկուլներով և կամ H_2O Na, Cl_2 մոլեկուլներով։

Այս սիստեմի կառուցման համար առաջին դեպքում անհրաժեշտ է չորս նյութ, երկրորդ դեպքում՝ երկու նյութ, իսկ երրորդում՝ երեք։

Այսպիսով, պարզ է, որ նախնական նյութերի ընտրությունից կախված է նրանց թիվը։

(20, 2, 1) Կոմպոնենտներ են կոչվում այն նյութերը, որոնցից թվով ամենաքիչը վերցնելով, կարելի է կառուցել ցանկացած քանակով և ցանկացած բաղադրությամբ սիստեմի յուրաքանչյուր ֆազը։

Այս սահմանման մեջ ենթադրվում է, որ ունենք անսահմանափակ քանակով նախնական նյութեր։ «Կառուցել ցանկացած քանակով յուրաքանչյուր ֆազը» նախադասությունը նշանակում է, որ ֆազերի մասսաները պետք է բոլորովին անկախ լինեն մեկը մյուսից. վերջապես, «ցանկացած բաղադրությամբ» բառերը վերաբերում են փոփոխական բաղադրություն ունեցող ֆազերին (լուծույթներ, խառնուրդներ) և պետք է մի կողմ նետվեն, երբ ֆազերը քիմիական միացություններ են։

5. (20, 2, 1) սահմանումից օգտվելով, փորձենք որոշել տարրեր սիստեմների կոմպոնենտները։

$CaCO_3$-ը տարրալուծվում է CaO-ի և CO_2-ի, այդ պատճառով $CaCO_3$ ունենալով և նրա մի մասը տարրալուծելով, կարելի է ստանալ $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմը։ Այնուամենայնիվ $CaCO_3$-ը չի կարող հանդիսա-

նալ $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմի միակ կոմպոնենտը, որովհետև $CaCO_3$-ի տարրալուծումից ստացվում են CaO-ի և CO_2-ի գրամմոլերի նույն թվերը, հետևաբար $CaCO_3$-ի մասնակի քայքայումից ստացվող $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմում CaO և CO_2 ֆազերի մասսաները չեն կարող անկախ լինել։

Այս սիստեմի կոմպոնենտների թիվը հավասար է ոչ թե մեկի, այլ երկուսի։ Իրոք CaO-ի և CO_2-ի անսահմանափակ քանակությունների առկայության դեպքում կարող ենք ստանալ $CaCO_3$ միացությունը ցանկացած քանակությամբ, և $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմում ֆազերի մասսաները կլինեն միմյանցից միանշամայն անկախ։

Որպես այդ սիստեմի կոմպոնենտներ կարելի է նաև վերցնել $CaCO_3$-ը և CaO-ն կամ $CaCO_3$-ը և CO_2-ը։ Իրոք, տարրալուծելով $CaCO_3$-ը, կարելի է ստանալ ցանկացած քանակությամբ CO_2 գազ և այդ պատճառով երբ $CaCO_3$ և CaO տրված են անսահմանափակ քանակությամբ, ապա կարելի է կառուցել $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմի յուրաքանչյուր ֆազը ցանկացած քանակությամբ։ Նույնը կարելի է ասել այն դեպքում, երբ տրված են անսահմանափակ քանակով $CaCO_3$ և CO_2։

Այսպիսով, $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմի կոմպոնենտների թիվը հավասար է երկուսի. որպես կոմպոնենտ կարելի է վերցնել երեք նյութերից ցանկացած երկուսը՝

CaO և CO_2-ը, $CaCO_3$ և CaO-ն, $CaCO_3$ և CO_2-ը։

Դիտենք նաև $NH_4Cl + (NH_3$ և HCl գազերի խառնուրդ) սիստեմը։

Ինչպես հայտնի է, NH_4Cl-ը չի կարող գոյություն ունենալ գազակերպ ձևով և այդ պատճառով գոլորշիացման ժամանակ NH_4Cl-ը տարրալուծվում է NH_3-ի և HCl-ի։ Կարող էր թվալ, որ $NH_4Cl + (NH_3 + HCl$ խառնուրդ) սիստեմն ունի մեկ կոմպոնենտ՝ NH_4Cl։ Իրոք, NH_4Cl-ի անսահմանափակ քանակի առկայության դեպքում նրա տարրալուծումից կարելի է ստանալ ցանկացած քանակով գազակերպ ֆազը (NH_3 և HCl գազերի խառնուրդը), և այդ պատճառով NH_4Cl և $NH_3 + HCl$ ֆազերի մասսաները կլինեն միմյանցից միանգամայն անկախ։

Բայց չէ՞ որ գազակերպ ֆազ է հանդիսանում NH_3 և HCl գազերի խառնուրդը (և ոչ թե NH_4Cl քիմիական միացությունը գազակերպ տեսքով) և քանի որ խառնուրդի բաղադրությունը ենթակա է փոփոխությունների, ապա ըստ (20, 2, 1)-ի մենք պետք է ի վիճակի լինենք կառուցելու ցանկացած բաղադրություն ունեցող գազակերպ ֆազ, մինչդեռ, ունենալով մեկ նախնական նյութ, այն է՝ NH_4Cl, նրանից կարելի է կազմել միայն այնպիսի գազակերպ ֆազ, որում NH_3-ի և HCl-ի մոլյար մասերը հավասար են $\frac{1}{2}$-ի։

Հետևաբար նախապես պետք է ունենալ երկու սկզբնական նյութ։ Այսպիսով, $NH_4Cl + (NH_3$ և HCl խառնուրդ) երկֆազ սիստեմի կոմպոնենտ-

նների թիվը հավասար է երկուսի։ Որպես կոմպոնենտներ կարող են ընդունվել

NH_3 և HCl, NH_4Cl և HCl, NH_4Cl և NH_3։

6. Քննարկված օրինակներից երևում է, որ երբեմն որպես միևնույն սիստեմի կոմպոնենտներ կարելի է վերցնել նյութերի տարբեր խմբեր։ Այսպես, օրինակ, որպես $CaCO_3 + CaO + CO_2$ սիստեմի կոմպոնենտներ կարող են դիտվել կամ CaO-ն և CO_2-ը, կամ $CaCO_3$-ը և CaO-ն, կամ $CaCO_3$-ը և CO_2-ը։

Իսկ յուրաքանչյուր սիստեմի կոմպոնենտների թիվը միանգամայն որոշ է և կախում չունի նրանից, թե որ նյութերն են ընդունվել որպես կոմպոնենտներ։

§ 20,3. ՔԻՄԻԱԿԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ

1. Դիցուք կոմպոնենտների թիվը հավասար է c-ի, որպես կոմպոնենտ ընդունված նյութերը նշանակենք $A^1, A^2, A^3 \ldots A^c$-ով, փազերի թիվը նշանակենք φ-ով։ Առանց նիշ տառերով նշանակենք ամբողջ սիստեմին վերաբերող մեծությունները։ Այսպես p, t, V, G, m, S... սիստեմի ճնշումը, ջերմաստիճանը, ծավալը, թերմոդինամիկ պոտենցիալը, մասսան, էնտրոպիան... են։

Մասրին նիշերով նշանակենք փազերին վերաբերող մեծությունները. օրինակ, m_1, V_1, G_1, $S_1 \ldots$ i-րդ փազի մասսան, ծավալը, թերմոդինամիկ պոտենցիալը, էնտրոպիան են։

Վերին նիշով նշանակենք առանձին կոմպոնենտներին վերաբերող մեծությունները, ինչպես, օրինակ՝ m^k-ն A^k կոմպոնենտի մասսան է ամբողջ սիստեմում։

Այն մեծությունները, որոնք ունեն ինչպես ստորին, այնպես էլ վերին նիշեր, վերաբերում են որոշակի կոմպոնենտի և որոշակի փազի։

Օրինակ՝ m_i^k-ն A^k կոմպոնենտի մասսան է i-րդ փազում։

Այս նշանակություններով համաձայն ունենք՝

$$m_i = m_i^1 + m_i^2 + \ldots + m_i^c, \qquad (20, 3, 1)$$

այսինքն՝ i-րդ փազի մասսան հավասար է այդ փազը կազմող կոմպոնենտների մասսաների գումարին։ (20, 3, 1)-ում փազի մեջ չմտնող կոմպոնենտի մասսան համարվում է զրոյի հավասար։

$$m^k = m_1^k + m_2^k + \ldots + m_\varphi^k,$$

այսինքն՝ ամբողջ սիստեմում A^k կոմպոնենտի մասսան հավասար է առանձին փազերում նրա մասսաների գումարին։ Քանի որ քննարկվող հետևողն սիստեմը նյութապես միևնույնացված է, ապա A^k կոմպոնենտի

m_i^k մասսան կարող է փոփոխվել, բայց կոմպոնենտի ամբողջ m^k մասսան անփոփոխ է, այդ պատճառով

$$\left.\begin{aligned} m^k &= m_1^k + m_2^k + \ldots + m_\varphi^k = \sum_{i=1}^{i=\varphi} m_i^k = \text{const.}, \\ dm^k &= \sum_{i=1}^{i=\varphi} dm_i^k = 0, \\ k &= 1, 2, \ldots, c \end{aligned}\right\} \quad (20, 3, 2)$$

(20, 3, 2)-ի երրորդ տողում k-նիշի բոլոր արժեքների թվարկումը նպատակ ունի ցույց տալ, որ (20, 3, 2)-ի առաջին երկու տողերն իրավացի են առանձին վերցված յուրաքանչյուր կոմպոնենտի համար։

$$\sigma_i^k = \frac{m_i^k}{m_i}$$

հարաբերությունը ներկայացնում է i-րդ ֆազում A^k կոմպոնենտի կշռաբաժինը։

Դիցուք $CaCo_3+CaO+CO_2$ սիստեմում որպես A^1, A^2 կոմպոնենտներ ընդունված են CaO և CO_2-ը, իսկ 1, 2, 3 ֆազերը համապատասխանաբար $CaCo_3$-ը, CaO-ն և CO_2-ն են. այդ դեպքում, օրինակ՝ CO_2-ի կոմպոնենտի մասսան

$$m^2 = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2,$$

բայց $m_2^2=0$, որովհետև երկրորդ ֆազը (CaO) ամենևին չի պարունակում CO_2։

Նույն ձևով $m^1 = m_1^1 + m_2^1 + m_3^1$,

ընդ որում $m_3^1=0$, քանի որ երրորդ ֆազը (CO_2) չի պարունակում CaO։ Այստեղ

$$m_1=m_1^1+m_1^2, \quad m_2 = m_2^1, \quad m_3 = m_3^2.$$

$$\sigma_1^1 = \frac{m_1^1}{m_1}, \quad \sigma_1^2 = \frac{m_1^2}{m^1}, \quad \sigma_2^1 = \frac{m_2^1}{m_2} = 1, \quad \sigma_2^2=0, \quad \sigma_3^1=0, \quad \sigma_3^2=1.$$

(Կշռաբաժինների փոխարեն հաճախ օգտագործվում են մոլյար բաժինները)։

2. Դիտենք որևէ i ֆազի G_i թերմոդինամիկ պոտենցիալը։ Ըստ սահմանման՝ ֆազը համասեռ է, այդ պատճառով G_i-ն համեմատական է ֆազի m_i մասսային՝

$$G_i = m_i g_i, \qquad (20, 3, 4)$$

որտեղ g_i-ն i-րդ ֆազի տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալն է։

Ակնհայտ է, որ g_i-ն կախված է ֆազի ջերմաստիճանից, ճնշումից և

բաղադրությունից։ Պայմանավորվելով բաղադրությունը որոշել կոմպոնենտների σ_i^k կշռաբաժիններով, կարող ենք գրել՝

$$g_i = f_i(t, p, \sigma_i^1, \sigma_i^2, \ldots, \sigma_i^c), \qquad (20, 3, 5)$$

Այսպիսով, G_i-ն պետք է լինի t-ի, p-ի, ֆազի m_i մասսայի և բաղադրության ֆունկցիա։

Բայց $m_i = m_i^1 + m_i^2 + \ldots + m_i^c$ իսկ $\sigma_i^1, \sigma_i^2, \ldots \sigma_i^c$ կշռաբաժիններն են համապատասխանաբար հավասար են $\frac{m_i^1}{m_i}, \frac{m_i^2}{m_i}, \ldots \frac{m_i^c}{m_i}$ քանորդներին, այդ պատճառով, երբ տրված են σ_i^k-ն և m_i-ն, կարելի է որոշել m_i^k-ն. այսպիսով վիճակագրը m_i-ը և $\sigma_i^1, \sigma_i^2, \ldots \sigma_i^c$ կշռաբաժինները համարժեք է $m_i^1, m_i^2, \ldots m_i^c$ մասսաներին վիճակագրին։ Հետևաբար G_i-ն ֆունկցիա է t, p, m_i^1, m_i^2, $\ldots$ m_i^c, այսինքն՝

$$G_i = \psi_i(t, p, m_i^1, m_i^2, \ldots m_i^c) \qquad (20, 3, 6)$$

$$d_{t,p}G_i = \left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i^1}\right)_{t, p, m_{i-1}} dm_i^1 + \left(\frac{\partial G_2^i}{\partial m_i^2}\right)_{t, p, m_{i-2}} dm_i^2 + \ldots +$$

$$+ \left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i^c}\right)_{t, p, m_{i-c}} dm_i^c, \qquad (20, 3, 7)$$

ընդ որում m_{i-k} նիշը ցույց է տալիս i-րդ ֆազի բոլոր կոմպոնենտների մասսաների հաստատունությունը, բացառությամբ A^k կոմպոնենտի m_i^k մասսայի։ Այսպես, օրինակ, m_{i-2} նիշը նշանակում է բոլոր կոմպոնենտների մասսաների հաստատունությունը, բացառությամբ A^2 կոմպոնենտի m_i^2 մասսայի։

$\left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i^k}\right)_{t, p, m_{i-k}}$ մասնակի ածանցյալը նշանակենք μ_i^k-ով, այսինքն՝ ընդունենք՝

$$\left(\frac{\partial G_k^i}{\partial m_i}\right)_{t, p, m_{i-k}} = \mu_i^k \qquad (20, 3, 8)$$

և μ_i^k-ն անվանենք A^k կոմպոնենտի քիմիական պոտենցիալ i-րդ ֆազում։

Այժմ (20, 3, 7)-ի և (20, 3, 8)-ի համաձայն

$$d_{t,p}G_i = \mu_i^1 dm_i^1 + \mu_i^2 dm_i^2 + \ldots + \mu_i^c dm_i^c = \sum_{k=1}^{k=c} \mu_i^k dm_i^k, \qquad (20, 3, 9)$$

(20, 3, 8)-ում $\left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i^k}\right)_{t, p, m_{i-k}}$ մասնակի ածանցումը կատարված է հաստատուն t, p-ի և բոլոր կոմպոնենտների մասսաների հաստատունության դեպքում, բացառությամբ m_i^k-ի. այդ պատճառով (20, 3, 8)-ի ահմանումը կարելի է ձևակերպել այսպես.

i-րդ ֆազում A^k կոմպոնենտի μ_i^k քիմիական պոտենցիալը կոչվում է այդ ֆազի թերմոդինամիկ պոտենցիալի մասնակի ածանցյալը՝ ըստ կոմպոնենտի m_i^k մասսայի, երբ t, p-ն և այդ ֆազում բոլոր մնացած կոմպոնենտների մասսաները հաստատուն են:

Քիմիական պոտենցիալի գաղափարը միանգամայն հարմար է և այժմ ամենալայն կիրառություն է գտնում թերմոդինամիկայի զանազան հարցերի շարադրման ժամանակ: Այդ պատճառով արժե մի փոքր կանգ առնել քիմիական պոտենցիալի հատկություններին վրա:

(20, 3, 9) հավասարությունը կարելի է այսպես բացատրել՝ պատկերացնենք, որ ֆազը մուծվող $dm_i^1, dm_i^2, \ldots dm_i$ *մասսաները կազմում են անվերջ փոքր շերտ, որի անվերջ փոքր մասսան և թերմոդինամիկ պոտենցիալը* dm_i *և* $d_{t,p}G_i$*-ին, ընդ որում*

$$dm_i = dm_i^1 + dm_i^2 + \ldots + dm^c,$$

(20, 3, 9)-ում $dm_i^1, dm_i^2, \ldots dm^c$ *մասսաները միանգամայն կամայական են. կարելի է այդ մասսաները ենթարկել այն պայմանին, որ նրանցով կազմված շերտի բաղադրությունը համընկնի ամբողջ ֆազի բաղադրությանը:* A^k *կոմպոնենտի կշռաբաժինը նոր առաջացած շերտում հավասար է* $\frac{dm_i^k}{dm_i}$*-ի: Այդ նույն կոմպոնենտի կշռաբաժինը ամբողջ ֆազում (մինչև* $dm_i^1, dm_i^2, \ldots dm_i^c$ *մասսաների մուծումը) նշանակված էր* σ_i^k*-ով:*

Այսպիսով, նոր շերտի և ամբողջ ֆազի բաղադրությունների նույնության դեպքում ունենք՝

$$\frac{dm_i^k}{dm_i} = \frac{m_i^k}{m_i} = \sigma_i^k \qquad (20, 3, 10)$$

կամ՝

$$dm_i^k = \sigma_i^k dm_i$$

և (20, 3, 9)-ը կգրվի այսպես՝

$$d_{t,p}G_i = (\mu_i^1\sigma_i^1 + \mu_i^2\sigma_i^2 + \ldots + \mu_i^c\sigma_i^c)dm_i, \qquad (20, 3, 11)$$

Այստեղից՝

Երբ ֆազի բաղադրությունը և t ու p-ն հաստատուն են,

$$\left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i}\right)_{t,\,p,\,բաղադր.} = \mu_i^1\sigma_i^1 + \mu_i^2\sigma_i^2 + \ldots + \mu_i^c\sigma_i^c \qquad (20, 3, 12)$$

կամ (20, 3, 10)-ի հիման վրա

$$\left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i}\right)_{t,\,p,\,բաղադր.} = \frac{\mu_i^1 m_i^1 + \mu_i^2 m_i^2 + \ldots + \mu_i^c m_i^c}{m_i}, \qquad (20, 3, 13)$$

Քանի որ $c_1^1, c_1^2, \ldots c_1^c$-ն լիովին բնութագրում են քաղի բաղադրությունը, ապա (20, 3, 5)-ը կարելի է գրել այսպես՝

$$g_i = f\ (t,\ p,\ \text{բաղադրություն}),$$

Երբ բաղադրությունը, ջերմաստիճանը և ճնշումը հաստատուն են, տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալը նույնպես հաստատուն է. ըստ հետևանքով (20, 3, 4)-ից առանում ենք $\left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i}\right)_{t,\ p\ \text{բաղադ.}} = g_i$:

Համեմատելով այս հավասարությունը (20, 3, 12)-ի հետ, գըտնում ենք՝

$$g_i = \mu_i^1 c_i^1 + \mu_i^2 c_i^2 + \ldots + \mu_i^c c_c^1 \qquad (20,\ 3,\ 14)$$

(20, 3, 13) և (20, 3, 4)-ից առաջվում է միանգամայն կարևոր հետևյալ առնչությունը՝

$$G_i = \mu_i^1 m_i^1 + \mu_i^2 m_i^2 + \ldots + \mu_i^c m_i^c, \qquad (20,\ 3,\ 15)$$

3. I դիտում նշվեց այն մասին, որ որևէ անվտանգ բաղադրության համասեռ սիստեմի պարամետրերը կարելի է վերցնել p, t, m-ը ձաղը հանդիսանում է համասեռ սիստեմ, որը ընդհանուր դեպքում ունի փոփոխական բաղադրություն Այդ պատճառով i-րդ ֆազի պարամետրերը կարող են լինել p-ն և t-ն, նրա մասսան և $c_i^1, c_i^2 \ldots, c_i^c$ կշռաբաժիններով որոշվող բաղադրությունը:

(20, 3, 5)-ը համադրելով (20, 3, 14)-ի հետ, տեսնում ենք, որ $\mu_i^1, \mu_i^2, \ldots, \mu_i^c$ քիմիական պոտենցիալների յուրաքանչյուրը պետք է լինի ֆունկցիա ջերմաստիճանի ճնշման և ֆազի բաղադրություն, այսինքն՝

$$\mu_i^k = \psi_i^k\ (t,\ p,\ c_i^1,\ c_i^2, \ldots, c_i^c), \qquad (20,\ 3,\ 16,)$$

Քիմիական պոտենցիալը և տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալը ողղակից մեծություններ են Որոշ մասնավոր դեպքերում այս մեծությունները համընկնում են Իրոք, հեղուկ-գոլորշի սիստեմում գոյություն ունի մեկ կոմպոնենտ (A¹). այդ պատճառով այս կոմպոնենտի մասսան ֆազում հավասար է ամբողջ ֆազի մասսային՝ $m_i^1 = m_i$: Մնացած $m_i^2, m_i^3 \ldots, m_i^c$ մասսաների յուրաքանչյուրը հավասար է զրոյի, հետևաբար (20, 3, 15)-ի աջ մասը բաղկացած կլինի մեկ անդամից.

$$G_i = \mu_i^1 m_i^1$$

համեմատելով (20, 3, 4)-ի հետ, տեսնում ենք, որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմի դեպքում

$$g_i = \mu_i^1.$$

Քիմիական և տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալների նույնության մի այլ դեպք է ներկայացնում իդեալական գազերի խառնուրդը: Մենք տեսանք (19, 2, 9), որ այդպիսի խառնուրդի թերմոդինամիկ պո-

տեղցիալը հավասար է բաղադրիչ գազերի թերմոդինամիկ պոտենցիալների գումարին՝

$$G_g = G_g^1 + G_g^2 + \ldots + G_g^c.$$

այստեղ g նիշը ցույց է տալիս իդեալական գազերի խառնուրդ հանդիսացող ֆազ, իսկ A^1, A^2, A^3, ... A^c-ն խառնուրդ կազմող իդեալական գազեր են։ Ինչպես g_g^k-ն A^k գազի տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալն է, այդ դեպքում

$$G_g = m_g^1 g_g^1 + m_g^2 g_g^2 + \ldots + m_g^c g_g^c,$$

Համեմատելով այս հավասարությյան ա֊ մասը (20, 3, 15)-ի ձախ մասի հետ, տեսնում ենք, որ

$$g_g^1 = \mu_g^1, \quad g_g^2 = \mu_g^2 \ldots g_g^c = \mu_g^c,$$

այսինքն՝ քիմիական և տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալները դարձյալ հավասար են։

4. (20, 3, 8)-ում քիմիական պոտենցիալը ֆազի թերմոդինամիկ պոտենցիալի մասնական ածանցյալն է։ Հեշտ է ցույց տալ, որ քիմիական պոտենցիալը կարող է և՛ դիտվել որպես այլ ֆունկցիաների մասնական ածանցյալը։

Այս նպատակով դուրս բերենք dG_i-ի արտահայտությունը, երբ բացի m_i^k-ից փոփոխվում են նաև p-ն ու t-ն։ (20, 3, 6)-ից հետևում է՝

$$dG_i = \left(\frac{\partial G_i}{\partial t}\right) dt + \left(\frac{\partial G_i}{\partial p}\right) dp + \sum \left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i^k}\right) dm_i^k, \qquad (20, 3, 18)$$

Ա֊ մասի առաջին երկու անդամը որոշելու համար օգտվենք այն բանից, որ m_i^k-երի հաստատուն լինելու դեպքում ֆազի մասսան ու բաղադրությունը նույնպես կլինեն հաստատուն։ Այսպիսի ֆազը կարող է դիտվել որպես նյութապես մեկուսացված, հաստատուն բաղադրություն ունեցող սիստեմ, որի նկատմամբ կիրառելի են (18, 6, 7) ու (18, 6, 8)-ը, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial G_i}{\partial t}\right)_p = -S_i, \quad \left(\frac{\partial G_i}{\partial p}\right)_t = +V_i,$$

Այժմ, նկատի ունենալով (20, 3, 8)-ը, կարելի է (20, 3, 18)-ը արտապրել այսպես՝

$$\partial G_i = -S_i dt + V_i dp + \sum \mu_i^k dm_i^k, \qquad (20, 3, 19)$$

Ցանկանալով քիմիական պոտենցիալն արտահայտել ազատ էներգիայի միջոցով, հիշենք, որ ըստ (18, 6, 1)-ի՝

$$G_i = F_i + pV_i,$$

ուստի

$$dG_i = dF_i + p dV_i + V_i dp, \qquad (20, 3, 20)$$

(20, 3, 19)-ի և (20, 3, 20)-ի համեմատումը տալիս է՝

$$dF_i = -S_i dt - p dV_i + \sum \mu_i^k dm_i^k \qquad (20, 3, 21)$$

կամ, V=const., t=const. *դեպքում,*

$$d_{t,v_i} F_i = \sum \mu_i^k \, dm_i^k,$$

Այստեղից

$$\mu_i^k = \left(\frac{\partial F_i}{\partial m_i^k}\right)_{t,\, v_i,\, m_{i-k}} \qquad (20, 3, 22)$$

Նման ճանապարհով կարելի է ստանալ քիմիական պոտենցիալի արտահայտությունները էնթալպիայի և ներքին էներգիայի միջոցով։ (18, 6, 1)-ի համաձայն՝

$$G_i = H_i - TS_i, \qquad F_i = U_i - TS_i,$$

հետևապես

$$dG_i = dH_i - TdS_i - S_i dt, \qquad (20, 3, 23)$$

$$dF_i = dU_i - TdS_i - S_i dt, \qquad (20, 3, 24)$$

Համեմատելով (20, 3, 23)-ը (20, 3, 19)-ի հետ, իսկ (20, 3, 24)-ը (20, 3, 21)-ի հետ, ստանում ենք՝

$$dH_i = TdS_i + V_i dp + \sum \mu_i^k dm_i^k, \qquad (20, 3, 25)$$

$$dU_i = TdS_i - p dV_i + \sum \mu_i^k dm_i^k, \qquad (20, 3, 26)$$

Այստեղից՝ ա) երբ S_i=const., p=const.,

$$d_{s_i,\, p} H_i = \sum \mu_i^k \, dm_i^k, \qquad \mu_i^k = \left(\frac{\partial H_i}{\partial m_i^k}\right)_{s_i,\, p,\, m_{i-k}}. \qquad (20, 3, 25')$$

բ) երբ S_i=const., V_i=const.,

$$d_{s_i, v_i} U_i = \sum \mu_i^k dm_i^k, \qquad \mu_i^k = \left(\frac{\partial U_i}{\partial m_k^i}\right)_{s_i,\, v_i,\, m_{i-k}}. \qquad (20, 3, 26')$$

§ 20, 4. ՋԵՏԵՐՈԳԵՆ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՊԱՅՄԱՆԸ

Հետերոգեն սիստեմի տարբեր ֆազերը գրավում են տարածության տարբեր հատվածները և այդ պատճառով

$$G = \sum_{i=1}^{i=\varphi} G_i, \qquad (20, 4, 1)$$

$$d_{t,\, p} G = \sum_{i=1}^{i=\varphi} d_{t,\, p} G_i, \qquad (20, 4, 2)$$

որտեղ G-ն՝ ամբողջ սիստեմի, իսկ G_i*-երն i-րդ ֆազի քիմիական պոտենցիալներն են։ Ըստ (20, 3, 9)-ի՝*

$$d_{t,\, p} G_i = \mu_i^1 dm_i^1 + \mu_i^2 dm_i^2 + \ldots + \mu_i^c dm_i^c, \qquad (20, 4, 3)$$

(20, 4, 2), (20, 4, 3)-ից սահմանում ենք՝

$$d_{t,p}G = \sum_{i=1}^{i=\varphi} \sum_{k=1}^{k=c} \mu_i^k dm_i^k. \qquad (20, 4, 4)$$

Համաձայն իզոբար-իզոթերմ պրոցեսի անհակադարձելիության պայմանի՝

$$d_{t,p}G < 0. \qquad (20, 4, 5)$$

Պատկերացնենք, որ սիստեմը չի գտնվում հավասարակշռության վիճակում, և տեղի է ունեցել A^k կոմպոնենտի δm^k մասսայի անհակադարձելի իզոբար-իզոթերմ անցումը i-րդ ֆազից i+1-րդ ֆազը, այսինքն՝

$$dm_i^k = -\delta m^k, \qquad dm_{i+1}^k = +\delta m^k.$$

Այդ դեպքում, (20, 4, 4), (20, 4, 5)-ի համաձայն,

$$(\mu_{i+1}^k - \mu_i^k)\delta m^k < 0, \text{ ընդ որում } \delta m^k > 0.$$

այս անհավասարությունը հնարավոր է միայն, երբ

$$\mu_{i+1}^k < \mu_i^k.$$

Ստացված արդյունքը նշանակում է, որ անհավասարակշիռ սիստեմում կատարվում է A^k կոմպոնենտի անցում, ավելի մեծ քիմիական պոտենցիալ (μ_i^k) ունեցող ֆազից՝ ավելի փոքր քիմիական պոտենցիալ (μ_{i+1}^k) ունեցող ֆազը։

Սա միանգամայն հիշեցնում է դրական էլեկտրական լիցքի անցումը ավելի մեծ էլեկտրական պոտենցիալ ունեցող հաղորդչից ավելի փոքր էլեկտրական պոտենցիալ ունեցող հաղորդչի վրա։ Այս նմանության պատճառով μ_i^k մեծությունն անվանում են քիմիական պոտենցիալ։

2. Հակադարձելի իզոբար-իզոթերմ պրոցեսը հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ սիստեմի թերմոդինամիկ պոտենցիալը հասնում է մինիմումի, այսինքն՝

$$d_{t,p}G = 0, \text{ կամ ըստ (20, 4, 4)-ի՝ } \sum_{i=1}^{i=\varphi} \sum_{k=1}^{k=c} \mu_i^k dm_i^k = 0. \qquad (20, 4, 6)$$

(18, 2, 1)-ի համաձայն (20, 4, 6) հավասարությունը նույնպես հավասարակշռության պայման է։

m_i^k մեծությունները, որոնց դիֆերենցիալները մտնում են G-ի մինիմում լինելու պայմանն արտահայտող (20, 4, 6) հավասարության մեջ, անկախ չեն, որովհետև յուրաքանչյուր կոմպոնենտի համար տեղի ունի (20, 3, 3) հավասարությունը՝

$$m^k = \sum_{i=1}^{i=\varphi} m_i^k = \text{const}.$$

Կամ՝

$$\sum_{i=1}^{i=\varphi} dm_i^k = 0. \qquad (20, 4, 7)$$

(20, 4, 7)-ը իրավացի է k նիշի բոլոր արժեքների համար. ընդունելով $k = 1, 2, \ldots, c$, կստանանք $A^1, A^2, \ldots A^c$ կոմպոնենտների համար համապատասխանաբար

$$\sum_{i=1}^{i=\varphi} dm_i^1 = 0, \quad \sum_{i=1}^{i=\varphi} dm_i^2 = 0 \ldots \sum_{i=1}^{i=\varphi} dm_i^r = 0, \ldots \sum_{i=1}^{i=\varphi} dm_i^c = 0.$$

Այսպիսի հավասարումների թիվը հավասար է կոմպոնենտների c թվին:

Բոլոր դեպքերում, երբ որոնվում է ֆունկցիայի մինիմումը (կամ մաքսիմումը), (20, 4, 7) տիպի լրացուցիչ պայմանների առկայությամբ, դիմում են Լագրանժի անորոշ գործակիցների մեթոդին, որը կայանում է հետևյալում.

(20, 4, 7) լրացուցիչ պայմաններից յուրաքանչյուրը բազմապատկվում է առայժմ անհայտ λ^k արտադրիչով, որտեղ k-ն ոչ թե աստիճանային է, այլ A^k կոմպոնենտի նիշն է. $k = 1, 2, \ldots c$: (λ^k) համապատասխան արտադրիչներով բազմապատկվելուց հետո լրացուցիչ պայմանները դառնում են ֆունկցիայի մինիմում լինելու (20, 4, 6) պայմանի հետ:

Ստացված դեմարը բերում են այնպիսի տեսքի, որ յուրաքանչյուր դիֆերենցիալը դրված լինի մեկ այլ մեկ անդամ:

Յուրաքանչյուր դիֆերենցիալի գործակիցը հավասարեցնում են զրոյի:

Այտեղ անորոշ արտադրիչը նշանակված է λ^k տառով, ընդ որում վերին նիշը համընկնում է այն A^k կոմպոնենտի նիշին, որի մասնակի հատումնությունը արտահայտվում է (20, 4, 7) հավասարումով, այնպես որ բազմապատկումից կստանանք՝

$$\lambda^k \sum_{i=1}^{i=\varphi} dm_i^k = \sum_{i=1}^{i=\varphi} \lambda^k dm_i^k = 0.$$

այսինքն,

$$\sum_{i=1}^{i=\varphi} \lambda^1 dm_i^1 = 0, \quad \sum_{i=1}^{i=\varphi} \lambda^2 dm_i^2 = 0, \ldots \sum_{i=1}^{i=\varphi} \lambda^c dm_i^c = 0.$$

Գումարելով այս c հավասարությունները (20, 4, 6)-ի հետ, կունենանք՝

$$\sum_{k=1}^{k=c} \sum_{i=1}^{i=\varphi} (\mu_i^k + \lambda^k)\, dm_i^k = 0.$$

Այստեղ յուրաքանչյուր (dm_i^k) դիֆերենցիալը դրված է մեկ անդամ: dm_i^k-ի գործակիցը $\mu_i^k + \lambda^k$ գումարն է. այդ պատճառով, համաձայն Լագրանժի մեթոդի մասին արված ցուցումների, յուրաքանչյուր այսպիսի

գումար պետք է հավասարեցվի զրոյի։ Այսպիսով k նիշով գումարները կտան՝

$$\mu_1^k + \lambda^k = 0, \quad \mu_2^k + \lambda^k = 0, \ldots \mu_\varphi^k + \lambda^k = 0$$

կամ՝

$$\mu_1^k = \mu_2^k = \mu_3^k = \ldots = \mu_\varphi^k (= -\lambda^k). \qquad (20, 4, 8)$$

(20, 4, 8)-ը հետերոգեն սիստեմների հավասարակշռության հիմնական պայմանն է և կարող է ձևակերպվել հետևյալ կերպ.

(20, 4, 9) Հետերոգեն սիստեմի հավասարակշռության ժամանակ միևնույն կոմպոնենտի քիմիական պոտենցիալը բոլոր ֆազերում միևնույնն է։

Նկատենք, որ քիմիական պոտենցիալները կախված են ճնշումից, ջերմաստիճանից և ֆազի բաղադրությունից և ոչ թե ֆազի ընդհանուր մասսայից, այսինքն, եթե փոփոխենք ֆազի մասսան, անփոփոխ պահելով նրա բաղադրությունը, ճնշումն ու ջերմաստիճանը, ապա այդ ֆազում կոմպոնենտների քիմիական պոտենցիալները չեն փոփոխվի։

Այսպիսով, հավասարակշռության (20, 4, 8) պայմանը ցույց է տալիս, որ հավասարակշռությունը կախված է ճնշումից, ջերմաստիճանից ու ֆազի բաղադրությունից և կախում չունի ֆազի մասսայից։

Այսպես, օրինակ, եթե հավասարակշիռ սիստեմի յուրաքանչյուր ֆազի մի կամայական մասը տեղափոխենք այլ անոթ, առաջացած նոր սիստեմը, նույն ճնշման տակ և նույն ջերմաստիճանում, կպահվի նույնպես հավասարակշռության վիճակում։

$CaCO_3 + CaO + CO_2$ *սիստեմի մեջ CO_2-ի կամ CaO-ի, կամ $CaCO_3$-ի նոր քանակ մուծելիս հավասարակշռությունը չի խախտվի, եթե p-ն և t-ն չեն փոփոխվել։ Աղ + աղի ջրային լուծույթ + գոլորշի սիստեմի մեջ մուծելով ջրի նոր քանակ, նոսրացնում ենք լուծույթը (այսինքն՝ ջրի կշռաբաժինը կմեծանա, իսկ աղի կշռաբաժինը կփոքրանա). հաստատուն p-ի և t-ի դեպքում այս փոփոխության շնորհիվ լուծույթի մեջ կանցնի աղի այնպիսի քանակ, որ վերականգնվի լուծույթի նախկին բաղադրությունը։*

0,5. ՎԱՐԻԱՆՏԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ. «ՖԱԶԵՐԻ Կ ՆՈՒՆԸ»

1. Ինչպես հենց նոր նշվեց, հետերոգեն սիստեմի հավասարակշռությունը որոշվում է ջերմաստիճանով, ճնշումով և ֆազերի բաղադրություններով։ Յուրաքանչյուր ֆազի բաղադրությունն իր հերթին որոշվում է կոմպոնենտների կշռաբաժիններով։

C կոմպոնենտ ունեցող սիստեմում, յուրաքանչյուր ֆազում կշռաբաժինների թիվը հավասար է C-ի (ընդ որում դիտվող ֆազերում չպարունակվող յուրաքանչյուր կոմպոնենտի կշռաբաժինն ընդունվում է հավասար զրոյի)։ Հետևաբար C կոմպոնենտների φ-ֆազ սիստեմում բոլոր կշռաբաժինների թիվը հավասար է Cφ-ի, այսինքն՝ բոլոր ֆազերի բաղադրությունները որոշվում են Cφ կշռաբաժիններով։

Ավելացնելով այս cφ մեծություններին ճնշումը և ջերմաստիճանը ևս, պարիս ենք հետևյալ ընդհանուր եղրակացությանն.

(20, 5, 1) Այն հատկանիշների թիվը, որոնցով որոշվում է հետերոգեն սիստեմի հավասարակշռությունը, հավասար է cφ+2։

2. Այստեղ անհրաժեշտ է նշել երկու հանդամանք։

Ամենից առաջ՝ ջերմաստիճանի, ճնշման և σ_i^k կշռաբաժիններից մի-ջոցով անհնար է հաստատել առանձին ֆազերի և ամբողջ սիստեմի մասա-ներն ու ծավալները։

Երկրորդ կարևոր հանդամանքն այն է, որ սիստեմի հավասարակշռու-թյունը որոշող (cφ+2) հատկանիշները անկախ չեն միմյանցից։ Այս մեծությունների միջև եղած կախումներն ունեն երկակի բնույթ։

Առաջին. յուրաքանչյուր ֆազում բոլոր կշռաբաժինների գումարը հա-վասար է մեկի. այսպես, i-րդ ֆազում

$$\sigma_i^1+\sigma_i^2+\ldots+\sigma_i^c=1; \qquad (20,\ 5,\ 2)$$

(20, 5, 2) տիպի կախումների թիվը հավասար է ֆազերի թվին, այ-սինքն՝ φ-ին։

Մյուս տիպի կախումները բխում են (20, 3, 16)-ից, որի համաձայն

$$\mu_i^k=\psi_i^k\ (t,\ p,\ \sigma_i^1,\ \sigma_i^2,\ \ldots\ \sigma_i^c) \qquad (20,\ 5,\ 3)$$

և (20, 4, 8)-ից։ (20, 4, 8) թևսիման կարելի է այսպես արտապրել՝

$$\begin{aligned}\mu_2^k&=\mu_1^k\\ \mu_3^k&=\mu_1^k\\ &\ldots\\ &\ldots\\ \mu_\varphi^k&=\mu_1^k,\end{aligned} \qquad (20,\ 5,\ 4)$$

(20, 5, 4)-ը ներկայացնում է (φ−1) հավասարություններ, որոնք վերաբերում են A^k կոմպոնենտի քիմիական պոտենցիալներին c կոմպո-նենտների (A^1, A^2, ... A^c) առկայությամբ (20, 5, 4) տիպի բոլոր հա-վասարությունների թիվը կլինի c(φ−1), ընդ որում այս հավասարու-թյուններից յուրաքանչյուրը մեկ կապ է հաստատում t-ի, p-ի և կոմպո-նենտների σ_i^k կշռամասերի միջև։

Այսպիսով, (20, 5, 1)-ում նշված cφ+2 հատկանիշների միջև գոյու-թյուն ունեն (20, 5, 2) տիպի φ կախում և (20, 5, 4) տիպի c(φ−1) կա-խում. այդ կախումների ընդհանուր թիվը հավասար է φ+c(φ−1)։

Դիցուք ունենք y անհայտ մեծություններ, որոնք կապված են z հավասարումներով, ընդ որում y⩾z։ Այդ դեպքում (y−z) մեծու-թյունների թվային արժեքները կարելի է ընտրել ըստ մեր հայեցողության, իսկ մնացած z մեծությունների թվային արժեքները կորոշվեն y մեծու-թյունների թվային արժեքների ընտրությամբ, այսինքն՝ գիտվող (y−z) մեծություններից (y−z) մեծություններն անկախ են (կարող են ստանալ կամայական արժեքներ), իսկ մնացած z մեծություններից յուրաքանչյուրը (y−z) արտահայտների ֆունկցիա է։

$(cф+2)-[ф+c(ф=1)]=c-ф+2$ *տարբերությունը նշանակենք* $ν$*-ով, այդ դեպքում*

$$ν = c - ф + 2 \qquad (20, 5, 5)$$

Թիվը կլինի հետերոգեն սիստեմի հավասարակշռության վիճակը որոշող $cф+2$ *հատկանիշներից անկախների թիվը։*

$ν$*-ն կոչվում է սիստեմի վարիանտականություն, իսկ (20, 5, 5) թեորեման, որը կապ է հաստատում* $ν$, c *և* $ф$*-ի միջև, կոչվում է «ֆազերի կանոն»։ «Ֆազերի կանոնը» կարելի է ձևակերպել այսպես՝*

(20, 5, 6) Հետերոգեն սիստեմի վարիանտականությունը երկու միավորով գերազանցում է կոմպոնենտների թվի և ֆազերի թվի տարբերությանը:

(20, 5, 5)-ից հետևում է, որ կոմպոնենտների թվի մեծացումը բարձրացնում է, իսկ ֆազերի թվի մեծացումը փոքրացնում է վարիանտականությունը։

§ 20,6. ՀԵՏԵՐՈԳԵՆ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ԴԱՍԱԿԱՐԳՈՒՄՆ ԸՍՏ ՎԱՐԻԱՆՏԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ

1. Սիստեմի վարիանտականությունը կարող է լինել թե՛ դրական և թե՛ բացասական։ Դիտելով դրական վարիանտականություն ունեցող սիստեմները, մենք համոզվում ենք, որ վարիանտականության մեծացման հետ մեկտեղ սիստեմը դառնում է զգալիորեն ավելի բարդ։ Սիստեմներն ըստ վարիանտականության դասակարգվում են հետևյալ կերպ.

2. Երբ $ν=0$*, ապա սիստեմը կոչվում է անվարիանտ։ (20, 5, 5)-ից հետևում է, որ անվարիանտականություն տեղի ունի այն դեպքում, երբ ֆազերի թիվը հավասար գերազանցում է կոմպոնենտների թվին։*

Միևնույն նյութի երեք ագրեգատային կամ ալոտրոպ վիճակները (մեկ կոմպոնենտ, երեք ֆազ) միշտ կազմում են անվարիանտ սիստեմ։

Օրինակ՝ ջուր + սառույց+գոլորշի սիստեմը և այն սիստեմը, որը կազմված է ծծմբի մոնոկլին և ռոմբային մոդիֆիկացիաներից և հեղուկ ծծմբից, անվարիանտ են։ Ահավասիկ անվարիանտ սիստեմի մի օրինակ ևս։ Աղ + սառույց + աղի ջրային լուծույթ + գոլորշի. այստեղ ֆազերի թիվը չորս է, կոմպոնենտներինը՝ երկու (աղ, ջրի մոլեկուլները), հետևաբար, ըստ (20, 5, 5)-ի՝ $ν = 0$*։*

Անվարիանտ սիստեմներում $cф+2$ հատկանիշներից (ճնշում, ջերմաստիճան, ֆազերում կոմպոնենտների կշռաբաժինները) ոչ մեկը անկախ չէ, այսինքն՝ այնպիսին չէ, որ նրա կամայական ընտրությամբ հնարավոր լինի իրագործել հավասարակշռությունը։ Այսպես, օրինակ, սառույց + ջուր + գոլորշի սիստեմի հավասարակշռությունը տեղի կունենա միայն այն դեպքում, երբ $t=0{,}0096^0C$*,* $p=4{,}5$ *մմ։*

Ջերմաստիճանի կամ ճնշման յուրաքանչյուր այլ արժեքի դեպքում հավասարակշռությունն անհնար է. սիստեմում կսկսվեն այնպիսի փոխոխությունները, որոնց հետևանքով ֆազերից մեկը կանհետանա, վարիանտականությունը կդառնա հավասար մեկի։

3. Երբ $v=1$. սխտեմը կոչվում է միավարիանտ. այսպիսի սխտեմում ֆազերի թիվը մեկով ավելի է կոմպոնենտների թվից։ Այսպիսով, միակոմպոնենտ սխտեմը կլինի միավարիանտ երկու ֆազի դեպքում, երկկոմպոնենտ սխտեմը՝ երեք ֆազի դեպքում և այլն։

Ամենապարզ միավարիանտ սխտեմ է հանդիսանում միակոմպոնենտ սխտեմը. հեղուկ-գոլորշի սխտեմը, մոնոկլին և ռոմբական ծծմբից կազմված սխտեմը միավարիանտ են։

Որպես երկկոմպոնենտ միավարիանտ սխտեմի օրինակ կարող է ծառայել $CaCO_3+CaO+CO_2$ սխտեմը, կամ աղ + ապի ջրային լուծույթ + գոլորշի սխտեմը, ընդ որում եթե աղը ցնդող չէ, ապա գոլորշու ֆազը բաղկացած է միայն ջրի գոլորշուց, իսկ եթե աղը ցնդող է, ապա գոլորշու ֆազը ներկայացնում է ջրի և աղի գոլորշիների խառնուրդը։

$CaCO_3+CaO+CO_2$ սխտեմում ֆազերի բաղադրությունները համապատասխան են, հետևաբար $c\varphi+2$ անծությունների փոփոխականներ են միայն p-ն և t-ն։ Սրանցից յուրաքանչյուրը կարող է դիտվել որպես միակ անկախ փոփոխական։ Ընդունենք t-ն որպես անկախ փոփոխական, այդ դեպքում $p=f(t)$։

Աղ + աղի ջրային լուծույթ + գոլորշի սխտեմում լուծույթի բաղադրությունը փոփոխական է։ Եթե գոլորշու ֆազը կազմված է ջրի և աղի գոլորշիներից, ապա փոփոխական կլինի նաև գոլորշու ֆազը։ Այս սխտեմում $c\varphi+2$ անծություններին են վերաբերում p-ն, t-ն, ջրի և աղի կշռաբաժիններից, լուծույթում և գոլորշու ֆազում։ Այս վեց անծություններից մեկը կարելի է ընդունել որպես անկախ փոփոխական, մնացած հինգը կլինեն այս վերջինի ֆունկցիաներ։

Ընդհանրացնելով ասածները՝ եզրակացնում ենք.

Միակոմպոնենտ միավարիանտ և հաստատուն բաղադրության ֆազերով սխտեմներում հավասարակշռությունը որոշող փոփոխական հատկանիշներն են միայն ճնշումն ու ջերմաստիճանը։ Այս հատկանիշներից մեկը կարող է դիտվել որպես անկախ փոփոխական, մյուսը՝ որպես նրա ֆունկցիա։

Փոփոխական բաղադրություն ունեցող ֆազերով միավարիանտ սխտեմներում հավասարակշռությունը որոշող փոփոխական հատկանիշներ են հանդիսանում ճնշումը, ջերմաստիճանը և կոմպոնենտների կշռաբաժինները այն ֆազերում, որոնց բաղադրությունը փոփոխական է։ Այս անծություններից որևէ մեկը կարող է դիտվել որպես անկախ փոփոխական, բոլոր մնացածները կլինեն նրա ֆունկցիաները։

Դժվար չէ համոզվել, որ յուրաքանչյուր միավարիանտ սխտեմի ֆազի առատությունը անկախ հատկանիշի (p կամ t, կամ σ_i^k) ֆունկցիա է։

Ցուրաքանչյուր միավարիանտ սխտեմի նկատմամբ կիրառելի է կլապեյրոնի բանաձևը։

Իրոք, ընդունենք t-ն որպես անկախ փոփոխական, այդ դեպքում

$$p = f(t)$$

և

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v.$$

(14, 7, 8) առնչությունը կընդունի՝

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t = \frac{dp}{dt} = f'(t)$$

կամ՝

$$d_t S = f'(t) d_t V$$

տեսքը։ Կատարելով որոշյալ ինտեգրում հաստատուն ջերմատևճանի դեպքում (ընդ որում f′(t)-ն հաստատուն է), ունենք՝

$$S_2 - S_1 = f'(t)\,(V_2 - V_1),$$

որտեղ 1 և 2 նիշերը վերաբերում են համապատասխանաբար սկզբնական և վերջնական վիճակներին։ Բազմապատկենք T-ով, եթե իզոթերմ պրոցեսը հակադարձելի է, ապա $T(S_2 - S_1)$-ը այդ պրոցեսի L թաքնված ջերմություն է, այսպիսով՝

$$L = T(S_2 - S_1) = T(V_2 - V_1) f'(t)$$

կամ՝

$$L = T(V_2 - V_1)\frac{dp}{dt}, \qquad (20.\ 6.\ 1)$$

(20, 6, 1)-ը արտահայտում է մխալաբիանոտ սիստեմի ծավալի $(V_2 - V_1)$ հակադարձելի իզոթերմ փոփոխման թաքնված ջերմությունը։ Այդ ջերմությունը համեմատական է ծավալի աճին, համեմատականության $T\frac{dp}{dt}$ գործակիցը կախված է միայն ջերմատևճանից։

4. Երբ $v=2$, սիստեմը կոչվում է երկվաբիանոտ։ Երկվաբիանոտ սիստեմներում, (20, 5, 5)-ի համաձայն, ֆազերի թիվը հավասար է կոմպոնենտների թվին։

Պարզագույն երկվաբիանոտ սիստեմներ են հանդիսանում միակոմպոնենտ միաֆազ սիստեմները, այսինքն՝ մեկ նյութից բաղկացած միաֆազ սիստեմները։

Մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում այն երկվաբիանոտ սիստեմները, որոնցում երկու կոմպոնենտները կազմում են երկու խառնուրդ, որոնք իրարից տարբերվում են կամ ագրեգատային վիճակով, կամ բաղադրությամբ։

Երկվաբիանոտ սիստեմներում, որտեղ հավասարակշռությունը որոշող երկու անկախ հատկանիշներ կարող են ընդունվել ճնշումն ու ջերմատևճանը։

Այստեղ պետք է նշել, որ անվաբիանոտ սիստեմների հավասարակշռությունը, որը հնարավոր է ճնշման միայն մեկ որոշակի արժեքի

դեպքում (տե՛ս նկարա պարադրաքի 2-րդ կետը) և միավարիանտ սիստեմների հավասարակշռությունը (որը տեղի ունի միայն այն դեպքում, երբ p-ի և t-ի արժեքները բավարարում են տվյալ սիստեմին ներհատուկ $p=f(t)$ առնչությունը) արտաքին ճնշման իզոթերմ փոփոխության նկատմամբ անտարբեր հավասարակշռություններ են, որովհետև այս երկու սիստեմներում էլ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t = 0$, մինչդեռ կայունության պայմանն այն է, որ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0$.

Երկվարիանտ և ավելի մեծ վարիանտականություն ունեցող սիստեմներում p-ն և t-ն միշտ կարող են դիտվել որպես անկախ մեծություններ. այդ պատճառով $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t$ մասնական ածանցյալը հավասար չէ զրոյի և կարող է լինել բացասական։

Այսպիսով, երկվարիանտ սիստեմներում կայուն հավասարակշռության պայմանը միշտ կարող է տեղի ունենալ։

5. Երբ $v=3$, սիստեմը կոչվում է եռավարիանտ. երբ $v=4$, սիստեմը քառավարիանտ է։ Իսկ ընդհանրապես մեծ վարիանտականություն ունեցող սիստեմները կոչվում են բազմավարիանտ։

6. Բացասական վարիանտականություն ունեցող սիստեմներին անցնելու համար ուշադրություն դարձնենք վարիանտականության հանրահաշվական իմաստի վրա։ $v<0$, երբ հավասարակշռություն որոշող հատկանիշների $c\varphi+2$ թիվը ավելի մեծ է, քան հատկանիշները կապող հավասարումների $\varphi+c(\varphi-1)$ թիվը։ Ընդհանրապես, երբ հավասարումների սիստեմում հավասարումների թիվը մեծ է անհայտների թվից, հավասարումներն անհամատեղելի են, այսինքն՝ գոյություն չունեն անհայտների այնպիսի արժեքներ, որոնք բավարարում են բոլոր հավասարումներին։

Այսպիսով, բացասական վարիանտականության դեպքում գոյություն չունեն ճնշման, ջերմաստիճանի և ֆազերում կոմպոնենտների կշռաբաժինների այնպիսի արժեքներ, որոնք բավարարում են (20, 5, 3) հավասարումներին։

Բայց (20, 5, 3)-ը հավասարակշռության հավասարումն է և եթե p-ի, t-ի ու բոլոր c_i^k-ի արժեքները նրան չեն բավարարում, նշանակում է, որ p, t, c_i^k-ի այդ արժեքների դեպքում հավասարակշռությունն անհնար է։

Այստեղից եզրակացնում ենք, որ բացասական վարիանտականության դեպքում սիստեմում չի կարող հավասարակշռություն տեղի ունենալ, և կկատարվեն այնպիսի պրոցեսներ, որոնց հետևանքով վարիանտականությունը կմեծանա (այսինքն՝ v-ի բացարձակ արժեքը կփոքրանա) մինչև որ սիստեմը դառնա անվարիանտ, միավարիանտ կամ երկվարիանտ։ (p-ի և t-ի տրված արժեքները կարող են այնպիսին լինել, որ անվարիանտ կամ միավարիանտ սիստեմի հավասարակշռությունը հնարավոր լինի. համեմատած դեպքը p-ի և t-ի ցանկացած արժեքների դեպքում երկվարիանտ սիստեմը կպահվի հավասարակշռության մեջ)։

1. Այն անհամասեռ սիստեմը, որի ֆազերից յուրաքանչյուրը ներկայացնում է նույն երկու կոմպոնենտների խառնուրդը, կոչվում է կրկնակի սիստեմ։ Կրկնակի սիստեմներից պարզագույնը երկֆազ սիստեմներն են։ Այդպիսի սիստեմի կարևոր օրինակ է այն սիստեմը, որի հեղուկ և գազային ֆազերը ներկայացնում են O_2-ի և N_2-ի խառնուրդներ։

Երկֆազ կրկնակի խառնուրդները, որոնց ֆազերից մեկը գազային է, շատ կողմերով նման են հեղուկ-գոլորշի միակոմպոնենտ սիստեմներին և շատ կարևոր նշանակություն ունեն տեխնիկայում և քիմիական տեխնոլոգիայում։

2. Երկֆազ կրկնակի խառնուրդների տեսության ամենաէական դրույթները կազմում են Դ. Պ. Կոնովալովի թեորեմաները, որոնց մի մասը վերաբերում է այն հարցերին, թե ինչպես կփոփոխվեն ֆազերի բաղադրությունները ճնշման իզոթերմ փոփոխման կամ ջերմաստիճանի իզոբար փոփոխման ընթացքում։

Կոնովալովի մյուս թեորեմաներում ապացուցվում է, որ

ա) եթե հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում կարելի է, փոփոխելով ճնշումը, հանգել այնպիսի վիճակի, երբ երկու ֆազերն էլ ունեն միևնույն բաղադրությունը, ապա այդ վիճակում ճնշումը պետք է ունենա էքստրեմալ (մինիմալ կամ մաքսիմալ) արժեք.

բ) եթե հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում ճնշումը փոփոխվելով, կարող է հասնել էքստրեմալ արժեքի, ապա այդ վիճակում սիստեմի երկու ֆազերը պետք է միևնույն բաղադրությունն ունենան։

Երկու նոր թեորեմաներ կստացվեն էլ, եթե ա) և բ) թեորեմաները արտահայտություններում փոխարինենք ճնշումը ջերմաստիճանով, իսկ ջերմաստիճանը՝ ճնշումով։

3. Դ. Պ. Կոնովալովի աշխատությունը* առաջին անգամ հրապարակվել է 1881 թ., և այդ ժամանակից նրա թեորեմաները շատ լայն կիրառություն են գտնում ինչպես ֆիզիկական քիմիայում, նույնպես և քիմիական տեխնոլոգիայում։

Բացի սրանից, Կոնովալովի թեորեմաները Ռուսաստանում և ուրիշ երկրներում շատ մեծ թվով տեսական և փորձնական հետազոտությունների հիմք ծառայեցին։ Այդ հետազոտություններից մի քանիսը վերաբերում են հեղուկ և գոլորշի ֆազերից կազմված երկկոմպոնենտ սիստեմներին։ Ռուսաստանում այս ուղղությամբ աշխատել է Պետերբուրգի համալսարանի պրոֆեսոր Մ. Ս. Վրևսկին. նրա ստացած արդյունքներից ամենակարևորը կոչվում է «Վրևսկու օրենք»։

Ուրիշ հետազոտություններ ցույց տվին, որ Կոնովալովի թեորեմաները կիրառելի են ոչ միայն հեղուկ և գոլորշի ֆազերից կազմված կրկնակի սիստեմների, այլև մի շարք ուրիշ սիստեմների նկատմամբ։

---

* Д. П. Коновалов, «Об упругости пара растворов» ЖРФХО, 16 II (1884). Ann. Phys. Chem (3), 14, 34, 219, 1881.

Ռոտերդամը (Հոլանդիա) կոնովալովի թևորեմանները կիրառեց (ոչ մեծ փոփոխություններով) ատամած էրկնակի խառնուրդների նկատմամբ, որը շատ կարևոր է մետալուրգիայի համար։

Կոնովալովի թևորեմանները ճնշման և ջերմաստիճանի էքստրեմալ արժեքների մասին ճիշտ հանդիսացան ոչ միայն երկֆազ երկկոմպոնենտ (այսինքն՝ երկվարիանտ) սիստեմների դեպքում, այլև կամայական անհամասեռ սիստեմի համար, որի վարիանտականությունը հավասար է 2-ի կամ մեծ է 2-ից։

Օքն չանտեսանք մակերևութային շերտը և բացի ճնշման ու ջերմաստիճանի էքստրեմալ արժեքներից, մացնենք նաև մակերևութային լարումների էքստրեմալ արժեքները, ապա կոնովալովի թևորեմանները կիրառելի կլինեն նաև այն սիստեմների նկատմամբ, որոնք պարունակում են մակերևութային ֆազեր (Ջրանոխայում այս հարցերի առավել հետաքրքրիր հետազոտությունները պատկանում են Ռ. Դյուհեմին, Սորելին և Լ. Ժուպելին)։ Սովետական Միությունում մոտ ժամանակներս տպագրվեց Ա. Սաֆրոնիկինի «Բազմակոմպոնենտ սիստեմների թերմոդինամիկ հավասարակշռության մասին» հետաքրքիր աշխատանքը (Լենինգրադ, 1948 թ.)։

Գ լ ո ւ խ XXI

ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՇԵՂՄԱՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

§ 21, 1. ԻՆՉ ԵՆ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՇԵՂՄԱՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

1. Միատեմի հատկանիշներն ստորաբաժանելով պարամետրների $(x_1, x_2...)$ *և վիճակի ֆունկցիաների* $[y_1=f_1(x_1, x_2..., y_2=f_2(x_1, x_2...)]$, *մենք միայն պնդում ենք, որ պարամետրների որոշակի արժեքներին համապատասխանում են* $y_1, y_2...$ *ֆունկցիաների որոշակի արժեքներ։ Բայց քանի որ մեծ մասամբ այս ֆունկցիաների տեսքն անհայտ է, ապա անհնար է միայն պարամետրների և նրանց աճերի արժեքներով որոշել հատկանիշների և նրանց աճերի թվական արժեքները։*

Օրինակ, երբ $t=const.$, *հեղուկ-գոլորշի սիստեմի ծավալի* δV *աճը կատարվեցնի գոլորշու և հեղուկի* δm_2 *և* δm_1 *մասսաների աճերը, որոնք բավարարում են՝*

$$\delta m_2+\delta m_1=0,$$

$$\delta V=(v_2-v_1)\delta m_2 \qquad (21, 1, 1)$$

պահանջները, որտեղ v_2*-ը և* v_1*-ը հագեցած գոլորշու և հեղուկի տեսակարար ծավալներն են։* v_2, v_1*-ը միայն ջերմաստիճանի ֆունկցիաներ են, բայց այդ ֆունկցիաների տեսքը անհայտ է, և (21, 1, 1) հավասարությունից կարելի է օգտվել միայն այն դեպքում, երբ* v_2*-ի և* v_1*-ի արժեքները հայտնի են փորձից։*

Սակայն, երբեմն, հնարավոր է լինում որոշել հատկանիշների աճերը ըստ պարամետրների աճերի, մինչև անգամ այն ժամանակ, երբ վիճակի համապատասխան ֆունկցիաները ոչ լիովին են հայտնի։

Օրինակ, (19, 4, 14)-ի համաձայն իդեալական գազերի խառնուրդում հավասարակշռության հաստատունը՝

$$\ln K_n=-\frac{\omega}{RT}+\alpha\ln V,$$

որտեղ ω*-ն ջերմաստիճանի անհայտ ֆունկցիա է։*

Ծավալի իզոթերմ փոփոխման ժամանակ ունենք՝

$$d_t\ln K_n=\alpha d_t\ln V,$$

այսինքն՝ հավասարակշռության հաստատունի փոփոխությունը լիովին որոշվում է ծավալի փոփոխությամբ։

2. Երբեմն թերմոդինամիկայի սկզբունքները և որոշ ընդհանուր թեորեմաները թույլատրում են որոշել՝

վիճակի որոշ հատկանիշների աճերը ըստ պարամետրների աճերի, կամ՝ հատկանիշների աճերի նշանները ըստ պարամետրների աճերի նշանների,

երբ տրտամը դանվում է կայուն հավասարակշռության վիճակում։

Օրինակ՝ (19, 5, 19)-ից հետևում է, որ իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի ջերմատեիճանը բարձրանալիս կատարվում է հենց այն ռեակցիան, որի քաշնված ջերմությունը դրական է։

Այն թեորեմաները, որոնք այս նպատակին են ծառայում, կոչվում են կայուն հավասարակշռության շեղման օրենքներ։

Այս դլխում մենք կդրազվենք հավասարակշռության շեղման օրենքներից միայն նրանցով, որոնք թույլատրում են հաստատել որոշ հատկանիշների աճերի նշանը ըստ այլ հատկանիշների (պարամետրների) աճերի նշանի։

§ 21, 2. ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ԿԱՑՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԸ

Հրթիռության համար բերենք այստեղ հավասարակշռության կայունության այն օրենքները, որոնցից մենք հաճախ ենք օդտվել ամբողջ դրքում։

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s < 0 \qquad (21, 2, 1)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t < 0 \qquad (21, 2, 2)$$

$$C_v > 0 \qquad (21, 2, 3)$$

$$C_p > 0։ \qquad (21, 2, 4)$$

Բացի դրանից, մենք ունենք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s : \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t > 1։ \qquad (21, 2, 5)$$

$$C_p : C_v > 1։ \qquad (21, 2, 6)$$

(21, 2, 1)—(21, 2, 4) օրենքները արտածվեցին § 4, 5-ում։

(21, 2, 5)-ը անմիջականորեն բխում է Թոմսոնի պոստուլատից [տե՛ս (12, 6, 2)]։ վերջապես, (21, 2, 6)-ը հանդիսանում է (21, 2, 5)-ի և (7, 8, 7) թեորեմայի հետևանքը։

§ 21, 3. ԷՔՍՏԵՆՍԻՎ ԵՎ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ. ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿ ԿԱՊ

1. Այժմ մենք անցնում ենք հավասարակշռության շեղման օրենքներին։ Որպեսզի նրանք ունենան ամենաընդհանուր, բոլոր դեպքերում

հավասարապես կիրառվող տեսք, օգտակար է մուծել «թերմոդինամիկ կապ» գաղափարը, որն իր հերթին հենվում է «էքստենսիվ մեծություններ» (կամ «էքստենսիվ հատկանիշներ») գաղափարի վրա։

2. Գրքի ամենասկզբում (§ 1, 1) սիստեմի հատկանիշներն ստորաբաժանեցինք երկու խմբի։ Այնպիսի մեծություններ, ինչպիսին են ծավալը, մասսան, կոչվեցին առաջին կարգի հատկանիշներ։ Ֆիզիկայում այդ մեծությունները սովորաբար կոչվում են էքստենսիվ մեծություններ։

(21, 3, 1) էքստենսիվ է կոչվում ամեն մի հատկանիշ, որի թվային արժեքն ամբողջ սիստեմի համար հավասար է տարածության տարբեր հատվածներում գտնվող սիստեմի մասերի այդ նույն հատկանիշների թվային արժեքների գումարին։

Մենք արդեն գիտենք, որ սիստեմի ներքին էներգիան միշտ հավասար է մասերի ներքին էներգիաների գումարին, երբ այդ մասերը գտնվում են տարածության տարբեր հատվածներում։ Նույն հատկությունն ունեն էնտրոպիան, էնթալպիան, ազատ էներգիան և թերմոդինամիկ պոտենցիալը։

Այսպիսով, ծավալը, մասսան, գրամմոլերի թիվը, ներքին էներգիան և թերմոդինամիկ պոտենցիալը էքստենսիվ հատկանիշներ են։

Համասեռ սիստեմներում Z էքստենսիվ հատկանիշի և m մասսայի հարաբերությունը կոչվում է տեսակարար հատկանիշ։

$$\frac{Z}{m}=z\text{—}\text{տեսակարար հատկանիշ է։}$$

Այն դեպքերում, երբ մասսայի փոխարեն դիտում են գրամմոլերի (n) թիվը, $\frac{Z}{m}$ քանորդը փոխարինվում է մոլյար հատկանիշ կոչվող $\frac{Z}{n}$ հարաբերությամբ։

Այսպիսով, մենք ունենք v տեսակարար ծավալ, $u=\frac{U}{m}$ տեսակարար ներքին էներգիա, $s=\frac{S}{m}$ տեսակարար էնտրոպիա, $f=\frac{F}{m}$ տեսակարար ազատ էներգիա, $g=\frac{G}{m}$ տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալ, $h=\frac{H}{m}$ տեսակարար էնթալպիա։

$\frac{V}{n}, \frac{U}{n}, \frac{H}{n}, \frac{S}{n}, \frac{F}{n}, \frac{G}{n}$ *հարաբերությունները տալիս են մոլյար մեծությունները՝ մոլյար ծավալը, մոլյար ներքին էներգիան և այլն։*

Կշռաբաժինը նույնպես տեսակարար մեծություն է։ Իրոք, եթե m-ը համասեռ խառնուրդի մասսան է, իսկ m_a-ը՝ այդ խառնուրդի A կոմպոնենտի մասսան, ապա կոմպոնենտի կշռաբաժինը կլինի $\frac{m_a}{m}$ հարաբերությունը։

Նույնպես և $\frac{n_i}{n}$ մոլյար մասը մոլյար մեծություն է։

(21, 3, 1)-ից անմիջականորեն հետևում է, որ տեսակարար մեծությունները և սրանց նման մոլյար մեծությունները չեն կարող համարվել էքստենսիվ հատկանիշներ։

Մասնավորապես կշռաբաժինը, մոլյար մասը և բաղադրության որոշմանը ծառայող բոլոր մեծություններն էքստենսիվ չեն։

Թերմոդինամիկայում հանդիպում են այնպիսի մեծություններ, որոնք բնույթով նման են տեսակարար կամ մոլյար մեծություններին։ Այսպես, օրինակ, դիցուք G_i-ն i-րդ ֆազի թերմոդինամիկ պոտենցիալն է, իսկ m_i^k-ն այդ ֆազում A^k կոմպոնենտի մասսան է։

$$\left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i^k}\right)_{t,p,m_{1-k}} = \mu_i^k$$

մասնակի ածանցյալը, ինչպես արդեն գիտենք (20, 3, 8)-ից, կոչվում է i-րդ ֆազում A^k կոմպոնենտի քիմիական պոտենցիալ։

$$G_i : m_i^k$$

հարաբերությունն ակնհայտորեն իր բնույթով նման է μ_i^k-ին։

Որովհետև տեսակարար մեծություններն էքստենսիվ չեն, ապա էքստենսիվ մեծությունների մասնակի ածանցյալները, ըստ մասսաների (օրինակ՝ $\mu_i^k = \frac{\partial G_i}{\partial m_i^k}$) նույնպես չեն կարող էքստենսիվ հատկանիշ լինել։

Համասեռ սիստեմում $\frac{Z}{V}$ հարաբերությունը, որտեղ Z-ը էքստենսիվ մեծություն է, իսկ V-ն՝ ծավալը, կոչվում է Z մեծության խտություն։

Այսպես, օրինակ, $\frac{U}{V}$-ն ներքին էներգիայի խտությունն է։ Նույն ձևով $\frac{S}{V}$, $\frac{H}{V}$ ... և այլն էնտրոպիայի, էնթալպիայի և այլ մեծությունների խտությունները են. $\frac{m}{V}$ հարաբերությունը չի կոչվում մասսաների խտություն, այլ ուղղակի՝ խտություն։

Դժվար չէ համոզվել, որ էքստենսիվ մեծությունների խտությունները էքստենսիվ հատկանիշներ չեն։

3. Այն մեծությունները, ինչպիսին են ճնշումը, ջերմաստիճանը, խտությունը, § 1, 1, 2-ում անվանեցինք երկրորդ կարգի հատկանիշներ, իսկ ֆիզիկայում նրանք սովորաբար կոչվում են ինտենսիվ մեծություններ։

Բոլոր այն հատկանիշները, որոնք էքստենսիվ չեն, վերաբերում են ինտենսիվ մեծությունների խմբին։ Այսպիսով, բոլոր տեսակարար և մոլյար մեծությունները (մասնավորապես նաև կշռային և մոլյար մասերը, տեսակարար թերմոդինամիկ պոտենցիալները), էքստենսիվ մեծություն-

ների մասնական ածանցյալները ըստ մասսայի (օրինակ՝ քիմիական պոտենցիալները), խտությունները և կոնցենտրացիան ինտենսիվ հատկանիշներ են։

Ցուրաքանչյուր ինտենսիվ մեծության բնորոշ առանձնահատկությունները հետևյալներն են.

Միևնույն ինտենսիվ հատկանիշը սիստեմի տարբեր կետերում կարող է ունենալ տարբեր թվային արժեքներ։

Համասեռ սիստեմի բոլոր կետերում յուրաքանչյուր ինտենսիվ մեծության թվային արժեքները միևնույնն են։

Բացի դրանից, գոյություն ունի այնպիսի ինտենսիվ մեծությունների խումբ, որոնք օժտված են հետևյալ հատկություններով.

Համասեռ մասերից բաղկացած, անհամասեռ սիստեմի հավասարակշռության դեպքում, միևնույն ինտենսիվ հատկանիշն ունի միևնույն թվային արժեքը սիստեմի բոլոր մասերում։

Այսպես, օրինակ՝ հավասարակշիռ սիստեմի բոլոր կետերում ջերմաստիճանը միևնույնն է (եթե սիստեմի բոլոր մասերը ջերմահաղորդակցված են), հավասարակշիռ սիստեմի բոլոր մասերում ճնշումը միևնույնն է (կիսաթափանց դիաֆրագմաների բացակայության դեպքում), հեղուկ-գոլորշի սիստեմում հեղուկի և գոլորշու տեսակարար ծավալներ հավասար են մեկը մյուսին, վերջապես, միևնույն կոմպոնենտի քիմիական պոտենցիալները հավասարակշիռ սիստեմի բոլոր ֆազերում հավասար են մեկը մյուսին։

Այստեղ պետք է անել հետևյալ էական դիտողությունը.

Դիցուք m-ը և V-ն համասեռ սիստեմի մասսան ու ծավալն են, իսկ m^1, m^2..., m^k-ն նրա մեջ A^1, A^2... A^k կոմպոնենտների մասսաներն են։

Այդ դեպքում $m=m^1+m^2+...+m^k$

և
$$\frac{m}{V}=\delta=\delta^1+\delta^2+...+\delta^k,$$

որտեղ
$$\delta^1=\frac{m^1}{V},\quad \delta^2=\frac{m^2}{V}...$$ և այլն։

Այսպիսով ունենք՝ խառնուրդի (δ) խտությունը հավասար է նրա մեջ կոմպոնենտների (δ^1, δ^2... δ^k) խտությունների գումարին։

Սրա նման իդեալական գազերի խառնուրդում ճնշումը հավասար է բաժնեճնշումների գումարին ($p=p^1+p^2+...+p^k$)։ Այս երկու դրույթները հիշեցնում են (21, 3, 1)-ը, որն էքստենսիվ հատկանիշների սահմանումն է ներկայացնում։

Սակայն (21, 3, 1)-ում խոսվում է տարածության տարբեր հատվածներում գտնվող մասերի մասին, իսկ $\delta=\delta^1+\delta^2+...+\delta^k$, կամ $p=p^1+p^2+...+p^k$ հավասարությունները իրավացի են միայն խառնուրդների համար, այսինքն՝ այնպիսի սիստեմների համար, որոնց տարբեր կոմպոնենտները գրավում են տարածության միևնույն հատվածը։

4. Որպես հաստատուն բաղադրություն ունեցող համասեռ սիստեմի պարամետրները միշտ կարելի է վերցնել երեք էքստենսիվ մեծություններ՝

m մասսան, V ծավալը և S էնտրոպիան։ Այն դեպքում երբ m=const., ներքին էնէրգիայի աճը (14, 6, 3)-ի համաձայն կարտահայտվի այսպես՝

$$dU=TdS-pdV.$$

այստեղ dS-ը և dV-ն էքստենսիվ հատկանիշների աճերն են, իսկ T-ն և p-ն ինտենսիվ մեծություններ են։

Եթե i-րդ ֆազի բաղադրությունն ու մասսան կարող են փոփոխվել, ապա դարձյալ որպես պարամետրներ կարելի է վերցնել միայն էքստենսիվ մեծությունները՝ V_i ծավալը, այդ ֆազի S_i էնտրոպիան և նրա կոմպոնենտների $m_i^1, m_i^2, \dots m_i^k$ մասսաները։

Այս դեպքում i-րդ ֆազի ներքին էնէրգիայի աճը ըստ (20, 3, 26), կլինի

$$dU_i=T_idS_i-p_idV_i+\mu_i^1dm_i^1+\mu_i^2dm_i^2+\dots+\mu_i^kdm_i^k, \qquad (21, 3, 2)$$

որտեղ $\mu_i^1, \mu_i^2, \dots \mu_i^k$ կոմպոնենտների քիմիական պոտենցիալներն են։

Ինչպես տեսնում ենք, այս դեպքում դիֆերենցիալի նշանների տակ պտնվում են միայն էքստենսիվ մեծություններ, իսկ դիֆերենցիալների գործակիցներն ինտենսիվ մեծություններ են։

Որքան էլ որ բարդ լինի մասերից բաղկացած սիստեմը, ամեն մի մասի համար տեղի կունենա (21, 3, 2)-ը, իսկ քանի որ ամբողջ սիստեմի ներքին էնէրգիան հավասար է մասերի ներքին էնէրգիաների գումարին, և նույնն էլ վերաբերում է էնտրոպիային, ծավալին և այլն, ապա ստանում ենք հետևյալ ընդհանուր արդյունքը.

(21, 3, 3) Յուրաքանչյուր սիստեմի ներքին էներգիայի տարբական աճը կարող է արտահայտվել որպես z_rdZ_r արտադրյալների գումար՝

$$dU=\Sigma z_rdZ_r, \qquad (21, 3, 3')$$

որտեղ դիֆերենցիալների նշանների տակ գտնվում են միայն էքստենսիվ մեծություններ, իսկ գործակիցներն ինտենսիվ մեծություններ են:

5. Ակնհայտ է, որ որքան մեծ լինի (21, 3, 3')-ի աջ մասի գումարի գումարելիների թիվը, այնքան ավելի շատ ձևերով կարելի է փոփոխել ներքին էնէրգիան։

Այսպես, օրինակ, սիստեմի ամեն մի ֆազի ներքին էնէրգիան համաձայն (21, 3, 2)-ի կարելի է փոփոխել հետևյալ եղանակներով՝ մեծացնել ծավալը, փոքրացնել էնտրոպիան, մեծացնել կամ փոքրացնել $m_i^1, m_i^2, \dots m_i^k$ մասսաներից յուրաքանչյուրը։

Եվ ընդհակառակը, որքան մեծ լինի հաստատուն արժեքներ ունեցող էքստենսիվ մեծությունների թիվը, այնքան մեծ կլինի այդ մեծությունների դրոյի հավասար դիֆերենցիալների թիվը, այնքան փոքր կլինի (21, 3, 3') գումարի գումարելիների թիվը և հետևաբար այնքան քիչ ձևերով կարելի կլինի փոփոխել սիստեմի ներքին էնէրգիան։

Ամեն անգամ, երբ սիստեմի ներքին էնէրգիան փոփոխելու եղանակների թիվը փոքրանում է որևէ էքստենսիվ պարամետրի հաստատուն պահելու պատճառով, ասում ենք, որ սիստեմին կապ է վերադրված։

Կապ վերադրել, կապ մուծել նշանակում է՝ արգելել որևէ էքստենսիվ պարամետրի փոփոխումը, այն էքստենսիվ պարամետրի, որի դիֆերենցիալը մտնում է ներքին էներգիայի աճի (21, 3, 3′) արտահայտության մեջ։

Կապերի օրինակները. երբ հակադարձելի պրոցեսում $dQ=0$, ապա և $dS=0$, հետևաբար հակադարձելի պրոցեսում ջերմության մուտքը և ելքը սիստեմի մեջ արգելելը նշանակում է կապ մուծել։

Ծավալի փոփոխությունն արգելել նշանակում է՝ կապ մուծել։ Արգելելով (կիսաթափանց դիաֆրագմայով կամ այլ կերպ) կոմպոնենտի անցումը մի ֆազից մյուսը, մենք սիստեմի մեջ կապ ենք մուծում։ Կարելի է բերել կապերի բազմաթիվ այլ օրինակներ։

Հետաքրքրական է համեմատել թերմոդինամիկ և մեխանիկական կապերը։ Պատկերացնենք մետաղե ձող (փոքր շառավիղ ունեցող գլանի ձևի), որը կարելի է ձգել, ծռել, ոլորել։

Այդ դեֆորմացիաներից յուրաքանչյուրը կփոփոխի ձողի պոտենցիալ էներգիան։

Մեխանիկական կապ է հետևյալ պայմաններից յուրաքանչյուրը՝

գլանի առանցքը պետք է ուղղագիծ մնա,

ձողի երկարությունն անփոփոխ է,

բոլոր ծնիչները պետք է ուղղագիծ մնան։

Առաջին պայմանը նշանակում է, որ ձողը ծռված չէ, երկրորդը՝ արգելում է ձողի ձգումը, իսկ երրորդը՝ ցույց է տալիս, որ գլանը ոլորված չէ։

Այս երեք պայմաններից յուրաքանչյուրը փոքրացնում է ձողի պոտենցիալ էներգիան փոփոխելու եղանակների թիվը։

§ 6, 4, 2-ում արդեն նշեցինք, որ թերմոդինամիկայում ներքին էներգիայի գաղափարը մեխանիկայի պոտենցիալ էներգիայի գաղափարի ընդհանրացումն է։ Այդ պատճառով հետազոտված օրինակներից պետք է եզրակացնել, որ թերմոդինամիկայում կապի գաղափարը մեխանիկական կապի գաղափարի ընդհանրացումն է։

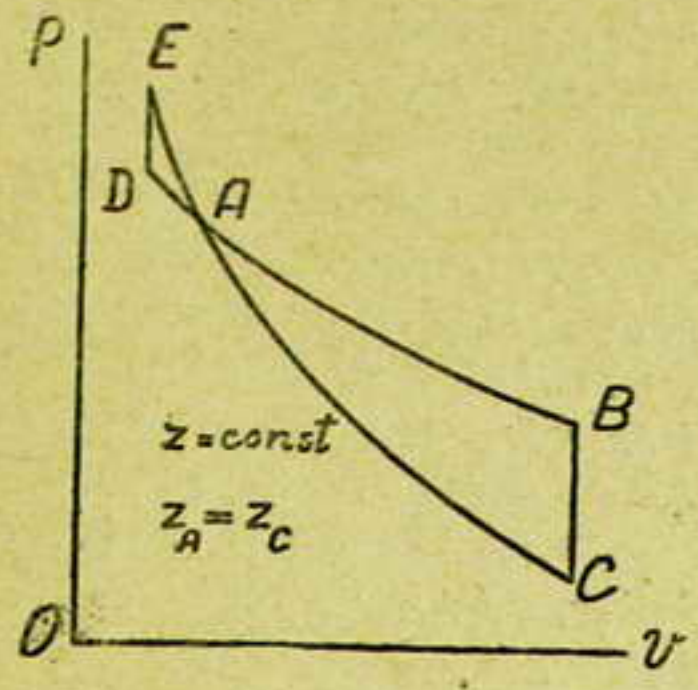
§ 21, 4. ԹՈՄՍՈՆԻ ՊՈՏՏՈՒԼԱՏԻՑ ԱՆՄԻՋԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՐՏԱԾՎՈՂ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՇԵՂՄԱՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

1. Հավասարակշռության շեղման օրենքների մի խումբը կարող է անմիջականորեն արտածվել Թոմսոնի պոտտուլատից։ Այդ խումբը պարունակում է այնպիսի օրինաչափություններ, որոնք տվյալ հավասարակշռության մեջ գտնվող սիստեմների ծավալի և ճնշման հակադարձելի-ադիաբատ կամ հակադարձելի-իզոթերմ փոփոխությունների ընթացքում։ Մենք կարիք կունենանք դիտել մեկ աղբյուրով ցիկլեր։ Ինչպես հայտնի է (§ 12, 3), այն հակադարձելի պրոցեսները, որոնցից կարելի է կազմել այդպիսի ցիկլեր, պետք է լինեն կամ իզոթերմ, կամ ադիաբատ (իզէնտրոպ), իսկ այդպիսի ցիկլերում մասնակցող անհակադարձելի պրոցեսները կարող են կամայական լինել։

Ընդհանուր ձևակերպումների համատոտության և հկունության նպատակով, այն հակադարձելի պրոցեսները, որոնցից կարելի է կազմել մեկ աղբյուրով շրկիլ, անվանենք l պրոցեսներ։ Համաձայն (21, 2, 1)-ի և (21, 2, 2)-ի՝

(21, 4, 1) *l* պրոցեսների գծերը p—V դիագրամում իջնում են ձախից աջ։

Դիցուք (նկ. 21—1) B-*ն կայուն հավասարակշռության այն վիճակն է, երբ ծավալը* V_B *է, իսկ* BA-*ն տարրական l պրոցես է, որի ընթացքում սիստեմի ծավալը փոքրանում է։ A վիճակում սիստեմը ենթարկենք որևէ կապի, որը կարտահայտվի էքստենսիվ Z մեծության հաստատունությամբ, և այս կերպ սկսենք մեծացնել ծավալը։ Քանի որ կապի մուծումը փոփոխում է սիստեմի բնույթը, ապա* AC *գիծը, որով կատարվում է ծավալի մեծացումը, ընդհանրապես չի համընկնի* AB *գծին։ AC պրոցեսը կանդնեցնում ենք C կետում, որտեղ* $V_C = V_B$, *և որը գտնվում է* B-*ին անվերջ մոտ։ Ըստ այսմանի՝* AC *պրոցեսը հակադարձելի է և այդ պատճառով C վիճակը՝ A վիճակում մուծված* Z=const. *կապի առկայությամբ՝ կայուն հավասարակշռության վիճակ է։ Հեռացնենք կապը, C-ն կդադարի հավասարակշռության վիճակ լինելուց, որի հետևանքով սկսվի անհակադարձելի պրոցես։*



Նկ. 21—1

§ 18,1-ում նշվեց կայուն վիճակի հետևյալ հատկությունը. կայուն (B) հավասարակշռության վիճակից անվերջ քիչ շեղված սիստեմը կարող է ինչ նոր (C) վիճակում միայն նոր կապի մուծման կամ նոր ուժի կիրառման շնորհիվ։ Եթե այդպիսի կապ կամ այդպիսի ուժ չկա, ապա սիստեմը C-ից կվերադառնա B-ին։

Այդտեղից պարզ է, որ Z=const. *կապը հեռացնելուց հետո կսկսվի անհակադարձելի պրոցես, որը կվերադարձնի սիստեմը C վիճակից B վիճակին և այսպիսով կկատարի BACB շրկիլը։ Մենք ենթադրում ենք, որ այս շրկիլը մեկ աղբյուրով շրկիլ է, և աղբյուրի ջերմաստիճանը հավասար է B վիճակի* t_B *ջերմաստիճանին։*

CB *պրոցեսի անհակադարձելիության հետևանքով ամբողջ* BACB *շրկիլն անհակադարձելի է և այդ պատճառով, թեմոնի պոստուլատի համաձայն, արտաքին աշխատանքը պետք է դրական լինի՝* $W_e > 0$։ BA *և* AC *պրոցեսների հակադարձելիությունը պահանջում է, որ այս պրոցեսների ընթացքում արտաքին ճնշումը հավասար լինի սիստեմի ճնշմանը, իսկ այդ դեպքում*

$$W_e = W_{eBA} + W_{eAC},$$

որտեղ W_{eBA}-*ն և* W_{eAC}-*ն արտահայտվում են համապատասխան մակերեսներով։*

Քանի որ CB-ն իզոխոր է և $W_{eCB}=0$, BA պրոցեսում ծավալը փոքրանում է, $W_{eBA}>0$, իսկ AC պրոցեսում ծավալը մեծանում է և $W_{eAC}<0$, հետևաբար

$$W_e=W_{eBA}-|W_{eAC}|$$

և W_e-ն դրական կլինի միայն այն դեպքում, երբ BA պրոցեսի կիծը պասավորվի AC-ից վեր։

Մեզ համար հարմար է համեմատել ոչ թե BA և AC գծերը, այլ AB և AC գծերը։ Այդ միանգամայն հնարավոր է, որովհետև այդ պրոցեսների հակադարձելիության պատճառով կարելի է BA պրոցեսը պատկերացնել հակառակ ուղղությամբ։ Նկատի ունենանք, որ AB-ն և AC-ն l պրոցեսները են և ըստ (20, 4, 1)-ի երկու գծերն էլ պետք է իջնեն ձախից աջ։ Այդ պատճառով եթե AC-ն ավելի ցածր է, քան AB-ն, ապա AC-ն կլինի AB-ից թեք։

Եթե BA և AC հակադարձելի պրոցեսները փոխարինենք DA և AE հակադարձելի պրոցեսներով, ապա կստանանք DAED ցիկլը, որտեղ ED իզոխոր պրոցեսը պետք է դարձյալ անհակադարձելի լինի և $W_e>0$ (որովհետև DAED-ն մեկ աղբյուրով ցիկլ է)։ Բայց այժմ լրացուցիչ կապի առկայությամբ կատարվող EA պրոցեսի գիծն ավելի բարձր կդասավորվի, քան այդ կապից զերծ DA պրոցեսի գիծը։ Այսինքն՝ դարձյալ AE-ն AD-ից ավելի թեք է։

Այսպիսով ստացանք հետևյալ արդյունքը.

(21, 4, 2) p—V դիագրամի վրա լրացուցիչ կապով հակադարձելի l պրոցեսի (AC, AE) գիծն ավելի թեք է, քան առանց այդ կապի ընթացող հակադարձելի l պրոցեսի (AB, AD) գիծը։

Հենց (21, 4, 2)-ը հավասարակշռության շեղման շատ կարևոր օրենք է, որը կիրառվում է կայուն հավասարակշռության վիճակից սկսվող իզոթերմ և ադիաբատ պրոցեսներում կատարվող ծավալի և ճնշման փոփոխությունների դեպքում։

Այս օրենքը կարող է արտահայտվել տեսքով մեկը մյուսից տարբեր մի քանի անհավասարությունների միջոցով։

2. Նախքան (21, 4, 2)-ի տարբեր արտահայտություններին և կիրառություններին անցնելը, կանգ առնենք մի քանի կետերի վրա։

α. AB և AC հակադարձելի պրոցեսները մեկը մյուսից տարբերվում են միայն նրանով, որ AC պրոցեսի ընթացքում սիստեմի վրա դրվել է լրացուցիչ Z=const. կապը, որը բացակայում է AB պրոցեսի ընթացքում։

(21, 4, 3) AC պրոցեսի ընթացքում պահպանվում են բոլոր այն կապերը, որոնք դրվել են սիստեմի վրա AB պրոցեսի ընթացքում, և մուծվում է նոր («լրացուցիչ») Z=const. կապը։

Այսպես, օրինակ, եթե AB-ն իզոթերմ պրոցես է, որի ժամանակ փոփոխվում է սիստեմի բաղադրությունը, ապա լրացուցիչ կապը, որը դրվում է AC պրոցեսի ընթացքում, կարող է S=const. պայմանը լինել, որի համաձայն AC-ն հակադարձելի ադիաբատ է։ Այս դեպքը դիտված է

(21, 2, 5)-ում, որտեղ ցույց տրվեց, որ հակադարձելի ադիաբատը պետք է լինի հակադարձելի իզոթերմից թեք, որը միանգամայն համընկնում է (21, 4, 2)-ին։

Բայց լրացուցիչ կապը կարող է լինել նաև այն, որ AC իզոթերմ պրոցեսում չի թույլատրվում բաղադրության փոփոխումը, այդ դեպքում (21, 4, 2)-ը այսպես կարտահայտվի՝ p—V դիագրամի վրա անփոփոխ բաղադրությամբ հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսի գիծն ավելի թեք է, քան այն իզոթերմ պրոցեսի գիծը, որում բաղադրությունը ենթակա է փոփոխության։

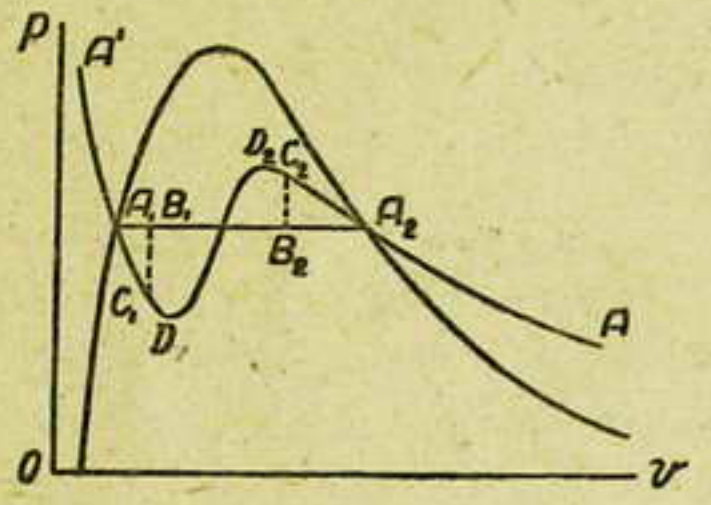
Ինարկե, կարելի է միաժամանակ մուծել ոչ թե մեկ, այլ մի քանի կապեր։ Օրինակ՝ քննարկված դեպքում կարելի է ենթադրել, որ AC պրոցեսը միաժամանակ և՛ ադիաբատ է, և՛ կատարվում է առանց բաղադրության փոփոխման։

Եթե AB պրոցեսը հակադարձելի-ադիաբատ է (S=const.), ապա ըստ (21, 4, 3)-ի, այդ կապը (S=const.) պետք է պահպանվի AC պրոցեսի ընթացքում (այլապես՝ AC-ն չի կարող իզոթերմ պրոցես լինել), իսկ AC պրոցեսի ընթացքում սիստեմի վրա դրվող լրացուցիչ կապը կարող է լինել բաղադրության անփոփոխությունը։

β. AC պրոցեսի ընթացքում սիստեմի վրա դրվող կապերի թիվը կարող է համապատասխան լինել, բայց սովորաբար ամենահետաքրքիրը արդյունքները ստացվում են միայն մեկ լրացուցիչ կապի ավելացման դեպքում։

γ. լրացուցիչ կապի բնույթից է կախված, թե որքանով AC պրոցեսն ավելի թեք կլինի AB-ից, բայց ինչպիսի բնույթի էլ որ լինի կապը, AC գիծն անպայմանորեն AB գծից թեք կլինի։

3. Վերևում մենք տեսանք, որ եթե AB-ն իզոթերմ է, իսկ կապը արտահայտվում է S=const. պայմանով, ապա AC-ն հակադարձելի ադիաբատ կլինի և (21, 4, 2)-ից կընթերցվի (21, 2, 5)-ը, այսինքն՝ (21, 2, 5)-ը կլինի (21, 4, 2)-ի մասնավոր դեպքը։



Նկ. 21—2

Տեսնենք (21, 4, 2)-ը մեկ անգամ ևս արդեն ծանոթ օրինակով։ $A'A_1$ հատվածի վրա հեղուկի իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ ամենևին չի կարող գոլորշի առաջանալ (նկ. 21—2), A_1-ին հասնելուց հետո ծավալի հետագա փոփոխությունը կպատահեցվի կամ ծավալների առանցքին զուգահեռ A_1B_1 գծով, կամ $A'A_1$-ի շարունակությունը կազմող A_1C_1 գծով։ A_1C_1 պրոցեսում գոլորշի չի առաջանում. սիստեմը ներկայացնում է չհագեցած հեղուկ։ A_1B_1 պրոցեսի ընթացքում սիստեմը ենթարկված չէ կապի, նրա բաղադրությունը փոփոխվում է։ A_1C_1 պրոցեսի ընթացքում սիստեմի վրա կապ է դրված, որը արտահայտվում է հեղուկի (m_1) մասսայի հաստատունության՝ m_1=const.։ Կապի առկայությամբ գիծն ավելի թեք է, քան առանց այդ կապի ընթացող պրոցեսի գիծը։

Նույնը տեղի ունի նաև չհագեցած գոլորշու իզոթերմ սեղմման ժամանակ։ Իզոթերմ սեղմման AA_2 գծից հետո սեղմումը կարող է շարունակվել կամ, հեղուկ առաջանալով, A_2B_2 գծով, կամ A_2C_2 գծով, որի վրա գոլորշին (գազը) հագեցած չէ և հեղուկ ամենևին չի առաջանում։ Այստեղ A_2B_2 պրոցեսն ընթանում է կապից դերծ սիստեմում, իսկ A_2C_2 պրոցեսի ընթացքում սիստեմի վրա դրված է կապ, որն արտահայտվում է գոլորշու m_2 մասսայի հաստատուն լինելով (m_2=const.)։

Իզոթերմի D_1D_2 հատվածը, որը բարձրանում է ձախից աջ, պատկերում է անիրագործելի վիճակները, քանի որ այս վիճակներում հավասարակշռությունն անկայուն կլիներ։

§ 21. 5. (21. , 2) ԹԵՈՐԵՄԱՑԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԵՏԵՎԱՆՔՆԵՐԸ

1. Դիցուք (նկ. 21—3) AC *պրոցեսի ընթացքում սիստեմի վրա դրված կապն արտահայտվում է Z էքստենսիվ մեծության հաստատունությամբ։* AB *և* CB *պրոցեսների ընթացքում սիստեմն ազատ է այդ կապից։*

Նշանակելով Z_A, Z_B, Z_C-*ով* Z-*ի թվային արժեքները համապատասխանաբար* A,B,C *վիճակներում և նկատի ունենալով, որ* AC *պրոցեսում* Z-*ը հաստատուն է, այսինքն՝* $Z_A=Z_C$, *տեսնում ենք, որ* AB *և* CB *պրոցեսների ընթացքում առաջացած* Z_B-Z_A *և* Z_B-Z_C *տարբերությունները միմյանց հավասար են։ Դիցուք* A, B, C *վիճակները անվերջ մոտ են մեկը մյուսին. այդ դեպքում* Z_B-Z_A *և* Z_B-Z_C *տարբերությունները կլինեին նույնպես անվերջ փոքր։ Նշանակելով*

$$Z_B-Z_A=dZ,\quad Z_B-Z_C=\delta Z, \tag{21, 5, 1}$$

վերն ասածի հիման վրա կարող ենք գրել՝

$$dZ=\delta Z; \tag{21, 5, 2}$$

Ուշադրություն դարձնենք նաև այն հանգամանքի վրա, որ եթե AB *և* AC *պրոցեսների ընթացքում (նկ. 20—1) ծավալը մեծանում է, ապա* AC-*ն ընկած է* AB-*ից ցած, որի հետևանքով* CB *իզոխոր պրոցեսում ճնշումն աճում է (այսինքն՝* $p_B>p_C$)։

Այս հանգամանքը միացնելով (20, 5, 2)-ի հետ, ստանում ենք հետևյալ օգտակար թեորեման.

(21, 5, 3) Դիցուք AC *l* պրոցեսի ընթացքում սիստեմի վրա դրված լրացուցիչ կապն (նկ. 20 – 3) արտահայտվում է նրանով, որ Z էքստենսիվ մեծությունը հաստատուն է:

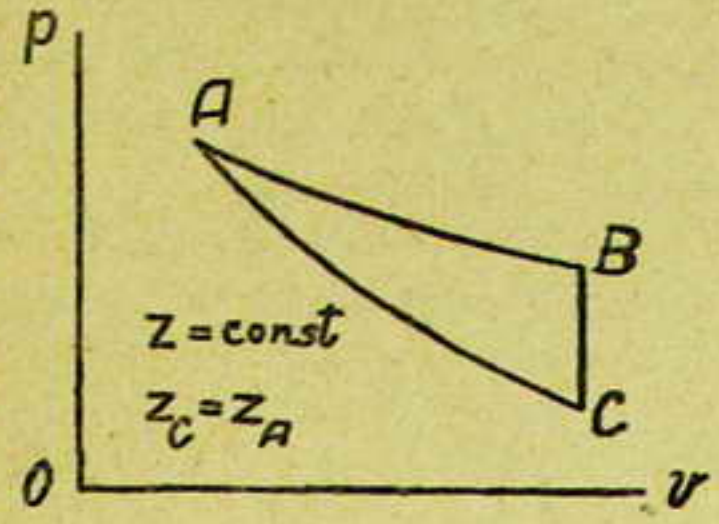
Այդ դեպքում Z-ի փոփոխությունը AB *l* պրոցեսում հավասար է Z-ի աճին՝ ճնշման իզոխոր CB բարձրացման ընթացքում:

Բերենք (21, 5, 3) թեորեմայի կիրառության օրինակ։

Դիցուք $E_1, E_2, \ldots E_k$ *գազերի նյութապես մեկուսացված խառնուրդը, որի մեջ հնարավոր է* $e_1E_1+e_2E_2+e_3E_3=0$ *հավասարմանը բավարարող ռեակցիան, գտնվում է կայուն հավասարակշռության վիճակում։*

$E_1, E_2, \ldots E_k$ *դաշնքի գրամմոլեքի սկզբնական թվերը նշանակենք համապատասխանաբար* $n_1, n_2 \ldots, n_k$*-ով և ընդունենք* $Z=n_3$*, երբ* $Z=n_3=\text{const.}$*, սխտամի բաղադրությունը չի կարող փոփոխվել նրա նյութական միևնույնի լինելու պատճառով, հետևաբար* $Z=n_3=\text{const.}$ *կապը արտահայտում է խառնուրդի բաղադրության հաստատունությունը։*

Ենթադրենք (նկ. 21—3), AB, AC, CB *պրոցեսներն իզոթերմ են։ Քանի որ* AB *իզոթերմ պրոցեսի ընթացքում սխտամին ապատ է՝* $Z=n_3=\text{const.}$ *կապից, ապա* n_3*-ը կարող է փոփոխվել այնինչ՝ կիսատաբ-վի սխտամի բաղադրությունը փոփոխող ռեակցիա։*



Նկ. 21—3

Ի՞նչ ուղղությամբ կփոփոխվի բաղադրությունը, կմեծանա արդյոք n_3*-ը, թե կփոքրանա։ Այս հարցին մասնակի պատասխան է տալիս (21, 5, 3) թեորեման։*

Իրոք, քան (21, 5, 3)-ի, AB *և* CB *պրոցեսներում* n_3*-ի փոփոխությունները միևնույնն են։ Բայց* CB *պրոցեսում* E_3 *գազի* n_3 *գրամմոլեքի թվի* (δn_3) *փոփոխությունը հնարավոր է հաստատել, ելնելով նրանից, որ այդ իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսում ճնշումը պետք է մեծանա, իսկ այդ, երբ* $t=\text{const.}$, $V=\text{const.}$, *հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ աճում է նաև խառնուրդի գրամմոլեքի* n *թիվը* ($n=n_1+n_2+\ldots+n_i$)։

Այսպիսով, AB *պրոցեսում, երբ* $t=\text{const.}$ *և* $dV>0$*, նույնպես և* $dn>0$ *(որտեղ* dn*-ը սխտամի գրամմոլեքի ընդհանուր թվի փոփոխությունն է)։ Այս արդյունքը կարելի է հետևյալ կերպ ձևակերպել.*

(21, 5, 4) Հավասարակշիռ գազային խառնուրդի ծավալի իզոթերմ մեծացումը կարող է առաջացնել բաղադրության միայն այնպիսի փոփոխություն, որի ընթացքում խառնուրդի գրամմոլեքի ընդհանուր թիվը մեծանում է:

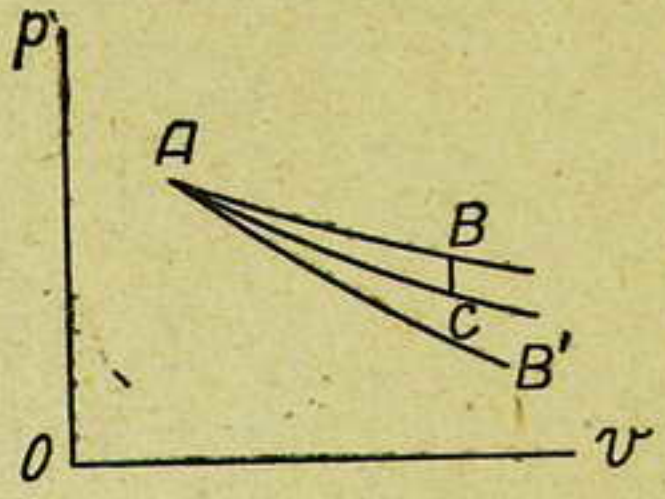
Իդեալական գազերի խառնուրդի դեպքում այս արդյունքը բոլորովին այլ եղանակով ստացանք (19, 5, 11)-ում։ Սակայն այն եղանակը, որից օգտվեցինք § 19,5-ում, կիրառելի է միայն իդեալական գազերի խառնուրդի դեպքում, իսկ (21, 5, 3)-ն իրավացի է և այն ժամանակ, երբ գազերի խառնուրդն իդեալական չէ։

Ուշադրություն դարձնենք հետևյալ վրա։ Քան (21, 2, 1)-ի, մեկից մեծ վերին տարիանտականության դեպքում կայուն հավասարակշռության մեջ գտնվող սխտամում ծավալի իզոթերմ մեծացումը միշտ առաջացնում է ճնշման փոքրացում՝ անկախ նրանից, թե զուգորդվում է արդյոք ծավալի փոփոխությունը բաղադրության փոփոխությամբ, թե ոչ։

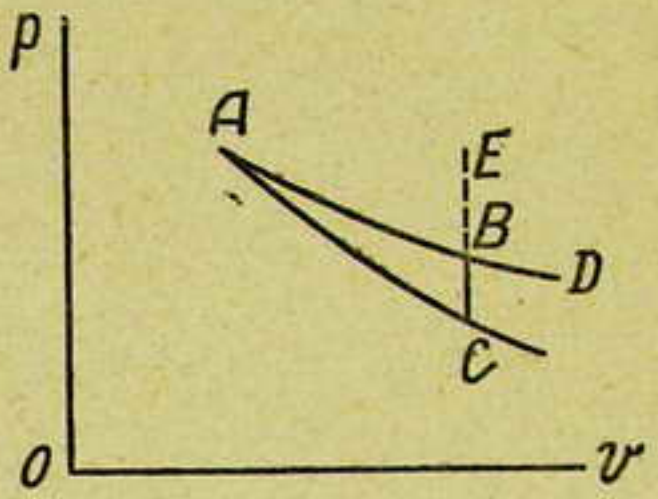
Դիցուք AC*-ն (նկ. 21—4) այն իզոթերմն է, որի վրա գազային խառնուրդի բաղադրությունը հաստատուն է,* AB*-ն և* AB′*-ը այն իզոթերմներն են, որոնց վրա բաղադրությունը փոփոխվում է. AB-ի վրա կատարվում է գրամմոլեքի ընդհանուր* n *թիվը մեծացնող ռեակցիա, իսկ*

AB'-ի վրա՝ n-ը փոքրացնող ռեակցիա։ Մենք գիտենք (21, 5, 3), որ իրականում տեղի է ունենում AB իզոթերմը, այսինքն՝ երբ գազերի խառնուրդի բաղադրության փոփոխությունը հնարավոր է, ապա իրական՝ AB իզոթերմն իջնում է ձախից աջ ավելի դանդաղ, քան այն դեպքում, երբ ռեակցիան անհնար է (AC գիծը)։ Այսպիսով, երբ բաղադրության փոփոխությունը հնարավոր է, ծավալի իզոթերմ մեծացումն առաջ է բերում այն ռեակցիան, որը չափավորում է մյուս ծավալի մեծացումից առաջացած ճնշման անկումը։

Սրա հիման վրա (21, 5, 4)-ը և (21, 5, 3) ընդհանուր թեորեմաները հաճախ անվանում են «մոդերացիայի կանոն», այսինքն՝ «չափավորման կանոն»։



Նկ. 21—4



Նկ. 21—5

§ 21, 7-ում կբերվի այս կանոնի ճշգրիտ արտահայտությունը։

Եվս մի ակնարկ. սովորաբար դիտում են ոչ թե ընդհանուր վերջ ունեցող AB և CB պրոցեսները (նկ. 21—5), այլ AD պրոցեսը, որի ուղղությունը նույնն է, ինչ որ AB-ինը, և CB-ի ուղղություն ունեցող CE պրոցեսը։ Ըստ (21, 5, 2)-ի

$$dZ=\delta Z, \text{ կամ } Z_B-Z_A=Z_B-Z_C, \text{ բայց } Z_D-Z_A\neq Z_E-Z_C.$$

սակայն այս երկու Z_D-Z_A և Z_E-Z_C տարբերություններն էլ միևնույն նշանն ունեն, այդ պատճառով (21, 5, 4)-ը կարելի է և այսպես արտահայտել.

(21, 5, 3') Եթե կապն արտահայտվում է Z էքստենսիվ մեծության հաստատունությամբ, ապա AD *l* պրոցեսում և CE պրոցեսում Z-ի փոփոխության նշանները միևնույնն են։

2. Ջննարկենք մի այլ օրինակ։ Դիցուք սիստեմը բաղկացած է $Na_2SO_4.10H_2O$ աղից և նրանից վեր գտնվող ջրային գոլորշուց, ենթադրենք, թե p ճնշումն այնքան փոքր է, որ գոլորշին չի կարող խտանալ ու ջուր դառնալ։ Այդ դեպքում բաղադրության միակ հնարավոր փոփոխությունը $Na_2SO_4.7H_2O$ աղից կազմված նոր ֆազի առաջացումն է, ընդ որում ջրի ազատված երեք մոլեկուլներն անցնում են գոլորշու ֆազը։

Այստեղ այն հարցը, թե ծավալի իզոթերմ մեծացման ժամանակ

առաջանում է պրդյոք $Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$ աղը և երե այդ աղն արդեն գոյություն ունի, ապա ինչպե՞ս են փոփոխվում ծավալի ընդարձակման ժամանակ այդ երկու աղերի մասսաները, կարող է լուծվել առանց (21, 5, 3)-ից օգտվելու երբ, երկու աղերի և ջրի դոլորշու առկայության դեպքում ունենք երեք ֆազ և 2 կոմպոնենտ (Na_2SO_4 և H_2O), այդ պատճառով սիստեմը մխտվարիանտ է, ճնշումը կնրմասսիճանի ֆունկցիա է [p=f(t)], և կնրմասսիճանի հաստատուն լինելուց բխում է ճնշման անփոփոխությունը։

Սակայն մեր սիստեմի ծավալի իզոթերմ մեծացումը կարող է իզոբար լինել միայն այն դեպքում, երե այդ պրոցեսի ընթացքում մեծանում է դոլորշու մասսան։ Այսպիսով, երեք ֆազի ($Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$, $Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$, ջրի դոլորշի) համաստատության դեպքում ծավալի իզոթերմ մեծացումն ուղեկցվում է $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ աղի քայքայումով և $Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$ աղի ու ջրի դոլորշու քանակների աճով։

Բայց երեք ֆազերի առկայությունը հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ ճնշումն ու կնրմասսիճանը բավարարում են p=f(t) պայմանին։ Երե p-ն և t-ն այս պայմանին չեն բավարարում, ապա կարող են միասնեղ գոյություն ունենալ միայն երկու ֆազ (տե՛ս § 20, 6, 3 և 4)՝ $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$-ն և ջրի դոլորշին, երե p>f(t) կամ $Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$-ն և ջրի դոլորշին, երե p<f(t)։

Այսպիսով, հենց նոր քննարկված դեպքում ֆազերի կանոնի շնորհիվ կարելի է, չօգտվելով (21, 5, 3)-ից, որոշել, երե ինչ ուղղությամբ են փոփոխվում ֆազերի մասսաները ծավալի իզոթերմ փոփոխման ընթացքում, մինչդեռ դասական քառնուրդի դեպքում, որը դիտվեց ներկա պարագրաֆի 1 կետում, միայն (21, 5, 3)-ից օգտվելով, կարելի է հաստատել քառնուրդի բաղադրության փոփոխության ուղղությունը ծավալի իզոթերմ փոփոխման ժամանակ։

3. Դիտենք ևս մի կամայական, անհամասեռ սիստեմ, որի ֆազերից մեկը գազային է (իսկ մյուսները հեղուկ կամ պինդ են)։ Քանի որ յուրաքանչյուր կոմպոնենտ գազային վիճակի տեսակարար ծավալն զգալիորեն մեծ է նրա որևէ խտացած (այսինքն՝ հեղուկ կամ պինդ) ֆազի տեսակարար ծավալից, ապա գազային ֆազի մասսայի իզոբար մեծացումը միշտ ուղեկցվում է ամբողջ սիստեմի ծավալի մեծացումով, իսկ երե սիստեմի ծավալը հաստատուն է, ապա գազային ֆազի մասսան մեծանալիս ճնշումը բարձրանում է։ Այսեղից ստացվում է հետևյալ շատ կարևոր դրույթը.

(21, 5, 5) Անհամասեռ սիստեմում, որի ֆազերից մեկը գազային է, ծավալը մեծացնող յուրաքանչյուր հակադարձելի *l* պրոցեսը մեծացնում է այդ ֆազի մասսան (և փոքրացնում է ճնշումը, երե սիստեմի վարիանտականությունը մեկից մեծ է), երբ հնարավոր է ջրի աճումը գազային և այլ ֆազերի միջև։

Փակագծերում նշված ճնշման փոքրացումը բխում է (21, 2, 1)-ից և (21, 2, 2)-ից։ (21, 5, 5)-ը համաոոոակի այսպես կարելի է արտահայտել.

Երբ $d_tV>0$, *ապա* $d_tm_{գ-ղ}>0$, *իսկ* $d_tp<0$, (21, 5, 6)

Այստեղ $m_{գ-ղ}$-*ը գազային ֆազի մասսան է։*

Գազային ֆազով անհամասեռ սիստեմները շատ են, այդ պատճառով (21, 5, 5) և (21, 5, 6)-ը ունեն մեծ կիրառություններ։

§ 21, 6. (21, 5, 5) ԹԵՈՐԵՄՅԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ամենապարզ սիստեմները, որոնց նկատմամբ կիրառելի են (21, 5, 5)-ը և (21, 5, 6)-ը, երկֆազ են։

Նրանցից մի քանիսը շատ մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում։ Երկու սիստեմների հիմնական հատկությունները մենք համառոտակիորեն հետազոտում ենք այստեղ։

Դիցուք սիստեմը կառուցված է ցնդող հեղուկում չցնդող նյութի լուծույթից և այդ հեղուկի գոլորշուց, օրինակ, կերակրի աղի կամ շաքարի լուծույթը ջրում և ջրի գոլորշին։ Նշանակենք 1 և 2 ստորին նիշերով համապատասխանաբար հեղուկ և գոլորշի ֆազերը։ Վերին 1 և 2 նիշերը վերաբերում են կոմպոնենտներին. A¹-ը ցնդող կոմպոնենտն է, իսկ չցնդող բոլոր կոմպոնենտները կդիտենք որպես մեկ՝ A² կոմպոնենտ։

	Հեղուկ ֆազում	*Գազային ֆազում*	*Ամբողջ սիստեմում*
A^1-*ի մասսաները*	m_1^1	m_2^1	$m^1=m_1^1+m_2^1$
A^2-*ի մասսաները*	m_1^2	m_2^2	(21, 6, 1)

Հեղուկ և գոլորշի ֆազերի m_1 *ու* m_2 *մասսաները և նրանց դիֆերենցիալները՝*

$$\left.\begin{aligned} m_1&=m_1^1+m_1^2 & dm_1&=dm_1^1\\ m_2&=m_2^1 & dm_2&=dm_2^1=-dm_1^1\end{aligned}\right\}, \qquad (21, 6, 2)$$

Մեզ պետք կգան նաև հեղուկ ֆազում A^1 *և* A^2 *կոմպոնենտների* σ_1^1 *և* σ_1^2 *կշռամասերը՝*

$$\sigma_1^1=\frac{m_1^1}{m_1}, \qquad d\sigma_1^1=\frac{1-\sigma_1^1}{m_1^1}dm_1^1, \qquad (21, 6, 3)$$

$d\sigma_1^1$-*ի արտահայտությունն ստանալու համար անհրաժեշտ է դիֆերենցման ժամանակ* dm_1-*ը փոխարինել* dm_1^1-*ով, համաձայն (21, 6, 2)-ի։ Վերջապես, քանի որ* $\sigma_1^1+\sigma_1^2=1$, *ապա* $d\sigma_1^2=-d\sigma_1^1$, (21, 6, 4)

Մեր սիստեմի վարիանտականությունը մեկից մեծ է և A^1 *ցնդող կոմպոնենտը կարող է անցնել մի ֆազից մյուսը։ Այդ պատճառով (21, 5, 5)-ը և (21, 5, 6)-ը պահպանում են իրենց ուժը։ (21, 5, 6)-ը գրենք այսպես՝*

$$\left.\begin{aligned} &\text{երբ } t=\text{const. և } d_tV>0, \text{ ունենք՝ } d_tm_2>0\\ &dm_1=dm_1^1<0,\end{aligned}\right\} \qquad (21, 6, 5)$$

Նկատի ունենալով, որ dV-ի նշանը փոխվելիս բոլոր մնացած դիֆերենցիալները էլ (20, 6, 5)-ում փոխում են նշանները, կարող ենք գրել՝

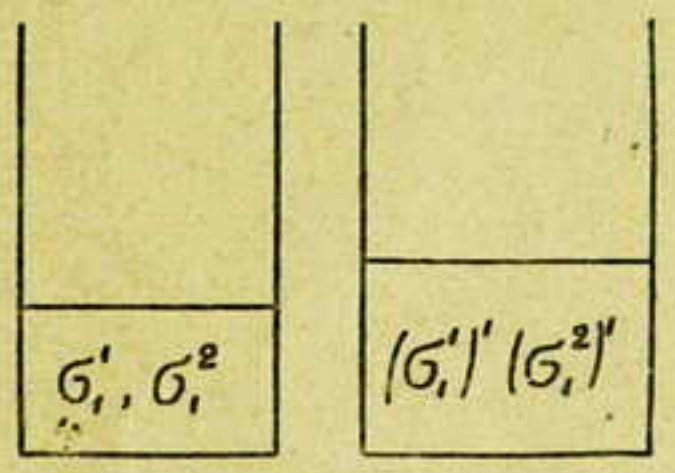
$$\left(\frac{\partial p}{\partial m_1}\right)_t=\left(\frac{\partial p}{\partial m_1^1}\right)_t>0, \qquad (21, 6, 6)$$

Ստորաբաժանված է մեկը մյուսին կապել ոչ թե ճնշման և m_1, m_1^1 մասսաների իզոթերմ փոփոխությունները, այլ ճնշման և ծավալի բաղադրության փոփոխությունները։ Դրա համար ուշադրություն դարձնենք այն հանգամանքի վրա, որ կշռաբաժին $\sigma_1^1<1$, այդ պատճառով (21, 6, 3)-ի մեջ $\frac{1-\sigma_1^1}{m_1}>0$ և հետևաբար dm_1^1-ը և $d\sigma_1^1$-ը միանշան են, իսկ քանի (21, 6, 4)-ի՝ $d\sigma_1^2$-ը և dm_1^1-ը տարանիշ են։ Այսպիսով (21, 6, 6)-ից ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \sigma_1^1}\right)_t>0, \qquad (21, 6, 7)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \sigma_1^2}\right)_t<0, \qquad (21, 6, 8)$$

2. Դիտենք ω և ω′ սիստեմները, որոնք կազմված են A^1 և A^2 կոմպոնենտներից (նկ. 21—6), ունեն միևնույն ջերմաստիճանը, բայց տարբեր բաղադրություններ։ ω′ սիստեմում, հեղուկ ֆազում A^1-ի և A^2-ի կշռաբաժինները $(\sigma_1^1)'$ և $(\sigma_1^2)'$ են, իսկ ω-ում այդ բաժինները համապատասխանաբար հավասար են σ_1^1 և σ_1^2-ի։ Ենթադրենք $(\sigma_1^2)'$-ը σ_1^2-ից մեծ է։ Այս սիստեմներից որի՞ մեջ է ճնշումն ավելի մեծ։ Հարցին պատասխանում են (21, 6, 7) և (21, 6, 8)-ը։ (21, 6, 8)-ի համաձայն,



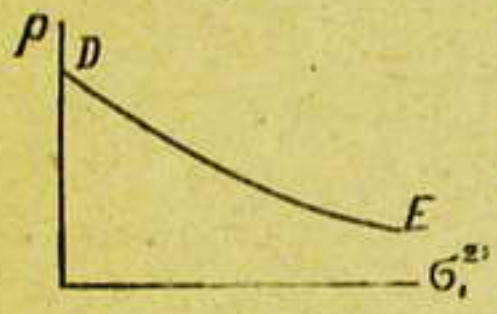
Նկ. 21—6

երբ $d_t\sigma_1^2>0$, ապա $d_tp<0$, այսինքն՝

(21, 6, 9) Ձգնդող լուծելիի կշռաբաժնի իզոթերմ մեծացումը փոքրացնում է լուծիչի գոլորշու ճնշումը լուծույթի վրա։

(21, 6, 9)-ից հետևում է, որ ω′ սիստեմում գոլորշու p′ ճնշումն ավելի փոքր է, քան ω սիստեմում, քանի որ $(\sigma_1^2)'>\sigma_1^2$։

Պատկերացնենք հեղուկ-գոլորշի սիստեմը կազմված A^1 կոմպոնենտից, ընդ որում t ջերմաստիճանին համապատասխանում է p_1 ճնշում. p_1-ը t-ի աճող ֆունկցիա է (նկ. 2—3)։

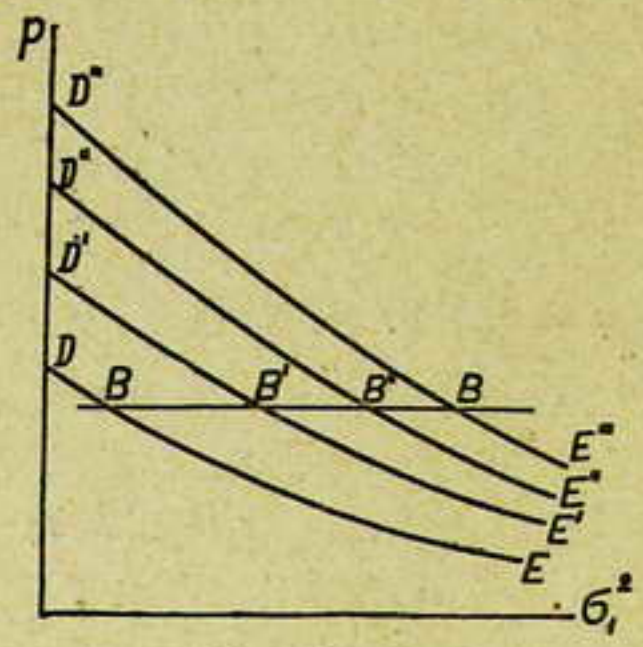


Նկ. 21—7

Դիցուք $OD=p_1$ (նկ. 21—7)։ t-ն պահելով հաստատուն, սկսենք հեղուկի մեջ մտցնել չցնդող A^2 կոմպոնենտը։

(21, 6, 8)-ի և (21, 6, 9)-ի համաձայն, հեղուկ ֆազում A^2-ի կշռաբաժնի մեծացումից ճնշումը պետք է փոքրանա։ Այդ պատճառով $p-\sigma_1^2$ դիագրամի վրա իզոթերմը կունենա ձախից աջ իջնող DE կորի տեսքը (նկ. 21—7)։

Կրկնենք այս փորձը ջերմաստիճանի տարբեր t, t′, t″, t‴ արժեքների դեպքում, ըստ որում t<t′<t″<t‴ (նկ. 21—8)։ Այդ ջերմաստիճաններին համապատասխանում են A^1 կոմպոնենտից բաղկացած հեղուկ-գոլորշի սիստեմի $p_1 = OD$, $p'_1 = OD'$, $p''_1 = OD''$, $p'''_1 = OD'''$ ճնշումները, որոնք մեծանում են ջերմաստիճանի հետ միասին։ Այսպիսով, կստանանք $p - \sigma_1^2$ դիագրամի վրա DE, D′E′, D″E″, D‴E‴ իզոթերմների ընտանիք։



նկ. 21—8

3. Ըստ իզոթերմների ընտանիքի՝ կարելի է որոշել, թե հաստատուն ճնշման տակ ինչպես կփոփոխվի ջերմաստիճանը, հեղուկ ֆազի բաղադրության փոփոխման հետ։

Տանենք (նկ. 21—9) BB′B″B‴ իզոբարը։ B, B′, B″, B‴ կետերին (ձախից աջ) համապատասխանում են t<t′<t″<t‴ ջերմաստիճանները։ Այդ նշանակում է, որ (21, 6, 10) Ցնդող լուծելիի կշռաբաժնի իզոբար մեծացման հետ մեծանում է հեղուկ լուծույթի ց և ցնդող լուծիչի գոլորշուց բաղկացած սիստեմի ջերմաստիճանը։

Այս արդյունքը կարելի է արտահայտել հետևյալ ձևով՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial \sigma_1^2}\right)_p > 0, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial \sigma_1^1}\right)_p < 0 \qquad (21, 6, 11)$$

և կստացվի այլ եղանակով § 21—10-ում։

Այսպես կոչված «Ռաուլի օրենքը» (21, 6, 5)-ի քանակական արտահայտությունն է այն դեպքում, երբ չցնդող լուծելիի կշռաբաժինը փոքր է։

4. Այժմ պատկերացնենք, թե ցնդող կոմպոնենտները լուծված են չցնդող հեղուկում և կազմում են նաև գազային ֆազ։ Օրինակ, չցնդող հեղուկից և այդ հեղուկի մեջ մասամբ լուծվող գազերից բաղկացած սիստեմը։

Բոլոր ցնդող կոմպոնենտների համախումբը նշանակելով A^1-ով, չցնդող հեղուկը՝ A^2-ով, իսկ ստորին նիշերով՝ հեղուկ և գազային ֆազերը, նորից ստանում ենք (21, 5, 7)-ից (21, 6, 7)-ը և (21, 6, 8)-ը։ Այս դեպքում σ_1^1-ը հեղուկ ֆազում ցնդող կոմպոնենտի կշռաբաժինն է, իսկ p-ն լուծույթից վեր գտնվող գազերի խառնուրդի ճնշումն է։ (21, 6, 7)-ը կարող է այսպես կարդացվել (եթե ընդունենք $dp > 0$ և $d\sigma_1^1 > 0$).

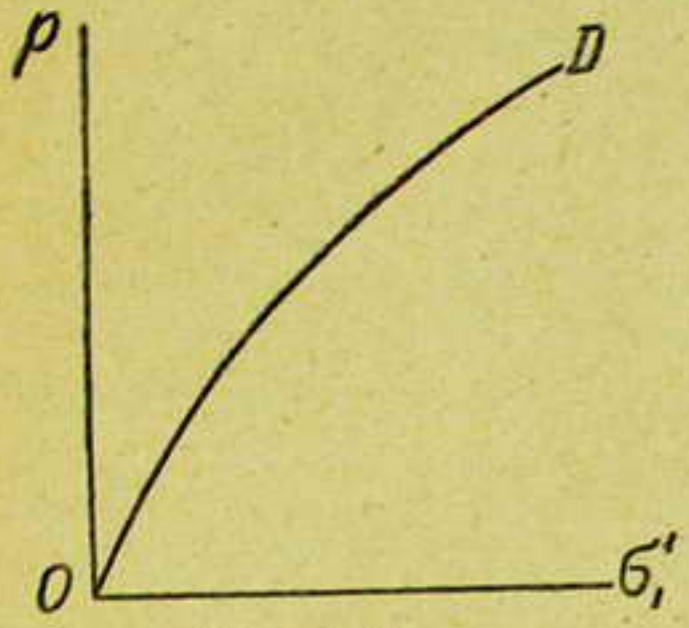
(21. 6, 10′) Գազային ֆազում գազերի ճնշման իզոթերմ մեծացումը մեծացնում է չցնդող հեղուկ լուծիչում այդ գազերի կշռաբաժինները։

Դիցուք սկզբում սիստեմը բաղկացած է մեկ չցնդող A^2 լուծիչից, որը կազմում է մխային հեղուկ ֆազ։ Վանի դեռ չկա գազային ֆազ, այդ գազերի ճնշումը՝ p=0։ Այդ գազերի աստիճանաբար իզոթերմ մուծման ժամանակ p ճնշումը հետզհետե կմեծանա, և մուծված գազերի մի մասը

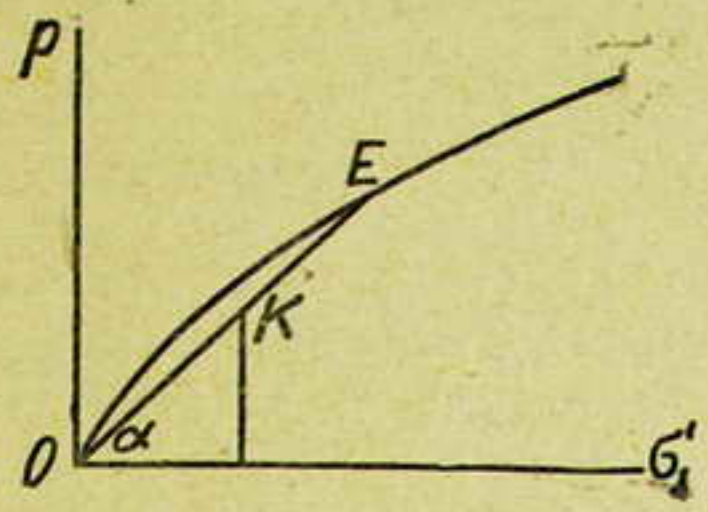
կսկսի համաձայն (21, 6, 11)-ի կլանվել հեղուկ ֆազի կողմից, որի հետևանքով կմեծանա նրանց σ_1^1 կշռաբաժինը:

Այսպիսով, $p-\sigma_1^1$ դիագրամի վրա լուծելման ուղիղ OD կորի տեսքը (նկ. 21—9):

OD կորի OE վերջը մասը (նկ. 21—10) միշտ կարելի է վերարերել նրա լարով: Դիցուք որևէ K կետում գազերի ճնշումն ու կշռաբաժինը հեղուկ ֆազում p և σ_1^1 են:



Նկ. 21—9



Նկ. 21—10

Ակնհայտ է, որ

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{p}{\sigma_1^1}=\varphi(t)=\text{const.}, \qquad (21, 6, 12)$$

որտեղ $\varphi(t)$-ն OD լուծելման ջերմաստիճանի անհայտ ֆունկցիա է: (21, 6, 12)-ից անմիջականորեն հետևում է, որ

(21, 6, 12) երբ չցնդող հեղուկ լուծիչի կլանած գազերի կշռաբաժինը փոքր է, ապա հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում այդ կշռաբաժինը ուղիղ համեմատական է գազային մթնոլորտի ճնշմանը:

Այս հնարքի օրինքն է, որը նա հաստատել է փորձով:

5. (21, 6, 9) և (21, 6, 11) եզրակացություններն արտահոսած տարբերվում են միմյանցից:

Առաջինը վերաբերում է ցնդող լուծիչով և չցնդող լուծելիով սիստեմին: Սակայն եթե չբաժաններք կոմպոնենտները լուծիչների և լուծելիների, ապա դժվար չէ համոզվել, որ այս երկու սիստեմներն ըստ էության չեն տարբերվում միմյանցից. այս սիստեմներից յուրաքանչյուրը բաղկացած է ցնդող և չցնդող կոմպոնենտներից կազմված հեղուկ ֆազից և գազային ֆազից (որը կազմված է միայն ցնդող կոմպոնենտից): (21, 6, 9)-ը և (21, 6, 11)-ը ցույց են տալիս այդ սիստեմների տարբերությունը, երբ կոմպոնենտները տարբաժանված են լուծելիների և լուծիչների:

«Լուծիչ» և «լուծելի» պայմանները օգտվելն իմաստ ունի միայն այն դեպքում, երբ մի կոմպոնենտի կշռաբաժինը մոտ է մեկին («լուծիչ»), իսկ մյուս կոմպոնենտների կշռաբաժինները շատ փոքր են («լուծելիներ»): Մինչդեռ կոմպոնենտների տարբաժանումը ցնդողների և

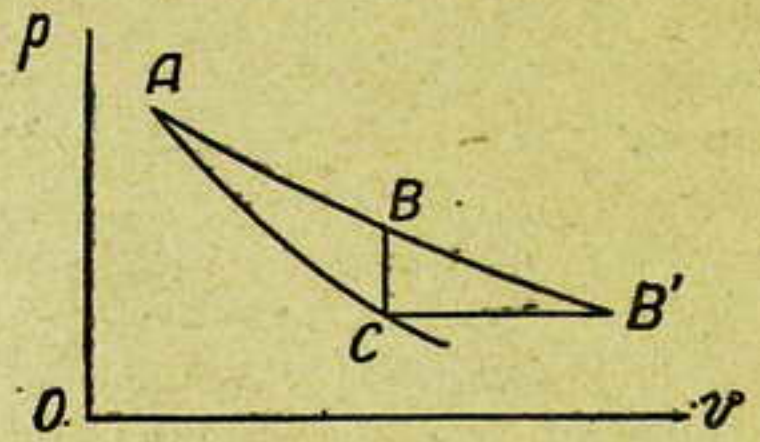
չցնդողների պահպանում է իր ուժը կշռաբաժինների յուրաքանչյուր արժեքների դեպքում։ Բայց այդպիսի ստորաբաժանման դեպքում դիտված երկու սիստեմներն էլ, ինչպես հենց նոր ցույց տրվեց, բնույթով միևնույնն են և պետք է նթարկվեն միևնույն ընդհանուր օրինաչափությանը։ Այս օրինաչափությունը (21, 6, 7)-ն է, որտեղ վերին 1 նիշը վերաբերում է ցնդող կոմպոնենտին, իսկ ստորին 1 և 2 նիշերը՝ լուծույթին և գազային ֆազին, (21, 6, 7)-ը կարելի է այսպես կարդալ.

(21, 6, 13) Երկկոմպոնենտ երկֆազ սիստեմում, որն ունի մեկ չցնդող կոմպոնենտ, գազային ֆազի ճնշման իզոթերմ մեծացումը մեծացնում է հեղուկ ֆազում ցնդող կոմպոնենտի կշռաբաժինը:

§ 21. 7. (21, 4, 2) ԹԵՈՐԵՄԱՑԻ ՏԱՐԲԵՐ ԱՐՏԱՀԱՅՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Հիշեցնենք, որ «l պրոցես» է կոչվում հակադարձելի իզոթերմ կամ հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսը։

Դիցուք (նկ. 20—11) ABB′*-ը ջառանց կապի l պրոցես է, իսկ* AC*-ն լրացուցիչ* Z=const. *կապով l պրոցես է (նկ. 21—11)։ Հիմնական (21, 4, 2) թեորեմայի համաձայն* AC*-ն* ABB′*-ից թեք է։ Այս հանգամանքը կարելի է արտահայտել մի քանի տարբեր եղանակներով։*



Նկ. 21—11

Քանի որ p-V դիագրամի վրա l պրոցեսներն իջնում են ձախից աջ, ապա A կետում երկու կորերին տարված շոշափողները OV առանցքի հետ կազմում են բութ անկյուն։ Նշանակելով $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_l$ ABB′ *գծով A կետում վերցված ածանցյալը, իսկ* $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{l,\,կոպ}$ AC *գծով A կետում վերցված ածանցյալը, կստանանք՝*

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\alpha=\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_l<0, \qquad \operatorname{tg}\alpha_k=\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{l,\,կոպ} \\ 0<\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{l,\,կոպ}:\ \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_l<1, \end{aligned}\right\} \qquad (21,\ 7,\ 1)$$

Ինչպես հայտնի է, սեղմման γ գործակից է կոչվում

$$\gamma=-\frac{1}{V}\,\frac{\partial V}{\delta p},$$

Այժմ ունենք՝

$$\gamma_l=-\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_l, \quad \gamma_{l,k}=\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{l,\,կոպ}, \qquad (21,\ 7,\ 2)$$

(20, 7, 1)-ի նման կրա՝

$$\gamma_i > 0,\ \gamma_{i+1} > 0,\qquad \frac{\gamma_{i+1}}{\gamma_i} < 1, \tag{21, 7, 2}$$

(21, 7, 2)-ի համաձայն լրացուցիչ կապի ենթարկված i պրոցեսում անդաման դործակիցը ավելի փոքր է, քան առանց այդ կապի i պրոցեսում անդաման դործակիցը. այլ կերպ ասած՝ լրացուցիչ կապի վերադրումը փոքրացնում է ախտանիի անդամելիությունը։

2. A կետից i պրոցեսը կարող է կատարվել թե՛ ծավալի մեծացման և թե՛ ծավալի փոքրացման ուղղությամբ. Այժմ մենք ցանկանում ենք պարզել ընդհանուր (20, 4, 2) թեորեմայի այնպիսի արտահայտություններ, որոնք կախում չունեն i պրոցեսի ուղղությունից։

Ենթադրենք, թե A-ին անվերջ մոտ C, B, B′ կետերը դասավորված են A-ից աջ. AB և AB′ հատվածների վրա մեծությունների տարբերան աճերը նշանակենք համապատասխանաբար d և d′-ով։

$$V_B - V_A = dV,\qquad p_B - p_A = dp,\qquad Z_B - Z_A = dZ$$

$$V_{B'} - V_A = d'V,\qquad p_{B'} - p_A = d'p,\qquad Z_{B'} - Z_A = d'Z,$$

Տանենք CB′ իզոթերը և CB′ պրոցեսում ու CB իզոխոր պրոցեսում մեծությունների տարբերան աճերը նշանակենք δ′ և δ-ով.

$$p_B - p_C = \delta p,\qquad Z_B - Z_C = \delta Z,$$

$$V_{B'} - V_C = \delta'V,\qquad Z_{B'} - Z_C = \delta'Z,$$

Երբ i պրոցեսում ծավալը մեծանում է, ապա մեկից մեծ վարիանտականություն ունեցող ախտանիի ճնշումն ընկնում է։ Այդ պատճառով, երբ $dV > 0$, $d'V > 0$, ունենք՝ $dp < 0$, $d'p < 0$։

Նկ. 21—11-ից երևում է, որ եթե AC-ն ABB′-ից թեք է, ապա A-ից աջ CB և CB′ պրոցեսներում $\delta p > 0$, $\delta'V > 0$. այդ պատճառով

$$dp\delta p < 0,\quad d'V\delta V > 0, \tag{21, 7, 3}$$

Եթե նույն նշանակումները պահպանելով, դիտենք A-ից ձախ դասավորված c, b, b′ կետերը, ապա բոլոր դիֆերենցիալների նշանները կփոխվեն, որովհետև այժմ $dp > 0$, $\delta p < 0$, $d'V < 0$, $\delta'V < 0$. բայց, $dp\delta p$ և $d'V\delta'V$ արտադրյալները կպահպանեն իրենց նշանները։

Այստեղից պարզ է, որ (21, 7, 3) անհավասարությունների նշանները կախում չունեն (առանց կապի) i պրոցեսի ուղղությունից։

Հիշելով, որ AB և CB պրոցեսներում Z էքստանսիվ մեծությունը մխտանսակ է փոփոխվում և, ընդունելով, օրինակ, որ i պրոցեսն իզոթերմ է, կարող ենք (21, 7, 3)-ը ձևակերպել այսպես.

(21, 7, 4) Երե հետևյալ երկու պրոցեսներում՝

ա) հակադարձելի ոչ իզոխոր, իզոթերմ,

բ) իզոխոր, իզոթերմ

Z մեծության փոփոխությունները միևնույնն են, ապա ճնշումների փոփոխություններն ունեն տարբեր նշաններ։

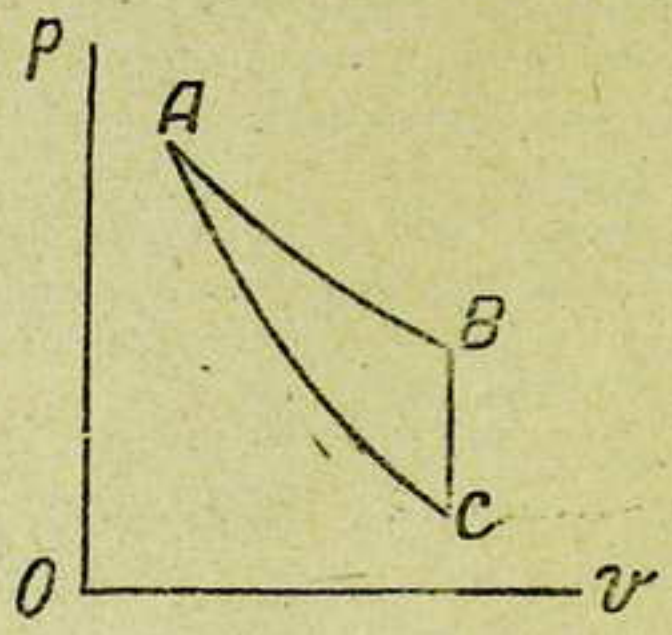
(21, 7, 5) Եթե հետևյալ երկու պրոցեսներում՝

ա) հակադարձելի իզոթերմ, ոչ իզոբար,

բ) իզոբար, իզոթերմ

Z մեծության փոփոխությունները միևնույնն են, ապա ծավալի փոփոխություններն ունեն միևնույն նշանները:

§ 21, 8. ՄԱՍՆԱՎՈՐ ԴԵՊՔ



Նկ 21—12

Ռեակցիան դադրի խառնուրդում երբեմն ուղեկցվում է գրամմոլերի ընդհանուր թվի փոփոխությամբ (օրինակ՝ $2CO+1O_2=2CO_2$*), իսկ երբեմն էլ գրամմոլերի ընդհանուր թիվը չի փոփոխվում (օրինակ՝* $H_2+J_2=2HJ$*). Առաջին դեպքում, իզոթերմ-իզոխոր ռեակցիայի ժամանակ, ճնշումը փոփոխվում է, և այդ պատճառով (նկ. 21—12), եթե* AB *իզոթերմի վրա ռեակցիա է կատարվում, իսկ* AC *իզոթերմի վրա բաղադրությունը հաստատուն է, ապա* CB *իզոխոր-իզոթերմ պրոցեսում ճնշումը աճում է C-ից դեպի B.* $p_B>p_C$*:*

Գրամմոլերի ընդհանուր թիվը չփոփոխող իզոխոր-իզոթերմ ռեակցիան մլևնույն ժամանակ իզոբար է լինում, այսինքն՝ $p_B=p_C$*: Այդ պատճառով (նկ. 21—12)* B *և* C *կետերը համընկնում են, իսկ այդ հանգեցնում է* AB *և* AC *գծերի համընկնելուն: Բայց* AC *իզոթերմի վրա բաղադրությունը հաստատուն է, այդ պատճառով, նրան համընկնող, «առանց լրացուցիչ կապի» AB իզոթերմի վրա էլ բաղադրությունը պետք է անփոփոխ լինի: Այս արդյունքն այսպես ձևակերպենք.*

(21, 8, 1) Եթե գազային խառնուրդի ճնշումը չի փոփոխվում իզոխոր-իզոթերմ ռեակցիայից, ապա խառնուրդի ծավալի և ճնշման իզոթերմ փոփոխությունը ռեակցիա չի առաջացնի:

(21, 8, 1) համարժեք է հետևյալ ղրությանը՝

(21, 8, 2) Եթե գազային խառնուրդի ճնշումը ֆունկցիա է միայն ջերմաստիճանի ու ծավալից (և ոչ բաղադրության), ապա խառնուրդի բաղադրությունը կարող է կախված լինել միայն ջերմաստիճանից (և ոչ ճնշումից ու ծավալից):

2. Դիցուք Z-ն էքստենսիվ մեծություն է, որի մշտակայությունը կապ է հաստատում: Ընդհանրացնելով հենց նոր ստացած արդյունքը, կարելի է ասել.

(21, 8, 3) Եթե Z-ի իզոխոր-իզոթերմ փոփոխությունը չի փոփոխում ճնշումը, ապա ճնշման իզոթերմ փոփոխությունը էլ չի փոփոխում Z մեծությունը:

(21, 8, 1)—(21, 8, 3)-ը (21, 4, 2) թևորեմայի շատ կարևոր մասնավոր դեպքերը են:

Դոյություն ունի օրինաչափությունների մի այլ խումբ, որը համանման է §§ 21,4, 21,8-ում արտածածներին։ Օրինաչափությունների այդ նոր խումբը վերաբերում է ջերմատիճանի փոփոխության և ջերմության ազդեցությանը՝ կայուն հավասարակշռության վիճակում գտնվող սիստեմի վրա։

Օրինաչափությունների նոր խմբի հիմքում ընկած է հետևյալ պարզ թեորեման՝

(21. 9, 1) T—S դիագրամի վրա աննկատարձելի այն ցիկլի եզրագիծը, որի ընթացքում արտաքին աշխատանքը հավասար է զրոյի, շրջանցվում է ժամացույցի սլաքի պտտման ուղղությամբ։

Այս թեորեմայի ապացույցի համար հիշենք, որ առաջին սկզբունքի համաձայն՝

$W_c+Q=0$ *յուրաքանչյուր ցիկլի ընթացքում.*

հետևաբար, եթե ցիկլի ընթացքում $W_c=0$, *ապա* $Q=\oint dQ=0$։ *Այս ցիկլի*

անհակադարձելիության դեպքում $\oint dQ<\oint TdS$, *այստեղից*

$$\oint TdS>0, \quad \text{քանի որ} \oint dQ=0,$$

$\oint TdS$*-ը ցիկլի եզրագծով ամհամնափակված մակերեսն է։*

Ինչպես գիտենք, այս ինտեգրալը դրական կլինի միայն այն դեպքում, եթե ցիկլի եզրագիծը շրջանցվի ժամացույցի սլաքի պտտման ուղղությամբ Այսպիսով, (21, 9, 1) թեորեման ապացուցված է։

2. $W_c=0$ *պայմանի կատարումը կարելի է տարբեր ձևերով ապահովել. այդ ձևերից ամենապարզերը երկուսն են.*

ա) Ամբողջ ցիկլի ընթացքում ծավալը հաստատուն է, այսինքն՝ ցիկլն իզոխոր է (այդ դեպքում $W_c=-\oint f dV=0$, f*-ը արտաքին ճնշումն է)։*

բ) Ամբողջ ցիկլի ընթացքում արտաքին ճնշումը հաստատուն է $\left(\text{այդ դեպքում } W_c=-\oint f dV=-f\oint dV=0\right)$։

Հետագայում (§§ 21, 9, 21, 10) կդիտենք միայն այնպիսի ցիկլեր, որոնց ընթացքում կամ $V=\text{const}$. *և կամ* $f=\text{const}$.։

Ընդհանուր օրինաչափությունների ձևակերպումների համատարածության և ճկունության նպատակով պայմանավորվենք անվանել λ պրոցեսներ այն հակադարձելի պրոցեսները, որոնցից կարելի է կազմել $W_c=0$ *պայմանին բավարարող ցիկլ (Այսպիսով՝ միևնույն սիստեմում կատարվող երկու տարբեր իզոխոր հակադարձելի պրոցեսները λ պրոցեսներ են։ Միևնույն սիստեմում կատարվող երկու տարբեր հակադարձելի պրոցեսներ, որոնցում* $f=p=\text{const}$., λ *պրոցեսներ կլինեն)։*

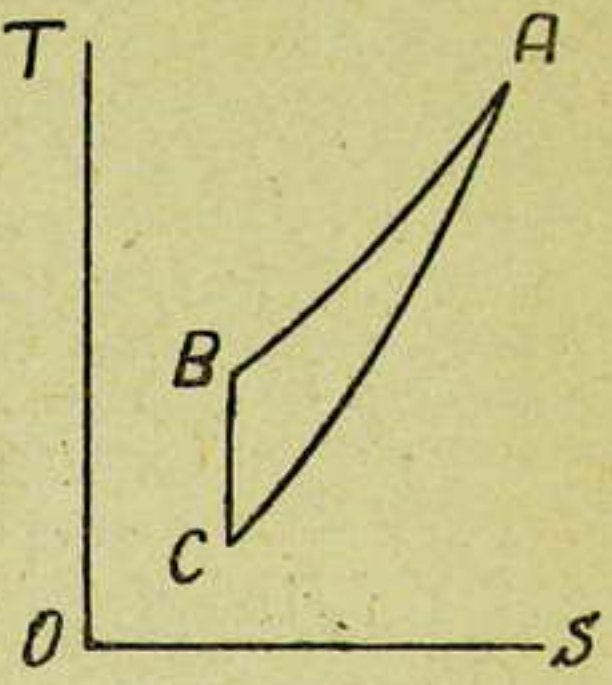
(16, 2, 2)-ից արդեն գիտենք, որ

(21, 9, 2) T—S դիագրամի վրա բոլոր λ պրոցեսների գծերը բարձրանում են ձախից աջ:

Իրոք, ըստ (16, 2, 2)-ի, այդ ճիշտ է յուրաքանչյուր հակադարձելի իզոխորի և յուրաքանչյուր հակադարձելի իզոբարի համար, այսինքն՝ յուրաքանչյուր λ պրոցեսի գծի համար:

§ 21, 10. ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՇԵՂՄԱՆ ՄԻ ՆՈՐ ՕՐԵՆՔ, ՈՐԸ ՀԱՄԱՆՄԱՆ Է (21, 4, 2)-ԻՆ

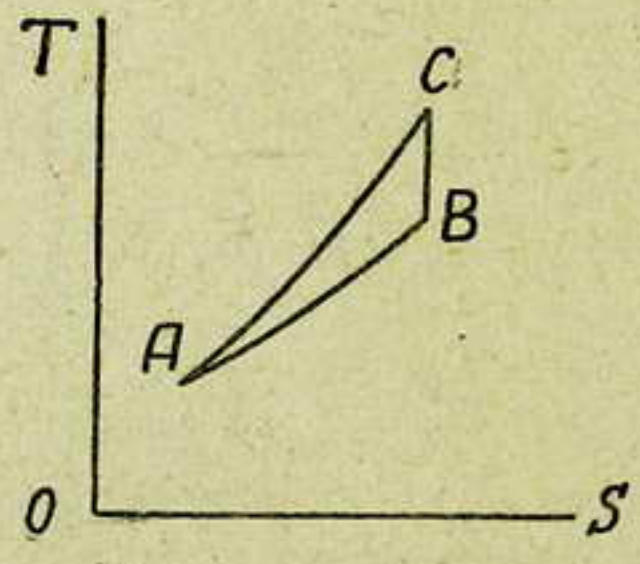
1. Դիցուք B*-ն կայուն հավասարակշռության վիճակ է (նկ. 21—13), իրագործենք* BA *տարբական λ պրոցեսը, որի ընթացքում էնտրոպիան մեծանում է, A վիճակում սիստեմին վերադրենք լրացուցիչ Z էքստենսիվ մեծության հաստատուն լինելու կապը և իրագործենք* AC *λ պրոցեսը, որի ընթացքում էնտրոպիան փոքրանում է: Որովհետև կապը փոփոխում է սիստեմի հատկությունները, ապա, ընդհանրապես,* AC *գիծը չի համընկնի* AB*-ի հետ: C կետն այնպես ընտրենք, որ* B *և* C *վիճակներում էնտրոպիան միևնույնը լինի: Z=const. կապի առկայությամբ,* C*-ն կայուն հավասարակշռության վիճակ է:*



Նկ. 21—13

Հեռացնենք Z=const. *կապը. այդ դեպքում, ըստ § 18, 1-ի և § 21, 4-ի, հավասարակշռությունը կխախտվի, և կսկսվի անհակադարձելի* CB *պրոցեսը, որը կբերի սիստեմը* B *վիճակին:*

Նպատակ ունենալով այնպիսի ցիկլ իրագործել, որի ընթացքում արտաքին W_e *աշխատանքը հավասար է զրոյի,* CB *իզէնտրոպ պրոցեսում հաստատուն կպահենք* V *կամ* p=f *մեծություններից այն, որը հաստատուն էր* BA *և* AC *պրոցեսներում: Քանի որ* $W_e=0$*, ապա սիստեմի կատարած* BACB *ցիկլի եզրապիծը, ըստ (21, 9, 1)-ի, կշրջանցվի ժամացույցի սլաքի պտտման ուղղությամբ: Այդ հնարավոր է միայն այն դեպքում, եթե նկ. 21—13-ի վրա* C *կետը լինի* B*-ից ցած:*



Նկ. 21—14

Մենք կարող ենք (նկ. 21 - 14) BA *λ պրոցեսում, էնտրոպիան փոքրացնել և ոչ թե մեծացնել, այսինքն՝ լրել և ոչ թե հաղորդել ջերմություն: Այժմ* Z=const. *կապի առկայությամբ կատարվող* AC *պրոցեսում էնտրոպիան կմեծանա և արդեպի* BACB *ցիկլում արտաքին աշխատանքը հավասար լինի զրոյի,* C *կետն անհրաժեշտորեն* B*-ից բարձր պիտի լինի:*

Այս երկու դեպքերում էլ (նկ. 21—13, նկ. 21—14) կարելի է BA *հակադարձելի պրոցեսը փոխարինել* AB*-ով և դիտել λ պրոցեսների հետևյալ դույլը. լրացուցիչ կապի ենթարկված* AC*-ն և առանց այդ կապի՝* AB*-ու երկու դեպքերում էլ արդյունքը միևնույնն է։*

(21, 10, 1) T—S դիագրամի վրա լրացուցիչ կապի առկայության դեպքում λ պրոցեսի (AC) գիծը բեք է այդ կապը շունեցող պրոցեսի (AB) գծից։

Այս միանգամայն ընդհանուր արդյունքը ձևով լիովին համընկնում է (21, 4, 2)-ին և ներկայացնում է հավասարակշռության շեղման դարձյալ մի օրինք, որն ունի կիրառությունների այնպիսի լայն սահման, ինչպես (21, 4, 2)-ը։ (21, 10, 1)-ի սարքը արտահայտությունները լիովին համընկնում են (21, 4, 2)-ի արտահայտություններին։

(21, 10, 1)-ից օգտվելիս պետք է զգույշ պատկերացնել, թե ձրն է AB *և* AC *λ. պրոցեսների սարքերությունը. [տե՛ս (21, 4, 3)]։ (21, 10, 1)-ը հնարավոր է կապել ջերմունակությունների հետ. նշանակենք* C_λ*-ով առանց կապի* A_B *պրոցեսի ջերմունակությունը, իսկ* $C_{\lambda,k}$ *լրացուցիչ կապով՝* AC *պրոցեսի ջերմունակությունը։ A վիճակում, երբ ջերմաստիճանը* T *է,*

$$C_\lambda = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_\lambda, \qquad C_{\lambda,k} = T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\lambda k}.$$

Բայց, քանի (21, 10, 1)-ի, AC *գիծը թեք է* AB*-ից, այսինքն՝ A կետում* AC*-ի շոշափողը սրացիանների առանցքի հետ կազմում է ավելի մեծ անկյուն, քան* AB*-ի շոշափողը։ Այսպիսով՝*

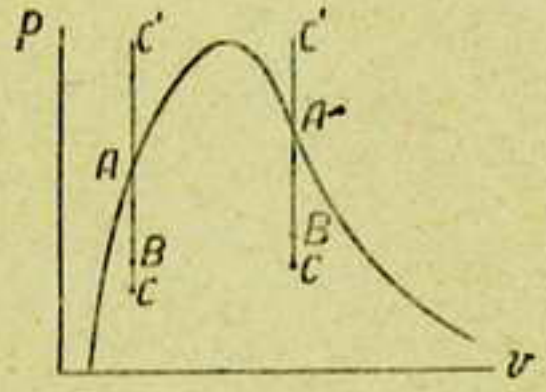
$$\left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_{\lambda,k} > \left(\frac{\partial t}{\partial S}\right)_\lambda \quad \text{կամ} \quad \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{\lambda,k} < \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_\lambda \qquad (21,\ 10,\ 2)$$

և

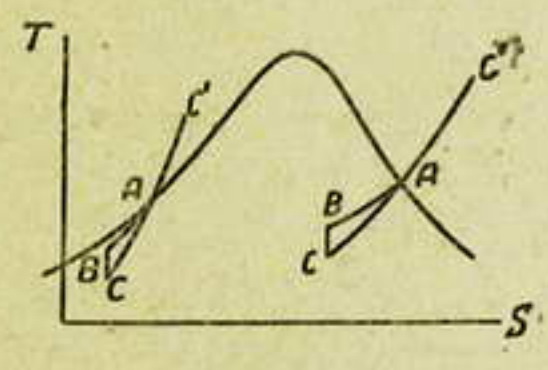
$$C_\lambda : C_{\lambda;k} > 1.$$

Այդ նշանակում է՝

(21, 10, 3) լրացուցիչ կապի ենթարկված սիստեմի ջերմունակությունը λ պրոցեսում դրական է և ավելի փոքր, քան թե առանց այդ կապի ընթացող λ պրոցեսի ջերմունակությունը:



Նկ. 21—15



Նկ. 21—16

Դիցուք սրինակ, հեղուկը գտնվում է A վիճակում (նկ. 21—15, նկ. 21—16) սառըին սահմանային կորի վրա։ Կապն արտահայտվում է հեղուկի մասսայի անփոփոխությամբ (այսինքն՝ գոլորշու առաջացումն

անհնար է), իսկ AC *և* AB *պրոցեսներն իզոխոր են։ (21, 10, 3)-ի համաձայն՝*

A վիճակում, հեղուկի ջերմատիճանի հակադարձելի իզոխոր, առանց գոլորշի առաջանալու, իջեցմանե ջերմունակությունն ավելի փոքր է, քան այն դեպքում, երբ ջերմատիճանի իզոխոր իջեցման ընթացքում գոլորշի է առաջանում։

C′AC *սահուն կորի* A *կետում ջերմունակությունը կախում չունի պրոցեսի ուղղությունից (*A*-ից դեպի* C *կամ* A*-ից դեպի* C′*)։* AC *և* AC′ *երկու պրոցեսներն էլ կատարվում են առանց գոլորշու առաջացման։ Այդ պատճառով նախորդ արդյունքը կարելի է ձևակերպել այսպես.*

(21, 10, 4) Հեղուկի կայուն վիճակում, որը ներկայացվում է սորիև սահմանային կորի վրա գտնվող կետով, առանց գոլորշի առաջացնելու ընթացող հակադարձելի իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունն ավելի փոքր է, քան այն իզոխոր հակադարձելի պրոցեսի ջերմունակությունը, որն ուղեկցվում է գոլորշու առաջացումով։

Նույնը տեղի ունի նաև այն գոլորշու համար, որի վիճակը պատկերացվում է վերին սահմանային կորին պատկանող կետով (նկ. նկ. 21—15, 21—16)։

(21, 10, 4) Առանց հեղուկի առաջացման ընթացող հակադարձելի իզոխոր պրոցեսի ջերմունակությունն ավելի փոքր է, քան հեղուկի առաջացումով ուղեկցվող նույնպիսի պրոցեսի ջերմունակությունը։

Այս արդյունքները ստացվել էին § 8,6-ում բոլորովին այլ եղանակով։

Ընդունելով, որ կապն արտահայտվում է բաղադրության անփոփոխությամբ, (21, 10, 3)-ից կստանանք այնպիսի արդյունք, որի մասնավոր դեպքերն են հանդիսանում (21, 10, 4) և (21, 10, 4)-ը։

(21, 10, 5) Սիստեմի կայուն վիճակում առանց բաղադրության փոփոխության կատարվող յուրաքանչյուր λ պրոցեսի ջերմունակությունն ավելի փոքր է, քան նույնպիսի λ պրոցեսի ջերմունակությունը, որի ընթացքում բաղադրությունը փոփոխվում է։

(21, 10, 5)-ը ճիշտ է բաղադրության փոփոխման յուրաքանչյուր բնույթի դեպքում՝ քիմիական փոփոխություններ, ֆազերի միասնների փոփոխություններ, լուծույթներում կոմպոնենտների կշռաբաժինների փոփոխություններ և այլն։

3. Անցնելով (21, 10, 1)-ի այլ հետևանքներին, պետք է ամենից առաջ նկատենք, որ էնտրոպիայի հակադարձելի փոփոխությունը միշտ կապված է սիստեմին դրական կամ բացասական ջերմություն հաղորդելու հետ և այդ պատճառով AB, AC λ *պրոցեսների ուղղությունը որոշելու համար, փոխանակ օգտվելու էնտրոպիայի աճի նշանից, օգտվում են հաղորդած ջերմության նշանից։*

Դիցուք AC*-ն լրացուցիչ կապով λ պրոցեսի դիծն է։*

Տանենք CB′ *իզոթերմը և* AB *λ պրոցեսի դիծը շարունակենք մինչև*

B′ (նկ. 21—17). Ենթադրենք, թե կապն արտահայտված է Z մեծության հաստատունությամբ. AC, AB′, CB′ պրոցեսները տարբական են, AB′ և CB′ պրոցեսներում Z-ի աճերը նշանակենք համապատասխանաբար d′Z և δ′Z-ով.

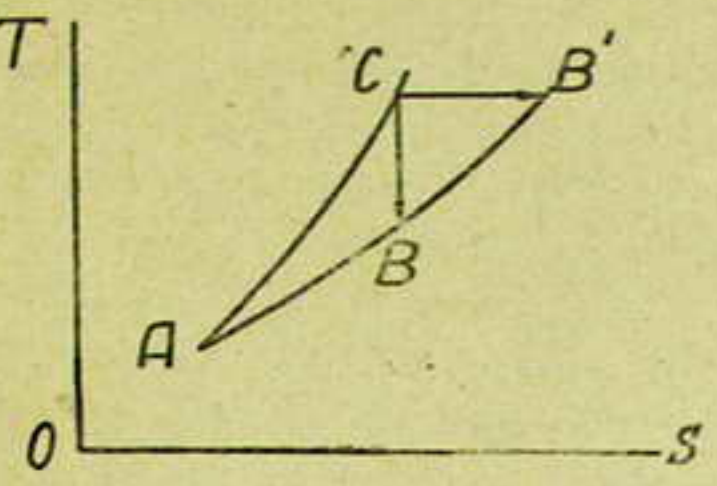
$$Z_{B'}-Z_A=d'Z,\quad Z_{B'}-Z_C=\delta'Z.$$

Ինչպես բացատրվեց § 21, 5-ում [տե՛ս (21, 5, 3)], d′Z=δ′Z. Նույն AB′ և CB′ պրոցեսներում էնտրոպիայի աճերը համապատասխանաբար են՝

$$S_{B'}-S_A=d'S,\quad S_{B'}-S_C=\delta'S.$$

Քանի որ AC-ն AB-ից թեք է, ապա, ինչպես այդ հետևում է 21—17 նկարից, երբ d′S>0, նույնպես և δ′S>0.

Եթե CB′ դծով Z-ի δ′Z խոթելիք փոփոխությունը հակադարձելի լիներ, ապա նրա թաքնված ջերմությունը դրական կլիներ. Դրանից կունենայինք, (2:, 10, 1)-ը կարելի է այսպես արտահայտել.



նկ. 21—17

(21, 10, 6) «առանց կապի» λ պրոցեսում սիստեմին դրական ջերմություն հաղորդելն առաջացնում է Z էքստենսիվ մեծության այնպիսի փոփոխություն, որի թաքնված ջերմությունը դրական է:

Բայց λ պրոցեսում դրական ջերմության հաղորդումը միշտ ուղեկցվում է սիստեմի ջերմատևողության բարձրացումով (քանի որ λ պրոցեսների C_v և C_p ջերմունակությունները միշտ դրական են). Այդ պատճառով (21, 10, 6)-ը լիովին համարժեք է հետևյալ դրույթին.

(21, 10, 7) Եթե λ պրոցեսում ջերմատևողությունը բարձրանում է, իսկ Z էքստենսիվ մեծությունը հաստատուն չէ, ապա կառաջանա Z-ի այնպիսի փոփոխություն, որի թաքնված ջերմությունը դրական է:

(19, 5, 19)-ում տեսանք, որ գազային խառնուրդի ջերմատևողությունը բարձրանալիս կատարվում է հատկապես այն ռեակցիան, որի թաքնված ջերմությունը դրական է. Այդ՝ (21, 10, 7)-ի մասնավոր դեպքն է. Նկատի ունենալով յուրաքանչյուր սիստեմում բաղադրության փոփոխությունները, ինչպես ջերմատևողությունների բարձրացման, այնպես և ջերմատևողության իջեցման դեպքում (21, 10, 7)-ը կարելի է այսպես արտահայտել.

(21, 10, 8) Եթե «առանց կապի» λ պրոցեսում ջերմատևությունը փոփոխվում է, ապա կատարվում է բաղադրության այն փոփոխությունը, որի թաքնված ջերմության նշանը համընկնում է ջերմատևության փոփոխության նշանին:

Որպես օրինակ դիտենք այն սիստեմը (§ 21, 6), որը բաղկացած է ցնդող հեղուկում չցնդող նյութերի լուծույթից և այդ հեղուկի գոլորշուց. Այսպիսի բաղադրության փոփոխությունը կարող է արտահայտվել կամ գոլորշու մասսայի մեծանալով (և լուծույթում չցնդող կոմպոնենտի կշռաբաժնի միևնույնի մնալով), կամ էլ, ընդհակառակը, գոլորշու մասսայի փոքրանալով (և լուծույթում չցնդող նյութերի կշռաբաժինների միևնույնի փոքրանալով). Բաղադրության այդ փոփոխություններից

ձրը տեղի կունենա՝ ջերմաստիճանը բարձրանալիս։ (21, 10, 8)-ի համաձայն, երբ $dt>0$, *բաղադրության փոփոխության թաքնված ջերմությունը պետք է լինի դրական, իսկ այդպիսին կարող է լինել միայն գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը, այլ ոչ թե գոլորշու՝ լուծույթի մեջ անցնելու թաքնված ջերմությունը։*

Այսպիսով, ջերմաստիճանի իզոբար մեծացման դեպքում լուծույթում պետք է մեծանա չցնդող նյութերի կշռաբաժինը, կամ, որ նույնն է, պետք է փոքրանա լուծիչի (ցնդող կոմպոնենտի) կշռաբաժինը։

Այս արդյունքը համընկնում է այլ ճանապարհով ստացված (21, 6, 10)-ին։

Որպես այլ օրինակ կարելի է դիտել իզոբար կամ իզոխոր լուծումը։ Այն դեպքերում, երբ (իզոբար կամ իզոխոր) լուծման թաքնված ջերմությունը դրական է, ջերմաստիճանի բարձրացումն առաջացնում է լուծելիի նոր քանակի լուծում, այսինքն՝ լուծելիությունը լինում է ջերմաստիճանի աճող ֆունկցիա։

4. (21, 10, 1) թեորեման կարելի է արտահայտել նաև

$$\left.\begin{aligned} d'S\,.\,\delta'S>0 \\ dt\,.\,\delta t<0 \end{aligned}\right\} \qquad (21,\ 10,\ 9)$$

անհավասարություններով, որոնք համանման են (21, 7, 3)-ին։

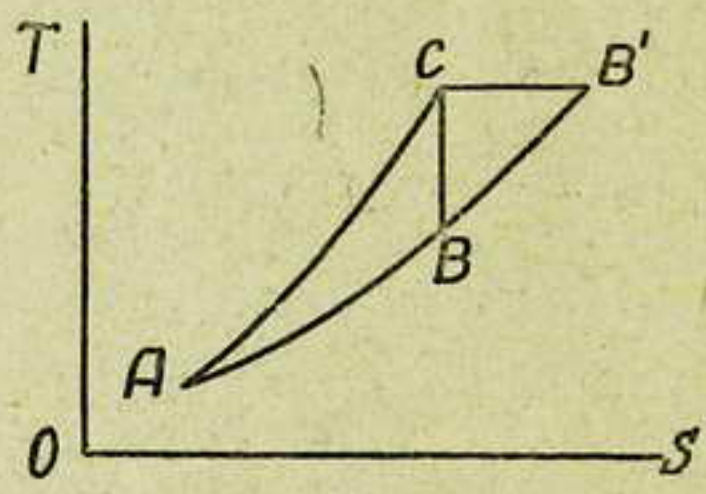
Այստեղ

$$d'S=S_{B'}-S_A,\quad \delta'S=S_{B'}-S_C,$$

$$dt=t_B-t_A,\quad \delta t=t_B-t_C;$$

5. Միանգամայն կարևոր է § 21,8-ում նկարագրված հետևանքի մասնավոր դեպքը։

Պատկերացնենք այնպիսի սիստեմ, որտեղ բաղադրության հակադարձելի-ադիաբատ փոփոխությունը կարող է լինել նաև իզոթերմ (կամ բաղադրության հակադարձելի իզոթերմ փոփոխությունը կարող է լինել նաև ադիաբատ, այսինքն՝ թաքնված ջերմությունը հավասար է 0)։



Նկ. 21—18

Այդ դեպքում (նկ. 21—18) CB *պրոցեսում ջերմաստիճանի աճը՝* $\delta t=0$ *և* CB′ *պրոցեսում էնտրոպիայի աճը՝* $\delta'S=0$, *այսինքն՝* AB *և* AC *գծերը համընկնում են։ Դրա հետևանքով (21, 8, 1)-ին և (21, 8, 2)-ին համանման առաձգական* AB *պրոցեսում սիստեմին ջերմություն հաղորդելը և էնտրոպիայի ու ջերմաստիճանի փոփոխվելը չեն առաջացնի բաղադրության փոփոխություն։*

Ընդհանրացնելով այս արդյունքը, կատանանք հետևյալ թեորեման [տե՛ս (21, 8, 3)].

(21, 10, 10) Եթե սիստեմի ջերմաստիճանը (կախված է ծավալից ու էնտրոպիայից և (ամենևին կախում չունի Z էքստենսիվ մեծությունից, ապա Z-ը

կարող է կախում ունենալ միայն ծավալից (և բոլորովին կախում չի ունենա ջերմաստիճանից ու էնտրոպիայից):

Քանի որ λ պրոցեսը կարող է լինել ինչպես իզոխոր, այնպես էլ իզոբար, ապա (21, 10, 10)-ում ծավալը կարելի է փոխարինել ճնշումով։

§ 21, 11. ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՇԵՂՄԱՆ ՍՅԼ ՕՐԵՆՔՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Վյառնեղ շարադրվեց կայուն հավասարակշռության շեղման օրենքների երկու խումբ՝ ճնշման ու ծավալի իզոթերմ և ադիաբատ հակադարձելի փոփոխություններից առաջացած փոփոխման օրինքները (§§ 21, 4, 21, 8) և ջերմաստիճանի ու էնտրոպիայի հակադարձելի իզոխոր, իզոբար փոփոխություններից առաջացած փոփոխման օրենքները։

Գոյություն ունեն հավասարակշռության շեղման և այլ օրենքներ, որոնք կապված են ամբողջ սիստեմի մասսայի փոփոխության հետ, բայց դրանք չեն շարադրված այս գրքում։

Գլուխ XXII

ՋԵՐՄԱԳԻՆ ԹԵՈՐԵՄԱ
(ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԳԻ ԵՐՐՈՐԴ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ)

§ 22, 1. ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԳԻ ԱՌԱՋԻՆ ԵՎ ԵՐԿՐՈՐԴ ՍԿԶԲՈՒՆՔՆԵՐՈՎ ԼՈՒԾՎՈՂ ԽՆԴԻՐՆԵՐ

1. Ազատ էներգիայի (F) *և թերմոդինամիկ պոտենցիալի* (G) *թվական արժեքները գլուխներս մի շարք հարցերում, Սրանում համոզվելու համար դիտենք երկու պարզ օրինակ։*

Ինչպես հայտնի է, մի քանի ռեակցիաներ իրականացվում են աշխատանք ստանալու նպատակով։ Օրինակ, սա տեղի ունի, երբ ռեակցիան առաջ է բերում էլեկտրական հոսանք. հոսանքի էներգիան կարող է օգտագործվել արտաքին ուժերի դիմադրությունը հաղթահարելու համար. այս դեպքում արտաքին ուժերը կատարում են բացասական աշխատանք։

Սիստեմի ազատ էներգիայի փոփոխումը [տե՛ս (18, 5, 10)] իզոթերմ ռեակցիայի դեպքում պետք է լինի արտաքին աշխատանքից ոչ ավելի. այս պատճառով այդ աշխատանքի մաքսիմալ բացարձակ արժեքը հավասար է ազատ էներգիայի փոքրացմանը և հեշտությամբ կարող է հաշվվել՝ ռեակցիայից առաջ և հետո F_1 և F_2 ազատ էներգիաների թվական արժեքներն իմանալու դեպքում։

Մի այլ օրինակ հայտնի է, որ երկու մարմիններ միշտ չէ, որ կարող են մտնել ռեակցիայի մեջ։ Այսպես, օրինակ, սովորաբար պինդ մարմիններն անմիջապես չեն մտնում ռեակցիայի մեջ, ռեակցիան իրականացնելու համար նախօրոք նրանց առանձին-առանձին լուծում են և ապա լուծույթները խառնում, ընդ որում ռեակցիայի հետևանքով երբեմն նստվածք է առաջանում։

Ենթադրենք՝ C մարմնի քիմիական բաղադրությունն այնպիսին է, որ նա կարող էր բաղկացած լինել A և B մարմիններից, եթե նրանք մտնեին ռեակցիայի մեջ։

Նախքան A և B մարմինների միջև ռեակցիայի պայմանների որոնմանն անցնելը, նպատակահարմար կլինեը պարզել նրանց միջև ռեակցիա տեղի ունենալու հնարավորությունը։ Այսպես, եթե A և B մարմինների սիստեմի ծավալը և ջերմաստիճանը պետք է համապատասխանաբար հավասար լինեն C մարմնի ծավալին և ջերմաստիճանին, ապա ռեակցիայի հնարավորության չափանիշը, ըստ (18, 5, 6)-ի, հանդիսանում է

$$F_C - F_{A,B} \leqslant 0$$

անհավասարությունը, որտեղ F_C և $F_{A,B}$-ն C մարմնի և A ու B մարմինների կազմված սիստեմի ազատ էներգիաներն են։

Մենք կարող էինք օգտվել այս չափանիշից, եթե գիտենայինք F_C և $F_{A,B}$ ազատ էներգիաների թվական արժեքները։

2. Ըստ (18, 5, 4), (18, 6, 1) սահմանումների՝

$$F=U-TS,\quad G=U-TS+pV,$$

Ներքին (U) էներգիայի և (S) էնտրոպիայի արժեքները, համաձայն § 6, 3, 4, § 14, 4, 4-ի, անորոշելի են առանց թերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ սկզբունքներում չպարունակվող լրացուցիչ ենթադրությունների։ Սա բացատրվում է նրանով, որ ներքին էներգիայի և էնտրոպիայի արտահայտությունները պարունակում են մնկական անորոշելի մնծություն։

Օրինակ՝ հաշվելով իդեալական գազի C_v ջերմունակությունը հաստատուն, ունենում ենք՝

$$U=C_vT+a,\quad S=R\ln V+C_v\ln T+b,$$

որտեղ a և b հաստատուններն անորոշելի են։

Այս երկու մնծությունները էլ մտնում են ազատ էներգիայի և թերմոդինամիկ պոտենցիալի արտահայտությունների մեջ։

Այստեղից պարզ է, որ F-ի և G-ի թվական արժեքները չեն կարող որոշվել առանց լրացուցիչ ենթադրությունների։

Սակայն ուշադրություն դարձնենք այն բանի վրա, որ վերևում վերլուծած երկու օրինակներում մեզ հետաքրքրում էին ոչ թե F_1-ի և F_2-ի թվական արժեքները (կամ F_C և $F_{A,B}$), այլ միայն F_2-F_1 տարբերության թվական արժեքը (կամ՝ $F_C-F_{A,B}$)։

Ներմուծի առաջադրած ջերմային թեորեման, որը շատ հաճախ կոչվում է նաև թերմոդինամիկայի երրորդ սկզբունք, պրակտիկ եղանակ է ընձեռում որոշելու F_2-F_1 և G_2-G_1 տարբերությունները։ Համաձայն այդ թեորեմայի, միայն ջերմային տվյալներ ունենալով կարելի է որոշել իզոթերմ պրոցեսներով առաջացած թե ազատ էներգիայի աճը և թե՛ թերմոդինամիկ պոտենցիալի աճը։

Ջերմային տվյալներ կոչվում են այն մնծությունները (ջերմունակություններ և թաքնված ջերմություններ), որոնք առաջվում են կալորիմետրային չափումների միջոցով։ Այդ չափումները սովորաբար մնծ դժվարություններ չեն ներկայացնում։

Ներմուծի առաջարկած լուծումը թույլ է տալիս որոշելու ազատ էներգիայի կամ թերմոդինամիկ պոտենցիալի նշված տարբերությունը սիստեմների մնծ խմբի համար։

Բայց ազատ էներգիայի և թերմոդինամիկ պոտենցիալի աճերը որոշելուց, ջերմային թեորեման հանդիսացավ մի շարք շատ ավելի կարևոր հետևանքների՝ բացահայտեց մարմինների մի մնծ խմբի հատկությունները շատ ցածր ջերմաստիճանների դեպքում։

Այդ հատկություններից մի քանիսը թույլ կտանք անդադարել էին։

§ 22, 2. ԻԶՈՔԵՐՄ - ԻԶԷՆՏՐՈՊ ԵՎ ԻԶՈՔԵՐՄ - ԱԴԻԱԲԱՏ ՎԻՃԱԿՆԵՐ. ՆՐԱՆՑ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1. Իզոթերմ-ադիաբատ՝ է ջերմատիճանի դեպքում անվանենք այն վիճակները, որոնցում այս ջերմատիճանի տակ հակադարձելի իզոթերմը միաժամանակ նաև ադիաբատ է։

§ 12,7-ում ցույց է տրված, որ երբեմն հակադարձելի ադիաբատի մի մասը միաձուլվում է իզոթերմի մասի հետ, կամ հակադարձելի ադիաբատը և իզոթերմն ունենում են ընդհանուր շոշափող։ Այն վիճակները, որոնցում տեղի ունի այդպիսի համընկնում կամ շոշափում, կլինեն իզոթերմ-ադիաբատ։

$O_{բա}$-ից տարբեր ջերմատիճանների դեպքում հակադարձելի ադիաբատը միաժամանակ նաև իզէնտրոպ է։ Բայց, ինչպես հիմա մենք կտեսնենք, երբ $T=0$, հակադարձելի ադիաբատը կարող է և իզէնտրոպ չլինել։

Ներկա պարագրաֆում դուրս են բերվելու իզոթերմ-ադիաբատ և իզոթերմ-իզէնտրոպ վիճակների հիմնական հատկությունները։

Գիտենալով այս հատկությունները, մենք կարող ենք ավելի ճիշտ գնահատել ջերմային թեորեման, որի համաձայն՝ $T=0$ դեպքում մի քանի սիստեմների վիճակները հանդիսանում են իզոթերմ-իզէնտրոպ։

2. $dQ=TdS$ հավասարությունից հետևում է, որ երբ $T\neq 0$, dQ-ն և dS-ը միաժամանակ դառնում են 0։ Սա նշանակում է, որ բացարձակ զրոյից տարբեր ջերմատիճանների դեպքում հակադարձելի ադիաբատը համընկնում է իզէնտրոպին։

Ադիաբատներին անցնելու համար՝ երբ $T=0$, ենթադրենք, որ սիստեմի որևէ տարրական պրոցեսում α հատկանիշն ստացել է $d\alpha$ աճ, այն ժամանակ՝

$$\frac{\partial Q}{\partial \alpha}=T\frac{\partial S}{\partial \alpha},$$

Այս հավասարությունից բխում է, որ $T=0$ դեպքում α-ի փոփոխության հակադարձելի պրոցեսն ադիաբատ կլինի, եթե $\frac{\partial S}{\partial \alpha}$ ածանցյալը վերջավոր է (և ոչ անվերջ մեծ)։ Երբ $\frac{\partial S}{\partial \alpha}=0$, հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսը դառնում է նաև իզէնտրոպ, իսկ երբ $\frac{\partial S}{\partial \alpha}$ տարբեր է 0-ից, բայց վերջավոր է, ապա հակադարձելի պրոցեսը կլինի ադիաբատ, բայց ոչ իզէնտրոպ։

Երբ $\left|\frac{\partial S}{\partial \alpha}\right|=\infty$ և $T=0$, $T\frac{\partial S}{\partial \alpha}$ արտադրյալը կարող է և հավասար չլինել զրոյի. այս դեպքում պրոցեսը չի լինի ոչ իզէնտրոպ և ոչ էլ ադիաբատ։

Այսպիսով, բացարձակ զրո ջերմատուիճանի դեպքում հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսն իզէնտրոպ չի լինի, եթե $\frac{\partial S}{\partial \alpha}\neq 0$։

Հիմնվելով հենց այժմ ասածի վրա, դժվար չէ որոշել. թե, երբ $T=0$, որ դեպքում սիստեմի վիճակը կլինի իզոթերմ-ադիաբատ կամ իզոթերմ-իզենտրոպ:

Դիցուք սիստեմն ունի $n+2$ պարամետրեր՝

$$x_1,\ x_2,\ \dots\ x_n,\ t,\ m$$

որտեղ m մասսան հաստատուն է, իսկ $x_1,\ x_2,\dots x_n$ նշանակում են սիստեմի կամայական անկախ հատկանիշները՝ բացի (S) էնտրոպիայից և ջերմաստիճանից:

Շնորհիվ սրան S-ը կլինի $x_1,\ x_2,\dots x_n,\ t$, ($m=$const.) մեծությունների ֆունկցիա և

$$\left.\begin{aligned} dS=\frac{\partial S}{\partial x_1}dx_1+\frac{\partial S}{\partial x_2}dx_2+\dots+\frac{\partial S}{\partial x_n}dx_n+\frac{\partial S}{\partial t}dt= \\ =\sum\frac{\partial S}{\partial x_k}dx_k+\frac{\partial S}{\partial t}dt, \end{aligned}\right\} \qquad (22,\ 2,\ 1)$$

իսկ իզոթերմ պրոցեսում

$$dS=\frac{\partial S}{\partial x_1}dx_1+\frac{\partial S}{\partial x_2}dx_2+\dots+\frac{\partial S}{\partial x_n}dx_n=\sum\frac{\partial S}{\partial x_k}dx_k, \qquad (22,\ 2,\ 2)$$

Հակադարձելի տարրական իզոթերմ պրոցեսում

$$d_tQ=Td_tS=T\sum\frac{\partial S}{\partial x_k}dx_k, \qquad (22,\ 2,\ 3)$$

Քանի որ $x_1,\ x_2,\dots x_n$ իրարից անկախ մեծություններ են, ապա նրանց $dx_1,\ dx_2,\dots dx_n$ դիֆերենցիալները նույնպես իրարից անկախ են, և այդ պատճառով (22, 2, 2) բանաձևում $d_tS=0$ միայն այն դեպքում, երբ աջ մասի մասնական ածանցյալների գումարը հավասար լինի 0-ի, այսինքն՝

$$d_tS=0,\ \text{եթե}\ \frac{\partial S}{\partial x_1}=0,\quad \frac{\partial S}{\partial x_2}=0,\dots\frac{\partial S}{\partial x_n}=0, \qquad (22,\ 2,\ 4)$$

մասնավորապես, երբ

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t=0,\ \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t=0.$$

(22, 2, 2)-ից հետևում է՝

(22, 2, 5) Սիստեմի վիճակը կլինի իզոթերմ-իզենտրոպ միայն այն պայմաններին բավարարող ջերմաստիճանի դեպքում, երբ $\frac{\partial S}{\partial x_1},\ \frac{\partial S}{\partial x_2},\dots\frac{\partial S}{\partial x_n}$ մասնական ածանցյալներից յուրաքանչյուրը այդ ջերմաստիճանի հաստատուն լինելու դեպքում հավասար լինի զրոյի:

Այդ պրոցեսը ճիշտ է նաև բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում: Պարզության համար պայմանավորվենք նշանակել (0) նիշով բոլոր մեծությունները, երբ $T=0$:

Այսպես, օրինակ, S_0 և $x_{1,0}$ կլինեն էնտրոպիայի և x_1 պարամետրի արժեքները $T=0$ դեպքում,

$\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{v,0}$-ն էնտրոպիայի մասնական ածանցյալն է ըստ ջերմաստիճանի, երբ $T=0$ և $V=\text{const.}$, $\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_{k,0}}\right)_t$-ն էնտրոպիայի մասնական ածանցյալն է ըստ x_k-ի՝ հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում, որը հավասար է $0_{քց}$. $C_{v,0}$-ն ջերմունակությունն է հաստատուն ծավալի դեպքում, երբ $T=0$ և այլն։

(22, 2, 5)-ից եզրակացնում ենք, որ $T=0$ դեպքում սիստեմի վիճակը կլինի իզոթերմ-իզէնտրոպ, երբ

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_{1,0}}\right)_t=0,\ \left(\frac{\partial S_0}{\partial x_{2,0}}\right)_t=0,\ldots,\ \left(\frac{\partial S_0}{\partial x_{n,0}}\right)_t=0. \qquad (22,\ 2,\ 6)$$

Եթե $T=0$ դեպքում $\frac{\partial S_0}{\partial x_{1,0}}$, $\frac{\partial S_0}{\partial x_{2,0}}$, ... $\frac{\partial S_0}{\partial x_{n,0}}$ մասնական ածանցյալներից ոչ մեկի բացարձակ արժեքը չի դառնում անվերջ մեծ, ապա (22, 2, 3)-ում $\sum \frac{\partial S_0}{\partial x_{k,0}} dx_{k,0}$-ն կլինի անվերջ փոքր և այս պատճառով $T=0$ դեպքում հակադարձելի իզոթերմ ամեն մի պրոցես կլինի նաև ադիաբատ։ Այսպիսով,

(22, 2, 7) Բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում սիստեմի վիճակը կլինի իզոթերմ-ադիաբատ, եթե

$$\left|\frac{\partial S_0}{\partial x_{1,0}}\right|\neq\infty,\ \left|\frac{\partial S_0}{\partial x_{2,0}}\right|\neq\infty,\ldots,\ \left|\frac{\partial S_0}{\partial x_{n,0}}\right|\neq\infty. \qquad (22,\ 2,\ 8)$$

3. x նիշով նշանակենք այն պրոցեսը, որի ընթացքում փոխվում է ջերմաստիճանը, իսկ մնացած ($x_1, x_2, \ldots x_n$ և m մասսան) պարամետրները հաստատուն են։

Ըստ (22, 2, 1)-ի՝ այդ պրոցեսի ջերմունակությունը կլինի

$$C_x=T\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_x,$$

Ակնհայտ է, որ $T=0$ դեպքում $C_x=0$, եթե $\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{x,0}\neq\infty$, (22, 2, 9)

Այստեղ հարկավոր է հիշել կարևոր մաթեմատիկական մի թեորեմա.

Եթե $z=f(y_1, y_2, \ldots y_n)$, որտեղ $y_1, y_2, \ldots y_n$ անկախ արգումենտներ են, ապա $y_1, y_2, \ldots y_n$ վերջավոր արժեքների դեպքում z-ի բացարձակ արժեքը կարող է դառնալ անվերջ մեծ միայն այն պայմանով, որ $\frac{\partial z}{\partial y_1}$, $\frac{\partial z}{\partial y_2}$, ... $\frac{\partial z}{\partial y_n}$ մասնական ածանցյալներից որևէ մեկի բացարձակ արժեքը լինի անվերջ մեծ։

Այստեղից բխում է, որ

$$\left|\frac{\partial z}{\partial y_1}\right| \neq \infty, \quad \left|\frac{\partial z}{\partial y_2}\right| \neq \infty, \ldots \left|\frac{\partial z}{\partial y_n}\right| \neq \infty$$

պայմանները բավարար են (բայց ոչ անհրաժեշտ), որպեսզի $z \neq c$, այսինքն, $y_1, y_2, \ldots y_n$ վերջավոր արժեքների դեպքում z-ը լինի վերջավոր։

Վերևում որպես սխեմաների պարամետրեր մենք ընդունել էինք $x_1, x_2, \ldots x_n$, t և $m = \text{const}$. հատկանիշները։

Այսպիսով, $S = f(x_1, x_2, \ldots x_n, t)$ և համաձայն հենց այժմ բերած մաթեմատիկական թեորեմայի, (22, 2, 8)-ը և (22, 2, 9)-ը էնտրոպիայի վերջավոր լինելու բավարար պայմաններն են, երբ $T = 0$։

Այս նշանակում է, որ (22, 2, 8) և (22, 2, 9) պայմանների առկայության դեպքում S_0-ի բացարձակ արժեքը չի կարող լինել անվերջ մեծ։

Հետապայում համատեղության համար ք.-թ. սխեմաներ կանվանենք բոլոր այն սխեմաները, որոնցում միաժամանակ տեղի ունեն (22, 2, 8) և (22, 2, 9) պայմանները (ք.-թ.-ն նշանակում է ջերմային թեորեմա)։

Օգտվելով այս նշանակումից, կարելի է (22, 2, 9) և (22, 2, 7)-ը արտահայտել այսպես.

(22, 2, 10) Բացարձակ զրոյի դեպքում ք.-թ. սխեմաներն իզոթերմ-ադիաբատ են (բայց կարող են չլինել իզոթերմ-իզէնտրոպ), որոց $C_{x,0}$ ջերմունակությունը հավասար է 0-ի։

4. Բերենք այնպիսի սխեմաների օրինակներ, որոնք չեն կարող ք.-թ. սխեմաներ լինել։

Ցուրաքանչյուր միատարրանա սխեմայում $p = \varphi(t)$, և քանի որ ծավալը կարող է փոխվել իզոբար-իզոթերմ եղանակով (օրինակ՝ հեղուկ-գոլորշի սխեմայում, գոլորշիացման ժամանակ), ապա

$$\left|\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p\right| = \infty,$$

Համաձայն (14, 7, 9)-ի՝

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t = -\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p,$$

Ուստի միատարրանա սխեմաներում՝

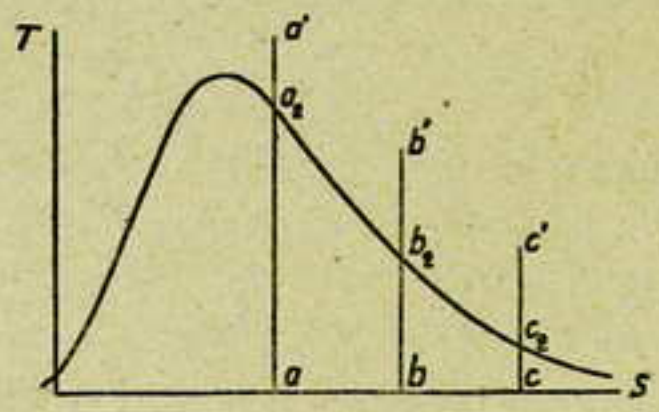
$$\left|\left(\frac{\partial S_0}{\partial p_0}\right)_t\right| = \infty,$$

Սա տեղի ունի բոլոր ջերմատուիճանների դեպքում, հետևաբար և երբ $T = 0$։ Այստեղից պարզ է (եթե ընդունենք $x_1 = p$), որ միատարրանա սխեմաները բավարարում են (22, 2, 8)-ի և (22, 2, 9)-ի ոչ բոլոր պայմաններին և այս պատճառով չեն պատկանում ք.-թ. սխեմաներին։

Սա առավել վերաբերում է հեղուկ-գոլորշի սխեմաներին։ Իրոք՝

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial m_{2,0}}\right)_t = s_{2,0} - s_{1,0},$$

(0 նիշը համաձայն պայմանի նշանակում է «T=0 դեպքում»), T—S դիագրամից (նկ. 22—1) երևում է, որ բացարձակ զրոյին մոտենալու դեպքում հագեցած գոլորշու տեսակարար էնտրոպիան անվերջ աճում է։ Այսպիսով՝



Նկ. 22—1

$$s_{2,0}=\infty,\quad \left(\frac{\partial S_0}{\partial m_{2,0}}\right)_t=\infty,$$

Նույնը տեղի ունի նաև բոլոր միավարիանտ, գազային ֆազ ունեցող սիստեմներում (օրինակ, $CaCO_3+CaO+CO_2$), այսինքն՝ $\left(\frac{\partial S_0}{\partial m_{2,0}}\right)_t=\infty$, որտեղ m_2-ը գազի մասսան է. T—S դիագրամի վրա (նկ. 22—1) գազի տիրույթը տեղավորված է գոլորշու ճյուղից վերև և աջ. $a'a_3a$, $b'b_2b$, $c'c_2c$ իզէնտրոպների դիտումից երևում է, որ ջերմաստիճանի իզէնտրոպ իջեցումը գազին բերում է հագեցած գոլորշու վիճակի, որից հետո սկսվում է հեղուկի գոյացումը, ընդորում, եթե ջերմաստիճանի իջեցումը կատարվում է ըստ իզէնտրոպի, որը գտնվում է OT առանցքից վերջավոր հեռավորության վրա, ապա բացարձակ զրոյին մոտենալու դեպքում չորության աստիճանը նույնպես ձգտում է զրոյի, այսինքն՝ երբ $T=0$, նյութը լինում է հեղուկի տեսքով։

Այստեղից հետևում է, որ բացարձակ զրոյին շատ մոտ ջերմաստիճանների դեպքում գազային տեսքով նյութի տեսակարար էնտրոպիան պետք է լինի շատ մեծ և ձգտի անվերջության, երբ $T\longrightarrow 0_{բաց}$։

Սրա հետ կապված է լուծույթների էնտրոպիայի հարցը։

Եթե ընդունենք, որ լուծված նյութը գտնվում է գազային վիճակում, ապա շատ ցածր ջերմաստիճաններում լուծույթի էնտրոպիան կլինի շատ մեծ և բացարձակ զրոյին մոտենալիս կձգտի անվերջության։

Ասածից պարզ է, որ երբ $T=0$, գազային ֆազ ունեցող միավարիանտ սիստեմների, գազերի և լուծույթների էնտրոպիան ձգտում է անվերջության։ Այս սիստեմները չեն կարող լինել իզոթերմ-իզէնտրոպ $T=0$ դեպքում և չեն հանդիսանում ջ.բ. սիստեմներ [քանի որ երբ $S_0=\infty$, (22, 2, 8)-ի և (22, 2, 9)-ի ոչ բոլոր պայմանները կարող են կատարվել]։

§ 22, 3. ԻԶՈԹԵՐՄ - ԱԴԻԱԲԱՏ ԵՎ ԻԶՈԹԵՐՄ - ԻԶԷՆՏՐՈՊ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

1.* Պետք է հիշել, որ բացարձակ զրոյից տարբեր ջերմաստիճաններում «իզոթերմ-ադիաբատ վիճակ» և «իզոթերմ-իզէնտրոպ վիճակ» արտահայտություններն ունեն նույն իմաստը. $T=0$ դեպքում այս երկու հասկացությունները չեն հակադրվում. իզոթերմ-իզէնտրոպ վիճակը հանդիսանում է իզոթերմ ադիաբատ վիճակի մասնավոր տեսքը։

---

* § 22, 3, 1-ի նյութը շարադրված է § 7, 2-ում և § 7, 3-ում այլ տեսքով։

Իզոթերմ-ադիաբատ վիճակներն ունեն բոլոր սիստեմների համար միևնույն մի քանի ընդհանուր հատկություններ։

Անցնենք այդ հատկություններին։

Սորև բերված (22, 3, 1) և (22, 3, 2) դրույթներն ստացված են (7, 2, 19)-ում և (7, 3, 3)-ում։

(22, 3, 1) Իզոթերմ-ադիաբատ վիճակներում բոլոր հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակությունները նույնն են և չեն կարող լինել բացասական։

(22, 3, 2) Իզոթերմ-ադիաբատ վիճակում բոլոր հակադարձելի պրոցեսների բաբնված ջերմությունները (մասնավորապես l, b) հավասար են զրոյի։

Այս թեորեման բխում է հենց իզոթերմ-ադիաբատ վիճակի սահմանումից։ Իսկապես, դիցուք իզոթերմ պրոցեսը սիստեմի $x_1, x_2, \ldots x_n$ պարամետրներից մեկի փոփոխումն է, օրինակ՝ x_κ պարամետրի։

Համաձայն սահմանման՝ այս պրոցեսի թաքնված ջերմությունը հավասար է $\frac{d_t Q}{d_t x_\kappa}$, *բայց իզոթերմ-ադիաբատ պրոցեսում* $d_t Q = 0$, *եթե* $dt = 0$, *ուրեմն* $\frac{d_t Q}{d_t x_\kappa} = 0$։

Այս հավասարությունը ճիշտ է $x_1, x_2, \ldots x_n$ բոլոր պարամետրների համար։ Այսպիսով, (22, 3, 2)-ը ապացուցված է։ Այս թեորեման բխում է նաև (22, 2, 4) և (22, 2, 6)-ից, եթե նկատի ունենանք, որ

$$\frac{d_t Q}{d_t x_\kappa} = T\left(\frac{\partial S}{\partial x_\kappa}\right)_t.$$

Իրոք իզոթերմ-ադիաբատ վիճակում՝

քանի (22, 2, 4)-ից, երբ $T \neq 0$, *ապա* $\left(\frac{\partial S}{\partial x_\kappa}\right)_t = 0$,

քանի (22, 2, 6)-ից, երբ $T = 0$, *ապա* $\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_{\kappa,0}}\right)_t \neq \infty$։

Այստեղից հետևում է, որ ցանկացած ջերմատեխնական դեպքում, իզոթերմ-ադիաբատ վիճակում

$$\frac{d_t Q}{d_t x_\kappa} = T\left(\frac{\partial S}{\partial x_\kappa}\right)_t = 0.$$

Ընդունելով, որ $x_\kappa = V$ *կամ* $x_\kappa = p$, *ստանում ենք՝*

$$l = \left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_t = 0, \quad b = \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_t = 0.$$

2. Ցույց տանք, թե ինչպես են թաքնված ջերմությունները մոտենում 0-ի, երբ պրոցեսի ջերմատեխնականը մոտենում է այն ջերմատեխնականին, որի դեպքում սիստեմների վիճակը իզոթերմ-ադիաբատ կամ իզոթերմ-իզոէնտրոպ է։

Իզոթերմ-ադիաբատ վիճակի ջերմատեխնականը նշանակենք $l_a(l_b)$, և

դիցուք իզոթերմ պրոցեսը իրականացվում է $T'=T_a+dt$ ջերմաստիճանի տակ, որտեղ dt-ն դիտվում է առաջին կարգի անվերջ փոքր։

Եթե $T_a>0_{բաց}$, ապա $\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t_a}=0$, և ենթադրելով, որ ֆիզիկական մեծությունների փոփոխությունները կատարվում են անընդհատ, մենք պետք է եզրակացնենք, որ t_a-ին անվերջ մոտ t' ջերմաստիճանի դեպքում $\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}$-ը կտարբերվի (0-ի հավասար) $\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t_a}$-ից անվերջ փոքրով, այսինքն՝ $\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}$ածանցյալը կլինի անվերջ փոքր։ Հետևաբար $\left(\frac{\partial Q}{\partial x_k}\right)_{t'}=T'\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}$ թաքնված ջերմությունները կլինեն առաջին կարգից ոչ ցածր անվերջ փոքրեր։

Եթե $T=0$ դեպքում վիճակը լինում է իզոթերմ-ադիաբատ, ապա ըստ (22, 2, 6)-ի՝ $\left|\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t_a}\right|\neq\infty$, այսինքն՝ $\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t_a}$-ն կարող է լինել վերջավոր և 0-ից տարբեր։ Ակնհայտ է՝ $\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}$ ածանցյալը նույնպես կլինի (ֆիզիկական մեծությունների փոփոխության անընդհատության դեպքում) վերջավոր և տարբեր 0-ից։ Ուստի (քանի որ $T'=T_a+dt$),

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial x_k}\right)_{t'}=T'\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}=dt\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}.$$

այսինքն, երբ $t'=\text{const.}$, $\left(\frac{\partial Q}{\partial x_k}\right)_{t'}$ թաքնված ջերմությունը նույնպես կլինի առաջին կարգի անվերջ փոքր։

Բացարձակ զրոյի դեպքում, իզոթերմ-իզէնտրոպ վիճակում ըստ (22, 2, 4)-ի

$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_{k,0}}\right)_{t_a}=0$, ուստի $\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}$ լինում է առաջին (կամ ավելի բարձր) կարգի անվերջ փոքր, իսկ

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial x_k}\right)_{t'}=T'\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}=dt\left(\frac{\partial S}{\partial x_k}\right)_{t'}$$

կլինի երկրորդ կարգից ոչ ցածր անվերջ փոքր։

Այսպիսով, իզոթերմ-ադիաբատ վիճակների ջերմաստիճանին անվերջ մոտ ջերմաստիճաններում սիստեմի բոլոր թաքնված ջերմությունները կարող են դիտվել որպես առաջին կարգի անվերջ փոքրեր։

Սրանով էլ իզոթերմ-ադիաբատ վիճակները տարբերվում են իզոթերմ-իզէնտրոպ վիճակներից (երբ $T=0_{բաց}$), որոնց համար, $0_{բաց}$-ին անվերջ մոտ ջերմաստիճաններում, թաքնված ջերմությունները լինում են երկրորդ կարգի անվերջ փոքրեր։

3. Մենք հենց հիմա տեսանք, որ իզոթերմ-ադիաբատ վիճակներում $\left(\frac{\partial Q}{\partial x_k}\right)_t = 0$, քանի որ երբ $dt=0$, d_tQ նույնպես պետք է հավասար լինի 0-ի։

Նույն պատճառով էլ իզոթերմ-ադիաբատ վիճակներում

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x_1}\right)_{\text{ադ}} = \left(\frac{\partial t}{\partial x_2}\right)_{\text{ադ}} = \ldots = \left(\frac{\partial t}{\partial x_n}\right)_{\text{ադ}} = 0, \qquad (22,\ 3,\ 3)$$

որտեղ ինդեքսը նշանակում է «հակադարձելի-ադիաբատ պրոցեսում», իսկապես, ըստ իզոթերմ-ադիաբատ վիճակի սահմանման՝ dt-ն պետք է հավասար լինի 0, երբ $dQ=0$։ Այս հենց հանգեցնում է (22, 3, 3) բնութագրին։

(22, 3, 3)-ի համանման իզոթերմ-իզէնտրոպ վիճակներում (երբ $T=0$) պետք է լինի՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x_{1,0}}\right)_s = \left(\frac{\partial t}{\partial x_{2,0}}\right)_s = \ldots = \left(\frac{\partial t}{\partial x_{n,0}}\right)_s = 0 \qquad (22,\ 3,\ 4)$$

որտեղ (s) ինդեքսը նշանակում է «իզէնտրոպ պրոցեսում»։

Մասնավորապես ընդունելով $x_1=V$, $x_2=p$, (22, 3, 4)-ից և (22, 3, 4)-ից ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{\text{ադ}} = 0, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_{\text{ադ}} = 0, \qquad (22,\ 3,\ 5)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s = 0, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s = 0. \qquad (22,\ 3,\ 6)$$

Հիշենք (14, 7, 3), (14, 7, 4), (14, 7, 8), (14, 7, 9) առնչությունները.

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_t = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_t = -\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p,$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v, \quad \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial V}{\partial s}\right)_p.$$

Համեմատելով ստացվին տողը (22, 2, 4)-ի հետ, իսկ երկրորդը՝ (22, 3, 6)-ի հետ, տեսնում ենք, որ իզոթերմ-իզէնտրոպ վիճակում

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v = 0, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = 0, \qquad (22,\ 3,\ 7)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v = 0, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial s}\right)_p = 0. \qquad (22,\ 3,\ 8)$$

Ինչպես հայտնի է, $\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_p = \alpha_p$, որտեղ α_p-ն հաստատուն ճնշման դեպքում ծավալային ընդարձակման գործակիցն է, հետևապես

(22, 3, 9) իզոթերմ-ադիաբատ վիճակներում $\alpha_p=0$։

§ 22, 4. ՋԵՐՄԱՑԻՆ ԹԵՈՐԵՄԱՆ

1. Ձրտածենք մի քանի առնչություններ, որոնք պետք են գալիս ջերմային թեորեման և նրա հետևությունները շարադրելիս։

Համաձայն (F) *ազատ էներգիայի և* (G) *թերմոդինամիկ պոտենցիալի սահմանումների՝ ունենք՝*

$$F=U-TS \qquad (22,\ 4,\ 1)$$

$$G=U-TS+pV=H-TS, \qquad (22,\ 4,\ 2,)$$

որտեղ U, H, S-*ը համապատասխանաբար ներքին էներգիան, էնթալպիան և էնտրոպիան են։*

Դիտարկենք այնպիսի սիստեմներ, որոնց բաղադրությունը փոփոխելի է։ Պարզության համար ենթադրենք, որ բաղադրությունը լրիվ որոշվում է միայն մի (x) *մեծությամբ, որն անվանենք քիմիական փոփոխական։*

Փոխխլող միայն մի (x) *մեծությամբ որոշվող բաղադրության դեպքում սիստեմի պարամետրների թիվը կլինի չորսից ոչ պակաս։ (22, 4, 1)-ում որպես պարամետրներ ընդունենք՝*

$$m=\text{const.},\ V,\ t,\ x.$$

Ապա, վերցնելով մասնական ածանցյալները ըստ x-*ի, (22, 4, 1)-ից կստանանք՝*

$$\frac{\partial F}{\partial x}=\frac{\partial U}{\partial x}-T\frac{\partial S}{\partial x}, \qquad (22,\ 4,\ 3)$$

Ընդունելով որպես պարամետրներ m=const., p, t, x, *(22, 2, 4)-ից կունենանք՝*

$$\frac{\partial G}{\partial x}=\frac{\partial H}{\partial x}-T\frac{\partial S}{\partial x}, \qquad (22.\ 4,\ 4)$$

Կատարելով (22, 4, 3)-ում ըստ t-*ի մասնական դիֆերենցում (երբ* V=const. *և* x=const.*), կունենք՝*

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial F}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial U}{\partial x}-T\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial S}{\partial x}-\frac{\partial S}{\partial x}, \qquad (22.\ 4,\ 5)$$

Բայց

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial U}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial U}{\partial t}=\frac{\partial C_v}{\partial x},$$

քանի որ

$$\frac{\partial U}{\partial t}=C_v,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial S}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial S}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\frac{C_v}{T}=\frac{1}{T}\frac{\partial C_v}{\partial x}, \qquad (22.\ 4,\ 6)$$

որովհետև $T\frac{\partial S}{\partial t}=C_v$ *և* T-*ն կախված չէ* x-*ից։*

Ստացված արտահայտությունները մտցնելով (22, 4, 3)-ի մեջ, ունենում ենք՝

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial F}{\partial x} = -\frac{\partial S}{\partial x}, \qquad (22,\ 4,\ 7)$$

Նմանապես (22, 4, 4)-ի մասնական դիֆերենցումը ըստ t-ի (երբ p=const., x=const.) բերում է՝

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial G}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial H}{\partial x} - T\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\partial S}{\partial x} \qquad (22,\ 4,\ 8)$$

հավասարմանը,

որն էլ

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial C_p}{\partial x}, \qquad (22,\ 4.\ 9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial S}{\partial x} = \frac{1}{T}\frac{\partial C_p}{\partial x}, \qquad (22,\ 4,\ 10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial G}{\partial x} = -\frac{\partial S}{\partial x}, \qquad (22,\ 4,\ 11)$$

Բերենք այս բանաձևերում $\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{v,t}$-ը բաղադրության իզոթերմ փոփոխման թաքնված L_v ջերմությունն է, երբ քիմիական փոփոխականը փոխվում է x-ից մինչև x+1, $\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{p,t}$-ը բաղադրության իզոբար փոփոխման թաքնված L_p ջերմությունն է, հաշված x-ի նույնպիսի փոփոխման համար։ Իրոք (երբ V=const.),

$$d_v U = d_v Q$$

$$\frac{\partial_{v,t} U}{\partial_{v,t} x} = \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{v,t} = \left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{v,t} = L_v, \qquad (22,\ 4,\ 12)$$

Նույն կերպ

$$\frac{d_{p,t} H}{d_{p,t} x} = \left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{,t} = \left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{p,t} = L_p, \qquad (22,\ 4,\ 13)$$

Հետագայում հարմարության համար ընդունենք՝

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_v = \Delta_v, \quad \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_p = \Delta_p,$$

այսինքն՝ $\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_v = \Delta_v U, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_v = \Delta_v S, \quad \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_v = \Delta_v F, \qquad (22,\ 4,\ 14)$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_p = \Delta_p H, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_p = \Delta_p S, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)_p = \Delta_p G. \qquad (22.\ 4,\ 15)$$

2. Սովորաբար բաղադրության փոփոխման թաքնված ջերմությունը

կախված է ջերմաստիճանից, որի դեպքում առաջանում է այդ փոփոխությունը։ Այս պատճառով էլ բաղադրության իզոխոր-իզոթերմ փոփոխման թաքնված

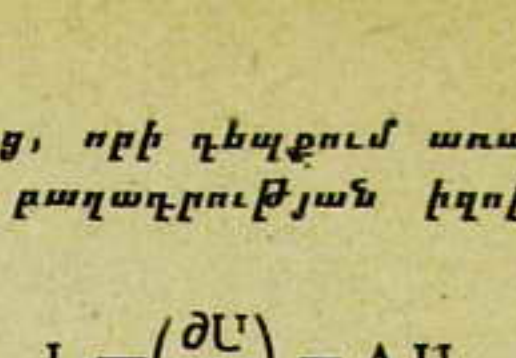
$$L = \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{v,t} = \Delta_v U$$

ջերմությունը կլինի ջերմաստիճանի ֆունկցիա։

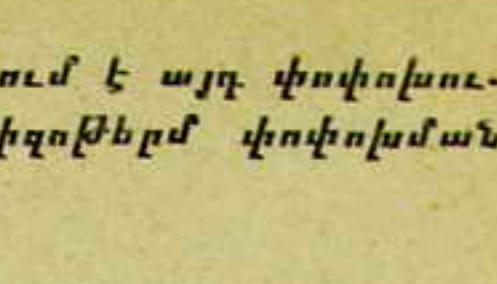
Այս ֆունկցիայի գրաֆիկը $\Delta_v U - T$ կոորդինատային սիստեմում (նկ. 22—2) կոչվում է բաղադրության փոփոխման իզոխոր։

Փորձերը և տեսությունը (տե՛ս § 22, 5) ցույց են տալիս, որ $\Delta_v F$-ը նույնպես հանդիսանում է ջերմաստիճանի ֆունկցիա՝ $\Delta_v F = \varphi(t)$, այս գրաֆիկը $\Delta_v F - T$ կոորդինատային սիստեմում (նկ. 22—3) նույնպես կոչվում է բաղադրության փոփոխման իզոխոր։

Նկ. նկ. 22 — 2 և 22—3-ում ներկայացված են այնպիսի դեպքեր, երբ ջերմաստիճանի հետ մեծանում է նաև թաքնված ջերմությունը, իսկ $\Delta_v F$-ը փոքրանում է ջերմաստիճանի մեծացման դեպքում։ Կարող է տեղի ունենալ նաև հակառակը։



Նկ. 22—2

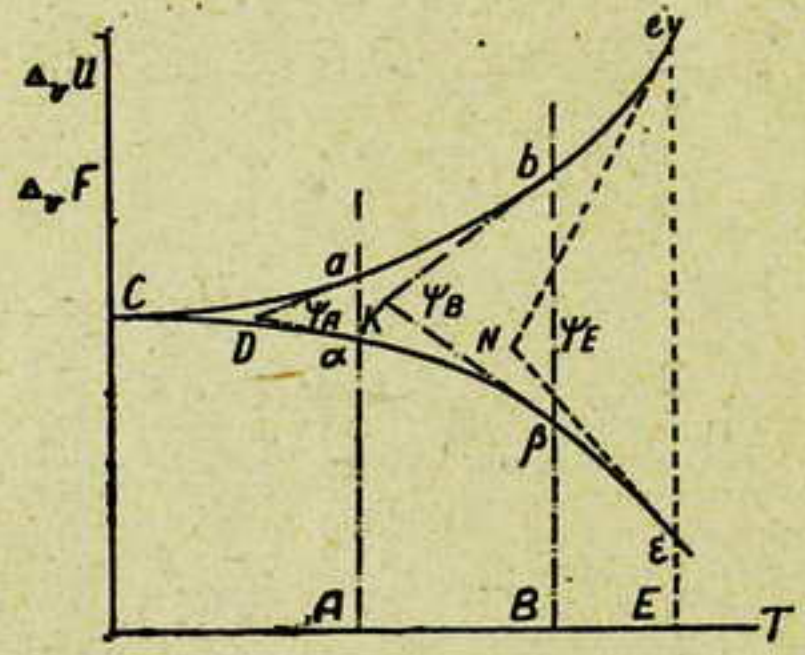


Նկ. 22—3

Որպեսզի հեշտությամբ համեմատենք երկու դիագրամների ($\Delta_v U - T$, և $\Delta_v F - T$) բաղադրության փոփոխման իզոխորները, կարելի է այս դիագրամները համատեղել, այսինքն՝ աբսցիսների առանցքի ուղղությամբ տեղաշրել բացարձակ ջերմաստիճանը, իսկ օրդինատների առանցքի ուղղությամբ՝ $\Delta_v U$-ի և $\Delta_v F$-ի համապատասխան արժեքները (նկ. 22 — 4)։ Այս նկարի վրա abe-ն $\Delta_v U = f(T)$ ֆունկցիայի գրաֆիկն է, իսկ αβe-ը՝ $\Delta_v F = \varphi(T)$ ֆունկցիայի գրաֆիկը։

Մինչև մեր դարի երկրորդ տասնամյակը շատ ցածր, բացարձակ զրոյին մոտ, ջերմաստիճաններն անհասանելի էին. սրա հետևանքով էլ փորձնական տվյալներով կարող էին կառուցվել իզոխորների միայն abe և αβe մասերը, որոնք համապատասխանում են այն ժամանակներում ստացվող ջերմաստիճաններին։

Մինչև մեր դարի երկրորդ տասնամյակը չկային որևէ փորձնական տվյալներ, որպեսզի եզրակացություն արվեր կամայական սիստեմի abe և αβe իզոթերմների ընթացքի մասին բացարձակ 0-ի մոտերքում։



Նկ. 22—4

3. Այս տեսակետից չ. թ. սիստեմները տարբերվում են մնացածներից։

Ըստ սահմանման՝ չ.թ. սիստեմներում բացարձակ զրոյի դեպքում էնտրոպիայի ածանցյալները $\left[\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{v_0,x_0}, \left(\frac{\partial S_0}{\partial v_0}\right)_{t,x} \left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{v,t}\right]$ վերջավոր են. եթե 1 և 2 վիճակներում $T=0$, ապա $S_{2,0}-S_{1,0}$ վերջավոր է, իսկ $[T(S_2-S_1)]_0=0$։

Այստեղից հետևում է, որ $T=0$ դեպքում, ինչպիսին էլ որ լինի իզոթերմ պրոցեսը և ինչպես էլ որ տարբերվեն 1 և 2 վիճակները,

$$(F_2-F_1)_0=(U_2-U_1)_0, \qquad (22,\ 4,\ 16)$$

Սա նշանակում է, որ չ.թ. սիստեմներում բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում վիճակի կամայական իզոթերմ փոփոխումով առաջ եկած ազատ էներգիայի և ներքին էներգիայի փոփոխությունները իրար հավասար են։ Քանի որ (22, 2, 8)-ի հիման վրա $T_0\frac{\partial S_0}{\partial x_0}=0$, երբ $T=0$, ապա համաձայն (22, 4, 1)՝

$$\frac{\partial F_0}{\partial x_0}=\frac{\partial U_0}{\partial x_0}$$

կամ, օգտագործելով $\frac{\partial}{\partial x}=\Delta_v$ նշանակումը՝

$$\Delta_v F_0=\Delta_v U_0=L_{v,0}, \qquad (22,\ 4,\ 17)$$

Այսպիսով, չ.թ. սիստեմներում abe և αβε կորերը, երբ $T=0$, ունեն ընդհանուր (C) կետ։

Հեշտ է ցույց տալ, որ այս (C) կետում abe կորն ունի ջերմատևողականների առանցքին զուգահեռ շոշափող։

Իրոք, ըստ (22, 2, 9)-ի՝

$$C_{x,0}=0;$$

Այսինքն, ինչպիսին էլ որ լինի չ.թ. սիստեմի բաղադրությունը, երբ $T=0$, նրա C_x ջերմունակությունը հավասար է 0։

Սա նշանակում է, որ $T=0$ դեպքում ջերմունակությունը կախված չէ բաղադրությունից, և այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial C_{x,0}}{\partial x_0}\right)=0,$$

իսկ ըստ (22, 4, 5)-ի՝ $$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial U_0}{\partial x_0}\right)_{v,0}=0, \qquad (22,\ 4,\ 18)$$

կամ $$\left(\frac{\partial \Delta_v U}{\partial t}\right)_{v,0}=0.$$

Սա ցույց է տալիս, որ երբ $T=0$, abe կորի շոշափողը զուգահեռ է OT առանցքին։

Նկատենք, որ (22, 4, 17)-ը և (22, 4, 18)-ն անմիջապես բխում են ջ.ք. սիստեմի սահմանումից, այսինքն՝ (22, 2, 8) և (22, 2, 9)-ից։

Այս սահմանումից աβε կորի շոշափողի ուղղության մասին շատ բան չի կարելի եզրակացնել T=0 դեպքում։

Իսկապես, համաձայն (22, 4, 7)-ի՝

$$\frac{\partial \Delta_v F}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial F}{\partial x}=-\frac{\partial S}{\partial x},$$

իսկ ջ.ք. սիստեմներում $\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\neq\infty$, հետևապես, երբ T=0,

$$\left(\frac{\partial \Delta_v F}{\partial t}\right)_{v,0}\neq\infty.$$

Սա նշանակում է, որ T=0 դեպքում ջ.ք. սիստեմներում αβε կորի շոշափողը OT առանցքի հետ չի կարող կազմել ուղիղ անկյուն։

Երբ T=0, αβε կորի շոշափողի ուղղությունը ջ.ք. սիստեմներում որոշվում է ջերմային թեորեմայով, որին կարելի է հանգել հետևյալ կերպ.

Դիցուք (նկ. 22—4) Aαa, Bβb, Eεe-ը իզոթերմներ են։

Տանենք abe և αβε կորերի Da և Dα շոշափողները. նշանակենք aDα անկյունը ψ_A-ով։

Նույն կերպ էլ ընդունենք՝

$$\psi_B=\angle bK\beta,\quad \psi_E=\angle eN\varepsilon,$$

որտեղ Kb-ն և Kβ-ն այս կորերի շոշափողներն են b և β կետերում, իսկ Ne-ն և Nε-ը շոշափողներ են e և ε կետերում։

Ջ.ք. սիստեմներում ջերմաստիճանի նվազումով (OE>OB>OA) նվազում է նաև շոշափողներով կազմած անկյունը ($\psi_E>\psi_B>\psi_A$) և կարելի է ենթադրել, որ ջերմաստիճանի մինչև բացարձակ զրո իջնելու դեպքում, շոշափողներով կազմված անկյունն ասիմպտոտաբար փոքրանալով, դառնում է 0, երբ T=0։

Այս ենթադրությունից և (22, 4, 17)-ից հետևում է, որ բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում abe և αβε կորերն ունեն ոչ միայն ընդհանուր (C) կետ, այլև ընդհանուր շոշափող։

Քանի որ abe կորի շոշափողի և OT առանցքի կազմած անկյան տանգենսը հավասար է $\frac{\partial \Delta_v U}{\partial t}$, իսկ αβε կորի շոշափողի և OT առանցքի կազմած անկյան տանգենսը հավասար է $\frac{\partial \Delta_v F}{\partial t}$, ապա T=0 դեպքում այս երկու շոշափողների համընկնումը նշանակում է, որ

$$\left(\frac{\partial \Delta_v F}{\partial t}\right)_{v,0}=\left(\frac{\partial \Delta_v U}{\partial t}\right)_{v,0}. \qquad (22,\ 4,\ 19)$$

Նկատի ունենալով (22, 4, 18) առնչությունը, (22, 4, 19)-ից ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial \Delta_v F}{\partial t}\right)_{v,0}=0. \qquad (22,\ 4,\ 20)$$

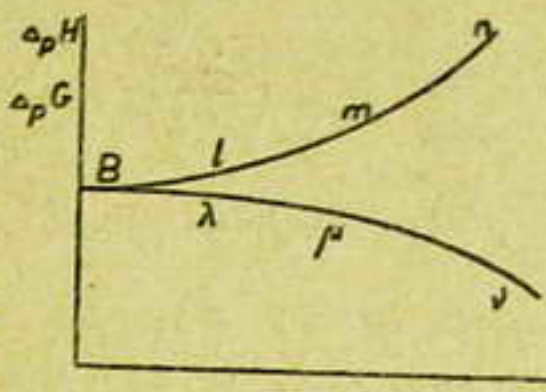
(22, 4, 19) արտյունքին մենք հանդեցինք, դիտելով $\Delta_v U - T$ և $\Delta_v F - T$ դիագրամների վրա Cabe և Caȝe իզոխորները։

Այս իզոխորներին համանման են իզոբարները $\Delta_p H - T$ և $\Delta_p G - T$ կոորդինատային սիստեմներում (ընդ որում $\Delta_p H = \left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{p,t} = L_p$. L-ն բազադրության իզոբար-իզոթերմ փոփոխման թաքնված ջերմություն է, երբ x-ը մեծանում է մեկ մխալորով)՝ lmn, λμν իզոբարների ընթացքը (նկ. 22 – 5) չ.բ. սիստեմներում հիշեցնում է նկ. 22—4-ի վրա համապատասխանաբար Cabe և Caȝe-ը։ Քանի որ

$$\text{քանի որ (22,4,4)-ի } \frac{\partial S_0}{\partial x_0} \neq \infty, \text{ ապա } \frac{\partial G_0}{\partial x_0} = \frac{\partial H_0}{\partial x_0}$$

կամ՝

$$\Delta_p G_0 = \Delta_p H_0 = L_{p,0}, \qquad (22, 4, 21)$$



նկ. 22—5

Այսինքն՝ lmn և λμν իզոբարները, երբ T=0, ունեն ընդհանուր B կետ՝ բազի դրանից, որանց ընթացքը թույլ է տալիս ենթադրելու (ինչպես մի քիչ առաջ կատարվեց իզոխորների նկատմամբ), որ T=0 դեպքում այդ կորերն իրենց ընդհանուր B կետում կունենան ընդհանուր շոշափող։ Այստեղից, (22, 4, 19)-ին համանման, ստանում ենք՝

$$\left(\frac{\partial \Delta_p H}{\partial t}\right)_{p,1} = \left(\frac{\partial \Delta_p G}{\partial t}\right)_{p,0} \qquad (22, 4, 22)$$

(0 նիշը նշանակում է «T=0 դեպքում»)։

Ինչպես (22 4, 19)-ից հետևում է (22, 4, 20)-ը, ճիշտ նույնպես էլ (22, 4, 22)-ից հետևում է՝

$$\left(\frac{\partial \Delta_p G}{\partial t}\right)_{p,0} = 0, \qquad (22, 4, 23)$$

4. (22, 4, 20) և (22, 4, 23) առնչությունները միասին վերցրած արտահայտում են ջերմային թեորեման իր սկզբնական ձևով։

(22, 4, 20)-ը և (22, 4, 23)-ը բերում են համապատասխանաբար

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{v,t} = \Delta_v S_0 = 0, \qquad (22, 4, 24)$$

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{p,t} = \Delta_p S_0 = 0 \qquad (22, 4, 25)$$

շատ կարևոր արդյունքներին։

(22, 4, 24)-ն ստանալու համար բավական է համադրել (22, 4, 20)-ը (22, 4, 7)-ի հետ, իսկ (22, 4, 23)-ի (22, 4, 11)-ի համադրումից կստանանք (22, 4, 25)-ը։

(22, 4, 24) և (22, 4, 25) առնչությունները ցույց են տալիս, որ չ.բ. սիստեմներում, երբ T=0, բազադրության իզոթերմ-իզոխոր և իզոթերմ-

իզոբար փոփոխությունները բոլորովին չեն փոխում սխատոմի էնտրոպիան։

(22, 4, 24)-ի և (22, 4, 25)-ի համադրումից կարելի է ստանալ և այլ արդյունքներ։

Իսկապես, տեղադրելով (5, 7, 7)

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\omega}=\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{y}+\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_{x}\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_{\omega}$$

առնչության մեջ՝ $z=S_0$, $x=x_0$, $y=V$, $\omega=p$ *և բոլոր մասնակիան ածանցյալներում համարելով* $t=\text{const.}$, *կունենանք՝*

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{p,t}=\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{v,t}+\left(\frac{\partial S_0}{\partial V_0}\right)_{x,t}\left(\frac{\partial V_0}{\partial x_0}\right)_{p,t} \qquad (22,\ 4,\ 26)$$

Այս հավասարման մեջ $\left(\frac{\partial V_0}{\partial x_0}\right)_{p,t}\neq 0$, *քանի որ բաղադրության իզոբար-իզոթերմ փոփոխման ընթացքում սովորաբար փոփոխվում է ծավալը, իսկ ըստ (22, 4, 24)-ի և (22, 4, 25)-ի՝*

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{p,t}=0,\quad \left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{v,t}=0, \qquad (22,\ 4,\ 27)$$

ուստի

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial V_0}\right)_{t,x_0}=0.$$

Ինչպես հայտնի է, կայուն հավասարակշռության վիճակներում միշտ $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t<0$ *(միավարիանտ սիստեմներում, որոնք § 22, 2, 4-ի համաձայն չեն. հանդիսանում ջ.բ. սիստեմները,* $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_t=0$*)։*

Սա տեղի ունի նաև, երբ $T=0$, *այսինքն՝* $\left(\frac{\partial p_0}{\partial V_0}\right)_t<0$,

քանի որ

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial V_0}\right)_{t,x_0}=\left(\frac{\partial S_0}{\partial p_0}\right)_{t,x_0}\cdot\left(\frac{\partial p_0}{\partial V_0}\right)_{t,x_0}$$

և համաձայն (22, 4, 27)-ի այս հավասարման ձախ մասը հավասար է 0-ի, իսկ աջ մասում $\left(\frac{\partial p_0}{\partial V_0}\right)_{t,x_0}<0$,

ապա

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial p_0}\right)_{t,x_0}=0. \qquad (22,\ 4,\ 28)$$

(22, 4, 27)-ը և (22, 4, 28)-ը ցույց են տալիս, որ բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում ջ.բ. սիստեմներում ծավալի կամ ճնշման իզոթերմ փոփոխությունը չի փոխում էնտրոպիան։

Մենք կարող ենք ապացուցել ավելի ընդհանուր թեորեմա.

(22, 4, 29) Բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում ո՛չ մի իզոթերմ պրոցես չի կարող փոխել ջ.բ. սիստեմի էնտրոպիան։

Իսկապես, դիցուք V, t, x, m-ը սիստեմի պարամետրներն են (x-ը քիմիական փոփոխականն է, m=const.), այն ժամանակ, երբ T=0=const., ունենում ենք՝

$$dS_0=\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{t,v_0} dx_0 + \left(\frac{\partial S_0}{\partial V_0}\right)_{t,x_0} dV_0,$$

Համեմատելով (22, 4, 24)-ի և (22, 4, 27)-ի հետ, տեսնում ենք, որ $dS_0=0$։ Սա էլ հենց (22, 4, 29) թեորեման է։

Այս պրքում մենք չենք քննարկում մաղնիսական, էլեկտրոստատիկ կամ այլ ուժադաշտերում գտնվող սիստեմներ։ (22, 4, 29)-ը ճիշտ է նաև ուժադաշտերի ինտենսիվության փոփոխության ժամը առաջ բերված պրոցեսներում։

Այսպիսով, մենք իրավունք ունենք ասելու, որ

(22, 4, 30) Բացարձակ զրո ջերմաստիճանում ջ.ք. սիստեմները լինում են իզոթերմ-իզէնտրոպ։

Այստեղից հետևում է, որ ջ.ք. սիստեմների դեպքում, երբ T=0, (22, 2, 4), (22, 2, 9), (22, 3, 4), (22, 3, 6) և (22, 3, 9)-ը ճիշտ են։

Այսպես, օրինակ, երբ T=0,

$$\alpha_{p,0}=0,\ \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{v,0}=0,\ \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_{s,0}=0,\ \left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{s,0}=0,\ \left(\frac{\partial S_0}{\partial V_0}\right)_{t}=0$$

և այլն։

Ջերմային թեորեմայի հետևություններ հանդիսացող այս արդյունքներից մի քանիսը բոլորովին անսպասելի էին։

Այս անսպասելի թվացող արդյունքների առումման ուղղությամբ Ներնստի և նրա դպրոցի գործադրած ջանքերը հասցրին լաբորատոր եղանակներով շատ ավելի ցածր ջերմաստիճանների ստացմանը, քան մինչ այդ հնարավոր էր։

§ 22, 5. ՋԵՐՄԱՑԻՆ ԹԵՈՐԵՄԱՑԻ ՀԵՏԵՎԱՆՔՆԵՐԸ

1. Ջերմային թեորեման թույլ է տալիս հեշտությամբ լուծել (22, 1, 20)-ում առաջ քաշած խնդիրները՝ օգտագործելով «ջերմային արվեստները», որոշել իզոթերմ պրոցեսից առաջացած (F) ազատ էներգիայի և (G) թերմոդինամիկ պոտենցիալի աճերը։

Բաղադրության փոփոխումից առաջացող F-ի և G-ի վերջավոր փոփոխությունները դիտելու փոխարեն նպատակահարմար է քննարկել նրանց

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{t,v} \text{ և } \left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)_{t,p}$$

ածանցյալները, որտեղ x-ը քիմիական փոփոխականն է։

Այս դեպքում, որպես ջերմային ուժյուններ պետք է դիտվեն՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{t,v}=\Delta_v U=L_v, \qquad \left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{t,p}=\Delta_p H=L_p,$$

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial x}\right)_{t,v}=\Delta_v C_v, \qquad \left(\frac{\partial C_p}{\partial x}\right)_{t,p}=\Delta_p C_p,$$

Նախքան այս հարցի շարադրմանը անցնելը, արտածենք շատ գործածադրելի (22, 5, 4) բանաձևը։

Դիցուք m=const., S, V, x-ը պարամետրներն են. այդ դեպքում

$$dU=\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{v,x} dS+\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{s,x} dV+\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{v,s} dx$$

և երբ V=const., x=const., ունենում ենք՝

$$d_{v,x}U=\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{v,x} d_{v,x}S$$

կամ, քանի որ

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{v,x}=T,$$

ապա

$$d_{v,x}S=\frac{d_{v,x}U}{T}, \qquad (22, 5, 1)$$

Հաստատուն V և x-ի դեպքում ինտեգրումը տալիս է

$$S=\int \frac{d_{v,x}U}{T}+B, \qquad (22, 5, 2)$$

Ինչպես հայտնի է, ինտեգրման հաստատունը ֆունկցիա է այն մեծություններից, որոնք ինտեգրման ժամանակ համարվել են հաստատուն. ուստի

$$B=\varphi(V, x).$$

$\varphi(V, x)$ ֆունկցիայի տեսքն անհայտ է։

Ձևափոխենք (22, 5, 2)-ը, օգտվելով այն բանից, որ

$$\frac{dU}{T}=d\left(\frac{U}{T}\right)+\frac{U}{T^2}dt,$$

Այժմ ըստ (22, 5, 2)-ի՝

$$S=\frac{U}{T}+\int \frac{U}{T^2} d_{v,x}t+B \qquad (22, 5, 3)$$

կամ՝

$$-\left(\frac{U-TS}{T}\right)=\int \frac{U}{T^2} d_{v,x}t+B,$$

Բայց համաձայն սահմանման՝ $F=U-TS$,

ուստի

$$F=-T\int \frac{U}{T^2} d_{v,x}t-BT, \qquad (22, 5, 4)$$

Նկատենք, որ համաձայն ինտեգրման հատկության $\int \frac{U}{T^2} dt$-ում հաստատուն (այսինքն՝ T-ից անկախ) անդամները չեն կարող լինել, ուստի $T \int \frac{U}{T^2} dt$-ում չեն կարող լինել T-ին համեմատական անդամներ. այսպիսով, ազատ էներգիայի արտահայտության մեջ (—BT) անդամը հանդիսանում է միակը, որտեղ T-ն առաջին աստիճանի է, ընդ որում $B=\varphi(V,x)$-ը ինտեգրման հաստատունն է էնտրոպիայի (22, 5, 3) արտահայտության մեջ:

2. Ըստ x-ի վերցնելով մասնական ածանցյալները, (22, 5, 4)-ից պառնում ենք՝

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{t,v} = -T\int \frac{\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{t,v} d_{v,x}t}{T^2} - T\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_v$$

կամ, օգտվելով

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{t,v} = \Delta_v F, \qquad \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{t,v} = \Delta_v U, \qquad \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_v = \frac{\partial \varphi(V,x)}{\partial x} = \Delta_v B$$

նշանակումներից, նախորդ հավասարումները կարող ենք արտապրել այսպես՝

$$\Delta_v F = -T\int \frac{d\Delta_v U}{T} dt - T\Delta_v B. \qquad (22,\ 5,\ 5)$$

Սրան համանման, (22, 5, 2)-ից ստանում ենք՝

$$\Delta_v S = \int \frac{\Delta_v U}{T^2} + \Delta_v B, \qquad (22,\ 5,\ 6)$$

որտեղ $\Delta B = \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_v$ ինտեգրման հաստատունն է $\Delta_v S$-ի արտահայտության մեջ.

3. $\Delta_v U = L_v$ բաղադրության իզոթերմ-իզոխորիկ փոփոխման թաքնված ջերմություններ են, թաքնված ջերմություններ, որպես կալորիմետրային որոշման համար մատչելի մեծություններ, մտնում են ջերմային ավյալների թվի մեջ: Այդ պատճառով § 22, 1, 2-ում առաջադրված խնդիրը լուծված կլիներ (22, 5, 5) առնչության համար, եթե նրանում չլիներ $T\Delta_v B$ անդամը: Սակայն հեշտ է ցույց տալ, որ ջ-ք. պրոցեսներում $\Delta_v B = 0$, այսինքն՝ այդ պրոցեսների համար

$$\Delta_v F = -T\int \frac{\Delta_v U}{T^2} dt \qquad (22,\ 5,\ 7)$$

և հետևաբար $\Delta_v F$-ը արտահայտվում է միայն ջերմային ավյալների միջոցով:

Սրանում կարելի է համոզվել հետևյալ կերպ.

ջ.ք. սիստեմներում S_0-ն վերջավոր մեծություն է, էնտրոպիայի ածանցյալները $T=0$ դեպքում նույնպես վերջավոր են։ Այդ պատճառով ցածր ջերմաստիճանների տերությամբ էնտրոպիան կարելի է պատկերացնել՝

$$S=a_0+a_1T^1+a_2T^2+\dots a_nT^n=a_0+\Sigma a_kT^k$$

շարքի տեսքով, ընդ որում $a_0, a_1, \dots, a_k, \dots a_n$ գործակիցները պետք է լինեն V-ի և x-ի ֆունկցիաներ։ Երբ $T=0$, $S_0=a_0$, այսինքն՝ a_0-ն սիստեմի էնտրոպիայի արժեքն է, երբ $T=0$։

Այսպիսով՝

$$S=S_0+\Sigma a_kT^k, \qquad (22, 5, 8)$$

Համեմատելով (22, 5, 8)-ը (22, 5, 2)

$$S=\int\frac{d_{v,x}U}{T}+B$$

արտահայտության հետ, նկատում ենք, որ նրանց ձախ մասերը հավասար են. այդ պատճառով

$$S_0+\Sigma a_kT^k=\int\frac{d_{v,x}U}{T}+B.$$

Սակայն $\int\frac{d_{v,x}U}{T}$ չի կարող պարունակել ազատ (այսինքն՝ T-ից անկախ) անդամներ։ Այսպիսով, T-ից անկախ S_0 և B գումարելիները պետք է լինեն իրար հավասար, այսինքն՝

$$B=S_0, \qquad (22, 5, 10)$$

Այստեղից գտնում ենք՝

$$\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_v=\left(\frac{\partial S_0}{\partial x}\right)_v, \qquad \text{կամ՝ } \Delta_vB=\Delta_vS_0, \qquad (22, 5, 11)$$

Համաձայն (22, 4, 24)-ի՝

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x}\right)_v=\Delta_vS_0=0,$$

ուրեմն

$$\Delta_vB=\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_v=0, \qquad (22, 5, 12)$$

Հետևաբար, իրոք, ջ.ք. սիստեմների դեպքում (22, 5, 7) հավասարությունը տեղի ունի։

5. (22, 5, 1)-ի և (22, 5, 12)-ի համանման առնչություններ են ստացվում, եթե F-ի փոխարեն դիտենք G։

$$d_{p,x}H=d_{p,x}Q, \quad \text{ուստի } d_{p,x}S=\frac{d_{p,x}H}{T},$$

և

$$S=\int\frac{d_{p,x}H}{T}+D,$$

որտեղ D-ն p-ի և x-ի ֆունկցիա է,

$$D=\psi(p, x),$$

Այստեղից, քանի որ

$$\frac{dH}{T}=d\left(\frac{H}{T}\right)+\frac{H}{T^2}dt, \text{ և } G=H-TS,$$

գտնում ենք՝

$$G=-T\int\frac{H}{T^2}-DT,$$

Այս առնչությունը լրիվ նման է (22, 5, 4)-ին և նույնպես շատ լայն կիրառություն ունի։

Վերցնելով $\left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)_{p,t}$, $\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{p,t}$, $\left(\frac{\partial D}{\partial x}\right)_{p}$

մասնական ածանցյալները և մտցնելով $\frac{\partial}{\partial x}_{p,t}=\Delta_p$ նշանակումը, այսինքն՝

$$\left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)_{p.t}=\Delta_pG \text{ և այլն,}$$

ստանում ենք՝

$$\Delta_pG=-T\int\frac{\Delta_pH}{T^2}dt-(\Delta_pD)T, \qquad (22, 5, 13)$$

որտեղ $\Delta_pH=L_p$, բազադրության իզոբար-իզոթերմ փոփոխման թաքնված ջերմությունն է։

Կարելի է ցույց տալ, որ չ.բ. սիստեմներում $\Delta_pD=0$,

$$\Delta_pG=-T\int\frac{\Delta_pH}{T^2}dt=-T\int\frac{L_p}{T^2}dt, \qquad (22, 5, 14)$$

այսինքն՝ չ.բ. սիստեմներում բազադրության իզոբար-իզոթերմ փոփոխությամբ առաջացած թերմոդինամիկ պոտենցիալի աճը լրիվ որոշվում է, եթե այս փոփոխման թաքնված ջերմությունը հայտնի է որպես ջերմաստիճանի ֆունկցիա։

Ցույց տալու համար, որ չ.բ. սիստեմներում $\Delta_pD=0$, կարելի է օգտվել այն հանգամանքից, որ այս սիստեմներում, երբ $T=0$, էնտրոպիան վերջավոր է, ուստի ցածր ջերմաստիճաններին տիրույթում կունենանք՝

$$S=\alpha_0+\alpha_1T^1+\alpha_2T^2+\ldots\alpha_nT^n=\alpha_0+\Sigma\alpha_kT^k,$$

որտեղ $\alpha_0, \alpha_1, \ldots\alpha_n$ ֆունկցիա են և՛ p-ի, և՛ x-ի։

Այս արտահայտությունը $S=\int\frac{d_pH}{T}+D$ արտահայտության հետ համեմատելով, նկատում ենք, որ $D=\alpha_0=S_0$։

Բայց համաձայն (22, 4, 29)-ի, ջ.ք. սիստեմներում

$$\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_0}\right)_{p.t}=0.$$

այս պատճառով էլ $\left(\frac{\partial D}{\partial x_0}\right)_{p.t}=\Delta_p D=0,$

Այսպիսով, ջ.ք. սիստեմներում (22, 5, 13) բանաձևը պարզեցվում և ընդունում է (22, 5, 14)-ի տեսքը։

§ 22, 6. ՔԻՄԻԱԿԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԸ ԵՎ ՆԵՐՆՍՏԻ ԱՌՆՉՈՒԹՅՈՒՆԸ

1. Ինչպես ցույց է տրված (22, 2, 4)-ում, գազերը և նրանց խառնուրդները չեն հանդիսանում ջ.ք. սիստեմներ և (22, 4, 29) ջերմային թեորեման նրանց նկատմամբ կիրառելի չէ։ Այնուամենայնիվ, ջերմային թեորեմայի հիման վրա Ներնստը դուրս է բերել շատ հետաքրքիր առնչություն, որը վերաբերում է այնպիսի գազերի խառնուրդներին, որոնցում հնարավոր են քիմիական ռեակցիաներ։

Այս առնչությունը կապված է երկու հասկացությունների հետ.

ա) Որպես իդեալական գազ դիտվող հագեցած գոլորշու քիմիական j հաստատունը.

բ) Վանտ-Հոֆֆի իզոբարի հավասարման J հաստատունը։

2. Ուսումնասիրենք այս հասկացությունները։

Հագեցած գոլորշու π ճնշումը ֆունկցիա է ջերմաստիճանից, այսինքն՝

$$\pi=\varphi(T),$$

կամ լոգարիթմական տեսքով՝ $\ln\pi=\ln\varphi(T)$։

$\ln\varphi(T)$-ում կարող է պարունակվել հաստատուն (այսինքն՝ ջերմաստիճանից անկախ) անդամ, որը հենց կոչվում է քիմիական հաստատուն j։

Եթե ցածր ճնշումների և ջերմաստիճանների տիրույթում, հագեցած գոլորշին հաշվենք որպես իդեալական գազ, ապա $\ln\varphi(T)$ ֆունկցիան կարելի է որոշել կլապեյրոնի հավասարումից։

Իրոք, ինչպես հայտնի է, T-ն մինչև $0_{բաց}$ փոքրացնելու դեպքում հագեցած գոլորշու մոլյար (կամ տեսակարար) v_2 ծավալն անվերջ աճում է, π ճնշումը ձգտում է 0-ի, բայց π-ն փոքրանում է շատ ավելի արագ, քան T-ն և

$$\frac{\pi}{T}=0, \quad \text{երբ } T=0,$$

այսինքն՝

$$\text{երբ } T=0, \qquad v_{2.0}=\infty, \qquad \left(\frac{\pi}{T}\right)=0,$$

Շատ մեծ ծավալի և փոքր $\frac{\pi}{T}$ հարաբերության պայմաններում գազային

Նյութը շատ մոտ է իդեալական գազի վիճակին, այդ պատճառով էլ մենք իրավունք ունենք ցածր ջերմաստիճանների դեպքում հագեցած գոլորշին դիտել որպես իդեալական գազ։

Կլապեյրոնի

$$L=T(v_2-v_1)\frac{d\pi}{dt}$$

բանաձևում արհամարհելով v_1 ծավալը v_2-ի համեմատությամբ և նկատի առնելով, որ իդեալական գազում $v_2=\frac{RT}{\pi}$, կստանանք՝

$$L=Tv_2\frac{d\pi}{dt}=\frac{RT^2}{\pi}\frac{d\pi}{dt}=RT^2\frac{d\ ln\ \pi}{dt},$$

որտեղից

$$d\ ln\ \pi=\frac{L}{RT^2}dt$$

և

$$ln\pi=\int\frac{L}{RT^2}dt+J. \qquad (22,\ 6,\ 1)$$

Այստեղ J-ն ինտեգրման հաստատունն է և կոչվում է քիմիական հաստատուն։

J-ն նույնպես ինտեգրման հաստատուն է։

Իրար, բայց (19, 5, 16)-ում դիտված Վանտ-Հոֆֆի իզոխորի հավասարումից, կա նրան համանման իզոբարի

$$\frac{\partial ln K_p}{\partial t}=\frac{L_p}{RT^2}$$

հավասարումը, որտեղ K_p-ն իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռության հաստատունն է [տե՛ս (22, 6, 3)], իսկ L_p-ն՝ իզոբար-իզոթերմ ռեակցիայի թաքնված ջերմությունը։

Ինտեգրելով ստանում ենք՝

$$ln\ K_p=\int\frac{L_p}{RT^2}dt+J \qquad (22,\ 6,\ 2)$$

առնչությունը, որտեղ J-ն ինտեգրման հաստատունն է։

3. Ենթադրենք՝ $A_1, A_2, \ldots, A_k$-ն իդեալական գազեր են, որոնց միջև հնարավոր է $\alpha_1A_1+\alpha_2A_2+\ldots+\alpha_kA_k=0$ ռեակցիան։

Նշանակելով A_r գազի բաժնեճնշումը p_r, կունենանք՝

$$ln K_p=\alpha_1\ ln\ p_1+\alpha_2\ ln\ p_2+\ldots+\alpha_k\ ln\ p_k=\Sigma\alpha_r\ ln\ p_r, \qquad (22,\ 6,\ 3)$$

J-ն J_r-երի միջոցով արտահայտվում է այսպես՝

$$J=\sigma_1J_1+\alpha_2j_2+\ldots\alpha_kJ_k=\Sigma\alpha_rj_r, \qquad (22,\ 6,\ 4)$$

(22, 6, 4)-ի նշանակությունն այն է, որ նա թույլ է տալիս գազերի ռեակցիայի հավասարման և J_r հաստատունների միջոցով յուրաքանչյուր դեպքում որոշել J-ն։

Քիմիական էլեմենտների քանակը մեծ չէ և միշտ կկազմի նրանց միջև հնարավոր ռեակցիաների քանակի շատ փոքր մասը։ Ուստի J-ի թվական արժեքները որոշելու համար ամեն անգամ փորձեր կատարելու փոխարեն նպատակահարմար է, ստույգ իմանալով j_r հաստատունների արժեքները, օգտվել (22, 6, 4)-ից և որոշել J-ն։

4. (22, 6, 4) առնչությունն արտածելու համար անհրաժեշտ է միևնույն ջերմաստիճանի դեպքում համեմատել A_r իդեալական գազի հատկությունները, երբ A_r-ը կազմում է տարբեր սիստեմների գազային ֆազը կամ մտնում է գազային ֆազի բաղադրության մեջ։

Այդպիսի սիստեմներ են հանդիսանում.

ա) միայն մի A_r իդեալական գազով կազմված սիստեմը.

բ) իդեալական գազերի խառնուրդը, որի կոմպոնենտներից մեկը A_r գազն է.

գ) A_r կոմպոնենտից բաղկացած հեղուկ-գոլորշի սիստեմը (օրինակ, CO_2 հեղուկ-CO_2 գոլորշի), որտեղ A_r հագեցած գոլորշին դիտվում է որպես իդեալական գազ։

Որպեսզի պարզ լինի համեմատումը, տեսականորեն մեծությունները փոխարինենք մոլյարներով (մոլյար ծավալ, մոլյար էնտրոպիա, մոլյար ներքին էներգիա և այլն)։

Իդեալական A_r գազի մոլյար ներքին u_r էներգիան կախված է միայն ջերմաստիճանից, այդ պատճառով (ա), (բ), (գ) սիստեմներում ջերմաստիճանների նույնության դեպքում u_r-ը միևնույնն է։ A_r գազի բաժնեճնշումը, բաժնեմոլյար էնտրոպիան և բաժնեմոլյար թերմոդինամիկ պոտենցիալը համապատասխանաբար են p_r, s_r և g_r, ընդ որում (14, 6, 11)-ի և (18, 6, 1)-ի համաձայն

$$s_r = R\ln\frac{V}{n_r} + \varphi_r(t) = R\ln\frac{RT}{p_r} + \varphi_r(t),$$

$$g_r = u_r - Ts_r + RT,$$

Այսպիսով, (ա) և (բ) դեպքերում A_r գազի մոլյար թերմոդինամիկ պոտենցիալը՝

$$g_r = u_r - RT\ln RT - T\varphi_r(t) + RT\ln p_r + RT,$$

ψ_r-ով նշանակելով $u_r - RT\ln RT - T\varphi_r(t) + RT$ արտահայտությունը, որի բոլոր մեծությունները կախված են միայն ջերմաստիճանից, կունենանք՝

$$g_r = \psi_r + RT\ln p_r, \qquad (22, 6, 5)$$

ընդ որում $\psi_r = \psi_r(t)$, կախված է միայն ջերմաստիճանից, և այդ պատճառով նույնն է ա), բ), գ) սիստեմների համար։

§ 2, 4-ի իզոթերմի հատկություններից հետևում է, որ գ) սիստեմում A_r հագեցած գոլորշու π_r ճնշումը մեծ է ա) և բ) սիստեմների p_r ճնշումներից։

A_r հագեցած գոլորշին, դիտելով որպես իդեալական գազ և նշանա-

կելով նրա մոլյար ֆերմոդինամիկ պոտենցիալը g'_r-ով, (22, 6, 5)-ին համանման ունենում ենք՝

$$g'_r=\psi_r+RT\ln\pi_r$$

և

$$g'_r-g_r=RT(\ln\pi_r-\ln p_r), \qquad (22,\ 6,\ 6)$$

ընդ որում $g'_r>g_r$, քանի որ $\pi_r>p_r$:

Նկատելով, որ A_1, A_2, ..., A_k իդեալական գազերի խառնուրդում հնարավոր է ռեակցիա, համաձայն

$$\alpha_1A_1+\alpha_2A_2+\ldots+\alpha_kA_k=0 \qquad (22,\ 6,\ 7)$$

հավասարման, բազմապատկենք (22, 6, 6)-ը α_r-ով և կազմենք

$$\Sigma\alpha_r(g'_r-g_r)=RT\Sigma\alpha_r(\ln\pi_r-\ln p_r) \qquad (22,\ 6,\ 8)$$

գումարը:

Քանի որ նկատվում է, թե գազային խառնուրդը գտնվում է հավասարակշռության մեջ, ապա ըստ (19, 4, 4)-ի և (22, 6, 3)-ի՝

$$\Sigma\alpha_rg_r=0, \qquad \Sigma\alpha_r\ln p_r=\ln K_p$$

և (22, 6, 7)-ը կընդունի՝

$$\Sigma\alpha_rg'_r=RT\Sigma\alpha_r\ln\pi_r-RT\ln K_p \qquad (22,\ 6,\ 9)$$

տեսքը:

5. (22, 6, 9)-ի աջ մասում հնշտ է ցույց տալ առաջին ասոիճանի ջերմաստիճանն արտահայտող անդամի առկայությունը:

Իրոք, համաձայն (22, 6, 1) և (22, 6, 2)-ի՝

$$\ln\pi_r=\ln\varphi_r(t)+J_r, \qquad \ln K_p=\int\frac{L_p}{RT^2}dt+J$$

Հետևաբար, (22, 6, 9)-ի աջ մասում կա

$$(\Sigma\alpha_rJ_r-J)RT$$

անդամը:

(22, 6, 9)-ի ձախ մասում ևս կլինի T-ին համեմատական անդամ, եթե g'_r-ը վերլուծենք շարքի, ըստ T-ի աստիճանների:

Այսպիսի վերլուծումը շարքի թույլատրելի է այն նկատառումներով, որոնք հաշվի են առնված նաև էնտրոպիայի (22, 5, 8) շարքի վերլուծման համար: Այսպիսով՝

$$g'_r=b_{0r}+b_{1r}T^1+b_{2r}T^2+\ldots+b_{nr}T^n \qquad (22,\ 6,\ 10)$$

և քանի որ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում g'_r-ը կախված է միայն ջերմաստիճանից, ապա այս շարքի b_{0r}, b_{1r}, ... գործակիցները հաստատուն մեծություններ են:

Ակնհայտ է, որ $\Sigma\alpha_rg'_r$-ում $(\Sigma\alpha_rb_{1r})T$ գումարելին է, որ կլինի T-ին համեմատական:

(22, 6, 9) արտահայտությունը ճիշտ է բոլոր ջերմաստիճանների դեպքում, իսկ դրա համար անհրաժեշտ է, որպեսզի

$$(\Sigma\alpha_r b_{1r})T=(\Sigma\alpha_r j_r-J)T$$

կամ՝

$$\Sigma\alpha_r b_{1r}=\Sigma\alpha_r j_r-J, \qquad (22, 6, 11)$$

Այս հավասարումը կվերածվի Ներնստի (22, 6, 4) առնչությանը, եթե $\Sigma\alpha_r b_{1r}=0$։ Ապացուցենք այն։

Ցանկացած ֆազի համար տեղի ունի (14, 7, 7)

$$dg'_r=-s_r dt+v_r d\pi_r$$

առնչությունը, բայց հաստատուն հեղուկի և հաստատուն գոլորշու դեպքում π-ն կախված է t-ից, այս պատճառով

$$d\pi_r=\frac{d\pi_r}{dt}dt$$

և հետևապես

$$dg'_r=\left(-s_r+v_r\frac{d\pi_r}{dt}\right)dt$$

կամ՝

$$v_r\frac{d\pi_r}{dt}-s_r=\frac{dg'_r}{dt}, \qquad (22, 6, 12)$$

Քանի որ մոլյար թերմոդինամիկ պոտենցիալը երկու ֆազերումն էլ նույնն է, ապա այս հավասարումը վերաբերում է թե՛ հագեցած հեղուկին և թե՛ հագեցած գոլորշուն։

Ենթադրենք, որ (22, 6, 12)-ը գրված է հագեցած հեղուկի համար. այս դեպքում v_r-ը և s_r-ը կլինեն, համապատասխանաբար, հագեցած հեղուկի մոլյար ծավալը և մոլյար էնտրոպիան։

Հեղուկ-գոլորշի սիստեմում, երբ $T=0$, ապա

$$\left(\frac{d\pi_r}{dt}\right)_0=0, \quad v_{r,0}\neq\infty,$$

ըստ (22, 6, 10)-ի՝

$$\left(\frac{dg'_r}{dt}\right)=b_{1r},$$

հետևաբար

$$\frac{dg'_r}{dt}=-s_{r,0}=b_{1r}$$

և

$$\Sigma\alpha_r b_{1r}=-\Sigma\alpha_r s_{r0}, \qquad (22, 6, 13)$$

Ուշադրություն դարձնենք այն բանի վրա, որ յուրաքանչյուր միաֆազ միակոմպոնենտ կոնդենսացված սիստեմ հանդիսանում է ջ.թ. սիստեմ և համաձայն (22, 4, 29)-ի, երբ $T=0$, այսպիսի սիստեմի վիճակի փոփոխումը չի փոխում նրա էնտրոպիան։ Այստեղից պարզ է, որ եթե $T=0$, հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում ճնշումը մեծացնենք π_r-ից մինչև ցանկացած մեծ p արժեքը և դրանով A_r հագեցած հեղուկը բերենք

չհպելցած վիճակի, ապա նրա էնտրոպիան նոր վիճակում կլինի հավասար $s_{r,0}$-ի։

Օգտվելով սրանից, կարելի է ցույց տալ, որ $\Sigma\alpha_r s_{r,0}=0$. իսկապես, դիցուք p ճնշումը մեծ է յուրաքանչյուր π_r-ից (այսինքն՝ մեծ է, քան $\pi_1, \pi_2, \ldots, \pi_k$)։ Ենթադրենք, որ $A_1, A_2, \ldots, A_k$ նյութերից յուրաքանչյուրը, $T=0$ դեպքում, դառնում է կոնդենսացված վիճակում p ճնշման տակ և այդ պատճառով հանդիսանում է զ.բ. սիստեմ։

Այս մարմինների համախումբը կազմում է քիմիապես մաքուր կոնդենսացված ֆազերի սիստեմ և նույնպես հանդիսանում է զ.բ. սիստեմ։ Դիցուք սկզբում A_r-ից կազմված կոնդենսացված ֆազի գրամմոլեկի քիվը հավասար է n_r-ի. այն դեպքում երբ $T=0$, նրա էնտրոպիան կլինի $n_r s_{r,0}$, իսկ ամբողջ սիստեմի էնտրոպիան՝ $S_0=\Sigma n_r s_{r,0}$։

Ենթադրենք՝ այդ սիստեմում (22, 6, 7) ռեակցիան առաջանում է, երբ $T=0$ և $p=\text{const}$։

Ռեակցիայից հետո գրամմոլեկի քիվերը դառնում են՝

$$n'_1=n_1+\alpha_1,\ n'_2=n_2+\alpha_2,\ \ldots,\ n'_k=n_k+\alpha_k,$$

և սիստեմի էնտրոպիան դառնում է հավասար՝

$S'_0=\Sigma n'_r s_{r0}$, *իսկ տարբերությունը՝*

$$S'_0-S_0=\Sigma\alpha_k s_{r0}.$$

Բայց քանի (22, 4, 29)-ի, երբ $T=0$, ոչ մի իզոթերմ պրոցես չի կարող փոխել զ.բ. սիստեմի էնտրոպիան, այսինքն՝

$$S'_0=S_0 \quad \text{և} \quad \Sigma\alpha_r s_r=0,$$

Ուրեմն համաձայն (22, 6, 13)-ի՝

$$\Sigma\alpha_r b_{1r}=0,$$

և (22, 6, 11)-ի հիման վրա

$$J=\Sigma\alpha_r j_r.$$

Սա հենց (22, 6, 4) առնչությունն է։

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Առաջաբան 3
Ներածություն 5

ԱՌԱՋԻՆ (ՆԵՐԱԾԱԿԱՆ) ԲԱԺԻՆ

Գլուխ I

Թերմոդինամիկ սիստեմներ, գազեր

§ 1, 1. Հատկանիշների համասեռություն 11
§ 1, 2. Թերմոդինամիկայում քննարկվող սիստեմները 15
§ 1, 3. Համասեռ սիստեմների բաղադրությունը 16
§ 1, 4. Սիստեմի հատկանիշների փոխադարձ կախման մասին 19
§ 1, 5. Ծավալային ընդարձակման, սեղմելիության և ջերմային առաձգականության գործակիցները 21
§ 1, 6. Համասեռ սիստեմի բնորոշող հավասարումը (վիճակի հավասարում) 27
§ 1, 7. Իդեալական գազի վիճակի հավասարումը 29
§ 1, 8. Իդեալական գազի օրենքները 31
§ 1, 9. Իդեալական գազի խառնուրդները 37

Շեղումներ իդեալական գազերի հատկություններից

§ 1, 10. pV—p դիագրամը 40
§ 1, 11. Իրական գազերի իզոթերմները pV—p դիագրամների վրա 41
§ 1, 12. Իրական գազերի γ_t, α_p և β_v գործակիցները 44
§ 1, 13. Իրական գազերի α և β գործակիցները (շարունակություն) 48
§ 1, 14. Թերմոդինամիկ վիճակ, նրա պարամետրները և ֆունկցիաները 52
Խնդիրներ 55

Գլուխ II

Նախնական տեղեկություններ ճեղուկ-գոլորշի սիստեմի վերաբերյալ

§ 2, 1. Պարզագույն երևույթներ: Հագեցած հեղուկ, գոլորշի 58
§ 2, 2. Ճնշման կախումը ջերմաստիճանից 59
§ 2, 3. Հագեցած հեղուկի և գոլորշու տեսակարար ծավալները 64
§ 2, 4. Մաքուր նյութի իզոթերմները 69
§ 2, 5. Մաքուր նյութի իզոթերմները (շարունակություն) 74
§ 2, 6. Հավասարակշռության իզոթերմ կայունության ընդհանուր պայմանը . . . 78
§ 2, 7. Բաղադրություն: Համասեռ բաղադրության դեմը 84
§ 2, 8. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմի պարամետրները 94
Խնդիրներ 95

Գլուխ III

Աշխատանք

§ 3, 1. Ուժի աշխատանքը: Կենդանի ուժի թեորեման 96
§ 3, 2. Պոտենցիալ էներգիա 99
§ 3, 3. Ճնշման աշխատանքը 102
§ 3, 4. Սիստեմի ճնշման աշխատանքը հաշվելու օրինակներ 106
§ 3, 5, Ճնշման աշխատանքի կախումը պրոցեսից 109
§ 3, 6. Կենդանի ուժի թեորեմայի մի քանի կիրառություններ 112

§ 3, 7. Աշխատանքային հատկանիշներ և աշխատանքային ֆոտոգինաներ . . . 116
§ 3, 8. Հանդամանքների ակամա պրոցեսներ 119
Խնդիրներ 120

Գլուխ IV

Ջերմություն

§ 4, 1. Ջերմաստիճան և ջերմություն 122
§ 4, 2. Ջերմունակություններ, բաբնված ջերմություններ 128
§ 4, 3. Ադիաբատ պրոցեսներ 133
§ 4, 4. Ջերմության և արտաքին աշխատանքի տարերությունների համեմատումը 136
§ 4, 5. Համատարածության կայունության անհրաժեշտ պայմաններ 138
Խնդիրներ 146

Գլուխ V

Պրոցեսներ: Ցիկլեր

§ 5, 1. Պրոցեսների անմանացանելի և դանդաղ պրոցեսների օրինակներ 148
§ 5, 2. Հակադարձելի և անհակադարձելի պրոցեսներ 150
§ 5, 3. Անհակադարձելիության մի քանի հատկանիշներ 154
§ 5, 4. Անհակադարձելի պրոցեսների օրինակներ. Անհակադարձելի պրոցեսների նշանակությունը 156
§ 5, 5. Հակադարձելիություն և համատարածություն 160
§ 5, 6. Հակադարձելի ադիաբատի մի քանի հատկություններ 162
§ 5, 7. Մի մաթեմատիկական առնչության մասին 167
§ 5, 8. Ցիկլեր 169
§ 5, 9. Ցիկլերի օրինակներ 171
§ 5, 10. Աշխատանքը ցիկլի ընթացքում 174
§ 5, 11. Աշխատանքը ցիկլի ընթացքում (շարունակություն) 176
§ 5, 12. Սխեմի և միջավայրի փոխազդեցությունը 180
§ 5, 13. Մի քանի քիմիական ինաերթալների վերաբերյալ 182
Խնդիրներ 187

ԵՐԿՐՈՐԴ ԲԱԺԻՆ

Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը և նրա կիրառումները

Գլուխ VI

Առաջին սկզբունքը

§ 6, 1. Ցիկլերի մի ընդհանուր հատկության մասին 190
§ 6, 2. Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի ձևակերպումը: Ներքին էներգիա . . 193
§ 6, 3. Առաջին սկզբունքի անմիջական հետևությունները և մի քանի կիրառումներ 196
§ 6, 4. Ներքին էներգիայի, ջերմության և աշխատանքի համեմատումը 201
§ 6, 5. Մառերից բաղկացած սիստեմի ներքին էներգիան 203
§ 6, 6. Դեպքեր, երբ ջերմությունը և աշխատանքը կախված չեն պրոցեսից: Հետի օրինքը 209
§ 6, 7. (6, 3, 9)-ը համատարած կիրառումը հոսող սիստեմի նկատմամբ . 214
§ 6, 8. (6, 3, 9) համատարած կիրառումը երկից շատ պարամետրներ ունեցող սիստեմների նկատմամբ 217
§ 6, 9. Իդեալական գազերի խառնուրդներ 221
§ 6, 10. Սիստեմի ջերմատարածունակությունը (էնթալպիա) 223

§ 6, 11. C_v և C_p ջերմունակությունները 226
§ 6, 12. Սակրնական և վերջնական վիճակների կանոնի մի քանի կիրառումներ . . 228
§ 6, 13. Ռուսական գիտնականների դերը թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի հայտաբերման գործում 234
Խնդիրներ 240

Գլուխ VII

Առաջին սկզբունքի կիրառությունները հակադարձելի պրոցեսների նկատմամբ

§ 7, 1. Առաջին սկզբունքի ձևաոհայտությունը մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների դեպքում 244
§ 7, 2. Թեորեմաներ տարբերական հակադարձելի պրոցեսների ջերմության վերաբերյալ 246
§ 7, 3. Մի քանի մեծությունների նշանների մասին 253
§ 7, 4. Ջերմունակության կախումը պրոցեսի գծի դասավորությունից p—V դիագրամում 257
§ 7, 5. Ջերմունակության կախումը պրոցեսի գծի դասավորությունից p—V դիագրամում (շարունակություն) 260
§ 7, 6. Ջանազան հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակությունների միջև եղած քանակական առնչությունները 262
§ 7, 7. Ջանազան հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակությունների միջև եղած քանակական առնչությունները (շարունակություն) 265
§ 7, 8. δQ-ի արտահայտության մեջ մտնող C_p, C_v, l, b, a, α գործակիցների մեջ եղած առնչությունների որոշումը 267
§ 7, 9. Հակադարձելի պրոցեսների ջերմունակությունները ու թաքնված ջերմությունները որպես վիճակի ֆունկցիաներ 270
Խնդիրներ 273

Գլուխ VIII

Առաջին սկզբունքի կիրառումները հեղուկ-գոլորշի սիստեմի նկատմամբ

§ 8, 1. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմի մի քանի հատկությունները 277
§ 8, 2. Տարբեր ջերմունակություններ հեղուկ-գոլորշի սիստեմում 279
§ 8, 3. δQ-ի արտահայտությունը հեղուկ-գոլորշի սիստեմի դեպքում 281
§ 8, 4. C_{m_2}, γ ջերմունակությունները և L, λ թաքնված ջերմությունները . . . 284
§ 8, 5. cV_1 c_1 γ_1, cv_2, c_2, γ_2, γ ջերմունակությունները 289
§ 8, 6. Հակադարձելի ադիաբատները p—V դիագրամի վրա 293
§ 8, 7. Հակադարձելի ադիաբատները p—V դիագրամի վրա (շարունակություն) . . 298
§ 8, 8. Հաստատուն ջերմատարունակության գծերը (իզենթալպները) p—V դիագրամի վրա 305
§ 8, 9. Իզենթալպները p—V դիագրամի վրա (շարունակություն) 309
Խնդիրներ 312

Գլուխ IX

Դեպի դատարկություն ընդարձակման պրոցեսի տեսությունը: Դրոսսելում

§ 9, 1. Դեպի դատարկություն ընդարձակման պրոցեսի տեսությունը 317
§ 9, 2. Դրոսսելման էությունը 321
§ 9, 3. Դրոսսելման տեսությունը 323
§ 9, 4. Դրոսսելումից առաջացած փոփոխությունները 326
§ 9, 5. Դրոսսելման ջերմամասիճանային էֆեկտը 328
§ 9, 6. Պարզեցված մոլեկուլային պատկերացումներից բխող արդյունքներ 332
Խնդիրներ 337

Գլուխ X

Իդեալական գազի հատկությունները

§ 10, 1. Իդեալական գազի բնորոշումը 342
§ 10, 2. Իդեալական գազի ամենաընդհանուր բխող հատկություններ 343
§ 10, 3. (10, 1, 3) ամենամուսից բխող իդեալական գազի հատկություններ (շարունակություն) 348
§ 10, 4. Մի քանի ընդհանուր առնչություններ 350
§ 10, 5. Իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատի հավասարումները 352
§ 10, 6. Ջնշման աշխատանքն իդեալական գազի հակադարձելի ադիաբատ պրոցեսում 356
§ 10, 7. Իդեալական գազում կատարյալ հակադարձելի ցիկլի հիմնական հատկությունը 357
§ 10, 8, (10, 7, 6) թեորեմայի ընդհանրացումը 361
§ 10, 9, Պոլիտրոպ պրոցեսներ 363
§ 10, 10. Պոլիտրոպ պրոցեսների մի քանի հատկություններ 366
Խնդիրներ 372

Գլուխ XI

Առաջին սկզբունքի ամենաընդհանուր արտահայտությունը: Հոսման տեսությունը

§ 11, 1. Ջերմային շարժում և արտաքին շարժում 378
§ 11, 2. Առաջին սկզբունքի ամենաընդհանուր արտահայտությունը 380
§ 11, 3. (11, 2, 2)-ի և (11, 2, 4)-ի կիրառումների պարզագույն օրինակներ . . . 381
§ 11, 4. Ստացիոնար հոսում 383
§ 11, 5. Ստացիոնարության անհրաժեշտ հետևանքները 385
§ 11, 6. Առաջին սկզբունքի կիրառումը ստացիոնար հոսման դեպքում Հիմնական կախումը 388
§ 11, 7. Դիտողություններ (11, 5, 5) և (11, 6, 5) կախումների մասին 390
§ 11, 8. Հոսումը և ձայնի արագությունը 395
§ 11, 9. Հոսումը հաստատուն տեսակարար ծավալի դեպքում 398
§ 11, 10. Դազակինետ սխեմայի հոսումը 400
Խնդիրներ 410

Գլուխ XII

Երկրորդ սկզբունքը

§ 12, 1. Առաջին սկզբունքի անբավարարությունը 413
§ 12, 2. Ջերմության ապրյուրները 415
§ 12, 3. Մեկ ապրյուրով ցիկլեր 418
§ 12, 4. Մեկ ապրյուրով ցիկլերի օրինակներ 419
§ 12, 5. Թոմսոնի պոստուլատը 423
§ 12, 6. Թոմսոնի պոստուլատի հետևանքները 426
§ 12, 7. Հակադարձելի ադիաբատների և իզոթերմների մի քանի հատկությունները 430
§ 12, 8. Հակադարձելի ադիաբատների և իզոթերմների մի քանի հատկությունները (շարունակություն) 434
§ 12, 9. Հակադարձելի և անհակադարձելի ադիաբատներ 437
§ 12, 10. Կլաուզիուսի պոստուլատը 440
§ 12, 11. Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը մոլեկուլային պատկերացումների տեսակետից 447
Խնդիրներ 450

Գլուխ XIII

Կատնոյի ցիկլը և նրա կիրառությունները

§ 13, 1. Մեկ ապրյուրով հակադարձելի ցիկլի կապումը կատնոյի երկու հակադարձելի ցիկլերից 452
§ 13, 2. (13, 1, 1) թեորեմայի հետևանքները 454

§ 13, 3. Կառնոյի ցիկլի մի քանի հատկությունները 457
§ 13, 4. Կառնոյի ցիկլին համարժեք տարբրական ցիկլեր 462
§ 13, 5. Կլապեյրոնի բանաձևը. l, b թաքնված ջերմություններ 464
§ 13, 6. Նախորդ պարագրաֆում ստացած կախումների կիրառությունները 468
§ 13, 7. Իզոդինամիկ և իզենթալպ պրոցեսներում ջերմաստիճանային էֆեկտները 471
§ 13, 8. Ազատ էներգիա (աշխատանքային ֆունկցիա) 475
խնդիրներ 478

Գլուխ XIV

էնտրոպիա

§ 14, 1. Սիստեմի հատկանիշների աճը ջերմության կամ աշխատանքի միջոցով արտահայտելու հնարավորության պայմանը 481
§ 14, 2. Մեխանիկորեն հակադարձելի պրոցեսների մի քանի հատկություններ . . 484
§ 14, 3. Էնտրոպիա 488
§ 14, 4. Էնտրոպիայի մի քանի հատկություններ 493
§ 14, 5. Էնտրոպիայի սահմանումի կիրառություններ 499
§ 14, 6. Առաջին և երկրորդ սկզբունքների միացումը 504
§ 14, 7. Փոխադարձության օրենքները 507
§ 14, 8. Իդեալական գազի էնտրոպիան 510
խնդիրներ 513

Գլուխ XV

Ջերմային մեքենաների տեսության տարրերը. շարժիչները և պոմպերը

§ 15, 1. Ջերմային մեքենաներ 516
§ 15, 2. Շարժիչների և պոմպերի ցիկլերի ընդհանուր առանձնահատկությունները . . 517
§ 15, 3. Իզոթերմները և ադիաբատները T—S դիագրամի վրա 520
§ 15, 4. «Միջին» և «էֆեկտիվ» ջերմաստիճանները 522
§ 15, 5. Ռվյալ ցիկլին համարժեք՝ կառնոյի ցիկլը 526
§ 15, 6. Ջերմային շարժիչի օգտակար գործողության տեսական գործակիցը . . . 529
§ 15, 7. Ադիաբատ-պոլիտրոպ ցիկլ կատարող շարժիչ 536
§ 15, 8. Սառեցնող և ջեռուցիչ մեքենաներ 541
§ 15, 9. Սառեցնող և ջեռուցիչ մեքենաների օգտակար գործողության գործակիցները 543
խնդիրներ 546

Գլուխ XVI

T—S և H—S դիագրամները

§ 16, 1. Ջերմունակության որոշումը T—S դիագրամի վրա 550
§ 16, 2. Իզոբարները, իզոխորները և իզենթալպները T—S դիագրամի վրա 552
§ 16, 3. T—S դիագրամը հեզուկ-գոլորշի սիստեմի համար 557
§ 16, 4. Իզոբարների ընթացքը T—S դիագրամի վրա 562

H—S դիագրամը

§ 16, 5. Տարբեր պրոցեսների գծերը H—S դիագրամի վրա 564
§ 16, 6. H—S դիագրամը հեզուկ-գոլորշի սիստեմի համար 568
§ 16, 7. Հեզուկ-գոլորշի սիստեմի H—S դիագրամը (շարունակություն) 573
խնդիրներ 577

Գլուխ XVII

Ջերմային մեքենաների ցիկլերը: Ցածր ջերմաստիճանների ստացումը

§ 17, 1. Աշխատանքի մասին 580
§ 17, 2. Ռենկինի ցիկլը 581

§ 17, 3. Կոմպրեսոր 583
§ 17, 4. Սառեցնող մեքենաներ 585
§ 17, 5. Գազերը հեղուկացնող մեքենաներ 588

Գլուխ XVIII

Թերմոդինամիկ հավասարակշռության տեսությունը

§ 18, 1. Հավասարակշռության տարբեր դեպքեր 592
§ 18, 2. Հակադարձելիության չափանիշները որպես հավասարակշռության չափանիշներ 595
§ 18, 3. Հակադարձելիության չափանիշը ջերմայնության մեկուսացված պահանջներում 597
§ 18, 4. (18, 3, 3) Չափանիշի պարզագույն կիրառությունները 598
§ 18, 5. Իզոխորով պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշները 605
§ 18, 6. Իզոխորով պրոցեսների հակադարձելիության չափանիշները (շարունակություն) 611
§ 18, 7. Հակադարձելիության մի հատկանիշ ևս 615
§ 18, 8. Հակադարձելիության (և հավասարակշռության) տարբեր չափանիշների համարժեքությունը 616
§ 18, 9. Թերմոդինամիկան մատերիալիստական ընդդիմության մեթոդոլոգիայի տեսակետից 617
Եզրեր 623

Գլուխ XIX

Իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռությունը

§ 19, 1. Իդեալական գազերի ներքին էներգիան, էնտրոպիան և մյուս ֆունկցիաները 624
§ 19, 2. Իդեալական գազերի խառնուրդի էնթալպիան, ազատ էներգիան և թերմոդինամիկ պոտենցիալը 628
§ 19, 3. Ռեակցիայի հավասարումը. մի քանի մատնանիշ ածանցյալներ 629
§ 19, 4. Իդեալական գազերի խառնուրդի հավասարակշռության հավասարումը . . 635
§ 19, 5. Իդեալական գազերի հավասարակշիռ խառնուրդի բաղադրության կախումը ծավալից և ջերմաստիճանից 640

Գլուխ XX

Հետերոգեն սիստեմների հավասարակշռության ընդհանուր պայմանները

§ 20, 1. Հեղուկ-գոլորշի սիստեմի հավասարակշռության պայմանները 646
§ 20, 2. Հետերոգեն սիստեմները ընդհանուր դեպքում: Ֆազեր, կոմպոնենտներ . . 650
§ 20, 3. Քիմիական պոտենցիալ 653
§ 20, 4. Հետերոգեն սիստեմների հավասարակշռության հիմնական պայմանը . . 659
§ 20, 5. Վարիանտականություն. «Ֆազերի կանոն» 662
§ 20, 6. Հետերոգեն սիստեմների դասակարգումն ըստ վարիանտականության . . . 664
§ 20, 7. Գաումական սինտեզ 668

Գլուխ XXI

Թերմոդինամիկ հավասարակշռության շեղման օրենքների մասին

§ 21, 1. Ի՞նչ են հավասարակշռության շեղման օրենքները 670
§ 21, 2. Հավասարակշռության կայունության պայմանները 671
§ 21, 3. Էքսանոսիլ և էնանոսիլ մեծություններ. Թերմոդինամիկ կապ 671
§ 21, 4. Թոմսոնի պրոտուլատից անմիջականորեն արտածվող հավասարակշռության շեղման օրենքները 676
§ 21, 5. (21, 4, 2) Թեորեմայի մի քանի հետևանքները 680

§ 21, 6. (21, 5, 5) Թեորեմայի կիրառությունը 6
§ 21, 7. (21, 4, 2) Թեորեմայի տարբեր արտահայտությունները 6
§ 21, 8. Մասնավոր դեպք 6
§ 21, 9. Օժանդակ թեորեմա 6
§ 21, 10. Հավասարակշռության շեղման մի նոր օրենք, որը համանման է (21, 4, 2)-ին 6
§ 21, 11. Հավասարակշռության շեղման այլ օրենքների մասին 6

Գլուխ XXII

Ջերմային թեորեմա (թերմոդինամիկայի երրորդ սկզբունքը)

§ 22, 1. Թերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ սկզբունքներով չլուծվող խնդիրներ 6
§ 22, 2. Իզոթերմ-իզենտրոպ և իզոթերմ-ադիաբատ վիճակներ. Նրանց ընդհանուր հատկությունները 7
§ 22, 3. Իզոթերմ-ադիաբատ և իզոթերմ-իզենտրոպ վիճակների հատկությունները 7
§ 22, 4. Ջերմային թեորեման 7
§ 22, 5. Ջերմային թեորեմայի հետևանքները 7
§ 22, 6. Ֆիմիական հատատումը և ներնստի առնչությունը 7

Խմբագիր՝ Գ. Գ. ՄԵԼՔՈՆՅԱՆ
Տեխնիկական խմբագիր՝ Ա. ՍԱՄՎԵԼՅԱՆ
Կոնտրոլ սրբագրիչ՝ Ս. ՄԱՐՈՒԹՅԱՆ, Վ. ՏԱՐԱԽՋՅԱՆ

Վ/Ձ 08140։ Պատվեր 293։ Տիրաժ 2000։

Հանձնված է արտադրության 28/IV 1952 թ., ստորագրված է տպագրության 20/XI 1952 թ.
Թուղթ 70×108¹/₁₆։ Տպագրական 45³/₄ մամ., հրատարակչական 43,3 մամ.։
Գինը 13 ռուբ.։
Կազմը 1 ռուբ.։

Հայպետհրատի № 1 տպարան, Երևան, Աբովյանի փ. № 65։

ՎՐԻՊԱԿՆԵՐ

Էջ	Տող	Տպված է	Պետք է լինի
31	12վ, 13 վ.	ջերմատախճանի (1,8,2) և հատատաուն	ջերմատախճանի հատատաուն
33	20 վ.	արժեքին	արժեքն
42	21 վ.	ամենամեծ	ամենափոքր
163	11 վ.	$tg\alpha_s$ $tg\alpha_t$	$ctg\alpha_s$ $ctg\alpha_t$
176	3 վ.	(5, 10, 11)	(5, 10, 1)
232	18 վ.	$\int(C_v-C_v)dt$	$\int(C'_v-C_v)dt$
232	20 վ.	$\int(C_p-C_p)dt$	$\int(C'_p-C_p)dt$
255	13 վ.	մեծ	մեջ
408	2 ն.	$p_0^{\frac{n-1}{n}}$	$p_0^{\frac{n+1}{n}}$
471	14 վ.	(13,6,4)	(13,6,14)
483	25վ. 26 վ.	dδ	dσ
549	4 վ.	23,41	23′,4′1
556	4 վ.	այլ	ամբ
603	բան (18,4,9)	V_{n2}	V_2
640	5 վ.	... $n_{\alpha v}$	... $n_v^{\alpha_v}$
655	13 վ.	$\left(\frac{\partial G_i^2}{\partial m_i^2}\right)$	$\left(\frac{\partial G_i}{\partial m_i^2}\right)$
655	բան (20,3,8)	$\frac{\partial G_k^i}{\partial m_i}$	$\frac{\partial G_i}{\partial m^k}$
717	14 վ.	$\int\frac{d\Delta_v U}{T}$	$\int\frac{\Delta_v U}{T^2}dt$
717	16 վ.	$\int\frac{\Delta_v U}{T^2}$	$\int\frac{d\Delta_v U}{T}$

ՆԿԱՐՆԵՐ

Էջ	Նկար	
74	2–11	Իպոթենուզի ցանցապատ կետը A_3 է և ոչ թե A
155	5–6	օդպենատների առանցքը պետք է լինի OJ
309	8–26	ee′ խզորատը հատվում է O՝ առանցքի հետ e_0 կետում

ԳԱԱ Հիմնարար Գիտ. Գրադ.
FL0054644

A III 945