

ԿԱՎԻ ՍՈՂՔԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ֆիզիկոս ՍՎԵՏԼԱՆԱ ՍԻՄՈՆՅԱՆ

ՌԵՖԵՐԱՏ. Տրվում է կավի սողքի տեսությունների համառոտ ակնարկ: Նշվում են երևիվորաբանական տեսությունների առանձնահատկությունները, նրանց առավելությունները և սահմանափակումները: Դիտված են էյրինգի կինետիկ ընթացքների տեսության վրա հիմնված կավի սողքի որոշ ֆիզիկական տեսություններ: Նկարագրված են էյրինգի, Մուրայամայի, Միտչելի, Վյալովի և Տեր-Ստեփանյանի ֆիզիկական տեսություններում պարունակվող յուրահատկությունները, ֆիզիկական նախադրյալները և հիմնական մասնատիկական առնչությունները: Ցույց է տրված գրունտի կառուցվածքի և սողքի ժամանակ նրա փոփոխման հաշվառման կարևոր նշանակությունը:

Գրունտի սողքի ուսումնասիրությունը գործնական և տեսական մեծ նշանակություն ունի: Սողքի ձևափոխության ընթացքի վրա ժամանակի դերի մասին դեռ 1931 թ. նշել էր Տերցագին (Terzaghi, 1931), բայց այդ հանգամանքի վրա քիչ ուշադրություն էր դարձվում: Միայն վերջին երկու տասնամյակում այս կարևոր հարցին նվիրված լույս տեսան մի շարք աշխատանքներ: Հարցի էությունը նրանում է, որ գրունտի լարված փոփոխման դեպքում ձևափոխությունները չեն հետևում անմիջապես, այլ որոշ ուշացումով: Եթե լարումները չեն գերազանցում որոշ արժեքին, ապա ձևափոխությունը ժամանակի ընթացքում մարում է նկ. 1, գիծ I: Եթե լարումները գերազանցում են որոշ սահմանային արժեքներ, ապա սողքի կորագիծն ունենում է ավելի բարդ տեսք (նկ. 1, գիծ II): Այն կազմված է երկու տարրեր հատվածներից՝ ակնբարձրային ձևափոխությունից, որը կատարվում է մասնիկների բյուրեղային վանդակներում ձայնի արագությամբ և բաղկացած է առաձգական ու ոչ առաձգական բաղադրիչներից և մածուցիկ ձևափոխությունից, որը կապված է գլխավորապես մասնիկների միջև կապերի քանդման ու առաջացման և ազդեցության ջրի մածուցիկ տեղափոխման հետ: Ըստ ավանդական տրամաբանության այդ կորագիծը ստորաբաժանվում է՝ OA փուլի, երբ ձևափոխությունը մարում է (առաջնային, մարող կամ շփոթատված սողք), AB փուլի, երբ ձևափոխությունը կատարվում է հաստատուն արագությամբ (հաստատված սողք), BB փուլի, երբ սողքն արագանում և ավարտվում է քայքայումով (երրորդային, չմարող սողք կամ առաջընթաց քայքայում):

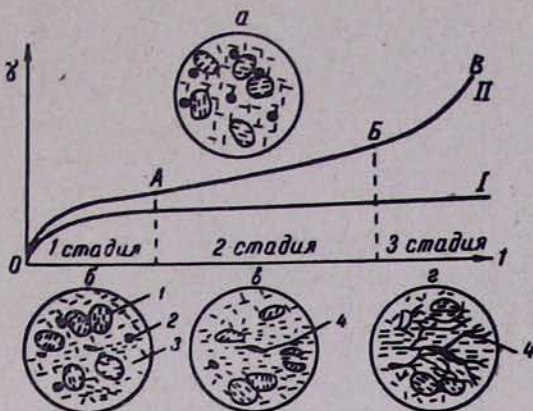
Հարցի լուսաբանման համար առաջարկվել են բազմաթիվ տեսություններ, որոնք ընդհանրապես կարելի է ստորաբաժանել երևույթաբանական և ֆիզիկական տեսություններ:

¹ ՀՍՍՀ ԳԱ Գիտի գեոմեխանիկայի լաբորատորիայի ավագ ինժեներ:

նկ. 1. Սողքի կտրագծերի ավանդական մեկնաբանումը միջակա (I) և բարձր (II) շոշափող լարումների դեպքում: OA—ակնթարթային դեֆորմացիա և մարող կամ առաջնային (ոչ կայունացած) սողք. AB—հաստատուն կամ երկրորդական (կայունացած) սողք. EB—արագացող կամ երկրորդական սողք (առաջընթաց քայքայում):

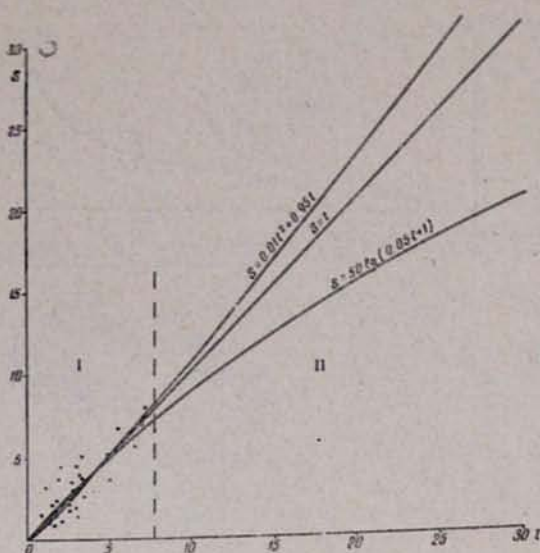
Рис. 1. Традиционная интерпретация кривых ползучести при промежуточном (I) и высоком (II) уровне касательных напряжений. OA—мгновенная деформация и затухающая или первичная (неустановившаяся) ползучесть. AB—постоянная или вторичная (установившаяся) ползучесть. EB—ускоряющаяся или третичная ползучесть (прогрессирующее разрушение).

Fig. 1. Traditional interpretation of creep curves at intermediate (I) and high (II) shear stresses. OA—instantaneous strain and damping or primary (non-stationary) creep; AB—constant or secondary (stationary) creep; EB—accelerating or tertiary creep (progressive failure).



ԵՐԼՈՒԹԱՐԱՆԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Երևութաբանական տեսությունները հիմնված են փորձարկման ընթացքում նյութի վարքի վերլուծման վրա: Մահմանված պայմաններում կատարված փորձերի արդյունքները ներկայացվում են գրաֆիկների տեսքով և համապատասխան մաթեմատիկական մշակման միջոցով դառնում են նյութի վարքի բանաձևերը: Այդ բանաձևերի նպատակն է ցույց տալ կապը հիմնական ռեոլոգիական մեծությունների՝ լարման, ձևափոխության և ժամանակի միջև: Հարցի լուծման ալգորիթի մոտեցման առավելությունը նրանում է, որ ընթացքը նկարագրվում է ընդհանրացված (ինտեգրալ) ձևով, այսինքն ամեն մի գործոնի ազդեցությունն արտացոլվում է փորձի արդյունքներում իր փաստական ներգործությամբ: Այդ մատեցումն իրեն արդարացնում է ինժեներական բազմաթիվ բնագավառներում, սակայն ունի էական թերություններ: Առաջինը ֆիզիկական իմաստի բացակայությունն է, չնայած երբեմն բանաձևերում այս կամ այն գործակցին տրվում է ֆիզիկական իմաստն արտահայտող անվանում: Այդ թերությունը հատկապես նկատելի է դառնում, երբ այդ մեծությունը հանդես է գալիս որպես կոտորակային աստիճանացույց: Երկրորդ լուրջ թերությունն այն է, որ փորձերն անխուսափելիորեն կապված են փորձի արդյունքների չափման որոշ սխալների հետ և գրաֆիկների վրա կետերը դասավորվում են որոշ ցրումով: Կետերի ալգորիթի բազմություն միջով կարելի է անցկացնել անվերջ շատ կորագծեր: Նման դեպքերում ավելի հեշտ վերլուծման համար ձգտում են ընտրել հանրահաշվային պարզ բանաձևեր: Այս մոտեցումն իրեն լրիվ արդարացնում է այն դեպքում, երբ փորձերում վերցրած անկախ փոփոխական գործոնի ինտերվալը (օրինակ՝ լարում, ջերմաստիճան) համապատասխանում է գործնականում բանաձևի կիրառման ինտերվալին, կատարվում է ընդմիջարկում (ինտերպոլյացիա): Նկ. 2-ի վրա կետերով ցույց են տրված փորձերի արդյունքները (տիրույթ I): Երևում է, որ այդ արդյունքները կարող են նույն հաջողությամբ նկարագրվել մի շարք բանաձևերով, օրինակ՝



Նկ. 2. Կարճ ժամանակամիջոցում կատարված փորձերի արդյունքները և նրանց ամփոփումը երեք կորագծերի օգնությամբ: I—փորձերի տիրույթ (կատարվում է ինտերպոլացիա). II—կանխադրուշական տիրույթ (կատարվում է էքստրապոլացիա):

Рис. 2. Результаты кратко-временно проведенных опытов и их интерпретация с помощью трех кривых. I—область эксперимента (интерполяция). II—область прогноза (экстраполяция).

Fig. 2. Short-term creep test results and their interpretation by three curves. I—domain of tests (interpolation); II—domain of prognoses (extrapolation).

$$s = 0,01t^2 + 0,95t \quad (1)$$

$$s = t \quad (2)$$

$$s = 50 \lg(0,05t + 1) \quad (3)$$

որտեղ t -ն ժամանակն է, s -ը ձևափոխությունը: Եթե $t=5$, ապա երեք բանաձևերն էլ տալիս են համարյա նույն արդյունքները՝ (1) և (2) բանաձևերը տալիս են 5, իսկ բնձ. (3) տալիս է 4,85: Նշված բանաձևերը երկարատև ժամանակում արտամիջարկելիս (էքստրապոլացիա) տալիս են բոլորովին տարբեր արդյունքներ՝ օրինակ, եբր $t=100$, բանաձևը (1) տալիս է 195, (2)-ը՝ 100, իսկ (3)-ը տալիս է 38,91: Սողքի ուսումնասիրման զեպրում արտամիջարկումը լինում է շատ ավելի մեծ քան նշված օրինակում: Հրատարակված փորձերի մեծամասնության տեղությունը չափվում է բոսկենեով կամ ժամերով, իսկ հողային կառուցվածքները (երկաթուղային լիցքեր և հանվածքներ, հիդրոտեխնիկական ամբարտակներ, խոշոր շենքերի հիմքեր և այլն) պետք է կայուն մնան հարյուրավոր տարիներ:

ՆԱԳԻԿԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Ավելի հեռանկարային են սողքի վերլուծման այն տեսությունները, որոնք հիմնված են երեույթի ֆիզիկական էության ուսումնասիրության վրա: Ֆիզիկական տեսություններն անմիջական կապ են ստեղծում ֆիզիկական մեծությունների և փորձի արդյունքների միջև: Դիսպերս, բարդ նյութերի համար, ինչպես գրունտներն են, ֆիզիկական տեսությունների մշակումը սկզբունքորեն ունի զգալի դժվարություններ, քանի որ գրունտի վարքի վրա ազդում են տարբեր բնույթի բազմաթիվ գործոններ: Այդ գործոնների մի մասի բնույթը լավ է ուսումնասիրված և հնարավոր է փակ ձևով մաթեմատիկորեն արտահայտել նրանց ազդեցությունը (ծակոտիկենային ճնշումը, էֆեկտիվ լարումների մեծությունը), մյուսների ֆիզիկական բնույթը կարող ենք ենթադրել, բայց բանաձևով արտահայտել չկարողանալ (զիֆուզված շերտում տարրերի փոխազդեցությունը միմյանց միջև և մասնիկի հետ, հոգմնահարման ընթացքում դիա-

գնեկտիկ կապերով փակված ձևափոխության էներգիայի ազատում), իսկ շատերի առկայության մասին էլ կան միայն ենթադրություններ: Ֆիզիկական տեսության ճշտության չափանիշը կլինի նրա համապատասխանելը փորձին:

Էյրինգի տեսությունը

Մինչև այժմ առաջարկված ֆիզիկական տեսությունները հիմնվում են էյրինգի կինետիկ ընթացքների տեսության վրա (Глесстон и др., 1948): Էյրինգը ուսումնասիրել է որոշ հեղուկների մածուցիկությունը վիճակագրական մեխանիկայի մեթոդներով. նա ենթադրել է, որ հեղուկներում գոյություն ունեն «անցքեր» կամ մոլեկուլների դասավորման անկանոնություններ, որոնք ձևափոխության ընթացքում զբաղեցվում են հարևան մոլեկուլների կողմից: Այդ տեսությունը այժմ կիրառվում է գրունտի ձևափոխման մածուցիկ բազադրիչի վերլուծման համար: Հայտնի է, որ ջերմային էներգիայի ազդեցության տակ մոլեկուլը կատարում է ջերմային տատանումներ իր հավասարակշռության դիրքի շուրջը kT/h հաճախականությամբ, որտեղ k Բոլցմանի հաստատունն է, $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ էրգ $^{\circ}K^{-1}$, h -ը Պլանկի հաստատունն է $h = 6,626 \cdot 10^{-27}$ էրգ. վրկ, T -ն բացարձակ ջերմաստիճանն է K° -ով: Այս տատանումներին մասնակցող ատոմները և մոլեկուլները կոչվում են հոսուն տարրեր:

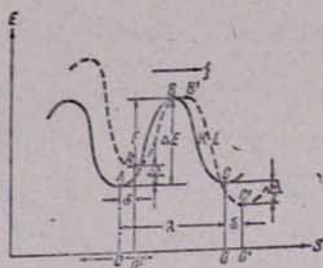
Սակայն կատարելով ջերմային տատանումներ, հոսուն տարրը գտնվում է հավասարակշռության վիճակում շնորհիվ էներգետիկ բարիերների առկայության. դրանք բաժանում են հավասարակշռության դիրքերը (նկ. 3): A և C հավասարակշռության դիրքերը համապատասխանում են պոտենցիալ էներգիայի նվազագույն արժեքին: A հավասարակշռության դիրքից C հավասարակշռության դիրքին անցնելու համար մոլեկուլը պետք է հաղթահարի էներգետիկ ΔE բարիերը: Հոսուն տարրի նոր հավասարակշռության դիրքին անցման համար պահանջվում է ակտիվացում: Դրա համար նա կալնում է ΔE էներգիան և անցնում է բարիերը: ΔE -ի աղբյուրն է ակտիվացման ազատ էներգիան: Ակտիվացման էներգիայի աղբյուրներից մեկն ատոմների և մոլեկուլների ջերմային շարժումն է: Այդ էներգիայի ակնթարթային արժեքները կարող են անընդհատ փոխվել: Մասնիկների միջև էներգիայի բաշխումը որոշվում է Մաքսվել-Բոլցմանի հավասարումով, որը ցույց է տալիս այն բանի pE հավանականությունը, թե էներգիան կարող է հավասար կամ մեծ լինել ΔE մեծությունից, $pE = C \exp(-\Delta E/kT)$, որտեղ, ըստ էյրինգի, $C \approx 1 : pE$ մեծությունը կարելի է դիտել որպես հավանականություն տվյալ միջմասնիկային կապի ակտիվացման համար՝ նրա խզումը բավարարող էներգիայով: Դա կարելի է դիտել նաև իբրև հոսուն տարրերի այն մասը, որոնք օժտված են բավարար էներգիայով էներգետիկ բարիերի հաղթահարման համար:

Հետևաբար այն հաճախականությունը, որով յուրաքանչյուր կապը կլանում է ազատ ջերմային էներգիան ΔE էներգետիկ բարիերի հաղթահարման համար կլինի

$$\nu_1 = (kT/h) \exp(-\Delta E/kT), \quad (4)$$

որտեղ ΔE -ն մեկ հոսուն տարրին բաժին ընկնող ակտիվացման էներգիան է:

Կապի ջերմային ակտիվացումից հետո հոսուն տարրերը հնարավորություն են ստանում ազատ տեղաշարժվել դեպի նոր հավասարակշռության դիրքը: Քանի որ կապերի ջերմային ակտիվացումը կատարվում է միևնույն



Նկ. 3. Հոսուն տարրերում էներգետիկ բարիերները, որոնք բաժանում են հավասարակշռության հարող O դիրքերը (հստ K կորագիծ, երբ արտաքին ուժերը չեն ազդում) կամ O' դիրքերը (L կետագիծը, երբ ազդում է շոշափող f ուժը): Արգիւններ— s տեղաշարժերը, օրգինատներ—ակտիվացման E էներգիան մեկ մոլեկուլի համար:

Рис. 3. Энергетические барьеры текущих элементов, разделяющие соседние положения равновесия O (сплошная кривая K при отсутствии внешних сил) или O' (пунктирная линия L , когда действует касательная сила f). Абсциссы—перемещения s , ординаты—энергия активации E на одну молекулу.

Fig. 3. Energy barriers in a flow unit, separating adjacent equilibrium positions O (solid line K if no external force is acting) or O' (dotted line L , if the shear force f is acting). Abscissas—displacements s , ordinates—activation energy E per one molecule.

հաճախականությամբ բոլոր ուղղություններով, ապա գրունտի որոշակի ուղղությամբ տեղաշարժ տեղի չի ունենում և մասնիկը մնում է տեղում: Բայց դա միայն մոլեկուլի տարածման գերադասելի ուղղության բացակայությամբ չի կարելի բացատրել: Այստեղ մեծ դեր է խաղում նաև ակտիվացման մակարդակը: Այս մակարդակը պետք է բավարար լինի առաջընթաց խզման համար: Եթե այդպես չլիներ, ապա գրունտը կներկայացներ խզված կապերով մասնիկների կուտակում, որն իրականում գոյություն չունի:

Ակտիվացման էներգիայի երկրորդ աղբյուրը կիրառված արտաքին ուժի պոտենցիալ էներգիան է: Հոսուն տարրի վրա ազդող միջին f ուժի² ազդեցության տակ էներգետիկ բարիերն աղճատվում է և կորագիծը K տեսքից կրնա դառնալ L տեսքը: Էներգիայի նվազագույն արժեքները A կետից կտեղափոխվեն A' կետը, իսկ C -ից C' կետը: Էներգետիկ բարիերի բարձրությունը հավասար ակտիվացման էներգիան կփոքրանա C և C' օրգինատների տարբերության չափով այն դեպքում, երբ մասնիկը տատանվում է գործող շոշափող ուժի ուղղությամբ և կմեծանա A և A' օրգինատների տարբերության չափով, երբ տատանվում է հակառակ ուղղությամբ: Եթե λ -ն նվազագույն պոտենցիալ էներգիային համապատասխանող հաջորդական դիրքերի միջև ընկած հեռավորությունն է, ապա նշված ակտիվացման էներգիաների տարբերությունը կլինի $f\lambda/2$: Այսպիսով f ուժի ազդեցությունը իր ազդման ուղղությամբ կնվազի $f\lambda/2$ -ով, իսկ հակառակ ուղղությամբ կաճի $f\lambda/2$ -ով: Ուստի f ուժի ուղղությամբ մեկ մոլի համար ակտիվացման հաճախականությունը կլինի (ըստ գծագրի դեպի աջ, Նկ. 3)

$$\bar{v} = \frac{kT}{h} \exp \left(-\frac{\Delta E - f\lambda/2}{kT} \right), \quad (5)$$

իսկ հակառակ ուղղությամբ (դեպի ձախ)

$$\bar{v} = \frac{kT}{h} \exp \left(-\frac{\Delta E + f\lambda/2}{kT} \right): \quad (6)$$

Ակտիվացման արդյունաբար կամ կապերի քանդման հաճախականությունը f ուժի ազդման ուղղությամբ կլինի այդ երկու մեծությունների տարբերությունը՝

² Միասնության նպատակով որոշ դեպքերում տարբեր հեղինակների կողմից արված նշանակումները փոխված են:

Նկ. 4. Մուրայամայի և Շիրատայի ռեոլոգիական մոդելը:

Рис. 4. Реологическая модель Мураяма и Шибата.

Fig. 4. Rheological model by Murayama and Shibata.

$$\dot{\gamma} = 2 \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{f\lambda}{2kT}\right): \quad (7)$$

Բնական է ընդունել, որ կապերի քանդման հաճախականությունը կապված է նյութի դեֆորմացիայի արագության հետ: Հետևաբար մի շարք գիտնականներ տարբեր ձևով կատարեցին (7) բանաձևի մեկնաբանումը:

Տորոլսկին և էյրինգը պատկերացնելով պոլիմերների նման բարդ նյութի վարքի իբրև այն կազմող տարրերի վարքի դոմարային ազդեցություն, ընդունում են, որ N տարրական զուգահեռ պրոցեսները կատարվում են մեկ միավոր կտրվածքով մակերեսում σ լարմանն ուղղահայաց (այսինքն ամեն մի տարրում աղդում է $f = \sigma/N$ միջին ուժը): Բացի դրանից ուժի ուղղությամբ հաջորդաբար կատարվում են n դեֆորմացիայի պրոցեսներ (Tobolsky & Eyring, 1943): Այս ենթադրություններից ելնելով, նրանք ստացան սողքի դեֆորմացիայի արագության արտահայտությունը

$$\dot{\epsilon} = A \operatorname{sh}(B\sigma), \quad (8)$$

որտեղ

$$A = \frac{2\lambda n k T}{h} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad \text{և} \quad B = \frac{\lambda}{2 N k T} \quad (9)$$

Այսպիսով հեղինակներն ընդունում են, որ դեֆորմացիայի եզակի պրոցեսների թիվն անկախ է կիրառված լարումից և գոյություն չունի որևէ սահմանային դիմադրություն, այսինքն նվազագույն լարումն առաջացնում է դեֆորմացիա:

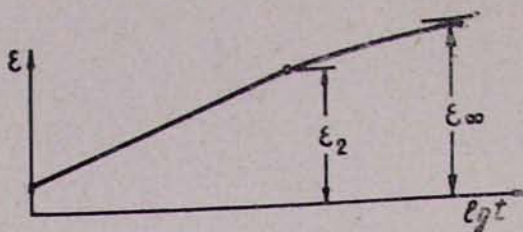
Մուրայամայի և Շիրատայի տեսությունը

Մուրայաման և Շիրատան առաջիններն էին, որոնք կիրառեցին էյրինգի տեսությունը գրունտների վրա (Murayama & Shibata, 1958; 1961): Ելնելով գրունտի պլաստիկ հատկություններից, նրանք ընդունեցին σ_0 սահմանային դիմադրության առկայությունը ընդունելով նաև, որ N և n մեծությունները փոփոխական են և համեմատական գրունտի կմախքում գործող, սահմանային դիմադրությանը գերազանցող ($\sigma - \sigma_0$) լարմանը, այսինքն $n = a(\sigma - \sigma_0)$ և $N = b(\sigma - \sigma_0)$, որտեղ a -ն և b -ն հաստատուն են: Տեղադրելով այդ արժեքները (8) բանաձևի մեջ, ստացվում է գրունտի սողքի արագությունը

$$\dot{\epsilon} = A (\sigma - \sigma_0) \operatorname{sh}\left(\frac{B\sigma}{\sigma - \sigma_0}\right) \quad (10)$$

որտեղ

$$A = \frac{2\lambda a k T}{h} \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right) \quad \text{և} \quad B = \frac{\lambda}{2 b k T} \quad (11)$$



Նկ. 5. Է ձևափոխության և t ժամանակի լոգարիթմի միջև եղած կապը (սուրճային և չիրախային):

Рис. 5. Зависимость между логарифмом времени t и деформацией ε (по Мураяма и Шибата).

Fig. 5. Relationship between flow strain ε and time t (after Murayama and Shibata).

Այստեղից կապերի մածուցիկության թվացող գործակիցը կլինի՝

$$\tau_i = \frac{1}{A \operatorname{sh}\left(\frac{B\sigma}{\sigma - \sigma_0}\right)} \quad (12)$$

Հեղինակներն առաջարկեցին մի նոր ռևոլյուցիոնական մոդել, որը ներկայացնում է Կելվինի փոփոխված մոդելը (Նկ. 4): Այն բաղկացած է մի E դասականից, որը հաջորդաբար միացրած է դուգաճեռ տեղադրված E_2 զրսպանակից σ_0 պլաստիկ մարմնից ու դեմպֆերից և նկարագրվում է (10) բանաձևով:

Մինչև դեմպֆերի դեֆորմացիան չի գերազանցում $\varepsilon = (\sigma - \sigma_0)(2B - 1)/2BE$ մոդելի համար կապը ժամանակի և դեֆորմացիայի միջև ($\lg t - \varepsilon$) կոորդի նատային սխեմանում արտահայտվում է ուղիղ գծով (Նկ. 5)

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E_1} + \frac{\sigma - \sigma_0}{E_2} + \frac{\sigma - \sigma_0}{BE_2} \ln \frac{A}{2} B E_2 t \quad (13)$$

իսկ հետո ասիմպտոտիկորեն մոտենում է իր ε_∞ սահմանային արժեքին

$$\varepsilon_\infty = \frac{\sigma}{E_1} + \frac{\sigma - \sigma_0}{E_2} \quad (14)$$

(13) բանաձևից ստանում ենք

$$\frac{d\varepsilon}{d \ln t} = \frac{\sigma - \sigma_0}{B E_2} \quad (15)$$

Հետևաբար ձևափոխության արագության հետ կապված $d\varepsilon/d \ln t$ մեծության և կիրառված $D = \sigma_1 - \sigma_3$ լարման դեվիատորի հարաբերությունը ($D - \tau$ կորագիծ) պետք է արտահայտվի ուղիղ գծով σ_0 -ից մինչև հոսունության σ_u վերին սահմանը: Նկ. 6-ի վրա սողքի փորձից ստացված $d\varepsilon/d \ln t$ արժեքները ցույց են տրված կիրառված $\sigma_1 - \sigma_3$ դեվիատորի արժեքներին համապատասխան: Կորագիծը նկարի վրա ուղիղ է մինչև $\sigma_1 - \sigma_3 = 0,7$ կգ/սմ²: σ առաջիկ հետ ուղիղի հատման կետի արցիսը տալիս է հոսունության ներքին σ_0 սահմանը: Դրանից ցածր ոչ մի ձևափոխություն տեղի չի ունենում: Լարումը, որ համապատասխանում է գրաֆիկի առաջին ծոմանը տալիս է հոսունության σ_u վերին սահմանը: Դա ներկայացնում է այն առավելագույն լարումը, որը կարող է երկար ժամանակ տանել գրունտը առանց քայքայման:

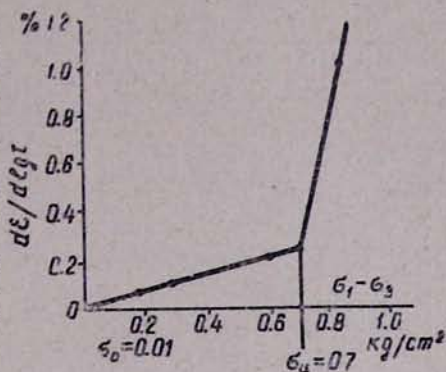
Միտչելի և Սինգհի տեսությունը

Դրունտի սողքի ε արագությունը ուղիղ համեմատական է կապերի քանդման հաճախականությանը, $\varepsilon = X \nu$, որտեղ ν արժեքը տրվում է (7) բանաձևով (Mitchel et al., 1968), այսինքն

Նկ. 6. Անալոգիայի և ժամանակի լոգարիթմի անհրաժեշտ հարաբերությունը իբրև լարման $\sigma_1 - \sigma_3$ դեվիատորի ֆունկցիա. σ_0 — ներքին հոսունության սահմանն է, σ_u վերին (ըստ Մուրայամայի և Շիբատայի):

Рис. 6. Отношение приращения деформации и логарифма времени как функции девиатора напряжений $\sigma_1 - \sigma_3$. σ_0 — нижний предел текучести, σ_u — верхний (по Мураяма и Шибата)

Fig. 6. Relation between $d\varepsilon/d\lg t$ and stress deviator $\sigma_1 - \sigma_3$. σ_0 is the lower yield value, σ_u is the upper one (after Murayama and Shibata).



$$\dot{\varepsilon} = 2X \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{f\lambda}{2kt}\right) \quad (16)$$

Վերլուծելով այդ բանաձևի մեջ մտնող արժեքների մեծությունը, Միտչելլը նկատեց, որ կավերի համար $f\lambda/2kT$ արժեքը 3-ից փոքր չի լինում, իսկ խոշորահատիկ գրունտների համար դեռ ավելի մեծ է: Ուստի ոչ մեծ սըլալ գործելով կարելի է կատարել ֆունկցիաների փոխարինումը՝ $\operatorname{sh}(f\lambda/2kT) \approx 0,5 \exp(f\lambda/2kT)$ և արտագրել (16) բանաձևն այսպես (Mitchell, 1964)

$$\dot{\varepsilon} = X \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \exp\left(\frac{f\lambda}{2kT}\right) \quad (17)$$

Նկատելով, որ R_0 պազային ունիվերսալ հաստատունը և k Բոլցմանի հաստատունը կապված են $R_0 = kN$ հարաբերությամբ, որտեղ $N = 6,02 \cdot 10^{23}$ Ավոգադրոյի թիվն է, վերջին արտահայտությունը կարելի է գրել հետևյալ կերպ՝

$$\dot{\varepsilon} = X \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{E - f\lambda N/2}{R_0 T}\right) = X \frac{kT}{h} \exp\left(\frac{-F}{R_0 T}\right), \quad (18)$$

որտեղ F մեկ մոլին բաժին ընկնող փորձնական ակտիվացման էներգիան է. այն կարելի է տեսնել նկ. 3 վրա:

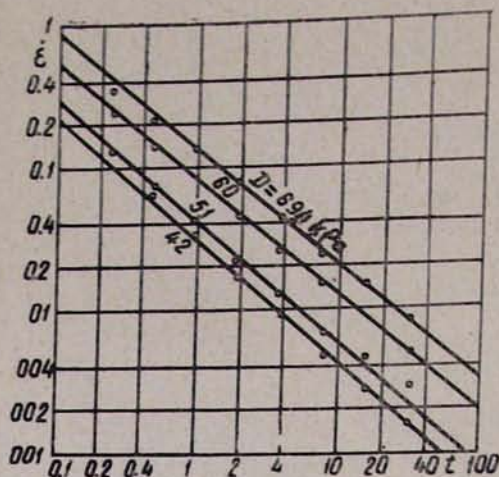
Բազմաթիվ փորձերի արդյունքների վերլուծումը ցույց տվեց, որ ժամանակի և դեֆորմացիայի արագության լոգարիթմների գրաֆիկներն ուղղագիծ են (նկ. 7). այդ թույլ է տալիս t ժամանակի և սողքի $\dot{\varepsilon}$ արագության կապն արտահայտել այսպես (Singh & Mitchell, 1968)

$$\ln \dot{\varepsilon} = \ln \dot{\varepsilon}(t_1, D) - m \ln(t/t_1) \quad (19)$$

որտեղ $\dot{\varepsilon}(t_1, D)$ դեֆորմացիայի արագությունն է t_1 միավոր ժամանակի համար, օրինակ, 1 րոպե ու D — լարումների դեվիատորն է. m -ը ուղիղ գծի թեքության բացարձակ մեծությունն է $(\ln t - \ln \dot{\varepsilon})$ գրաֆիկի վրա: Մինուս նշանը դրվում է, քանի որ երբ ժամանակն աճում է, սողքի արագությունը նվազում է: Ըստ Միտչելլի, m -ի մեծությունը գտնվում է 0,75 և 1-ից փոքր-ինչ մեծ մեծության միջև, իսկ նրա միջին արժեքը 1-ից փոքր է:

Կապը D լարումների դեվիատորի՝ $D = \sigma_1 - \sigma_3$ և $\dot{\varepsilon}$ դեֆորմացիայի լոգարիթմի միջև (նկ. 8) ինժեներական հետաքրքրություն ներկայացնող G սահմաններում նույնպես արտահայտվում է ուղիղ գծով

$$\ln \dot{\varepsilon} = \ln \dot{\varepsilon}(t, D_0) + \alpha D \quad (20)$$



Նկ. 7. ε ժամանակի (բաղկերակ) և ε ձևափոխության արագության (տոկոսներով բաղկերակ) բախման միջև եղած կապը Սան-Ֆրանցիսկոյի ձևափոխված նմուշների համար լարման լարման D ղեկավարողների դեպքում: Նորմալ կոնսոլիդացում մինչև 100 կՊա (լստ Սինգի և Միչելի):

Рис. 7. Зависимость между логарифмом времени t (в мин) и скорости деформации ε (% в минуту) для ненарушенных образцов бучты Сан-Франциско при разных значениях виатора D . Нормальная консолидация до кПа (по Сингу и Митчелу).

Fig. 7. Logarithm of strain rate (percent minute) versus logarithm of time (minutes) relationship during undrained creep of undisturbed San Francisco mud normally consolidated to kPa (after Singh & Mitchell).

որտեղ α -ն ուղիղ գծի հատվածի թեքության մեծությունն է և ε (t , D_0) դեֆորմացիայի ֆիկտիվ արագության ֆունկցիան է ժամանակից, երբ $D=0$ ։ այդ մեծությունը ստացվում է գրաֆիկից՝ շարունակելով ուղիղը մինչև հատումը օրդինատների առանցքի հետ A կետում։

Հավասարեցնելով (13) և (20) արտահայտությունները, կստանանք

$$\ln \varepsilon(t_1, D) - m \ln(t/t_1) = \ln \varepsilon(t, D_0) + \alpha D \quad (21)$$

եթե $D=0$ ապա վերջին հավասարումը կդառնա

$$\ln \varepsilon(t, D_0) = \ln \varepsilon(t_1, D_0) - m \ln(t/t_1) \quad (22)$$

որտեղ $\varepsilon(t_1, D_0)$ դեֆորմացիայի արագության արժեքն է, այն ստանալու համար պետք է կառուցել ($D - \ln \varepsilon_1$) գրաֆիկը մեկ միավոր ժամանակի համար (նման Նկ. 8-ի) և շարունակել ուղիղ հատվածը մինչև հատումը $\ln \varepsilon_1$ առանցքի հետ ($D=0$)։ Այս դեպքում (20) և (21) բանաձևերից կստանանք

$$\ln \varepsilon = \ln \varepsilon(t_1, D_0) + \alpha D - m \ln(t/t_1) \quad (23)$$

որի հիման վրա գրում ենք ընդհանուր լարումը, դեֆորմացիան և ժամանակը կապող ֆունկցիան

$$\varepsilon = A e^{\alpha D} \left(\frac{t_1}{t} \right)^m \quad (24)$$

որտեղ

$$A = \varepsilon(t_1, D_0) \quad (25)$$

Վլալովի և Զարեցկու տեսությունը

Վլալովը աշխատակիցների հետ միասին ուսումնասիրեց գրունտի ըստ-տրուկտուրայի փոփոխությունները սահքի ընթացքում, օգտագործելով բարագիտական և էլեկտրոնային մանրադիտության մեթոդները (Вялов и др., 1970, 1972, 1973)։ Սխեմատիկ այդ արդյունքները յուրյց են տված Նկ. 1 վրա։

նկ. 8. Լաբումենրի D ղեկիաառի և ձևափոխության աղաղության $\ln \dot{\epsilon}$ լոգարիթմի միջև եղած կապը: G -ն ինժեներական հետաքրքրություն ներկայացնող միջակայքն է:

Рис. 8. Зависимость между девиатором напряжений D и логарифмом скорости деформации $\ln \dot{\epsilon}$. G — область, имеющая инженерное значение.

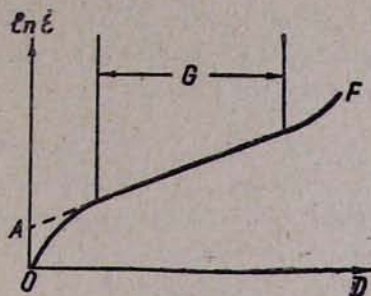


Fig. 8. Relationship between stress deviator, D and logarithm of the strain rate. G —range of engineering interest (after Singh & Mitchell).

Գրունտի սկզբնական ստրուկտուրան նշված է A սիմվոլով. գրունտը պարունակում է կավային մասնիկների միկրոբլոկներ, խոռոչներ ու ծակոտիներ, ցեմենտացնող կավ և ճեղքվածքներ: Սողքի մարող փուլում (I կորագծի OA հատվածը) նկատվում է խոռոչների և ծակոտիների քանակի և չափի նվազում, տեղ-տեղ նրանք ձգվում են սահքի ուղղությամբ. այդ պրոցեսի հիմնական մասը կատարվում է փուլի սկզբում: Սողքի հաստատված փուլում (II կորագծի AB հատվածը) կատարվում է թեփուկային կավային մասնիկների կողմնորոշում, որի հետևանքով նրանց հիմքային մասերը դասավորվում են սահքի ուղղությամբ: Խոռոչները և ծակոտիները տափակեցվում են և ձգվում մասնիկների կողմնորոշման ուղղությամբ. նրանց չափն ու քանակը նվազում է, բայց միաժամանակ առաջանում են նրբադույն սեպաձև ճեղքվածքներ, որոնք ձգվում են մի խոռոչից դեպի մյուսը: Սողքի առաջընթաց փուլում (II կորագծի BB հատված) նկատվում է ճեղքերի ուժեղ զարգացում, որոնք միավորվելով կազմում են ճեղքերի ցանց:

Վյալովի և Զարեցկու կողմից առաջարկված տեսությունը ելնում է նրանից, որ սողքի արագությունը համեմատական է գործող շոշափող լարման արժեքին, հետևաբար (4) բանաձևի հիման վրա կարելի է գրել

$$\dot{\gamma} = X \frac{kT}{h} \tau \exp \left(-\frac{E}{kT} \right). \quad (26)$$

որտեղ $\tau = \dot{\gamma}/F^2$ միավոր մակերեսին բաժին ընկնող ուժն է, F -ն տարրական մասնիկի չափերը, X -ը կախված է մասնիկների խորությունից (Вялов, 1973):

Ջարեցկին և Վյալովը ուշադրություն դարձրին ակտիվացման էներգիայի փոփոխությանը սողքի ձևափոխության ընթացքում (Зарецкий и Вялов, 1971; Вялов, 1976): Գրունտում տեղի է ունենում մի կողմից վերադասավորում, մյուս կողմից՝ միջմասնիկային կապերի քայքայում և արատների առաջացում: Կապերի խախտումը և արատների զարգացումը թուլացման պրոցես է և բերում է ամրության նվազեցման: Միաժամանակ տեղի է ունենում նաև ամրացում՝ պայմանավորված ճեղքերի «բուժումով» և նոր կապերի գոյացմամբ: Եթե ամրացումը գերակշռում է, ապա սողքի ձևափոխությունը կայունանում է, իսկ երբ թուլացումն է գերակշռում, առաջանում է չմարող սողք և տեղի է ունենում քայքայում: Վերջինիս դեպքում գրունտի ծավալի միկրո-

Սողքի համար ընդունելով $\tau = \text{const}$ և ինտեգրելով բնձ. (29)-ը կստանանք

$$\gamma(t) = \gamma_0 + \left\{ \tau \frac{t^{1-\delta}}{\tau_0} \left[\frac{1}{1-\delta} + \frac{\delta \tau}{2-\delta} \left(\frac{t}{T_\tau} \right) + \frac{1}{2(3-\delta)} (\delta \tau)^2 \left(\frac{t}{T_\tau} \right)^2 + \dots \right] \right\} \quad (30)$$

որտեղ γ_0 — սկզբնական ակնթարթայինն է, և $\tau = (\tau - \tau_\infty) / (\tau_0 - \tau)$. ախտի τ_0 -ն ակնթարթային ամրությունն է, իսկ τ -ն փորձի տևողությանը համապատասխանող ամրությունն է: Մասնավոր դեպքում, երբ $\delta = 1$, (30) բանաձևը տալիս է

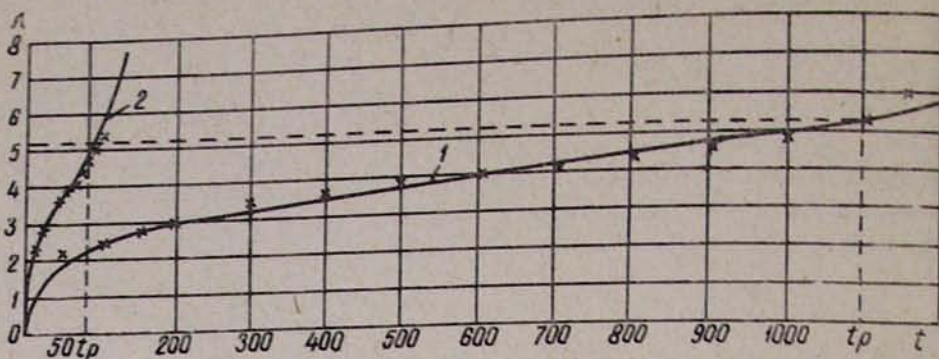
$$\gamma(t) = \gamma_0 + \frac{\tau}{\tau_0} \left[\ln t + \frac{\tau}{T_h} + \frac{1}{4} \tau^2 \left(\frac{t}{T_h} \right)^2 \dots \right] \quad (31)$$

Եթե սահմանափակվենք առաջին անդամով, ապա (30) բանաձևից կըստանանք ձևափոխության աստիճանային օրենքը, իսկ (31) բանաձևից՝ լոգարիթմական օրենքը: Նկ. 9-ում ցույց են տրված սառած կելովեյան մերձակալի հետ կատարված փորձի արդյունքները, երբ $\tau = 2,15$ և $2,5$ ՄՊա:

Տեր-Ստեփանյանի տեսությունը

Տեսության հիմնական դրույթներից մեկն է սողքի ժամանակ գրունտի ըստրուկտուրայի, այսինքն գրունտի կոնտակտների և նրանց մեջ գործող ուժերի դասավորման թուլչթաձև փոփոխությունները, որոնք ցույց էին տրված էքսպերիմենտալ եղանակով (Тер-Степанян, 1948): Այդ փոփոխությունները կատարվում են, երբ ստրուկտուրան դառնում է անբավարար տվյալ լարված վիճակին համապատասխան դեֆորմացիաները ապահովելու համար. քանդված ստրուկտուրաները փոխարինվում են նոր ստրուկտուրաներով: Գրունտի դեֆորմացիան կատարվում է երեք մակարդակի վրա՝ մոլեկուլյար, հատիկային և ստրուկտուրային (Тер-Степанян, 1976; Ter-Stepanian, 1975, 1977):

Ուժերը կոնտակտի կետում: Սահքի ընթացքում գրունտի նմուշի վրա (նկ. 10) ազդում են՝ $N = \sigma' A$ էֆեկտիվ նորմալ (ուղղաձիգ) ուժը, $T = \tau A$ շոշափող (հորիզոնական) ուժը և $H = \sigma_0 A$ ներքին կապակցվածության (բոլորակողմ) ուժը, որտեղ A -ն նմուշի մակերեսն է և $\sigma_0 = c' \text{ ctg } \varphi'$: Եթե P -ով՝ Նշանակենք արտաքին ուժը, ապա $P = N + T$ և Q -ով՝ լրիվ ուժը ապա $Q = H + P$: Սահքի մոբիլիզացված դիմադրության գործակիցը կլինի $\text{tg } \theta = T / (H + N) = \tau / (\sigma_0 + \sigma')$: Նմուշի միջով անցնող կամայական aa կտրվածքով անջատենք գրունտի մի մասը: Հավասարակշռությունը պահպանելու համար կոնտակտներում պետք է կիրառել տարրական ուժեր, որոնք կարող են ունենալ կամայական ուղղություն: Դիտարկենք ուժերի այն p բաղադրիչները, որոնք գործում են դժագրի հարթությունում: p տարրական ուժերը կարելի է վերածել r նորմալ և f շոշափող ուժերի (նկ. 10): Նշանակելով նորմալ ուժերի վեկտորական գումարը R -ով, $R = r_1 + r_2 + \dots$ և շոշափող ուժերի վեկտորական գումարը F -ով, $F = f_1 + f_2 + \dots$ կստանանք $R + F = Q$: Գրունտի ստրուկտուրայի վերակառուցման ընթացքում փոխվում է միջմասնիկային կոնտակտների թիվը և դիրքը, որի հետևանքով նորմալ և շոշափող տարրական ուժերի գումարը կարտահայտվի ուրիշ՝ R' և F' վեկտորներով: Առաջվա նման $Q = R' + F'$: Նորմալ r և շոշափող f ուժերը տարբեր ձևով են ներգործում գրունտի մասնիկների կոնտակտների վրա: Նորմալ ուժերի մեծությունից կախված ստեղծվում են միներալային և ոչ-միներալային տիպի կոնտակտներ: Երբ r ուժը



Նկ. 9. Սողի կորագծերը սառած կելովեյան մեծակալի համար ըստ Պեկարսկայայի: Արսիւններ— t ժամանակը րոպեներով, օրդինատները— λ ձևափոխությունը մմ-ով: Կորագիծ 1՝ $\tau = 2,15$ ՄՊա, կորագիծ 2՝ $\tau = 2,5$ ՄՊա:

Рис. 9. Кривые ползучести келловейского мерзлого суглинка по Пекарской. Абсциссы—время t в мин, ординаты—деформации λ в мм. Кривая 1, $\tau = 2,15$ МПа; кривая 2, $\tau = 2,5$ МПа.

Fig. 9. Creep curves for frozen Kellowayian loam according to Pekarskaya. Abscissas—time in minutes, ordinates—strain in millimeters. Curve 1, $\tau = 2,15$ MPa; curve 2, $\tau = 2,5$ MPa.

բավարար է աղսորբացված ջրի թաղանթը ծակելու համար, ստեղծվում են միներալային տիպի կոնտակտները: Ունենալով կետային աղդեցություն, փոքր r ուժերը զարգացնում են բարձր լարումներ և ստեղծում են կարծր կամ կիսակարծր «դիմադրության կամուրջներ» (Терцаги, 1934): Նրանց A_0 մակերեսը կազմող կոնտակտի էֆեկտիվ մասը հավասար է $A_0 = r/R_c$, որտեղ R_c նյութի սեղմման ժամանակավոր դիմադրությունն է: Այդ դիմադրության կամուրջները կոչվում են կարծր տարրեր: Շոշափող f ուժերը նպաստավոր պայմաններում առաջացնում են մասնիկների փոխադարձ տեղաշարժ կամ դեֆորմացիա: Նրանք կազմում են հոսուն տարրեր:

Յուրաքանչյուր հոսուն տարրին բաժին ընկնող միջին շոշափող f_0 ուժի արժեքը կլինի $f_0 = f/n$, որտեղ n —մեկ կոնտակտում հոսուն տարրերում միջին թիվն է: Ընդունելով, որ հոսուն տարրերի թիվը մի կոնտակտում համեմատական է նրա էֆեկտիվ մակերեսին, կստանանք $n = qA_0$, որտեղ q զործակիցն ունի L_{-2} չափաչափություն: Այստեղից ստանում ենք կարևոր բանաձև

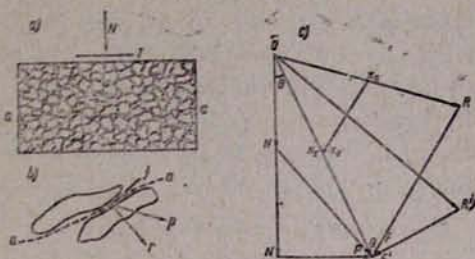
$$f_0 = \frac{f}{r} \frac{R_c}{q} \quad (32)$$

Նյութի յուրաքանչյուր տիպի համար կարելի է ընդունել, որ R_c/q հարաբերությունը հաստատուն է: Այստեղից հետևում է, որ հոսուն տարրերում գործող f_0 ուժը կախված է ոչ թե f -ից և r -ից առանձին-առանձին, այլ նրանց հարաբերությունից: Փանի որ գրունտի ստրուկտուրայի երկրաչափական անփոփոխության դեպքում տարրական p ուժերի փոփոխության ժամանակ պահպանվում է նրանց ուղղությունը, r ու f բաղադրիչների հարաբերությունը չի փոխվում և հետևաբար, ըստ բնձ. (23), շոշափող տարրական f_0 ուժերը մնում են հաստատուն: Ստրուկտուրայի վերադասավորման ժամանակ փոխվում է p ուժերի ուղղությունը և f_0 ուժի մեծությունը:

նկ. 10. Կոնտակտի կետում ուժերը: a) գրունտի նմուշը, b) ուժերը կոնտակտի կետում, c) ուժերի բազմանկյունի:

Рис. 10. Силы в точках контакта: a) образец грунта; b) силы в точках контакта; c) многоугольник сил.

Fig. 10. Forces in points of contact: a) soil sample; b) forces in a point of contact; c) force polygon.



Ձևափոխությունները կոնտակտների հոսուն տարրերում (մոլեկուլյար մակարդակ) ենթարկվում են կինետիկ ընթացքների տեսությանը: Օգտվելով Միտչելի գրանցումով (ընձ. 17) էյրինգի հավասարումից կարելի է գրել սահ-
քի ղեկավարում սողքի γ արագության արտահայտումը. փոխարինելով ε -ը γ -ով և նշանակելով հոսուն տարրում ուժը f_0 -ով, կունենանք

$$\dot{\gamma} = X \frac{kT}{h} \exp \left(-\frac{E}{R_0 T} \right) \exp \left(-\frac{f_0 \lambda}{2kT} \right); \quad (33)$$

Վերլուծելով այդ բանաձևը տեսնում ենք, որ հավասարման մեջ մտնող k , h և R_0 մեծությունները հաստատուն են. ակտիվացման E էներգիան և հավասարակշռության հաջորդական դիրքերի միջև λ հեռավորությունները տվյալ գրունտի համար նույնպես կարելի է համարել հաստատուն: Լաբորա-
տոր նորմալ պայմաններում T բացարձակ ջերմաստիճանը գործնականորեն հաստատուն է: Հետևաբար յուրաքանչյուր ստրուկտուրայի համար ջերմային տատանումների kT/h հաճախականությունը և երկու էքսպոնենցիալ ֆունկ-
ցիաները հաստատուն են: Այստեղից բխում է, որ մոլեկուլյար մակարդակում սողքը կատարվում է հաստատուն արագությամբ:

Ձևափոխությունները մասնիկների կոնտակտներում (մասնիկային մա-
կարդակ) բնորոշվում են կիրառված լարման τ մեծությունով և կապերի նըս-
տակյաց կյանքի L տևողությունով (Բերրում, 1975): Չնայած տարրական f_0 ուժերի մեծությունը չի փոխվում, բայց ընդհանուր τ լարման աճի ղեկա-
րում է կոնտակտների մեծությունը. նստակյաց կյանքի տևողու-
թյունից կախված քանդվում են հին կապերը, առաջանում են նորերը: Գրունտի ձևափոխելիության F/R մեծությունն աջակցում է սողքի արագության մե-
ծացմանը: Ելնելով գրունտի մածուցիկ և պլաստիկ բնույթից և ընդունելով, որ նշված գործոններն ուղիղ համեմատական են սահքի ժամանակ սողքի արա-
գությանը կարելի է գրել X գործակցի համար (ընձ. 33)

$$X = K_1 \frac{F}{R} \frac{\tau - \tau_p}{\tau L}, \quad (34)$$

որտեղ τ_p -ն լարման այն արժեքն է, որի ղեկավարում սողքը նոր է սկսվում (սողքի շեմք), L լարման չափականությունն ունեցող գործակից է և K_1 -ը չա-
փականությունից զուրկ համեմատության գործակից է:

Կապերի նստակյաց կյանքի միջին տևողությունը կախված է ստրուկտու-
րայի փոփոխության ուղղությունից և լարման հասակից: Եթե ստրուկտուրան
կարգավորվում է, ապա կյանքի տևողությունը մեծանում է լարման հասակի
համեմատ՝ $L' = K_2 t$, որտեղ K_2 համեմատության գործակիցն է: Եթե ըստ-

բուկտուրան դառնում է քիչ կարգավորված, կյանքի տևողությունը փոքրանում է լարման հասակի համեմատ՝ $L'' = K_2 t_0^2/t$, որտեղ t_0 -ն ժամանակի չափականություն ունեցող գործակիցն է:

Գրունտի մասնիկները կարգավորվում են փորձի սկզբնական փուլում (նկ. 1) և սողքի արագությունը մարում է. այդ փուլը կոչվում է մոբիլիզացման փուլ: Հաշվի առնելով վերը նշվածը, կստանանք (17) բանաձևի համար $\dot{\gamma}$ արտահայտությունը մոբիլիզացման փուլում

$$\dot{\gamma} = a(\tau - \tau_p) / \zeta t, \quad (35)$$

որտեղ

$$a = \frac{K_1}{K_2} - \frac{F}{R} \frac{kT}{h} \exp\left(\frac{-E}{R_0 T}\right) \exp\left(\frac{f_0 \lambda}{2kT}\right) \quad (36)$$

ստրուկտուրային գործակիցն է և հաստատուն է յուրաքանչյուր ստրուկտուրայի համար:

Փորձի հաջորդ փուլում գրունտի մասնիկներն ապակողմնորոշվում են (նկ. 1) և սողքի արագությունն աճում է. այդ փուլը կոչվում է փայլայման փուլ: Նույն ձևով քայքայման փուլում կստանանք

$$\dot{\gamma} = a(\tau - \tau_p) / \zeta t_0^2 \quad (37)$$

Անցումը մոբիլիզացման փուլից քայքայման փուլին կոչվում է M մոբիլիզացման սահման. այն բնութագրվում է t_m մոբիլիզացման ժամանակով և $\dot{\gamma}_m$ մոբիլիզացման դեֆորմացիայով: Քանի որ մոբիլիզացման սահմանի պահին (երբ $t = t_m$) (35) և (37) բանաձևերը պետք է տան նույն արժեքը, ստանում ենք $t_0 = t_m$. հետևաբար արտահայտում ենք (37) բանաձևն այսպես

$$\dot{\gamma} = a \frac{\tau - \tau_p}{\zeta t_m} t \quad (38)$$

Բարձր շոշափող լարումների դեպքում քայքայման փուլն ավարտվում է գրունտի լրիվ կտրումով: Միջակա շոշափող լարումների դեպքում այն անցնում է ստաբիլիզացման փուլին, և սողքի արագությունը նորից սկսում է նվազել ու արտահայտվել (35) բանաձևով: Անցման պահը կոչվում է S ստաբիլիզացման սահման: Նրան համապատասխանում է t_s ստաբիլիզացման ժամանակը և $\dot{\gamma}_s$ ստաբիլիզացման դեֆորմացիան:

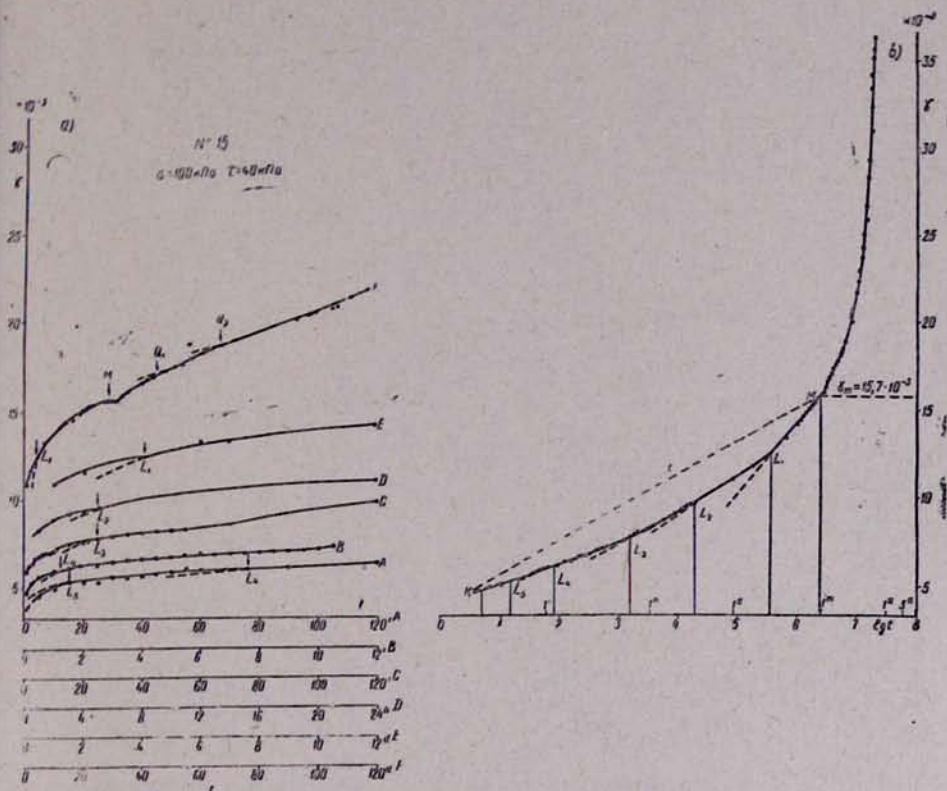
Սողքի մեծությունը ստանալու համար ինտեգրում ենք սողքի արագության (25) և (38) բանաձևերը: Մոբիլիզացման և ստաբիլիզացման փուլերում յուրաքանչյուր ստրուկտուրայի համար ստանում ենք

$$\gamma = a \frac{\tau - \tau_p}{\zeta} \ln t + C$$

կամ մաթեմատիկական ավելի լավ մեկնաբանման նպատակով՝

$$\gamma = a \frac{\tau - \tau_p}{\zeta} \ln \frac{t + \Delta t}{\Delta t} + C \quad (39)$$

որտեղ Δt -ն մեկ միավորին հավասար փոքր ժամանակամիջոցն է, օրինակ $\Delta t = 1$ վայրկյան: Կիսալոգարիթմական գրաֆիկում ($\lg t - \gamma$) սողքը մոբի-



Նկ. 11. Սանժի ժամանակ սողքի փուլի սկզբնական փուլը. a) սողքի կորագծերը թվաբանական մասշտաբով և b) նույնը կիսալոգարիթմական մասշտաբով:

Рис. 11. Начальная фаза опыта на ползучесть при сдвиге: а) кривые ползучести в арифметическом масштабе; б) то же в полулогарифмическом масштабе.

Fig. 11. Creep curves in the initial phase of creep during shear. a) creep curves in arithmetical scale; b) ditto in semi-logarithmic scale.

լիզացման և ստաբիլիզացման փուլերում ամեն մի ստրուկտուրայի համար արտահայտվում է ուղիղ հատվածներով:

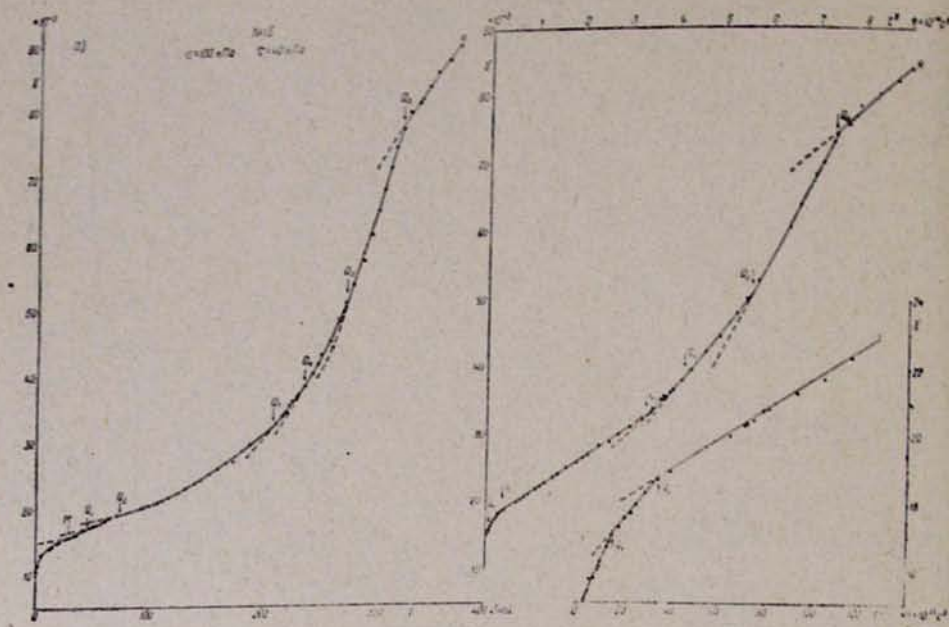
Քայքայման փուլում սողքի մեծությունը կլինի

$$\gamma = a \frac{\tau - \tau_p}{\zeta t_m^2} t^2 + C \quad (40)$$

Քառակուսային գրաֆիկում ($t^2 - \gamma$) սողքը քայքայման փուլում արտահայտվում է ուղիղ հատվածներով:

Յուրաքանչյուր ստրուկտուրայի դեֆորմացիան մոլեկուլյար և մասնիկային մակարդակներում ենթարկվում է վերոհիշյալ բերված հավասարումներին և, հետևաբար, երկուսն էլ հանդիսանում են պատճառական ընթացքներ:

Կրուկտի ստրուկտուրայի ձևափոխությունը (ստրուկտուրային մակարդակ) տեղի է ունենում, երբ տվյալ ստրուկտուրան չի ապահովում անհրաժեշտ ձևափոխության աճ և դառնում է անբավարար: Գրուկտի ստրուկտուրան թռիչքաձև վերադասավորվում է (Тер-Степанян, 1948) և մասնիկների նոր դասավորումից կախված փոխվում են ստրուկտուրայի F/R ձևափոխելիությունը ու f_0 ուժի մեծությունը. հետևաբար ըստ բնձ. (36) փոխվում է ստրուկտու-



Նկ. 12. Սահմի դեպքում սողի կորագծերը ամբողջությամբ a) թվաբանական գրաֆիկ, b) քառակուսային գրաֆիկ:

Рис. 12. Кривые ползучести при сдвиге полностью: а) арифметический масштаб; в) квадратичный масштаб.

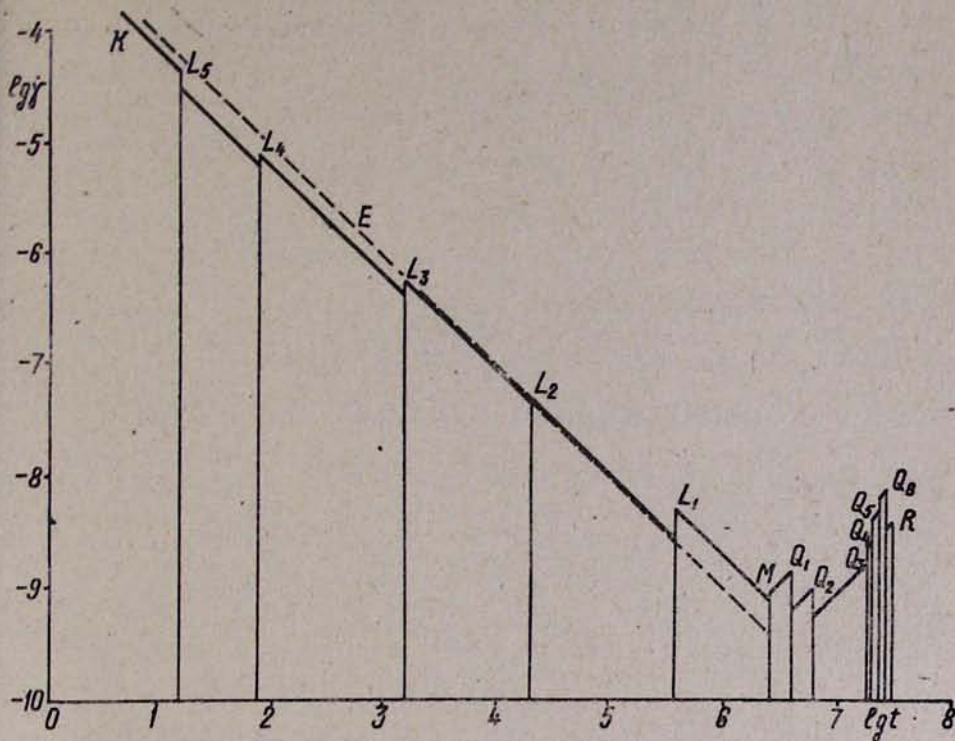
Fig. 12. Creep curves for the entire test. a) arithmetical scale; b) quadratic scale.

րայի α դործակցի մեծությունը: Որքան մեծ է α -ի արժեքը, այնքան մեծ է ստրուկտուրայի դեմացկունությունը և ավելի թեք է հատվածի դիրքը ($\lg t - \gamma$) ու ($t^2 - \gamma$) գրաֆիկների վրա:

Նկ. 11-ի վրա ցույց են տրված սողքի փորձի արդյունքները սկզբնական շրջանում, թվաբանական և կիսալոգարիթմական մասշտաբով: Գրաֆիկներից երևում է, որ մոբիլիզացման փուլում սողքի կորագծեր կաղմված է լոգարիթմական կորագծերի հատվածներից. ստրուկտուրայի վերակառուցման պահին ընթացքը թռչում է մի հնարավոր լոգարիթմական կորագծից իրեն հարող մի ուրիշ լոգարիթմական կորագծի: Նկ. 12-ի վրա ցույց են տրված սողքի փորձի արդյունքներն ամբողջությամբ, թվաբանական և քառակուսային մասշտաբով: Երևում է, որ քայքայման փուլում սողքի կորագծերը կաղմված են քառակուսային պարաբոլների հատվածներից. ստրուկտուրայի վերակառուցման պահին ընթացքը թռչում է մի հնարավոր պարաբոլից իրեն հարող մի ուրիշ պարաբոլի:

Նկ. 13-ի վրա ցույց է տրված ժամանակի և սողքի արագության լոգարիթմների միջև եղած կապը: Գրաֆիկը ցույց է տալիս ամեն մի ստրուկտուրայի դեֆորմացիայի արագության նվազումը մոբիլիզացման փուլում և մեծացումը քայքայման փուլում. դեֆորմացիայի արագությունը թռիչքաձև փոփոխում է ստրուկտուրայի վերակառուցման ժամանակ:

Նկ. 10b-ի վրա կետագծով ցույց տված E ուղիղը, որը միացնում է առաջին դիտված կետը մոբիլիզացման M սահմանի հետ: Այդ համարժեք գիծը ցույց է տալիս, ինչպես կանցնեն սողքի ընթացքը, եթե ստրուկտուրան թռիչ-



Նկ. 13. t ժամանակի և ձևափոխության $\dot{\gamma}$ արագության միջև եղած կապը լոգարիթմական մասշտաբով (ըստ Տեր-Ստեփանյանի):

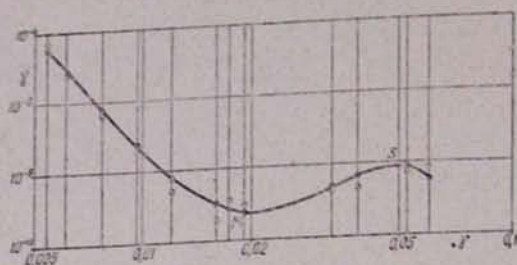
Рис. 13. Зависимость между временем t и скоростью деформации $\dot{\gamma}$ в логарифмическом масштабе (по Тер-Степаняну).

Fig. 13. Relation between time and strain rate in logarithmic scale (after Ter-Stepanian)

բաձև չփոփոխվելու նրանք արտահայտվում են $t\dot{\gamma} = 0,43 (\gamma_m - \gamma_s) / \lg(t_m/t_s)$, որտեղ t_s և γ_s առաջին դիտված կետի կոորդինատներ են (հասակ՝ 5 մայրկյան): ζ գրունտի ստատիկական մածուցիկությունը կապված է գրունտի դինամիկ η մածուցիկության հետ

$$\eta = \zeta t \quad (41)$$

առնչությամբ: Նկ. 14-ը ցույց է տալիս γ դեֆորմացիայի և սողքի $\dot{\gamma}$ արագության լոգարիթմների միջև հարաբերությունը. ուղղաձիգ գծերը համապատասխանում են ստրուկտուրայի վերակառուցման պահերին, սպիտակ կետերը՝ արագությանը մինչև թոփքը, իսկ սև կետերը՝ թոփքից հետո: Հոծ սև գիծը կոչվում է յուրաքանչյուր կորագիծ: Նրեում է, որ սողքի արագությունը նվազում է մինչև մոբիլիզացման M սահմանը, հետո քայքայման փուլում աճում է մինչև ստաբիլիզացման S սահմանը և նորից նվազում է: Միայն մեծ լարումների դեպքում ստաբիլիզացում տեղի չի ունենում և քայքայման փուլում սողքի արագությունը անընդհատ աճում է մինչև լրիվ քայքայումը:



Նկ. 14. Յարմարիկ կորագիծ (սուր Տեր-Ստեփանյանի):
 Рис. 14. Присущая кривая (по Тер-Степаняну).
 Fig. 14. Intrinsic curve (after Ter-Stepanian).

О ФИЗИЧЕСКИХ ТЕОРИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ ГЛИН

ФИЗИК С. С. СИМОНЯН¹

Реферат. Дается краткий обзор предложенных теорий, указываются особенности феноменологических теорий ползучести глины, их преимущества и ограничения. Рассмотрены некоторые физические теории ползучести глины, основанные на теории кинетических процессов Эйринга. Описаны особенности, физические предпосылки и основные математические зависимости, содержащиеся в физических теориях Эйринга, Вялова, Мураяма, Митчела и Тер-Степаняна. Показано важное значение учета структуры грунта и ее изменение в процессе ползучести.

ON PHYSICAL THEORIES OF CREEP OF CLAYS²

SVETLANA SIMONIAN, Physicist

Synopsis. A concise review of the proposed theories of creep of clays is given. Special features of the phenomenological theories, their advantages and limitations are outlined. Some physical theories based on Eyring's theory of rate processes are considered. Distinguishing features, physical prerequisites and basic mathematical relations of physical theories by Eyring, Murayama, Mitchell, Vyalov and Ter-Stepanian are described. The fundamental importance of due consideration of the soil structure and its change in the creep process is shown.

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ — ЛИТЕРАТУРА — REFERENCES

- Бьеррум Л., 1975. Проблемы механики и строительства на структурно-неустойчивых и слабых грунтах. Генер. докл. VIII Междунар. конгр. по механике грунтов и фундаментостроению. М., Стройиздат, 98—165.
- Вялов С. С. 1973. О проблемах реологии грунтов. Тр. I Всесоюзного симпозиума по реологии грунтов. Ереван, Изд. Ер. гос. ун-та, 6—25.
- Вялов С. С. 1976. Кинетическая теория деформирования грунтов. Тр. II Всесоюзного симпозиума по реологии грунтов. Ереван, Изд. Ер. гос. ун-та, 22—37.
- Вялов С. С., Пекарская Н. К. и Максимьяк Р. В. 1970. О физической сущности процессов деформирования и разрушения глинистых грунтов. Основания, фундаменты и механика грунтов, 1: 7—9.
- Вялов С. С., Зарецкий Ю. К., Максимьяк Р. В. и Пекарская Н. К., 1972. Проблемы структурной реологии грунтов. Инженерно-геологические свойства глинистых пород и процессы в них. Тр. Междунар. симпозиума в Москве. М., Изд. МГУ, 2: 16—25.
- Вялов С. С., Зарецкий Ю. К., Максимьяк Р. В. и Пекарская Н. К., 1973. Кинетика структурных деформаций и разрушения глины. Труды VIII Междунар. конгр. по механике грунтов и фундаментостроению, М., Стройиздат, 13—23.

¹ Старший инженер Лаборатории геомеханики ИГИС АН АрмССР.

² Senior Engineer, Laboratory of Geomechanics, IGES Armen. Ac. Sc.

- Глессон С., Лейдер К. и Эйринг Г., 1948. Теория абсолютных скоростей реакции. М., Изд. иностр. лит.
- Зарецкий Ю. К. и Вялов С. С., 1971. Вопросы структурной механики глинистых грунтов. Основания, фундаменты и механика грунтов, 3:1—5.
- Тер-Степанян Г. И., 1948. О влиянии формы и расположения частиц на процесс сдвига в грунтах. Изв. АН АрмССР, ест. и техн. науки, 1(2):167—185.
- Тер-Степанян Г. И., 1976. Исследование ползучести глин при сдвиге. Проблемы геомеханики, Ереван, 7:18—49.
- Терцаги К., 1934. Строительная механика грунтов на основе его физических свойств. М.—Л., Госстройиздат.
- Mitchell J. K., 1964. Shearing resistance of soils as a rate process. Journ. Soil Mech. Found. Div. Am. Soc. Civ. Engrs. 90, SM1, 29—61.
- Mitchell J. K., Campanella R. G. & Singh A., 1968. Soil creep as a rate process. Journ. Soil Mech. Found. Div. Am. Soc. Civ. Engrs. 94(1):231—253.
- Murayama S. & Shibata T., 1958. On the rheological characters of clay. Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Bull. 26:1—43.
- Murayama S. & Shibata S., 1961. Rheological properties of clay. Proc. 5th Intern. Conf. Soil Mech. Found. Engg., Paris, 1:269—273.
- Singh A. & Mitchell J. K., 1968. General stress-strain-time function for soils, Journ. Soil Mech. Found. Div. Am. Soc. Civ. Engr., 94(1):21—46.
- Ter-Stepanian G., 1975. Creep of a clay during shear and its rheological model. Géotechnique 25(2):299—320.
- Ter-Stepanian G., 1976. Equations of long-term creep of a clay during shear. Constitutive Equations of Soils. Spec. Sess. Ninth Intern. Conf. Soil Mech. Found. Engg., Tokyo, 245—254.
- Terzaghi K. 1931. The static rigidity of plastic clays. Journ. Rheol., 2(3):253—262.
- Tobolsky A. V. & Eyring H., 1943. Mechanical properties of polymeric materials, Journ. Chem. Phys., 11:125—134.