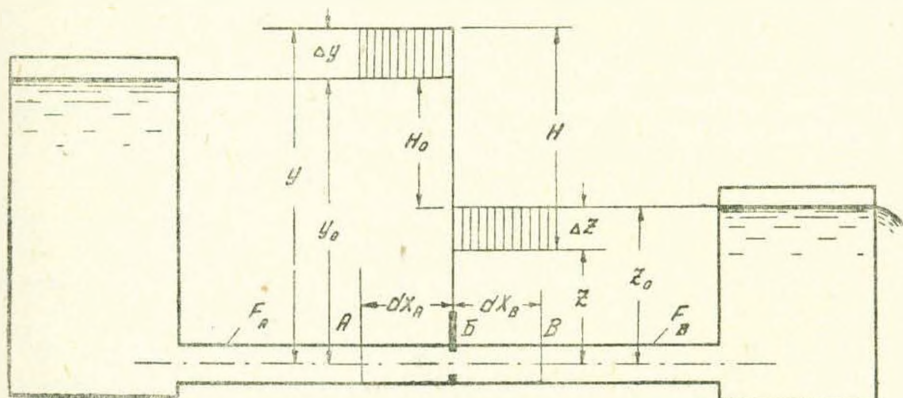


ԷՆԵՐԳԵՏԻԿԱ

Բ. Լ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ

ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՀԻԴՐԱՎԼԻԿԱԿԱՆ ՀԱՐՎԱԾԸ ՊԱՐԶ ԿՈՂՈՎԱԿԱՇԱՐՈՒՄ,
ԵՐԲ ՓԱԿԱՆԸ ԳՏՆՎՈՒՄ Ե ՆՐԱ ՄԵՋՏԵՂՈՒՄ

Հիդրավիկական հարվածի երևույթը պարզ խողովակաշարում, երբ փականը դրված է նրա վերջում, ունի իր տեսական լուծումը, որը գործնականում լայն կիրառություն է գտել, սակայն այդ լուծումը չի կարելի նույնաբար կիրառել այն դեպքում, երբ փականից հետո խողովակը շարունակվում է։ Այսպես, օրինակ, երկու ավազանները միացնող խողովակաշարի վրա կամ փական, որը կարող է արագ փակվել (գծ. 1), կամ կարճ խողովակաշար



Գծ. 1.

և երկար ծծող խողովակ ունեցող հիդրոտուրբին և այլն։

Նման խնդիրների լուծման անհրաժեշտությունը մասնավորապես բխում է էներգոսխտեմների գինամիկ կալուսությունը բարձրացման և նրանց ավտոմատիկ կանոնավորման պարամետրերի ճիշտ ընտրման ձգտումից, որի համար անհրաժեշտ է ունենալ տուրբինում կլքի և ճնշման փոփոխությունները ըստ ժամանակի [1, 2]։

Հիդրոտուրբինների կանոնավորման ժամանակ նրա ծծող խողովակում առաջանում է հիդրավիկական հարված, որը, ինչպես նշում է ակադեմիկոս Ի. Վ. Նդիազարովը [3], չի կարելի անտեսել։ Այդ առանձնապես վերաբերում է ցածրանիստ տուրբիններին, որոնք ունենում են երկար ծծող խողովակ և նրանցում եղած ջրի օդախառն մրրիկային պալարը զգալիորեն փոքրացնելով։ ճնշման ալիքի տարածման արագությունը, ճնշման ու ծծող խողովակները հիդրավիկական հարվածի տեսակետից դարձնում է համաչափելի [4]։

Այդպիսի համաչափելի խողովակներում հիդրավլիկական հարվածը հաշվելու համար գոյություն ունեցող մեթոդները [5-7] տալիս են մոտավոր լուծումներ և չեն կարող դինամիկ հարցերի ուսումնասիրության համար ապահովել անհրաժեշտ ճշտություն:

Սույն հոդվածում նպատակ է դրվում առաձգական հիդրավլիկական հարվածի ընդհանուր ածանցյալի հիման վրա մշակել մի հաշվային մեթոդ և համապատասխան բանաձևեր, որոնց օգնությամբ հնարավոր լինի անհրաժեշտ ճշտությամբ որոշելու երկու միակցված ու համաչափելի խողովակներում ճնշման և էլքի փոփոխություններն ըստ ժամանակի:

Այս խնդիրը լուծելու համար դիտենք նրա պարզ դեպքը՝ այն է՝ երկու ավազանները միացնող խողովակաշար D_A և D_B տրամագծերով ու F_A և F_B կտրվածքներով, որոնցով հոսում է հեղուկի Q էլքը: Խողովակի B կտրվածքում (գծ. 1) տեղակայված է մի փական կամ հիդրոտուրբին, որը կարող է արագ փակվել, առաջացնելով նրանում հեղուկի չհաստատված շարժման ռեժիմ: Արհամարհելով խողովակներում եղած ճնշման կորուստները, սկզբնական ակնթարթում, երբ շարժումը հաստատված է, փականի ձախ կողմում ազդում են $P_A = \gamma y_0$, իսկ աջ կողմում $P_B = \gamma z_0$ ճնշումները, որոնց համապատասխան խողովակաշարի ցանկացած հատվածում էլքը կլինի հաստատուն և հավասար

$$Q_0 = F_0 \varphi_0 V \sqrt{2g(y_0 - z_0)}, \quad (1)$$

որտեղ F_0 փականի սկզբնական բացվածքի մակերեսն է, φ_0 փականը բնութագրող գործակիցը, իսկ g — ծանրության ուժի արագացումը: Այստեղ

$$\varphi = \frac{1}{V \xi} \quad (2)$$

սւր ξ — փականի գիմադրության գործակիցն է՝ բերած նրա ավել բացվածքին և որոշվում է փորձով:

Եթե փականը արագ փակենք, ապա սկզբնական ակնթարթից մինչև dt ժամանակամիջոցի վերջը ջրի էլքը կփոքրանա մի dQ չափով, որը խողովակաշարի dX_A հատվածում կառաջացնի հեղուկի շարժման քանակի և ճնշման աճ՝ իսկ dX_B հատվածում նրանց նվազում: Եվ եթե $dX_A \neq dX_B$, ապա այդ փոփոխությունները իրենց մեծությամբ կլինեն միմյանցից տարբեր: Շարունակելով հիդրավլիկական հարվածի ածանցյալից հաշվի առնելու և ճնշման ներքին կոտորակները արտահայտող հանրահայտ (3) դիֆերենցիալ հավասարումները, գրված աջ և ձախ խողովակների համար առանձին-առանձին, որոնց ինտեգրումից հետո համապատասխանորեն կունենանք՝

$$y - y_0 = \Phi_A \left(t - \frac{x_A}{a_A} \right) + \Psi_A \left(t + \frac{x_A}{a_A} \right),$$

$$Q = Q_0 = -\frac{g}{a_A F_A} \Phi_A \left(t - \frac{x_A}{a_A} \right) + \frac{g}{a_A F_A} \Psi_A \left(t + \frac{x_A}{a_A} \right), \quad (3)$$

և

$$z - z_0 = \Phi_B \left(t - \frac{x_B}{a_B} \right) + \Psi_B \left(t + \frac{x_B}{a_B} \right),$$

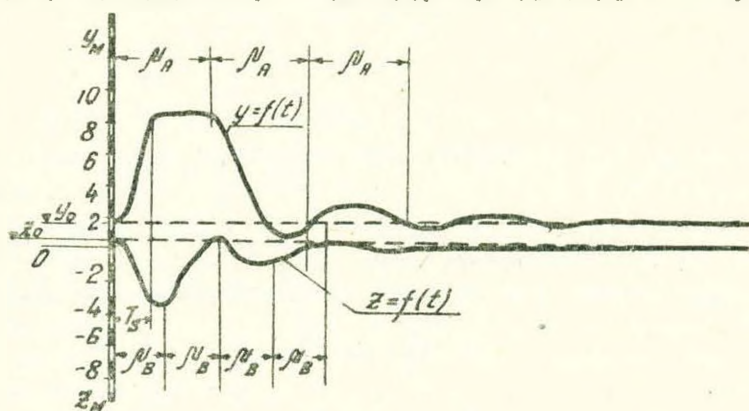
$$-(Q - Q_0) = -\frac{g}{a_B F_B} \Phi_B \left(t - \frac{x_B}{a_B} \right) + \frac{g}{a_B F_B} \psi_B \left(t + \frac{x_B}{a_B} \right), \quad (4)$$

որտեղ a_A և a_B ալիքի տարածման արագություններն են A և B խողովակներում:

Այստեղից հետևում է, որ ճնշման փոփոխությունները ավելի խողովակում կախված են նրանում եղած ուղղակի և անդրադարձող ալիքների գումարից, իսկ ելքի փոփոխությունները՝ ալիքների տարբերությունից:

Բացի այդ՝ չորսաքանչյուր խողովակում եղած ճնշման ալիքները, որոնք արտահանվում են Φ և Ψ ֆունկցիաներով, կապված են միմյանց հետ ելքի միենուն փոփոխություններով, հետևաբար նրանց լոծումը պետք է կատարել համատեղ:

Այս ստուգելու նպատակով ՀՍՍՖ Գիտությունների ակադեմիայի Հիդրավիկայի և էներգետիկայի ինստիտուտում կատարվել են համապատասխան փորձեր, որոնցից միայն մեկի արդյունքները բերված են գծ. 2-ում:



գծ. 2.

Ահետևյալ y և z կորերը ստացվել են գծ. 1 բերված սխեմային համապատասխանող լարորատոր տեղակայանքի վրա փականի աջ և ձախ կողմերում՝ $x_A = 0$, $x_B = 0$ կտրվածքում ճնշման պրանցում կատարելով: Հիշյալ տեղակայանքի $l_A = 15$ մ, $l_B = 4,5$ մ $F_A = F_B = 0,00196$ մ² $Q_0 = 0,28$ մ³/վ, իսկ ստացված կորերը տալիս են $\rho_A = \rho_B = 0,0616$ մ. $a_A = 490$ մ/վ, $a_B = 290$ մ/վ, փական ժամանակամիջոցը $T_S < \rho_B$, ուրեմն հարվածը եղել է ուղիղ: Համաձայն ուղիղ հարվածի, լանձակի փական վերջում պետք է ստանանք ճնշման աճ՝

$$\Delta y = \frac{a_A Q_A}{g F_A} = 7,1 \text{ մ. ջ. ս.} \quad \text{և} \quad \Delta z = -\frac{a_B Q}{g F_L} = -4,25 \text{ մ. ջ. ս.}$$

Եվ իսկապես, գծ. 2 երևում է, որ փական վերջում ստանում ենք $\Delta y = 7,0$ մ. ջ. ս. $\Delta z = 4,2$ մ. ջ. ս. Այսպիսով ստացվում է, որ y և z կորերը փոփոխվում են Q -ելքին համապատասխանորեն:

Այժմ դիտենք անուղղակի հարվածը, որի ընդհանուր դեպքում $\rho_A = \rho_B$, որտեղ n -ը կարող է լինել ինչպես ամբողջ թիվ, այնպես էլ կոտորակային և $n \geq 1$:

Դիցուք $n > 1$ և ամբողջ թիվ է:
Նշանակենք՝

$$\rho_A = \frac{a_A Q_0}{2gF_A y_0}, \quad \rho_B = \frac{a_B Q_0}{2gF_B z_0} \quad \text{և} \quad q = \frac{Q}{Q_0}$$

յուրաքանչյուր ρ փուլի վերջում ամբողջ T_S ժամանակամիջոցի համար (3) և (4) հավասարումներից Ալլիսի շղթայական հավասարումները կգրվեն հետևյալ տեսքով:

$$\begin{aligned} z_1 - z_0 &= -2\rho_B z_0(1 - q_1) \\ z_2 + z_1 - 2z_0 &= 2\rho_B z_0(q_1 - q_2) \\ z_i + z_{i-1} - 2z_0 &= -2\rho_B z_0(q_{i-1} - q_i) \end{aligned} \quad (5)$$

և

$$\begin{aligned} y_1 - y_0 &= 2\rho_A y_0(1 - q_1) \\ y_2 - y_0 &= 2\rho_A y_0(1 - q_2) \\ y_n - y_0 &= 2\rho_A y_0(1 - q_n) \\ y_{n+1} + y_1 - 2y_0 &= 2\rho_A y_0(q_1 - q_{n+1}) \end{aligned} \quad (6)$$

և այդպես մինչև T_S -ի վերջին համապատասխանող i փուլի վերջը:

Ստացված (5) և (6) հավասարումները լուծելու համար անհրաժեշտ է ունենալ փականից արտահոսող ելքի և $H = y - z$ էջքի խոփոխությունների կապը ամբողջ T_S ժամանակամիջոցում:

T_S -ի ցանկացած ակնթարթում համաձայն (1) բանաձևի ունենք՝

$$Q = F\varphi \sqrt{2g(y - z)} \quad (7)$$

նշանակենք

$$\tau = \frac{F}{F_0} \quad \text{և} \quad \beta = \frac{\varphi}{\varphi_0}$$

ապա (7)-ի հարաբերությունը (1)-ին կտա՝

$$q = \frac{Q}{Q_0} = \tau\beta \frac{\sqrt{y - z}}{\sqrt{y_0 - z_0}} = A \frac{\sqrt{y - z}}{\sqrt{y_0 - z_0}} \quad (8)$$

որտեղ A կլինի տվյալ փականի թողունակության գործակիցը, որը կանվանենք փականի ճիզգրավելիական բացվածք:

Սկզբնական ակնթարթում, երբ $Q_0 = Q$, $\tau = 1$, $\beta = 1$ և եթե $H = \text{const}$, ապա $F\varphi$ արտադրյալի փոփոխություններից A -ն նվազում է հալտնի օրենքով: Ունենալով A -ի փոփոխման օրենքը, երբ $H = \text{const}$ և նշանակենք

$$K = \frac{A}{\sqrt{H_0}}, \quad (9)$$

ապա (8)-ից կստանանք՝

$$\frac{q^2}{K^2} = y - z, \quad (10)$$

Հավասարեցնելով (6)-ի և (5)-ի համապատասխան տողերի տարրերով՝ ստանում ենք (10)-ին կրանենք q -ն չուրաքանչյուր p_B փուլի վերջում և ապա (5) ու (6) հավասարումներից կորոշենք y և z մեծությունները:

Երբ $n < 1$ ապա (5) և (6) հավասարումները խողովակների նկատմամբ իրենց տեղերը կփոխեն: Եթե $n = 1$, (5)-ը կմնա անփոփոխ, իսկ (6)-ը կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$\begin{aligned} y_1 - y_2 &= 2\rho_A y_0 (1 - q_1) \\ y_2 + y_1 - 2y_0 &= 2\rho_A y_0 (q_1 - q_2) \\ y_3 + y_2 - 2y_0 &= 2\rho_A y_0 (q_2 - q_3) \\ y_i + y_{i-1} - 2y_0 &= 2\rho_A y_0 (q_{i-1} - q_i) \end{aligned} \quad (11)$$

Հավասարեցնելով (11)-ը (11)-ի և (5)-ի համապատասխան տողերի տարրերով՝ ստանանք՝

$$\begin{aligned} q_1 &= -\sigma K_1^2 \pm \sqrt{(\sigma K_1^2)^2 + K_1^2(2\sigma + H_0)} \\ q_2 &= -\sigma K_2^2 \pm \sqrt{(\sigma K_2^2)^2 + K_2^2(2\sigma q_1 + 2H_0 - y_1 + z_1)} \\ q_i &= -\sigma K_i^2 \pm \sqrt{(\sigma K_i^2)^2 + K_i^2(2\sigma q_{i-1} + 2H_0 - y_{i-1} + z_{i-1})} \end{aligned} \quad (12)$$

որտեղ $\sigma = \rho_A y_0 + \rho_B z_0$:

Այսպիսով առաձգական հիդրավիկական հարվածի տեսության հիման վրա արժարժված բանաձևերը հնարավորություն են տալիս հաշվելու ցանկացած երկու միակցված, բայց պարզ խողովակներում առաջացած ճնշման և ելքի փոփոխությունները ըստ ժամանակի այն դեպքերում, երբ ջրի սյան անբնդհատության խզում չկա:

Կապված z_0 -ից և աջ խողովակաշարի ալիքային խառակտերիստիկաներից, նրանում կարող է լինել ջրի սյան խզում կամ փականից անջատում: Այդ առանձնապես հնարավոր է պոմպերի մղման և հիդրոտուրբինների ծծող խողովակներում, եթե T_S -ը շատ փոքր լինի: Հայտնի է, որ խզման դեպքում անջատված ջրի սյունը մարող արագությամբ շարունակում է շարժվել նախկին ուղղությամբ, մինչև նրա արագության զրո դառնալը և ապա սկսում է աճող արագությամբ հետ շարժվել և, հասնելով փականին առաջանում է ճնշման բարձրացում ուղիղ հարվածի օրենքին համապատասխան:

Սղումից և ճնշման հետագա բարձրացումից խուսափելու համար ՀՍՍՌ Գիտությունների ակադեմիայի ակադեմիկոս Ի. Վ. Եղիազարովը որոշ ուսումնասիրություններ կատարելուց հետո, առաջարկել է գոյություն ունեցող տուրբինների փականի ժամանակամիջոցը ընդունել երկու վալրկյանից ավելի, որը տեղակայված տուրբինների համար գործնականում ապահովում է սյան անխզելիությունը:

Ընդունելով անխզելիությունն ապահովող T_S , վերը արժարժված բանաձևերը հնարավորություն են տալիս հաշվելու ճնշման ու ելքի փոփոխությունները երկու միակցված խողովակներում:

Սղման դեպքում ջրի սյան պոկված ծալքը ազատ լինելու հետևանքով հիշյալ առաձգական տատանումները տեղի են տալիս սյան զանդվածի ոչ

ստանդարտական տատանմանը, որի բաժան հարցը տվյալ հոգվածի շրջանակները գուշտ է, և այն կդիտվի առանձին:

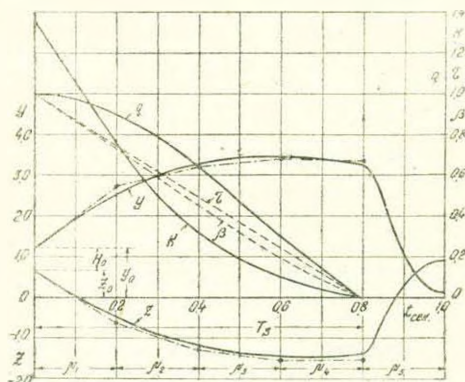
Շարադրված հաշվաշին միթողի և բանաձևերի ճշգրտությունը ստուգելու համար կատարենք թվական օրինակի հաշվում և համեմատենք փորձից ստացված արդյունքների հետ:

$$\text{Տվյալ փորձերում } l_A = l_B = 18,0 \text{ մ, } Q_0 = 1,41 \text{ վ/վ,}$$

$$y_0 = 1,2 \text{ մ, } z_0 = 0,65 \text{ մ, } H_0 = 0,55 \text{ մ, } a_A = a_B = 180 \text{ վ/վ,}$$

$$\rho_A = 5,5, \quad \rho_B = 10,2, \quad \mu_A = \mu_B = 0,2 \text{ վ, } T_S = 0,8 \text{ վ:}$$

Երևույթի սկզբում $\tau = 1$, $\theta = 1$, իսկ աշուճեան նվազում են դժ. 3 բերված օրինքով: Օգտվելով նրանցից (9) բանաձևի միջոցով կստուգենք

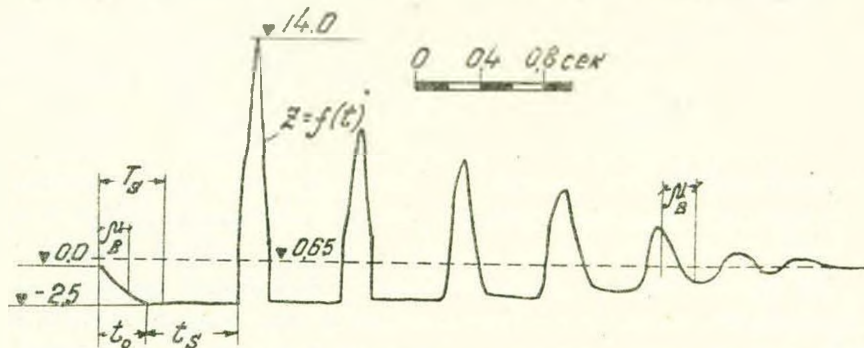


Պժ. 3.

$K = f(t)$ կորը: Տեղադրելով K -ի արժեքը ճնշման տատանման տվյալ փուլի վերջում (12)-ի մեջ գտնենք q -ն, աշուճեան (11)-ի և (5)-ի համապատասխան տողերից որոշենք y և z -ը:

Գժ. 3 բերված են հաշվաշիններից ստացած $q = f(t)$ հոժ կորը, $y = f(t)$ և $z = f(t)$ կետագծերը: Այնտեղ հոժ գծերով տարած y և z կորերը ստացվել են տվյալ խնդրին համապատասխանող փորձերից:

Ինչպես երևում է այդ համեմատությունից, փորձերից և հաշվումներից ստացված արդյունքները բավարար ճշտությամբ միմյանց հետ համընկնում են: Եթե մի t_0 ժամանակից հետո ջրի սյունը խզվեր, ապա նրանից հետո $z = f(t)$ կորը կմնար հաստա-



Պժ. 4.

տուն մինչև $t_0 + t_S$ ժամանակի վերջը, և աշուճեան արագ կաճեր, ինչպես այդ երևում է դժ. 4 բերված փորձնական $z = f(t)$ կորից: Այդ կորը ստացվել է նախորդ փորձի պայմաններում $T_S = 0,4$ վայրկյանի զեպքում, և հիմնովին տարբերվում է նրանից, որովհետև այստեղ ջրի սյունը t_0 -ի վերջում փականից պոկվել ու հեռացել է:

Եթե հայտնի են t_0 և t_S մեծությունները, ապա (5), (11) և (12) բանա-

ձևերը կարելի է կիրառել նաև սլան խզման դեպքում, բայց որովհետև նրանք որոշվում են միայն փորձից, ուստի և հիշյալ բանաձևերն ու հաշվման մեթոդը կիրառելի են միայն սլան անխզելիության դեպքում, ընդ որում, ինչպես երևում է գծ. 3, նրանք երևելիքն արտահայտում են անհրաժեշտ ճշտությամբ, ուստի կարող են առաջարկվել գործնական կիրառությունների համար:

ՀՍՍՌ ՔԱ Էներգետիկայի և

հիդրավիկայի ինստիտուտ

Ընդունված է 6. VII 1960

Б. Л. БУНИАТЯН

УПРУГИЙ ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР В ПРОСТОМ ТРУБОПРОВОДЕ С ЗАДВИЖКОЙ В СЕРЕДИНЕ

Р е з ю м е

В статье рассматривается простой трубопровод, по которому из первого резервуара во второй движется идеальная жидкость (рис. 1). На основании общей теории гидравлического удара для трубопроводов A и B соответственно выведены уравнения (3) и (4), из которых видно, что они связаны друг с другом только через Q . Изменение давления в этих трубопроводах зависят от изменения расхода, что видно из экспериментальных кривых $y=f(t)$, $z=f(t)$, приведенных на рис. 2. Эти же данные с достаточной точностью совпадают с результатами расчетов по формуле прямого удара. Для непрямого удара, когда $n_A = n_B$, может быть $1 > n > 1$. Если $n > 1$, то цепные уравнения Аллиева запишутся в виде (5) и (6), а в случае $n < 1$ они изменяют свои места. В случае $n = 1$ уравнение (5) остается без изменения, а (6) примет вид (11).

Относительное изменение расхода определяется формулой (8), где A — есть гидравлическое открытие задвижки.

Имея закон изменения во времени A , по (9) легко определить кривую $k=f(t)$, которая нанесена на рис. 3. Приравнявая разности соответствующих строк уравнений (11) и (5) к (10), получим q , а затем по (5) и (11) находим y и z , которые нанесены на рис. 3, где сплошные линии получены экспериментально при $T_s = 0,8$ сек. Из этих сопоставлений видно, что выведенные формулы и методика расчета дают достаточно точные результаты и они могут быть рекомендованы для практических применений.

Предлагаемые формулы справедливы в случае отсутствия отрыва колонны воды, ибо при отрыве явление от упругого переходит к жесткому колебанию, которое не рассматривается в настоящей статье.

Г Р У Ч Ц Л Ы П Т Р В П Т Ы

1. Егуазаров И. В. Задачи научных исследований по изучению режимов работы гидроэнергосистем и их автоматического регулирования. Известия ОН АН Армянской ССР, № 1, 1953
2. Егуазаров И. В. Моделирование явлений неустановившегося волнового движения безнапорного и напорного потока. Известия ОН АН СССР, № 10, 1953.
3. Егуазаров И. В. Гидроэлектрические силовые установки, ч. III, 1937.
4. Буниатян Б. Л. О скорости распространения волн давления гидравлического удара в отсасывающих трубах. Известия ОН АН АрмССР, № 3, 1959.
5. Angus R. W. Water-Hammer pressures in compound and branched pipes Transactions ASCE november 5, 1939.
6. Netsch H. Die Saugrohrbildung von Francisurben grober Fallhöhe Die Wasserwirtschaft, 1, 1955.
7. Мостков И. А. и Башкиров А. Б. Расчеты гидравлического удара. Госэнергоиздат, 1952.