

**Q.T. Raximov, A.K. Xodjiyev, T.U. Apakxujayeva,
Z.I. Ibragimova, M.Y. Otaxonov, D.Sh. Allayorov**

GIDRAVLIKA



**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

**Q.T. Raximov, A.K. Xodjiyev, T.U. Apakxujayeva, Z.I. Ibragimova,
M.Y. Otaxonov, D.Sh. Allayorov**

GIDRAVLIKA

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi oliy texnika o‘quv yurtlari talabalari uchun o‘quv qo‘llanma sifatida tavsiya etgan

Тошкент 2019

Ushbu o'quv qo'llanma institut Ilmiy Kengashining "31" oktyabr 2019 yilda bo'lib o'tgan 3-sonli majlisida ko'rib chiqilgan va nashr etishga ruxsat berilgan.

Ro'yxatga olish raqami: 5.38.24

UO'T – 621.22.01 (075.8)

**Q.T. Raximov, A.K. Xodjiyev, T.U. Apakxujayeva, Z.I. Ibragimova,
M.Y. Otaxonov, D.Sh. Allayorov**

/ G I D R A V L I K A /

O'quv qo'llanma. – T.: TIQXMMI. 2019: - 236 bet.

Ushbu o'quv qo'llanmada quvurlarda va gidrotexnik inshootlardagi gidravlik jarayonlar bayon etilgan va ularning gidravlik hisobini bajarish uslublari keltirilgan. Har bir bo'limi yangi masalalar va ularning yechimi bilan boyitilgan.

O'quv qo'llanma Toshkent irrigatsiya va qishloq xo'jaligini mexanizatsiyalash muhandislari instituti Ilmiy Kengashi tomonidan tasdiqlangan «Gidravlika» fani o'quv dasturi asosida yozilgan bo'lib, «Gidravlika» kursi rejalashtirilgan 5311000 – «Texnologik jarayonlar va ishlab chiqarishni avtomatlashtirish va boshqarish» bakalavriat ta'lim yo'nalishi talabalari foydalanishlari uchun mo'ljallangan. O'quv qo'llanmada sohada erishilgan yangi fan yutuqlari ham o'z aksini topgan. O'quv qo'llanmadan soha mutaxassislari ham keng foydalanishlari mumkin.

T a q r i z c h i l a r :

X. Fayziyev

-Toshkent Arxetektura va Qurilish instituti
«Zamin va poydevorlar gidrotexnik
inshootlar» kafedresi professori, t.f.d.

I. Axmedxodjayeva

-«Gidravlika va gidroinformatika» kafedresi
prof., t.f.n.

© Toshkent irrigatsiya va qishloq xo'jaligini mexanizatsiyalash muhandislari instituti
(TIQXMMI), 2019 y.

KIRISH

Suyuqliklarning muvozanat va harakat qonunlarini o`rganuvchi hamda bu qonunlarni texnikaning har xil sohalariga tatbiq etish bilan shug`ullanuvchi fan gidravlika deb ataladi.

Gidravlika suyuqliklarda kuchlarning tarqalishi va uning harakat davomida o`zgarib borishi qonunlarini har xil qurilmalar va mashinalarni hisoblash hamda loyihalashga tatbiq etish bilan ham shug`ullanadi.

Gidravlika shuningdek, gidrotexnika, irrigatsiya, suv ta'minoti va kanalizatsiya, neft mexanikasi kabi bir qancha fanlarning asosi hisoblanadi. Insoniyat tarixining dastlabki davrlaridayoq suvdan foydalanish hayotda ma'lum o`rin egallagan. Arxeologik tekshirishlar odamlar juda qadim zamonlardan oq (eramizdan 4000-2000 yillar avval) turli gidrotexnika inshootlari qurishni bilganliklarini ko`rsatadi. Qadimgi Xitoyda, Misrda, Gretsiyada, Rimda, Markaziy Osiyoda va boshqa ibtidoiy madaniyat o`choqlarida kemalar, to`g`onlar, suv taminoti va sug`orish sistemalari bunyod etilganligi to`g`risida ma'lumotlar mavjud. Bu qurilmalarning qoldiqlari hanuzgacha saqlanib qolgan. Lekin u davrlarda bunday qurilish ishlari haqida hech qanday hisoblashlar saqlanmaganligi, ular faqat amaliy bilimlarga tayangan ilmiy nazariy asosga ega emas degan fikrga olib keladi.

Bizgacha yetib kelgan, gidravlikaga aloqador ilmiy ishlardan birinchisi Arximedning "Suzib yuruvchi jismlar haqida" asari bo`lsa, keyinchalik VIII-XI asrlarda Markaziy Osiyoda yashab ijod qilgan qator olimlarning asarlarida gidravlikaga oid masalalar o`z aksini topgan. Jumladan, buyuk vatandoshimiz Ahmad Farg`oniy (832-833 yillarda) Shom (Suriya) shimolidagi Sinjor dashtida Tadmur va ar-Raqqa oralig`ida yer meridian bir darajasining uzunligini o`lchashda qatnashdi. Yuqorida aytib o`tganimizdek, Ahmad Farg`oniy Nil daryosidagi suv sathini o`lchaydigan inshoot barpo etish uchun Misrning Qohira shahri yaqinidagi Fustat shahriga keladi. Ilmiy-texnik va me`moriy jihatdan g`oyat ulug`vor bu qurilma Nil daryosining Sayyolat ul-Rod mavzesida hozirga qadar saqlanib qolgan.

Shunisi qiziqki, aynan shu uskuna yordamida Misr aholisidan olinadigan yillik soliq miqdori belgilanib turilgan. Ya`ni, suv sathi ekinlarni sug`orish uchun qulay kelib, bir me`yorda oqsa, soliqning miqdori shunga qarab ko`tarilgan. Yoki suv sathi kamayib qurg`oqchilik boshlanadigan, aksincha suv ko`tarilib, ekinlarni yuvib ketishi mumkin bo`lgan vaqtlarda soliqlar miqdori kamaytirilishi mumkin edi. Bu Misr aholisining turmushi uchun adolatli qonunlardan biri hisoblangan.

Suyuqlik qonunlarining ochilishi eramizning XVI – XVII asrlaridan boshlandi. Bularga Leonardo da Vinchining suyuqliklarning o`zandagi va quvurdagi harakati, jismlarning suzib yurishi va boshqalarga bog`liq ishlari,

S.Stevenning idish tubiga va devorlariga ta'sir qiluvchi bosim kuchi, G.Galileyning jismlarning suyuqlikdagi harakati va muvozanati haqidagi ishlari, Y.Torichellining suyuqliklarning kichik teshikdan oqib ketishi, B.Paskalning bosimning suyuqlik orqali uzatilishi to'g'risidagi, I.Nyutonning suyuqliklardagi ichki qarshiliklar qonuni va boshqa ishlar kiradi. Keyinchalik suyuqliklarning muvozanat va harakat qonunlari ikki yo'nalish bo'yicha taraqqiy qila boshladi. Bulardan biri tajribalarga asoslangan gidravlika bo'lsa, ikkinchisi nazariy mexanikaning mustaqil bo'limi sifatida taraqqiy qila boshlagan nazariy gidromexanika edi.

Nazariy gidromexanika aniq matematikaga asoslangan bo'lib, suyuqlik qonunlarini differentsial tenglamalar bilan ifodalash va ularni yechishga asoslanadi. Bu nazariy bilimlarning taraqqiy qilishiga XVII-XVIII asrlarda yashagan buyuk matematik-mexanik olimlar L.Eyler, D.Bernulli, M.Lomonosov, Lagranjlarning ilmiy asarlari asos bo'ldi. U vaqtdagi ishlar sof nazariy bo'lib, suyuqliklarning fizik xossalarini ideallashtirib ko'rilar va olingan natijalar harakat tarzlarini to'g'ri ifodalagani bilan tajriba natijalaridan juda uzoq edi. Shuning uchun bu ishlar gidromexanikaning taraqqiyotida aytarlik muhim rol o'ynamas edi va gidromexanika o'sha zamon texnikasi qo'ygani talabga javob bera olmas edi. XVIII-XIX asrlarda A.Shezi, A.Darsi, Bussinesk, Y.Veysbax va boshqa olimlarning ishlari hozirgi zamonda gidravlika deb ataluvchi amaliy fanning asosi bo'ldi.

Gidravlika o'z xulosalarini suyuqlik harakatining soddalashtirilgan sxemalarini qarash asosida chiqaradi va odatda, nazariy tenglamalarga empirik koeffitsiyentlar kiritib, ularni tajribalar o'tkazish yo'li bilan aniqlaydi. Keyinchalik esa gidravlika bilan gidromexanika fani o'zaro yaqinlashib, bir-birini to'ldiruvchi fanga aylandi.

Hozirgi zamon gidravlikasi nazariyani tajriba bilan bog'lab, nazariy tekshirishlarni tajribada sinash, tajriba natijalarini esa nazariy asosda umumlashtirish yo'li bilan taraqqiy qilib boruvchi va o'z tekshirishlarida gidromexanikaning usullari hamda yutuqlaridan foydalanib boruvchi fandır.

Bu yo'nalishda Gidravlikaning taraqqiyotida quyidagi olimlarning muhim hissasi bor. Peterburg fanlar Akademiyasining a'zolari bo'lib, Rossiyada yashab, ijod etgan D. Bernulli va L.Eylerning gidromexanika fanining asoschilari sifatida yaratgan ishlanmalari, N.P.Petrovning gidrodinamik sirpanish nazariyasi, N.Ye.Jukovskiyning gidromexanikadagi muhim ishlari va quvurlardagi zarba nazariyasi, A.N.Krilovning kemalar nazariyasi, N.N.Pavlovskiyning suyuqliklarning filtratsiyasi nazariyasi, L.S.Leybenzonning yer osti gidromexanikasi va boshqa olimlarning ishlari dunyo faniga qo'shilgan buyuk hissa bo'lib hisoblanadi, N.Y.Jukovskiy, S.A.Shapligin va N.Y.Koshinlar

zamonaviy aerodinamika va gaz dinamikasining asoschilari bo`lib, bu fanlar hozir ham samolyot va raketalar harakatini o`rganishda katta rol o`ynaydi. Hozirgi zamon neft sanoati va texnikasida o`zbek olimi X.A.Raxmatulin asos solgan ko`p fazali muhitlar gidrodinamikasi muhim ahamiyatga ega ishlardan hisoblanadi .

Respublikamiz iqtisodiyotining barcha sohalarida amalga oshiralayotgan islohotlarning muvaffaqiyatida, jumladan irrigatsiya va melioratsiya, sug`orish tizimi, kimyo sanoati, qishloq xo`jaligi, mashinasozlik sanoati va texnikaning bir qancha sohalarida gidravlikaning ahamiyati beqiyosdir.

I BOB. SUYUQLIKLARNING ASOSIY FIZIK XOSSALARI

1.1. Suyuqlik to`g`risida asosiy tushunchalar

Juda kichik miqdordagi kuchlar ta'sirida o`z shaklini o`zgartiruvchi, lekin siqilishga qattiq qarshilik ko`rsatuvchi fizik jismlar suyuqliklar deb ataladi. Ular qattiq jismlardan o`z zarrachalarining juda harakatchanligi bilan ajralib turadi va oquvchanlik xususiyatiga ega bo`ladi. Shuning uchun ular qaysi idishga quyilsa, o`shaning shaklini oladi.

Gidravlikada suyuqliklar ikki gruppaga: tomchilanuvchi suyuqliklarga va gazsimon suyuqliklarga ajraladi. Suyuqlik deganda tomchilanuvchi suyuqlikni tuchunishga odatlanilgan bo`lib, ular suv, spirt, neft, simob, turli moylar va tabiatda hamda texnikada uchrab turuvchi boshqa har xil suyuqliklardir.

Tomchilanuvchi suyuqliklar bir qancha xususiyatlarga ega:

- 1) hajmi bosim ta'sirida juda kam o`zgaradi va siqilishga qarshiligi juda katta;
- 2) harorat o`zgarishi bilan hajmi oz miqdorda o`zgaradi; .
- 3) cho`zuvchi kuchlarga deyarli qarshilik ko`rsatmaydi;
- 4) sirtida molekulalararo o`zaro qovushqoqlik kuchi yuzaga keladi va u sirt taranglik kuchini vujudga keltiradi.

Tomchilanuvchi suyuqliklarning boshqa xususiyatlari to`g`risida keyinchalik yana to`xtalib o`tamiz.

Gazlar tomchilanuvchi suyuqliklardagiga nisbatan ham tezroq harakatlanuvchi zarrachalardan tashkil topgan bo`lib, ular bosim va temperatura ta'sirida o`z hajmini tez o`zgartiradi. Ularda cho`zuvchi kuchga qarshilik va qovushqoqlik kuchi tomchilanuvchi suyuqliklarga nisbatan juda ham kam. Gazlar bilan gaz dinamikasi, termodinamika va aerodinamika fanlari shug`ullanadi.

Gidravlika kursi asosan tomchilanuvchi suyuqliklar bilan shug`ullanadi. Shuning uchun uni bundan buyon to`g`ridan-to`g`ri suyuqlik deb atayveramiz.

Suyuqliklar tutash jismlar qatoriga kiradi va muvozanat hamda harakat hollarida doimo qattiq jismlar (suyuqlik solingan idish tubi va devorlari, quvur va kanallarning devorlari va boshqalar) bilan chegaralangan bo`ladi. Suyuqliklar gazlar (havo) bilan ham ma'lum chegara bo`yicha ajralishi mumkin. Bu chegara erkin sirt deb ataladi.

Suyuqliklar siljitivchi kuchlarga sezilarli darajada qarshilik ko`rsatadi va bu qarshilik ichki kuchlar sifatida namoyon bo`ladi. Ularni aniqlash suyuqliklar harakatini tekshirishda muhim ahamiyatga egadir.

1.2. Suyuqliklarga ta'sir qiluvchi kuchlar

Suyuqliklarga ta'sir qiluvchi kuchlar qo'yilish usuliga qarab ichki va tashqi kuchlarga ajraladi:

ichki kuchlar - suyuqlik zarrachalarining o'zaro ta'siri natijasida vujudga keladi;

tashqi kuchlar - suyuqlikka boshqa jismlarning ta'sirini ifodalaydi (masalan, suyuqlik solingan idish devorlarining ta'siri, ochiq yuzaga ta'sir qilayotgan havo bosimi va h.k.).

Ichki kuchlar siljituvchi kuchlarga qarshilik sifatida namoyon bo'ladi va *ichki ishqalanish* kuchi deyiladi. Tashqi kuchlarni yuza bo'yicha va hajm bo'yicha ta'sir qiluvchi kuchlar sifatida ko'rish mumkin. Shuning uchun suyuqliklarga ta'sir qiluvchi kuchlar yuza bo'yicha yoki hajm bo'yicha ta'sir qilinishiga qarab yuzaki va massa kuchlarga bo'linadi.

Yuzaki kuchlar – qaralayotgan suyuqlik hajmining sirtlariga ta'sir qiluvchi kuchlardir. Ularga bosim kuchi, sirt taranglik kuchi, suyuqlik solingan idish devorining reaksiya kuchlari, ichki ishqalanish kuchi kiradi. Ichki ishqalanish kuchlari suyuqlik harakat qilgan vaqtda yuzaga keladi va qovushqoqlik xususiyatini yuzaga keltiradi.

Massa kuchlar - qaralayotgan suyuqlik hajmining har bir zarrasiga ta'sir qiladi va uning massasiga proporsional bo'ladi. Ularga og'irlik va inertsiya kuchlari kiradi.

1.3. Suyuqliklarning fizik xossalari

1. Zichlik. Suyuqlikning hajm birligiga to'g'ri kelgan tinish holatdagi massasi uning zichligi deb ataladi. Bu ta'rifga asosan

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (1.1)$$

bunda M - suyuqlikning massasi (birligi $\frac{N \cdot s^2}{m}$).

Zichlikning o'lchov birligi quyidagicha aniqlanadi:

$$|\rho| = \frac{M}{L^3} = \frac{N \cdot s^2}{m^4}.$$

Ba'zan nisbiy zichlik tushunchasi kiritiladi. Suyuqlik zichligining suvning 4°C issiqlikdagi zichligiga nisbati uning nisbiy zichligi bo'ladi va u solishtirma og'irlik bilan o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$\rho = \frac{\gamma}{g} \quad (1.2)$$

u holda nisbiy zichlik va nisbiy solishtirma og'irliklar o'zaro quyidagicha bog'lanadi:

$$\rho_{nisb.} = \frac{M_{suyuq.}}{M_{suv}} = \frac{G_{suyuq.}}{G_{suv}} = \gamma_{nisb.} \quad (1.3)$$

Suyuqlik zichligi temperaturaga bog'liq bo'lib, odatda, temperatura ortishi bilan kamayadi. Bu o'zgarish neft mahsulotlari uchun quyidagi munosabat orqali ifodalanadi:

$$\rho_t = \frac{\rho_{20}}{1 + \beta_t(t - 20)} \quad (1.4)$$

bunda t - temperatura (birligi $^{\circ}\text{C}$), β_t - hajmiy kengayish temperatura koeffitsiyenti; ρ_{20} - suyuqlikning 20°C dagi zichligi.

Suvning zichligi bu qonundan mustasno bo'lib, uning zichligi eng katta qiymatga 4°C (aniqrog'i $3,98^{\circ}\text{C}$) da ega bo'ladi. Uning issiqligi bundan oshsa ham, kamaysa ham zichligi kamayib boradi.

2. Solishtirma og'irlik. Suyuqlikning hajm birligiga teng miqdorining og'irligi uning solishtirma og'irligi deb ataladi va grekcha γ harfi bilan belgilanadi. Yuqorida aytilgan ta'rifga asosan

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1.5)$$

bu yerda V - suyuqlik hajmi (birligi m^3), G - og'irligi (birligi N). Solishtirma og'irlikning o'lchov birligi SI sistemasida

$$|\gamma| = \frac{|G|}{|V|} = \frac{\text{N}}{\text{m}^3}$$

texnik sistemada esa $\frac{\text{kgk}}{\text{m}^3}$ - bo'lib, ular o'zaro quyidagicha begilangan:

$$1 \frac{\text{kgk}}{\text{m}^3} = 9,80665 \frac{\text{N}}{\text{m}^3}$$

Solishtirma og'irlik hajmi avvaldan ma'lum bo'lgan turli idishlardagi suyuqliklarning og'irligini o'lchash usuli bilan yoki areometrlar yordami bilan aniqlanadi.

Solishtirma og'irlik bosimga va temperaturaga bog'liq bo'lib, ular o'rtasidagi munosabat ideal gazlar uchun quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\frac{p}{\gamma} = RT \quad (1.6)$$

bu yerda p - bosim ($\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$), T - absolyut temperatura, R - gaz doimiysi

$$(R_{havo} = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{grad}}, R_{metan} = 518 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{grad}}),$$

Suyuqlik solishtirma og'irligining 4°C dagi suvning solishtirma og'irligiga nisbati uning nisbiy solishtirma og'irligi bo'ladi.

3. Suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi. Yuqorida aytib o'tilganidek, zichlik issiqlik o'zgarishi bilan o'zgarib boradi. Bu esa o'z-o'zidan issiqlik o'zgarishi bilan hajmning o'zgarishini ko'rsatadi. Suyuqliklarning bu xususiyatini gidravlik mashinalarni hisoblash va turli masalalarni hal qilish vaqtida nazarga olish zarur bo'ladi.

Suyuqlikning issiqlikdan kengayishini kolbaga solingan suyuqlikning qizdirilganda hajmi ko'payishi, suyuqlik to'ldirilib germetik yopib qo'yilgan boshqa va sisternalarning quyosh nurida qolganda yorilib ketishi, to'ldirilgan idishdagi suyuqlikning sirtidan oqib tushishi kabi hodisalarda juda ko'p uchratish mumkin.

Suyuqliklarning bu xususiyatidan foydalanib suyuqlik termometrlari va boshqa turli sezgir o'lchov asboblari yaratiladi. Suyuqliklarning isitilganda kengayishini ifodalash uchun hajmiy kengayish temperatura koeffitsiyenti degan tushuncha kiritilib, u β_t bilan belgilangan.

1.1-jadval. Suvning hajmiy kengayish temperatura koeffitsiyenti β_t 1/grad

Bosim, MN/m ²	T °C				
	1-10	10- 20	40-50	60-70	90—100
0,1	0,000014	0,000150	0,000422	0,000556	0,000719
9,8	0,000043	0,000165	0,000422	0,000548	0,000714
19,6	0,000072	0,000183	0,000426	0,000539	0,000561
49,0	0,000149	0,000236	0,000429	0,000523	0,000621
88,3	0,000229	0,000294	0,000437	0,000514	

Birlik hajmdagi suyuqlikning temperaturasi 1°C ga oshirilganda kengaygan miqdori uning *hajmiy kengayish temperatura koeffitsiyenti* deyiladi va quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\beta_t = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta t}, \quad (1.7)$$

bunda $\Delta V = V - V_c$ – qizdirilgandan keyingi va boshlang'ich hajmlar farqi; $\Delta t = t - t_0$ – temperaturalar farqi;

$$[\beta_t] = \frac{1}{grad};$$

β_t juda kichik miqdor bo'lib, u suv uchun $\beta_t = 2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{grad}$, mineral moylar uchun

$\beta_t = 7 \cdot 10^{-4} \text{ 1/grad}$; simob uchun $\beta_t = 18 \cdot 10^{-5} \text{ 1/grad}$.

4. **Suyuqliklarning siqilishi.** Gidravlik hisoblash ishlarida suyuqliklarni siqilmaydi deb hisoblash kerak, deb aytib o'tgan edik (bu yerda tomchilanuvchi suyuqlik nazarda tutiladi).

Lekin texnikada va tabiatda ba'zi hollarda bosim juda katta bo'ladi. Bunda agar suyuqlikning umumiy hajmi ham katta bo'lsa, hajm o'zgarishi sezilarli miqdorda bo'ladi va uni hisobga olish kerak.

Suyuqliklarning siqilishini hisobga olish uchun *hajmiy siqilish koeffitsiyenti* degan tushuncha kiritiladi va u β_p bilan belgilanadi (ba'zida β_v bilan ham belgilanadi). Birlik hajmdagi suyuqlikning bosimini bir birlikka oshirganda kamaygan miqdori hajmiy siqilish koeffitsiyenti deyiladi va u quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta p} \quad (1.8)$$

bunda $\Delta p = p - p_0$ - o'zgargan va boshlang'ich bosimlar farqi; β_p ham β_v kabi juda kichik miqdor bo'lib, suv uchun $\beta_p = 4,9 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{MN}$ (MN - meganyuton = $10^6 \text{ N} \approx 10 \text{ at}$), mineral moylar uchun $\beta_p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{MN}$; shuning uchun ham ko'p hollarda siqilishni hisobga olinmaydi.

1.2-jadval. Suvning hajmiy siqilish koeffitsiyenti $\beta_p \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{N}$

t, °C	Bosim, MN/m ²				
	0,5	1,0	2,0	3,9	7,9
0	0,00000540	0,00000537	0,00000531	0,00000523	0,00000515
5	0,00000529	0,00000523	0,00000518	0,00000508	0,00000493
10	0,00000523	0,00000518	0,00000508	0,00000498	0,00000481
15	0,00000518	0,00000510	0,00000503	0,00000488	0,00000470
20	0,00000515	0,00000505	0,00000495	0,00000481	0,00000460

5. **Solishtirma hajm.** Suyuqlikning og'irlik birligidagi miqdorining hajmi solishtirma hajm deyiladi va hajmni og'irlikka bo'lish yo'li bilan aniqlanadi:

$$\nu = \frac{V}{G} \quad (1.9)$$

(1.5) va (1.9) formulalardan ko'rinib turibdiki:

$$\gamma \nu = 1 \text{ yoki } \nu = \frac{1}{\gamma}$$

Solishtirma hajmning o'lchov birligi SI sistemasida:

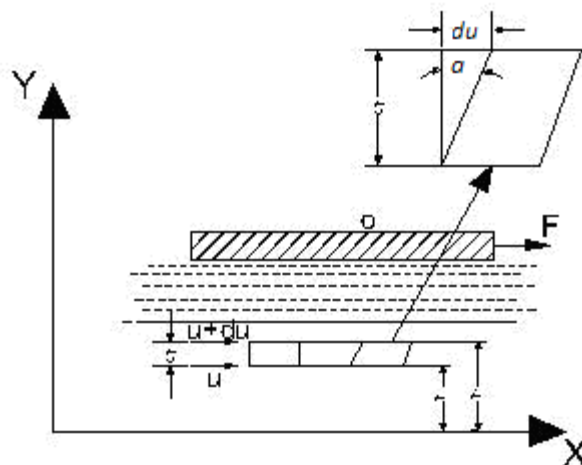
$$|\nu| = \frac{|V|}{|G|} = \frac{\text{m}^3}{\text{N}}$$

1.4. Suyuqliklardagi ishqalanish uchun Nyuton qonuni. Qovushqoqlik

Qovushqoqlik hodisasi suyuqliklarning harakati vaqtida yuzaga keladi va harakatlanayotgan zarracha harakatiga qarshilik sifatida namoyon bo`ladi. Bu qarshilikni yengish uchun ma'lum miqdorda kuch sarflash kerak bo`lib, qovushqoqlik qancha kuchli bo`lsa, sarflash kerak bo`lgan kuch ham shuncha ko`p bo`ladi. Qovushqoqlik darajasini ikki xil, dinamik va kinematik qovushqoqlik koeffitsiyentlari bilan ifodalanadi.

Dinamik qovushqoqligi. Suyuqlikni katta yuzaga ega bo`lgan idishga solib, uning yuziga biror plastinka qo`ysak va bu plastinkani ma'lum bir kuch bilan torta boshlasak, suyuqlik zarrachalari plastinka sirtiga yopishishi natijasida harakatga keladi (1.1 -rasm). Agar plastinkaning qo`yilgan F kuch ta'sirida olgan tezligi u bo`lsa, unga yopishib turgan zarrachalar ham u tezlikka ega bo`ladi. Idishning pastki devori harakatga kelmagani sababli uning sirtidagi zarrachalar harakat qilmaydi. Shunday qilib, suyuqlikning qalinligi bo`yicha xayolan bir qancha yupqa qatlamlar bor deb faraz qilsak, har bir qatlamda zarrachalar tezligi har xil bo`lib, u plastinkadan pastki devorga tomon kamayib boradi. Harakat ixtiyoriy qatlamga, uning ustida joylashgan boshqa qatlam zarrachalari orqali beriladi. Bu harakat suyuqlik qatlamlarining deformatsiyalanishiga olib keladi. Agar suyuqlik ichida pastki sirti idishning harakatsiz devoridan y_1 masofada, ustki sirti esa y_2 masofada bo`lgan qatlamni ko`z oldimizga keltirsak, yuqorida aytilgan sabablarga asosan uning pastki sirtida tezlik u_1 yuqorigi sirtida esa u_2 bo`ladi. Shunday qilib, olingan qatlamning qalinligi $\Delta y = y_2 - y_1$ bo`yicha suyuqlik tezligi $(u_2 - u_1) = \Delta u$ miqdorga o`zgaradi, ya'ni qatlamning yuqorigi sirti pastki sirtiga nisbatan siljib qoladi va qatlam 1.1- rasmda ko`rsatilgandek deformatsiyalanadi. Siljish burchagini α deb belgilasak, siljish kattaligi $tg\alpha = \frac{\Delta u}{\Delta y}$ bo`ladi. Qatlam qalinligini cheksiz kichraytirib

differentzial belgilashga o`tsak, u holda yuqoridagi nisbat tezlik gradiyenti $\left(\frac{du}{dy}\right)$ ni beradi. Agar suyuqlik sirtidagi plastinkaga qancha ko`p kuch qo`ysak, siljish shuncha ko`p bo`ladi. Bu narsa qo`yilgan kuch bilan tezlik gradiyenti orasida qandaydir bog`lanish mavjudligini ko`rsatadi.



1.1- rasm. Qovushqoqlik tushunchasiga doir chizma

Shunday qilib, suyuqliklardagi ichki ishqalanish kuchi tezlik gradiyentiga bog`liq ekanligini tushunish mumkin.

1686 y. I. Nyuton ana shu bog`lanishni chiziqli bog`lanishdan iborat degan gipotezani oldinga surdi. Bu gipotezaga asosan suyuqlikning ikki harakatlanuvchi qatlamlari orasidagi ishqalanish kuchi F qatlamlarning tegib turgan sirti (S) ga va tezlik gradiyentiga to`g`ri proporsional, ya'ni:

$$F = \pm \mu S \frac{du}{dy} \quad (1.10)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti μ Qovushqoqlik dinamik koeffitsiyenti deb qabul qilingan. Nyuton gipotezasi keyinchalik N. P. Petrov tomonidan nazariy asoslab berildi. Albatta, hisoblash ishlarini osonlashtirish uchun ishqalanish kuchining birlik yuzaga to`g`ri kelgan miqdori yoki gidravlikada urinma zo`riqish (ishqalanish kuchidan zo`riqish) deb atalgan miqdorga o`tish zarur bo`ladi. Bu miqdorni grekcha τ harfi bilan belgilanadi:

$$\tau = \frac{F}{S} = \pm \mu \frac{du}{dy} \quad (1.11)$$

bu yerda musbat va manfiy ishora tezlik gradiyentining yo`nalishiga qarab tanlab olinadi.

Prof. K.Sh. Latipovning ishlarida urinma zo`riqish ikki tashkil etuvchining yig`indisidan iborat deb qarash zarurligi ko`rsatildi:

$$l_p = \mu \frac{du}{dy} - \int \lambda_p (1 - \varphi_2) u dy + B \quad (1.12)$$

bu yerda $\lambda_p = (1 - \varphi_2)$ – bir qavatdan ikkinchi qavatga molekulalarning o`tishini bildiruvchi koeffitsiyentdir.

(1.11) formuladan ko`rinadiki, ishqalanish kuchidan zo`riqish tezlik gradiyentiga (yoki umumiyroq qilib aytganda tezlikning normal bo`yicha hosilasi) ga to`g`ri proporsionaldir.

Qovushqoqlik koeffitsiyentining birligi SI da quyidagicha:

$$[\mu] = \frac{[\tau]}{[du]} = \frac{N \cdot s}{m^2}$$

SGS sistemasida esa $\frac{\text{dina} \cdot \text{s}}{m^2}$ bilan o`lchanadi. Bu birlik Puaz (PZ) deb ham ataladi.

Koeffitsiyent juda kichik bo`lganda santipuaz (spz) va millipuaz (mpz) larda ham o`lchanishi mumkin.

Kinematik Qovushqoqlik koeffitsiyent. Hidravlikadagi ko`pgina hisoblash ishlarida μ ning ρ ga nisbati bilan ifodalanuvchi va kinematik Qovushqoqlik koeffitsiyenti deb ataluvchi miqdordan foydalanish qulaydir. Bu miqdor grekcha ν harfi bilan belgilanadi:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.13)$$

ν ning SI dagi birligi $\frac{m^2}{s}$, SGS sistemasida $\frac{sm^2}{s}$ yoki stoks (st) bilan ifodalanadi.

Mahsus adabiyotlarda va texnik adabiyotda uning kichik o`lchovlari ham (santistoks - sst) uchraydi. $1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ st} = 10^6 \text{ sst}$.

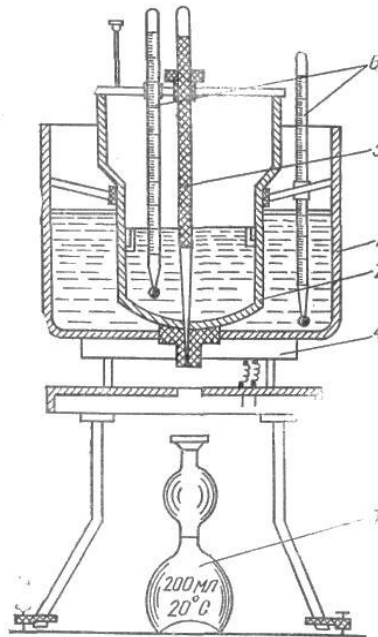
Qovushqoqlik koeffitsiyentini aniqlash uchun viskozimetr deb ataluvchi asbob qo`llaniladi. Suvga nisbatan yopishqoqligi katta bo`lgan suyuqliklar uchun Engler viskozimetri qo`llaniladi (1.2-rasm). U birining ichiga ikkinchisi joylashgan 1, 2 ikki idishdan iborat bo`lib, ular orasidagi bo`shliq, suv bilan, to`ldiriladi. Ichki idish 2 ning sferik tubiga diametri 3 mm li naycha kavsharlangan, u tiqin 5 bilan berkitilgan bo`ladi.

Ichki idishga tekshirilayotgan suyuqlik quyilib, uning temperaturasi ikki idish oralig`idagi suvni qizdirish yo`li bilan zarur bo`lgan temperaturagacha yetkaziladi. Tekshirilayotgan suyuqlik temperaturasi termometr 6 yordamida o`lchab turiladi. Suyuqlik zarur temperatura t` gacha qizigandan so`ng tiqin ochiladi va sekundomer yordamida 200 sm^3 suyuqlik 3 oqib chiqqan vaqt belgilanadi. Xuddi shunday tajriba $t = 20^\circ\text{C}$ da distillangan suv bilan ham o`tkaziladi. Tekshirilayotgan suyuqlikning $t = 20^\circ\text{C}$ dan oqib chiqqan vaqtlarining nisbati Qovushqoqlikning shartli graduslari yoki Engler graduslarini bildiradi:

$${}^0 E = \frac{T_{\text{suyuqlik}} t}{T_{\text{suv} \cdot t=20^\circ\text{C}}}$$

Engler gradusidan m^2/s ga o'tish uchun Ubbelode formulasi qo'llaniladi:

$$\nu = \left(0,0731 \cdot 0_E - \frac{0,0631}{0_E} \right) 10^{-4} \quad (1.14)$$



1.2-rasm. Engler viskozimetri.

Qovushqoqlikni aniqlash uchun kapillyar viskozimetr, rotatsion viskozimetr, stoks viskozimetri va boshqa turli viskozimetrlar ham qo'llaniladi.

Qovushqoqlik suyuqliklarning turiga, temperaturasiga va bosimiga bog'liq. Jadvallarda har xil suyuqliklarning qovushqoqlik miqdori keltirilgan. Temperatura ortishi bilan tomchilanuvchi suyuqliklarning qovushoqligi kamayadi, gazlarning qovushoqligi ortadi. Suyuqliklar qovushoqligining temperaturaga bog'liqligini umumiy tenglama bilan ifodalab bo'lmaydi.

Har xil hisoblash ishlari bajarilganda, ko'pincha, quyidagi formulalardan foydalaniladi.

Havo uchun

$$\nu_t = (0,132 + 0,000918 t + 0,00000066 t^2) \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/s \quad (1.15)$$

Suv uchun

$$\nu_t = \frac{0,0177}{1 + 0,0337 t + 0,000221 t^2} \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/s \quad (1.16)$$

Gidroyuritmalarda qo'llanuvchi turli mineral moylar uchun temperatura 30°C dan 150°C gacha ($^\circ\text{E}$ 10 gacha) bo'lganda

$$\nu_t = \nu_{50} \left(\frac{50}{t} \right)^n \quad (1.17)$$

bu yerda v_t, v_{50} – tegishli temperaturada va 50°C da kinematik qovushqoqlik koeffitsiyenti; t - temperatura, $^\circ\text{C}$ da; n - daraja ko`rsatkichi; uning miqdori quyidagi jadvalda $^\circ\text{E}_{50}$ ning turli miqdorlari uchun keltirilgan:

1.3- j a d v a l

$^\circ\text{E}_{50}$	1.2	1,5	1.8	2	3	4	5	6	7	8	9	10
n	1,39	1,59	1,72	1,79	1,99	2,13	2,24	2,32	2,42	2,49	2,52	2,56

Turli suyuqliklarning qovushoqligi boshlang`ich qovushqoqlik va temperaturasiga qarab turlicha o`zgaradi. Ko`pchilik suyuqliklarning qovushoqligi bosim ko`tarilishi bilan ortadi. Mineral moylarning qovushoqligi bosimning $0-50 \text{ MN/m}^2$ chegarasida taxminan chiziqli o`zgaradi va quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$v_p = v_0(1 + k_p p), \quad (1.18)$$

bu yerda v_p va v_0 – tegishli bosimda va atmosfera bosimida kinematik qovushqoqlik koeffitsiyenti, p – qovushqoqlik o`lchangan bosim, MN/m^2 ; k_p – eksperimental koeffitsiyent, uning miqdori gidroyuritmalarni hisoblashda yuqorida aytilgan chegarada 0,03 ga teng deb qabul qilinadi.

1.5. Sirt tarangligi (kapillyarlik)

Suyuqlik sirtidagi molekullarning o`zaro tortishish kuchi ma'lum bir kuchlanish holatini vujudga keltiradi. Bu hodisa *sirt tarangligi* deb ataladi va kapillyar idishlarda egri mensk vujudga keltiradi. Sirt egriligi botiq, yoki qavariq shaklda bo`ladi, bu shakl esa idish devori bilan suyuqlik molekullari orasidagi o`zaro ta'sir kuchiga bog`liq.

Sirt taranglik kuchi Laplas formulasi bilan ifodalanadi:

$$P = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \quad (1.19)$$

bu yerda σ – sirt taranglik koeffitsiyenti; r_1, r_2 – bosh egrilik radiuslari.

O`xshash kapillyar idishlar uchun:

$$P = \frac{2\sigma}{r} \quad (1.20)$$

Suyuqliklar sirtining (ko`tarilish va pasayish) balandligi quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$h = \frac{k}{d}, \text{ mm} \quad (1.21)$$

bu yerda d - idish diametri; k – o`zgarmas kattalik bo`lib, suv uchun +30, spirt uchun +10, simob uchun -10.

1.4- j a d v a l. Ba'zi suyuqliklari uchun sirt taranglik koeffitsiyenti

Suyuqliklarning nomi	$\sigma, \frac{N}{m}$
Suv	0,073
Spirt	0,0225
Benzin	0,029
Glitserin	0,065
Simob	0,490

Sirt taranglik kuchi aniq o`lchov asboblarning kapillyar naychalarini, filtratsiyani hisoblash masalalarida va boshqa gidravlik hisoblashlarda kerak bo`ladi. Ko`pchilik gidravlik masalalarda esa uning qiymati juda kichik bo`lgani uchun hisobga olinmaydi.

1.6. Suyuqlik to`yingan bug`ining bosimi

Suyuqlikning berilgan temperaturada erkin bug`lanishi va uning bug`lari yopiq idishdagi bo`shliqni to`yinish holatigacha to`ldirish uchun kerak bo`lgan bosim suyuqlik to`yingan bug`ining bosimi deb ataladi.

Shunga asosan suyuqlik to`yingan bug`ining bosimi bug`ning yopiq idish ichida suyuqlik bilan muvozanatlashgan holatiga tegishli barqarorlashgan bosimdir. Bu bosim suyuqliklardan yuqori temperaturada foydalanish mumkinligini va ularning turli gidravlik qurilmalar, gidrosistemalardagi kavitatsiya xossasini aniqlash uchun foydalaniladi. Suyuqliklarning bug`lanishi sirt bo`yicha ham, uning butun hajmi bo`yicha bug` pufakchalari hosil bo`lishi (qaynashi) yo`li bilan ham yuz berishi mumkin. Bunda ikkinchi hol, xohlagan temperaturada yuz beradigan sirt bo`yicha bug`lanishdan farqli ravishda, faqat ma'lum temperaturada, ya'ni to`yingan bug` bosimi suyuqlik sirtidagi bosimga teng bo`ladigan temperaturada yuz beradi. Bosim ortishi bilan qaynash temperaturasi ortadi, kamayishi bilan esa kamayadi.

Bir jinsli suyuqliklarda to`yingan bug` bosimi har bir temperatura uchun bir xil miqdorga ega bo`ladi, suyuqlik va bug`ning miqdoriy nisbatiga bog`liq bo`lmaydi.

Suyuqlik aralashmalarida esa suyuqlik tarkibidagi turli molekulalarning o`zaro ta'siri bug`lanishni qiyinlashtiradi. Bu holda aralashma bug`larida yengil bug`lanuvchi suyuqlik bug`larining nisbati, uning ayrim holatidagi bug`lariga qaraganda ko`proq bo`ladi. Bu holda umumiy bug` bosimi partsial bug` bosimlar yig`indisiga teng.

Shunday qilib, aralashmalar bug`langanda suyuq fazada yengil komponent kamayib boradi, ya'ni yengil komponent suyuq fazadagiga nisbatan bug` fazada ko`proq nisbatda bo`ladi.

1.7. Gazlarning suyuqlikda erishi. Kavitatsiya hodisasi haqida tushuncha

Tabiatda va texnikada suyuqlik unda havoning tarkibidagi gazlar oz miqdorda erigan holda uchraydi. Bosim ortishi yoki temperatura kamayishi bilan erigan gazlar miqdori ortadi va aksincha, bosim kamayganda yoki temperatura ortganda ularning miqdori kamayadi. Shuning uchun bosim kamayishi yoki temperatura ortishi bilan suyuqlikdagi erigan gazlarning bir qismi ajralib chiqib, pufakchalar hosil qiladi, ya'ni yuqorida aytilganga ko`ra bosim kamayganda suv ham bug`lanadi lekin yengil komponent sifatida erigan gazlar tezroq ajralib chiqib, pufakchalar hosil qiladi. Boshqacha aytganda - bu holat suyuqlikdagi bosimning undagi gazning to`yingan bug`lari bosimiga teng bo`lganida vujudga keladi. Gaz pufakchalari paydo bo`lishi bilan suyuqlikning tutashligi buziladi va tutash muhitlarga taalluqli qonunlar o`z kuchini yo`qotadi. Bu hodisa *kavitatsiya* deyiladi. Pufakchalar suyuqlik ichida past temperaturali yoki yuqori bosimli sohalar tomonga qarab harakat qiladi. Agar u yetarli darajadagi bosimga ega bo`lgan sohaga kelib qolsa, yana erib ketadi (agar bug` bo`lsa, kondensatsiyalanadi). Erigan gaz o`rnida paydo bo`lgan bo`shliqqa suyuqlik zarrachalari intiladi va bo`shliq keskin yopiladi. Bu esa hozirgina bo`shliq bo`lgan yerda gidravlik zarbani vujudga keltiradi va natijada bu yerda bosim keskin ortib, temperatura keskin kamayadi.

Bunday gidravlik zarba va uni vujudga keltirgan kavitatsiya hodisasi quvur devorlari va mashinalarning suyuqlik harakat qiluvchi qismlarining buzilishiga olib keladi (kavitatsiyaga qarshi kurash usullari to`g`risida keyinchalik to`xtalamiz).

1.8. Ideal suyuqlik modeli

Suyuqliklarning harakati tekshirilganda, odatda, hamma kuchlarni hisobga olib bo`lmagani uchun, ularning suyuqlik muvozanati yoki harakati holatiga ta'siri katta bo`lganlarini saqlab qolib, ta'siri kichiklarini tashlab yuboramiz. Shu usul bilan suyuqliklar uchun ideal va real suyuqliklar modeli tuziladi. Hozirgi vaqtda suyuqlik harakatini ifodalovchi umumiy tenglamalar juda murakkab bo`lib, uni yechishni osonlashtirish uchun yuqorida aytilgandek soddalashtirishlar kiritiladi. Bunday soddalashtirishlar esa suyuqliklarning fizik xossalariga chegara qo`yadi va bu suyuqliklar ideal suyuqliklar deyiladi. Ideal suyuqliklar absolyut siqilmaydigan,

issiqlikdan hajmi o'zgarmaydigan, cho'zuvchi va siljitivchi kuchlarga qarshilik ko'rsatmaydigan abstrakt tushunchadagi suyuqliklardir.

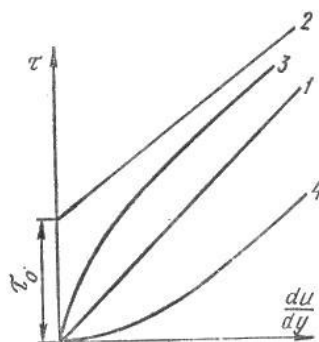
Real suyuqliklarda esa yuqorida aytilgan xossalar mavjud bo'lib, odatda siqilishi, issiqlikdan kengayishi va hajm o'zgarishi juda kichik miqdorga ega. Shuning uchun bu soddalashtirishlar hisoblashda unchalik ko'p xato bermaydi. Ideal suyuqliklarning real suyuqliklardan katta farq qilishiga olib keladigan asosiy sabab, bu – siljitivchi kuchga qarshilik ko'rsatish xossasi, ya'ni ichki ishqalanish kuchi bo'lib, uning bu xususiyatini qovushqoqlik degan tushuncha orqali ifodalaniladi. Shunga asosan ideal suyuqliklarni noqovushoq (nevyazkiy), real suyuqliklarni esa qovushoq suyuqlik deyiladi.

1.9. Nyuton qonuniga bo'ysunmaydigan suyuqliklar

Yuqorida aytilganidek, suyuqliklarga ta'sir qiluvchi qovushqoqlik zo'riqish kuchi tezlik gradiyentiga bog'liq bo'lib, Nyuton qonuni (1.14) bo'yicha bu bog'lanish chiziqli bo'ladi. Shuning uchun agar abstsissa o'qiga $\frac{du}{dy}$ ni, ordinata o'qiga τ ni qo'yib grafik chizsak, u holda bu grafikni ifodalovchi 1.4-rasmdagi 1 - chiziq (1.12) formulani ifodalaydi. Bu grafik bilan ifodalanuvchi, ya'ni Nyuton qonuniga bo'ysunuvchi suyuqliklar Nyuton suyuqliklari deyiladi.

Hozir suyuqliklarning xossalarini chuqurroq o'rganish va texnikada ishlatiladigan suyuqliklar turining ko'payishi natijasida Nyuton qonuniga bo'ysunmaydigan ko'pgina suyuqliklar mavjud ekanligi aniqlandi. Bunday suyuqliklarda *qovushqoqlik zo'riqish* kuchi τ umumiy holda tezlik gradiyenti $\frac{du}{dy}$ ning funktsiyasi sifatida qaraladi:

$$\tau = f\left(\frac{du}{dy}\right)$$



1.3- rasm. Nyuton qonuniga bo'ysunmaydigan suyuqliklarga doir chizma.

Ular Nyuton qonuniga bo'ysunmaydigan suyuqliklar deb ataladi. Bu suyuqliklar quyidagi guruhlariga ajratiladi.

1. Bingam suyuqliklari (plastik yopishqoq suyuqliklar). Bu suyuqliklar kichik zo'riqishlarda ozgina deformatsiyalanib, zo'riqish yo'qolsa, yana avvalgi holiga qaytadi. Zo'riqish kuchi τ biror τ_0 qiymatdan oshsa, harakat boshlanadi. Bingam suyuqliklari xuddi Nyuton suyuqliklari kabi harakatlanadi. Bu suyuqliklar uchun Nyuton qonuni o'rnida quyidagi qonun qo'llaniladi.

$$\tau = \tau_p + \eta \frac{du}{dy} \quad (1.22)$$

bu yerda η – struktura yopishqoqligi deb ataladi.

(1.22) formula bilan ifodalanuvchi qonun 1.3-rasmdagi 2-chiziqqa ega bo'ladi.

Quyuc suspenziyalar, pastalar, shlam va boshqalar plastik yopishqoq suyuqliklarga kiradi.

2. Soxta plastik suyuqliklar. Bular Nyuton suyuqliklari kabi zo'riqishning eng kichik qiymatlarida ham harakatga keladi. Lekin u tezlik gradiyenti ortishi bilan kamayib borib, sekin-asta o'zgarmas qiymatga intiladi (1.3-rasmda, 3-chiziq).

Uning grafigi logarifmik masshtabda to'g'ri chiziqqa yaqin bo'lganligi uchun ko'rsatkichli funktsiya ko'rinishida ifodalanadi:

$$\tau = k \left(\frac{du}{dy} \right)^m \quad (1.23)$$

bu yerda k, m – tajribadan aniqlanuvchi o'zgarmas miqdorlardir (o'zgarmas m , odatda, 0 bilan 1 orasidagi qiymatlarni qabul qiladi). Bu suyuqliklarga siljituvchi zo'riqishning tezlik gradiyentiga nisbati μ_k o'xshash yopishqoqlik deb ataladi.

3. Dilatant suyuqliklar soxta plastik suyuqliklarga o'xshash bo'lib, ulardan tezlik gradiyenti ortganida μ_k o'sib borishi bilan farqlanadi (1.3-rasm, 4-chiziq), siljituvchi zo'riqish (1.23) formula bilan ifodalanadi. Dilatant suyuqliklarning soxta plastik suyuqliklardan farqi shundaki, ularda m doimo 1 dan katta bo'ladi. Dilatant suyuqliklar bingam va soxta plastik suyuqliklarga nisbatan kam uchraydi.

Bundan tashqari, τ va $\frac{du}{dy}$ o'rtasidagi bog'lanish vaqtga bog'liq bo'lgan

suyuqliklar ham tabiatda uchray turadi. Ularning yopishqoqlik koeffitsiyenti zo'riqishning qancha vaqt ta'sir qilganiga qarab o'zgarib boradi. Bunday suyuqliklarga ko'pgina bo'yoqlar, sut mahsulotlarining ko'p turlari, turli smolalar misol bo'ladi. Ular tiksotrop suyuqliklar, reopektant suyuqliklar va maksvell suyuqliklari deb ataluvchi guruhlariga bo'linadi. Bu suyuqliklarning yana bir xususiyatlari shundan iboratki, ularning ba'zi turlari (maksvell suyuqliklari) qo'yilgan zo'riqish kuchi olinishi bilan avvalgi holatiga qisman qaytadi (ya'ni hozirgi zamon fanining tili bilan aytganda xotirlash xususiyatiga ega bo'ladi).

I bob bo'yicha nazorat savollari

1. Ichki ishqalanish kuchi deb qanday kuchga aytiladi?
2. Sirt taranglik kuchi qanday formula bilan ifodalanadi?
3. Ideal suyuqliklarning real suyuqliklardan katta farq qilishiga olib keluvchi sabab?
4. Suyuqliklardagi ishqalanish uchun Nyuton qonuni. Qovushqoqlik.
5. Nyuton qonuniga bo'ysunmaydigan suyuqliklar.
6. Suv nima ?

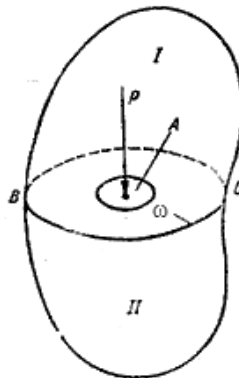
II BOB. GIDROSTATIKA

Gidravlikaning suyuqliklar muvozanat qonunlarini o`rganib, ularni texnikaga tadbiiq qilish bilan shug`illanuvchi bo`limi gidrostatika deb yuritiladi. Bu qonunlarni tekshirish suyuqliklar orqali kuchlarni uzatish bilan bog`liq masalalarni hal qilishda muhim ahamiyatga ega. Bundan tashqari, gidrostatika suyuqliklarga to`liq yoki qisman botirilgan qattiq jismlarning muvozanat qonunlarini ham o`rganadi.

Odatda, suyuqliklar muvozanat holatda bo`lganda uning ayrim bo`laklarining boshqa bo`laklariga bo`lgan ta'siri, suyuqlik saqlanayotgan idish devorlariga va unga botirilgan jismga ta'siri bosim orqali ifodalanadi.

2.1. Suyuqliklarda bosim

Suyuqliklarga ta'sir qiluvchi asosiy kuchlardan biri gidrostatik bosimdir. Uni tushuntirish uchun 2.1-rasmga murojaat qilamiz. Bu yerda muvozanat holatidagi suyuqlikning ixtiyoriy hajmi ifodalangan. Bu hajm ichida ixtiyoriy A nuqta olib, undan BC tekislikni o`tkazamiz. Natijada hajm ikki qismga ajraladi. BC sirtida A nuqta atrofida biror ω yuzga ajratamiz. Hajmning I qismi orqali uning II qismiga BC yuzga bo`yicha bosim kuchi beriladi.



2.1-rasm. Suyuqliklarda bosim tushunchasiga doir chizma.

Bu kuchning ω yuzaga ta'sir qilgan qismini P bilan belgilaymiz.

Qaralayotgan ω yuzaga ta'sir qiluvchi P kuch *gidrostatik bosim kuchi* yoki qisqacha *gidrostatik kuch* deyiladi. P kuch II qismga nisbatan tashqi kuch, butun hajmga nisbatan esa ichki kuch hisoblanadi. P kuchning ω yuzaga nisbati bu yuzaning birlik miqdoriga ta'sir qiluvchi kuchni beradi va u o`rtacha gidrostatik bosim deb ataladi:

$$p_{or} = \frac{P}{\omega}$$

Agar ω yuzani kichraytira borib, nuqtaga intiltirsak ($\omega \rightarrow 0$), $p_{o'r}$ biror chegaraviy qiymatga intiladi:

$$p = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{P}{\omega}.$$

Bu qiymat A nuqtaga ta'sir qilayotgan bosimni beradi va u gidrostatik bosim deb ataladi. Umumiy holda gidrostatik bosim p bilan o'rtacha gidrostatik bosim $p_{o'r}$ teng emas. Ular bir-biridan kichik miqdorga farq qiladi.

Gidrostatik bosim N/m^2 bilan o'lchanadi.

2.2. Tinch turgan suyuqlikdagi bosimning xossalari

Tinch turgan suyuqlikdagi bosim (ya'ni gidrostatik bosim) ikkita asosiy xossaga ega:

1 - x o s s a – *gidrostatik bosim u ta'sir qilayotgan yuzaga normal bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.* Bu xossaning to'g'riligini isbotlash uchun gidrostatik bosim p o'zi ta'sir qilayotgan yuzaga normal bo'yicha yo'nalmagan deb faraz qilamiz. Bu holda p normal va urinma yo'nalishlarda proyeksiyalarga ega bo'ladi.

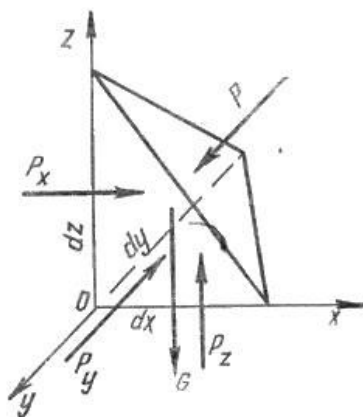
Urinma yo'nalishidagi proektsiya I va II qismlarining bir-biriga nisbatan siljishiga olib keladi (2.1-rasm). Suyuqlik muvozanatda bo'lgani uchun bu hol yuz berishi mumkin emas. Bundan p normal bo'yicha yo'nalmagan degan fikr noto'g'ri ekanligi kelib chiqadi.

2- x o s s a - *gidrostatik bosim u ta'sir qilayotgan nuqtada hamma yo'nalishlar bo'yicha bir xil qiymatga ega.* Bu xossani isbotlash uchun suyuqlik ichida tomonlari dx , dy , dz ga teng bo'lgan tetraedr ajratib olamiz. Tetraedrning qiya yuzasiga P kuch ta'sir qilsin.

U holda yOz tekislikdagi yuza bo'yicha, Px , xOz tekislikdagi yuza bo'yicha, Py , xOy tekislikdagi yuza bo'yicha, esa Pz kuchlar ta'sir qiladi. Qiya yuzaning sirti $d\omega$ ga teng deb hisoblaymiz. Agar gidrostatik bosim Ox o'qi bilan α , Oy o'qi bilan β , Oz o'qi bilan γ burchak tashkil qilsa, u holda $d\omega$ yuzaga ta'sir qilayotgan kuch ($p d\omega$) ning o'qlardagi proyeksiyalari $p d\omega \cos\alpha$, $p d\omega \cos\beta$, $p d\omega \cos\gamma$ larga teng. Og'irlik kuchi esa

$$G = \rho g dV = \frac{1}{6} \rho g dx dy dz$$

Suyuqlik muvozanatda bo'lgani uchun kuchlarning o'qlardagi proyeksiyalarining yig'indisi nolga teng, ya'ni Ox o'qi bo'yicha



2.2-rasm. Bosimlarning xossalariga doir chizma.

$$\frac{1}{2} p_x dydz - p d\omega \cos \alpha = 0,$$

Oy o`qi bo`yicha

$$\frac{1}{2} p_y dx dz - p d\omega \cos \beta = 0,$$

Oz o`qi bo`yicha

$$\frac{1}{2} p_z dx dy - p d\omega \cos \gamma + \frac{1}{6} \rho g dx dy dz = 0,$$

$d\omega$ yuzaning proyeksiyalari quyidagilarga teng:

$$d\omega \cos \alpha = \frac{1}{2} dy dz, \quad d\omega \cos \beta = \frac{1}{2} dx dz, \quad d\omega \cos \gamma = \frac{1}{2} dx dy$$

Yuqoridagi tenglamalar qisqartirilgandan keyin quyidagicha yoziladi:

$$p_x - p = 0; \quad p_y - p = 0; \quad p_z - p - \frac{1}{3} \rho g dz = 0$$

Tetraedrning tomonlari cheksiz kichik qiymatga intilganda u nuqtaga yaqinlashadi. Bu holda uning hajmi nolga intiladi. Shuning uchun yuqorida keltirilgan tenglamalardan quyidagi natija kelib chiqadi:

$$p_x = p; \quad p_y = p; \quad p_z = p \quad \text{ya`ni} \quad p_x = p_y = p_z = p$$

Shunday qilib, barcha yo`nalishlarda ta'sir qiluvchi bosim kuchlari teng ekanligi isbotlandi. Bu esa ikkinchi xossaning to`g`riligini ko`rsatadi.

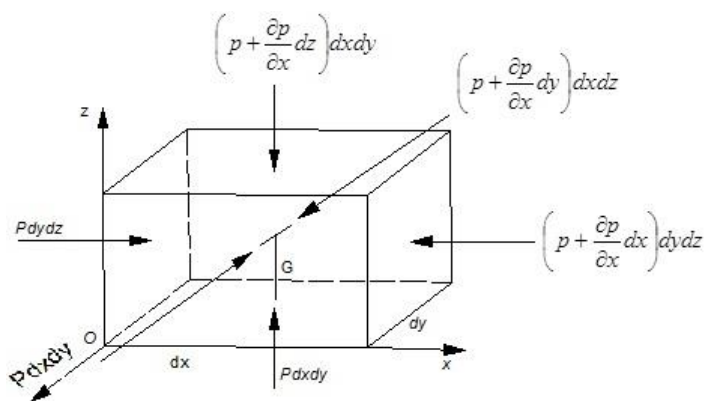
2.3. Muvozanatdagi suyuqlikning differentsial tenglamasi (Eylar differentsial tenglamasi)

Muvozanat holatidagi suyuqliklarga bosim va og`irlik kuchlari ta'sir qiladi. Bosim suyuqlik egallagan hajmning har xil nuqtasida har xil qiymatga ega.

Shuning uchun bosimni koordinata o`qlari x, y, z larning funktsiyasi deb qarash kerak. Ko`rilayotgan suyuqlikda tomonlari dx, dy, dz ga teng bo`lgan parallelepipedga teng elementar hajm ajratib olamiz (2.3- rasm). Endi suyuqlikka ta'sir qiluvchi kuchlarning muvozanat holatini tekshiramiz. Og`irlik kuchining proyeksiyalari $\rho XdV; \rho YdV; \rho ZdV$ bo`lsin; ya'ni $G\{\rho XdV, \rho YdV, \rho ZdV\}$. Elementar hajmning yOz tekislikda yotgan sirtiga Ox o`qi yo`nalishida p ga teng, unga parallel bo`lgan sirtga esa $p + \frac{\partial p}{\partial x}$ ga teng bosimlar ta'sir qiladi (2.3-rasm). Bu sirlarga ta'sir qiluvchi bosim kuchlari esa tegishlicha $pdydz$ va $\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right)dydz$ larga teng. Olingan elementar hajm Ox o`qi bo`yicha muvozanatda bo`lishi uchun bu o`q bo`yicha yo`nalgan kuchlar yig`indisi nolga teng bo`lishi kerak:

$$pdydz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right)dydz - \rho Xdxdydz = 0$$

Shuningdek, Oy o`qi bo`yicha, yOz tekislikda yotuvchi sirtga $pdx dz$, unga parallel bo`lgan sirtga esa, $\left(p + \frac{\partial p}{\partial y} dy\right)dxdz$ kuchlar ta'sir qiladi.



2.3-rasm. Suyuqliklar muvozanatining (Eyler) tenglamasiga doir chizma.

Shuning uchun elementar hajmning Oy o`qi bo`yicha muvozanat sharti quyidagicha bo`ladi:

$$pdx dz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial y} dy\right)dxdz + \rho Ydxdydz = 0 \quad (2.1)$$

Shuningdek, Oz o`qi bo`yicha

$$pdx dy \text{ va } \left(p + \frac{\partial p}{\partial z} dz\right)dxdy$$

kuchlar ta'sir qiladi hamda ularning muvozanat sharti quyidagicha bo`ladi:

$$pdx dy - \left(p + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) dx dy + \rho Z dx dy dz = 0$$

O`xshash miqdorlarni qisqartirish va qolgan hadlarni dx , dy , dz ga bo`lishdan keyin quyidagi tenglamalar sistemasini olamiz:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \rho X \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= \rho Y \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= \rho Z \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

Bu tenglamalar sistemasidan ko`rinib turibdiki, gidrostatik bosimning biror koordinata o`qidagi o`zgarishi zichlikning birlik og`irlik kuchining shu o`q yo`nalishidagi proyeksiyasiga ko`paytmasiga teng ekan, ya'ni muvozanatdagi suyuqliklarda bosimning o`zgarishi massa kuchlarga bog`liq. (2.2) tenglamalar sistemasi suyuqliklar muvozanat holatining umumiy differentsial tenglamasidir. Bu tenglama 1755 yil L. Eyler tomonidan taklif enilgan.

2.4. Bosimi teng sirtlar. Erkin sirt

Eyler tenglamalarini integrallash uchun uni qulay shaklga keltirishda (2.2) ning har bir tenglamasini dx , dy , dz larga o`zaro ko`paytiramiz va ularni hadmahad qo`shib chiqamiz:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = \rho(Xdx + Ydy + Zdz).$$

Bu tenglamaning chap tomoni bosimning to`liq differentsialini beradi, shuning uchun

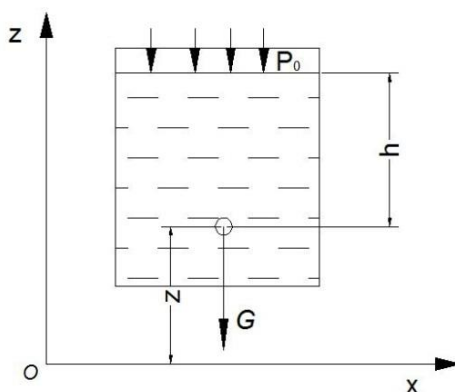
$$dp = \rho(Xdx + Ydy + Zdz) \quad (2.3)$$

Hosil bo`lgan tenglama bosimning suyuqlik turiga va fazoning nuqtalari koordinatalariga bog`liqligini ko`rsatadi hamda bosimning ixtiyoriy nuqtadagi miqdorini topishga yordam beradi. Bu tenglama tomchilanuvchi suyuqliklar uchun ham, gazlar uchun ham o`rinli bo`lib, gazlar uchun qo`llanganda gaz holati tenglamalari bilan birgalikda ishlatiladi. (2.3) dan hamma nuqtalarida bir xil

bosimga ega boʻlgan ($p = const$) sirtlarni topish mumkin. Bunday tekisliklar bosimi teng sirtlar deb ataladi. $p = const$ boʻlganda $dp = 0$ boʻladi, ρ esa nolga teng boʻlishi mumkin emas. Shuning uchun bosimi teng sirtlar tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$Xdx + Ydy + Zdz = 0 \quad (2.4)$$

Bosimi teng sirtlar xususiyl holda suyuqlikning erkin sirti boʻlishi mumkin. Suyuqlikning devor bilan chegaralanmagan sirti erkin sirt deyiladi. Masalan, idishda gaz va suyuqlik birga saqlangan boʻlsa, u holda suyuqlikning yuqori sirti jism devoriga tegmay gaz bilan chegaralangan boʻladi. Xususiyl holda ochiq idishdagi suyuqlikning yuqori sirti havo bilan chegaralangan boʻlib, erkin sirtni tashkil qiladi (2.4-rasm). Bosimi teng sirtlar va erkin sirtlar uchun misollar sifatida ogʻirlik kuchi taʼsiridagi idishda tinch turgan, tekis tezlanuvchan harakat qilayotgan va aylanma harakat qilayotgan idishlardagi suyuqliklarni tekshiramiz.



2.4- rasm. Idishda tinch turgan suyuqliklarda erkin sirtga doir chizma.

2.5. Eyler tenglamasining integrallari

Biz yuqorida Eyler tenglamasini (2.3) va (2.4) koʻrinishga keltirdik. Bu koʻrinishda uni integrallash va bosimi teng sirtlarni topish oson boʻladi. Quyida Eyler tenglamasining integrallari sifatida uchta masalani keltiramiz.

a) Idishda tinch turgan suyuqlik (2.4-rasm).

Idishda tinch turgan suyuqlikka faqat ogʻirlik kuchi taʼsir qiladi. Bu holda birlik massa kuchlarining proyeksiyalari:

$$X = 0, Y = 0, Z = -g \quad (2.5)$$

boʻladi. Bu qiymatlarni (2.4) ga qoʻysak, $gdz = 0$ ga ega boʻlamiz. Uni integrallasak, $gz = const$ boʻladi. Bu esa gorizont tekislikning tenglamasidir. Shunday qilib, tinch turgan suyuqliklar uchun har qanday gorizont tekislik bosimi teng sirtidan iborat. Uning havo bilan chegaralangan sirti ham gorizont

bo`lib, u erkin sirt bo`ladi. Erkin sirtida bosim p_0 ekanligini hisobga olsak, (2.3) tenglamadan quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$p = \gamma h + p_0$$

Bu tenglama to`g`risida keyinchalik alohida to`xtalib o`tamiz.

b) Tekis tezlanuvchan harakat qilayotgan idishdagi suyuqlik

Suyuqlik a tezlanish bilan harakat qilayotgan idishda muvozanat holatida bo`lsin (2.4-rasm), bu holda suyuqlik zarralari tezlanish a va og`irlik ta'sirida bo`ladi, ular uchun birlik massa kuchlar esa quyidagicha bo`ladi:

$$X = -a, Y = 0, Z = -g$$

Bu qiymatlarni (2.4) ga qo`ysak, $-adx - gdz = 0$ tenglamani olamiz. Uni integrallab quyidagi tenglamaga ega bo`lamiz:

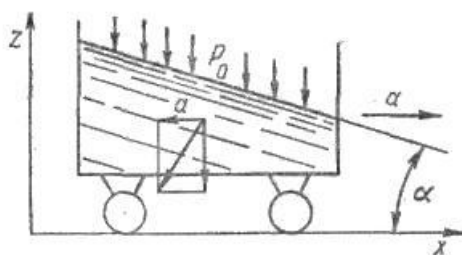
$$ax + gz = const \quad (2.6)$$

Bu esa qiya tekislik tenglamasidir. Shunday qilib, ko`rilayotgan holda bosimi teng sirtlar Ox va Oz o`qlariga burchak ostida yo`nalgan, Oy o`qiga esa parallel bo`lgan sirtlardir. Bu sirtlarning gorizontal tekislik bilan tashkil qilgan burchagi quyidagicha aniqlanadi:

$$\alpha = \text{arctg} \frac{a}{g}$$

Erkin sirtida bosim p_0 ekanligini hisobga olsak, (2.3) tenglamadan quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$p = \rho ax + \gamma z + p_0 + C$$



2.4 -rasm Tekis tezlanuvchan harakat qilayotgan idishdagi suyuqlik.

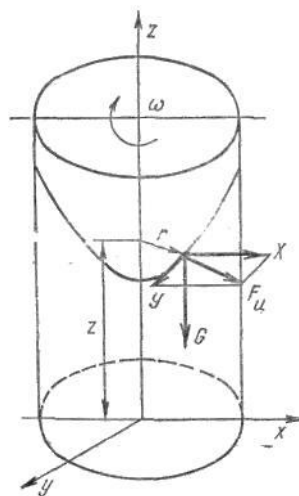
v) Aylanayotgan idishdagi suyuqlik.

Suyuqlik vertikal o`q atrofida ω burchak tezlik bilan aylanayotgan idish ichida muvozanat holatida bo`lsin (2.5- rasm). Bu holda suyuqlik zarralari markazdan qochma kuch va og`irlik kuchlari ta'sirida bo`ladi. Markazdan qochma kuch quyidagicha teng:

$$F_u = \frac{mu^2}{r} = m\omega^2 r$$

Uning proyeksiyalari esa quyidagicha topiladi:

$$F_{ux} = m\omega^2 x, \quad F_{uy} = m\omega^2 y$$



2.5-rasm Aylanayotgan jism ichidagi suyuqlik.

Shuning uchun birlik massa kuchlar quyidagilarga teng:

$$X = \omega^2 x; \quad Y = \omega^2 y; \quad Z = -g$$

Bularni (2.4) ga qo‘ysak, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\omega^2 x dx + \omega^2 y dy - g dz = 0.$$

Uni integrallasak

$$\frac{\omega^2 x^2}{2} + \frac{\omega^2 y^2}{2} - gz = const$$

bo‘ladi.

Lekin $x^2 + y^2 = r^2$ bo‘lgani uchun

$$\frac{\omega^2 r^2}{2} - gz = const \quad (2.7)$$

Bu bosimi teng sirtning tenglamasidir. Bu sirt aylanma paraboloid ekanligi ko‘rinib turibdi. Shunday qilib, bosimi teng sirtlar o‘qi vertikal bo‘lgan aylanma paraboloidlar oilasidan iborat. Bu sirtlar vertikal tekislik bilan kesishganda o‘qi Oz da bo‘lgan parabolalar, gorizont tekisliklar bilan kesishganda esa markazi Oz da bo‘lgan kontsentrik aylanalar hosil qiladi.

2.6. Hidrostatikaning asosiy tenglamasi

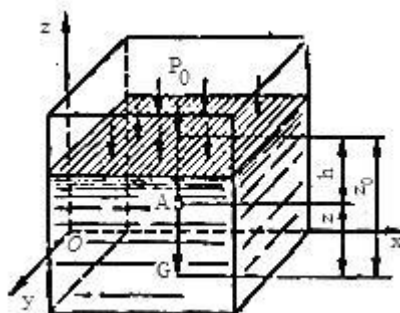
Tinch turgan idishdagi suyuqlikni qaraymiz. Bu suyuqlikka og‘irlik kuchi ta'sir etadi. Koordinata o‘qlarini Oz o‘qi vertikal yuqoriga yo‘naladigan qilib yo‘naltiramiz (2.6-rasm).

Ko`rilayotgan idish ichida biror xOy tekisligidan z masofada, erkin sirtidan esa h masofada joylashgan biror A nuqtani olamiz. U holda birlik massa kuchlarning bu koordinata sistemasidagi proyeksiyalari quyidagicha bo`ladi:

$$X = 0; Y = 0; Z = -g$$

Gidrostatik bosim p , suyuqlikning erkin sirtidagi bosim p_0 bo`lsin, erkin sirt xOy tekisligidan esa z_0 masofada joylashgan bo`lsin. Bu holda gidrostatikaning asosiy tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0; \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$



2.6-rasm. Gidrostatikaning tenglamasiga doir chizma.

Birinchi va ikkinchi tenglamalardan bosimning x va y koordinatalarga bog`liq emas ekanligi kelib chiqadi. U holda uchinchi tenglamadan quyidagini olamiz:

$$dp = -\rho g dz$$

(Bu tenglamani (2.3) dan ham olish mumkin.) Bu esa yuqorida (1.14-§ da) aytilgandek tinch turgan idishlardagi suyuqlik bosimi gorizontol sirtlar bo`yicha o`zgarmas degan fikrni tasdiqlaydi. Oxirgi tenglamani erkin sirtidan z nuqttagacha bo`lgan oraliq uchun integrallaymiz va quyidagi tenglamani chiqaramiz:

$$p - p_0 = -\rho g(z - z_0).$$

$z - z_0$ ning qiymati h ga teng bo`lgani uchun so`nggi tenglama quyidagicha yoziladi:

$$p = p_0 + \rho gh$$

yoki

$$p = p_0 + \gamma h \quad (2.8)$$

Bu gidrostatikaning asosiy tenglamasi deb ataladi va suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasidagi bosimni, suyuqlik turi va olingan nuqtaning erkin sirtidan qanday masofada ekanligiga qarab aniqlaydi. Gidrostatikaning asosiy tenglamasi quyidagi qonuniyatni ifodalaydi: *suyuqlik ichidagi ixtiyoriy nuqtadagi bosim suyuqlik erkin sirtidagi, bosim p_0 va shu nuqtadagi suyuqlik ustunining bosimi (γ) yig`indisiga teng.*

2.7. Absolyut, manometrik, vakuummetrik va atmosfera bosimlari.

Suyuqlik ichidagi ixtiyoriy nuqtadagi (gidrostatikaning asosiy tenglamasi yordamida aniqlanadigan) bosim p shu nuqtadagi *absolyut bosim* deb ataladi. Suyuqlikning erkin sirtidagi bosim p_0 erkin sirtidagi absolyut bosimni beradi, γh esa suyuqlik ustunining nuqtadagi bosimini beradi. Usti yopilmagan idishlardagi, suv sig`imlaridagi suyuqliklarning erkin sirtiga ta'sir qiluvchi bosim atmosfera bosimi deb ataladi va p_a harfi bilan belgilanadi. Bu holda (2.8) tenglama quyidagicha yoziladi:

$$p = p_a + \gamma h \quad (2.9)$$

Agar suyuqlik ixtiyoriy nuqtasidagi bosim atmosfera bosimidan katta ($p > p_a$) bo`lsa, (2.9) tenglamaning oxirgi hadi manometrik bosim deb ataladi:

$$p_m = \gamma h = p - p_0 \quad (2.10)$$

Manometrik bosim absolyut bosimdan atmosfera bosimining chegirilgan (ayirilgan) miqdoriga teng bo`lgani uchun uni *chegirma bosim* deb ham atash mumkin.

Manometrik bosim absolyut bosimning miqdoriga qarab har xil qiymatga ega bo`lishi mumkin, masalan, $p = p_0$ bo`lganda $p_m = 0$; $p \rightarrow \infty$ bo`lganda $p_m \rightarrow \infty$, ya'ni manometrik bosim 0 bilan ∞ o`rtasidagi barcha qiymatlarini qabul qilishi mumkin.

Agar suyuqlik nuqtasidagi absolyut bosim atmosfera bosimidan kichik ($p < p_a$) bo`lsa, ularning ayirmasi vakuummetrik bosim (vakuum) p_v ga teng bo`ladi va suyuqlikdagi siyraklanish miqdorini belgilaydi:

$$p_v = \gamma h = p_a - p \quad (2.11)$$

Vakuummetrik bosim nuqtadagi bosimning atmosfera bosimidan qancha kamligini ko`rsatadi va $p = p_a$ da $p_v \rightarrow \infty$; $p \rightarrow 0$ da $p_v \rightarrow p_a$ bo`ladi. Shunday qilib, vakuummetrik bosim 0 dan p_a gacha bo`lgan qiymatlarni qabul qiladi.

Bosimni o`lchash uchun texnikada turli birliklar ishlatiladi:

1. Kuch birliklarining yuza birliklariga nisbati, masalan,

$$N/m^2; \text{ kgK}/m^2; \text{ kgK}/\text{sm}^2.$$

2. Suyuqlik ustunining balandliklari, masalan, mm suv. ust. - millimetr suv ustuni; m suv. ust. – metr suv ustuni, mm sim. ust.- millimetr simob ustuni.

3. Birlik yuzaga to`g`ri kelgan berilgan kuch miqdoriga nisbati yoki suyuqlik ustunining berilgan balandligi miqdorlari, masalan, texnik atmosfera (*atm*) ($1 \text{ atm} = 1 \text{ kgK}/\text{sm}^2 = 10^4 \text{ kgK}/m^2 = 735,6 \text{ mm sim. ust.}$) bar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N}/m^2$) va hokazo.

2.8. Bosim o`lchash asboblari

Bosim o`lchash asboblari ikki guruhga ajratiladi. Ular suyuqlik va mexanik asboblardir.

I. Suyuqlik asboblari:

a) *pezometrlar* - idishdagi bosim unga ulangan shisha naychada tekshirilayotgan suyuqlikning ko`tarilishiga qarab aniqlanadi (2.7- rasm). Idishdagi bosimning katta yoki kichikligiga qarab pezometr (shisha naycha) da suvning sathi h_n balandlikka ko`tariladi. Tekshirilayotgan A nuqtadagi bosim p_a idishdagi erkin sathdagi bosim bilan undagi suv ustunining bosimi yig`indisiga teng. Pezometr orqali aniqlanganda u gidrostatikaning asosiy tenglamasi yordamida quyidagicha aniqlanadi:

$$p_A = p_a + \gamma(h + h_0). \quad (2.12)$$

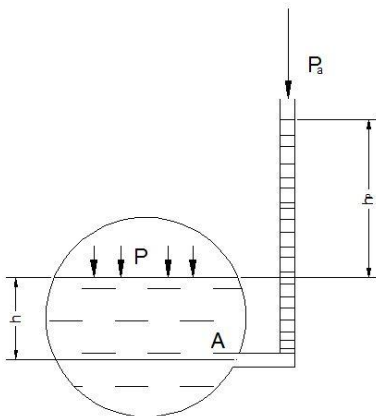
U holda pezometrda suyuqlik erkin sathining balandligi bosim orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$h + h_n = \frac{p_A - p_a}{\gamma}$$

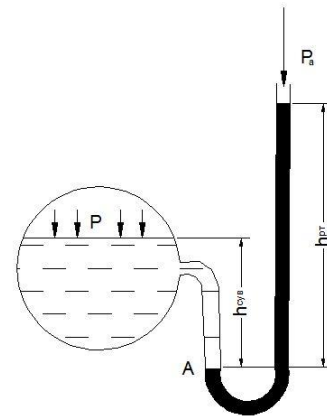
Bunday asboblar 0,5 atm dan yuqori bo`lmagan kichik chegirma bosimlarni o`lchashda ishlatiladi. Haqiqatda ham 1 atm ga teng bo`lgan bosim 10 m suv ustunining balandligiga teng bo`lgani uchun yuqori bosimlarni o`lchashda juda uzun shisha naychalar ishlatishga to`g`ri kelgan bo`lar edi.

b) *Suyuqlik U-simon manometrlari* - bosim tekshirilayotgan suyuqlik bilan emas, simob ustuni yordamida o`lchanadi (2.8-rasm). Bu holda simobli shisha naycha idishga U-simon naycha orqali ulanadi. Bunda simobning bosimi o`lchanayotgan idishga oqib o`tishiga U- simon naychadagi qarshilik to`squinlik qiladi. U holda A nuqtadagi bosim idish tomondagi qiymatlar orqali quyidagicha aniqlanadi:

$$p_A = p + \gamma h_1$$



2.7- rasm. Pezometr.



2.8-rasm. U-simon manometr.

Simobli naychadagi qiymatlari orqali esa

$$p_A = p_a + \gamma_{sm} \cdot h_{sm}$$

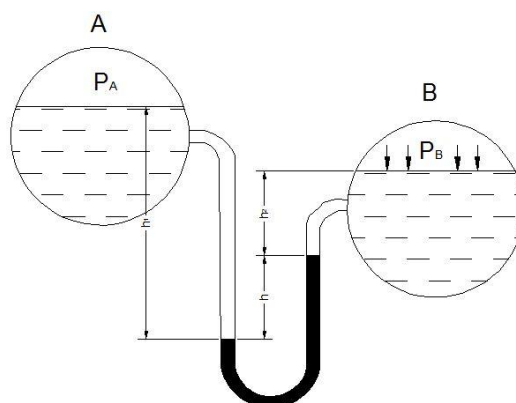
Bu ikki tenglikdan p ni topamiz:

$$p = p_a + \gamma_{sm} \cdot h_{sm} - \gamma_1 \quad (2.13)$$

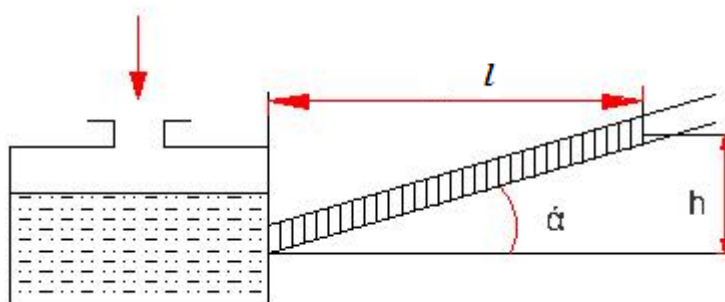
Bunday manometrlar ham bir necha atmosferadan ortiq bosimni o`lchashga yaramaydi.

v) *Differentsial manometrlar* - ikki idishdagi bosimlar farqini o`lchash uchun ishlatiladi (2.9- rasm). Bosimlarni p_A va p_B ga teng bo`lgan ikki idish simobli U-simon naycha orqali tutashtirilgan. Bu holda C nuqtadagi bosim birinchi idishdan bosim orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$p_c = p_a + \gamma_1 h_1$$



2.9-rasm. Differentsial manometr.



2.10- rasm. Mikromanometr

Ikkinchi idishdagi bosim orqali esa

$$p_c = p_v + \gamma_1 h_2 + \gamma_{sm} h.$$

U holda idishlardagi bosimlar farqi

$$p_a - p_v = \gamma_1 (h_2 - h_1) + \gamma_{sm} h. \quad (2.14)$$

Ikki idishdagi suyuqliklar sathi teng bo`lganda esa $h_2 - h_1 = h$ va

$$p_a - p_v = (\gamma_{sm} - \gamma_1)h$$

g) *Mikromanometr*lar - juda kichik bosimlarni o`lchash uchun ishlatiladi va suyuqlik sathining o`zgarishi sezilarli bo`lishi uchun suyuqlik to`ldirilgan idishga shisha naycha qiya burchak ostida ulanadi (2.10-rasm). U holda idishdagi chegirma bosim quyidagicha aniqlanadi: $p = \gamma h$ bo`lgani uchun

$$p = \gamma h \sin \alpha \quad (2.16)$$

shisha naychaning qiyalik burchagi α qancha kichik bo`lsa, bosim shuncha aniq o`lchanadi. Ko`p hollarda manometr shisha naychasining qiyalik burchagini o`zgaruvchan qilib ishlanadi. Bu holda mikromanometrlarning qo`llanish chegarasi kengayadi.

d) *Vakuummeter*lar. Tuzilishi xuddi suyuqlik U-simon manometrlariga o`xshash bo`lib, idishdagi siyraklanish darajasini aniqlaydi (2.11-rasm). Hidrostatik bosim tenglamasiga asosan

$$p + \gamma_{sm} h_{sm} = p_a$$

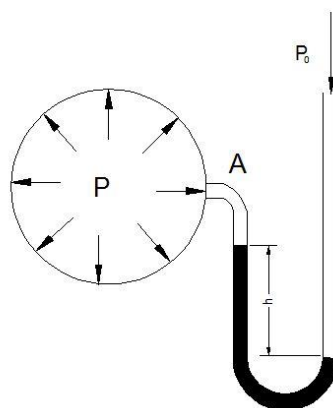
u holda

$$p = p_a - \gamma_{sm} h_{sm}; \quad (2.17)$$

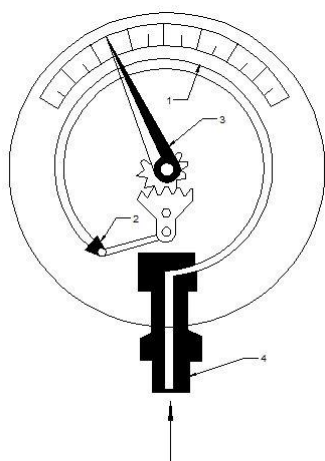
simob ustunining pasayishi idishdagi bosim va p_a orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$h_{sm} = \frac{p_a - p}{\gamma_{sm}}$$

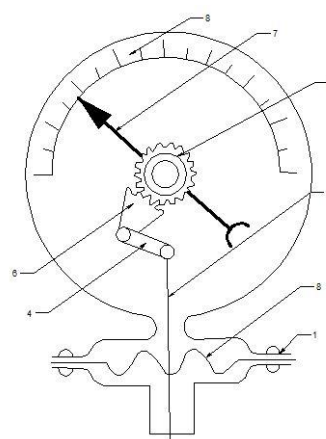
II. Mexanik asboblar (katta bosimlarni o`lchash uchun ishlatiladi va buning uchun turli mexanik sistemalardan foydalaniladi):



2.11- rasm. Vakuummeter



2.12-rasm Prujinali manometr.



2.13-rasm. Membranali manometr.

a) *Prujinali manometr* (2.12-rasm) ishi bo`sh yupqa egik latun 1 naychadan iborat bo`lib, uning bir uchi kavsharlangan. Shu uchi zanjir 2 bilan tishli uzatma 3 ga ilashtirilgan bo`ladi.

Ikkinchi uchi esa bosimi o`lchanishi zarur bo`lgan idishga bo`yin 4 orqali tutashtiriladi. Egik latun naycha havo bosimi ta'sirida to`g`rilanishga harakat qilib, tishli uzatma yordamida strelkaning burilishiga sabab bo`ladi. Bunday manometrlarda bosimni ko`rsatuvchi shkala bor.

b) *Membranali manometr* (2.13-rasm) - yupqa metall plastinka yoki rezina shimdirilgan materialdan tayyorlangan plastinkaga ega bo`lib, u membrana deyiladi. Suyuqlik bosimi idish bilan tutashtiruvchi bo`yinch orqali o`tib, membranani egadi. Bu egilish natijasida richaglar sistemasi orqali strelka harakatga keladi va shkala bo`yicha surilib, bosimni ko`rsatadi.

2.9. Paskal qonuni

Suyuqlik solingan va og`zi porshen bilan yopilgan biror idish olamiz. Suyuqlik erkin sirtidagi bosim p_0 bo`lsin. U holda ixtiyoriy A nuqtadagi absolyut bosim quyidagiga teng bo`ladi:

$$p_A = p_0 + \gamma h_A$$

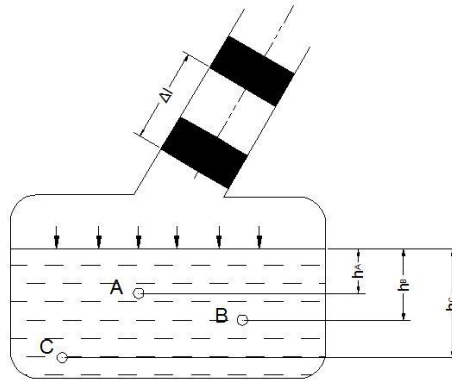
B va C nuqtalarda esa

$$p_B = p_0 + \gamma h_B$$

$$p_C = p_0 + \gamma h_C$$

Agar porshenni Δl masofaga (2.14-rasm) siljitsak, u holda suyuqlik erkin sirtidagi bosim Δp ga o`zgaradi. Suyuqlikning solishtirma og`irligi bosim o`zgarishi bilan deyarli o`zgarmaydi. Shuning uchun A, B va C nuqtalardagi bosim quyidagicha bo`ladi:

$$\left. \begin{aligned} p'_A &= p_0 + \Delta p + \gamma h_A \\ p'_B &= p_0 + \Delta p + \gamma h_B \\ p'_C &= p_0 + \Delta p + \gamma h_C \end{aligned} \right\}$$



2.14-rasm. Paskal qonunini tushuntirishga doir chizma.

Bu holda bosimning o'zgarishi hamma nuqtalar uchun bir xil bo'ladi, ya'ni

$$\left. \begin{aligned} p'_A - p_A &= \Delta p \\ p'_B - p_B &= \Delta p \\ p'_C - p_C &= \Delta p \end{aligned} \right\}$$

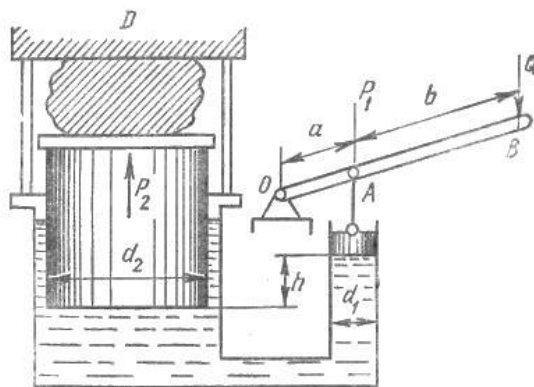
Bundan quyidagicha xulosa kelib chiqadi: *yopiq idishdagi suyuqlikka tashqaridan berilgan bosim suyuqlikning hamma nuqtalariga bir xil miqdorda (o'zgarishsiz) tarqaladi.* Bu Paskal qonuni sifatida ma'lum. Ko'pgina gidromashinalarning tuzilishi ana shu qonunga asoslangan (masalan, gidroress, domkratlar, gidroakkumulyatorlar, hajmiy gidroyuritma va hokazo).

2.10. Gidrostatik mashinalar

Gidrostatikaning asosiy qonunlari asosida ishlaydigan mashinalar gidrostatik mashinalar deb ataladi. Ularga gidroresslar, gidroakkumulyatorlar, domkratlar (gidroko'targichlar) va boshqalar kiradi. Quyida ularning ishlash printsiplari haqida qisqacha ma'lumot beramiz.

a) **Gidroresslardan** (2.15-rasm) gidrostatik qonunlar asosida katta kuchlar hosil qilish uchun foydalaniladi. Bu narsa presslash, shtamplash, toblash, materiallarni sinash va boshqa ishlar uchun kerak. Ular ikki xil diametrli o'zaro tutashtirilgan ikki silindrdan iborat bo'lib, birinchi silindrda diametri d_1 , katta silindrda esa diametri d_2 ga teng bo'lgan ikki porshen harakatlanadi. Kichik porshenga OAB richag orqali kuch qo'yiladi. Katta porshen bilan D devor o'rtasiga presslanuvchi buyum qo'yiladi. Richag qo'l bilan yoki dvigatel

yordamida harakatga keltiriladi. Kichik porshen kuch ta'sirida pastga qarab siljiydi va suyuqlikka bosim beradi. Bu bosim katta silindrga ham tarqaladi va natijada katta porshen harakatga keladi. Bunday harakat katta porshen ustidagi buyum devor D ga taqalguncha davom etadi. Porshenning bundan so'nggi ko'tarilishi natijasida buyum siqila boradi va u presslanadi.



2.15-rasm. Hidroressning sxemasi.

Aytilgan usuldan faqat jismlarni ko'tarishda foydalanilsa, u holda konstruktiv sxemada D devor bo'lmaydi. Bu holda bizning mashina gidrostatik ko'targichga aylanadi. Endi, gidroresslarda kuchlarning munosabatini topamiz. OAB richagining B uchiga Q kuch qo'yilgan bo'lsin. U holda kuch momenti uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$Q(a + b) = P_1 a.$$

Bu tenglamadan kichik porshenga ta'sir qiluvchi kuchni topamiz:

$$P_1 = \frac{a + b}{a} Q$$

u holda kichik porshen ostidagi suyuqlik bosimi

$$p = \frac{P_1}{\omega_1} = \frac{a + b}{a} \frac{4Q}{\pi d_1^2}$$

ga teng bo'ladi. Katta porshen ostidagi bosim esa

$$p + \gamma h = \frac{a + b}{a} \frac{4Q}{\pi d_1^2} + \gamma h. \quad (2.20)$$

Bu yerda h porshenlarning ostki sirtlari orasidagi geometrik masofa.

Natijada katta porshenga ta'sir qiluvchi kuch quyidagicha topiladi:

$$P_2 = (p + \gamma h) \omega_2 = \left(\frac{a + b}{b} \frac{4Q}{\pi d_1^2} + \gamma h \right) \frac{\pi d_2^2}{4}. \quad (2.21)$$

Ko'pgina hollarda gidroresslarda gidrostatik bosim juda katta bo'lgani uchun γh ni tashlab yuborsa ham bo'ladi, ya'ni:

$$P_2 = \frac{a+b}{b} \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^2 Q \quad (2.22)$$

Biz keltirgan sxema soddalashtirilgan bo'lib, gidroresslarda juda ko'p yordamchi qismlar bo'ladi. Amalda gidroresslarda suyuqlikni porshen va silindrlar orasidan sizib o'tishi, tutashtiruvchi quvurlardagi qarshilik kuchi hisobiga katta porshenga ta'sir qiluvchi kuch yuqorida keltirilgan nazariy hisobdan farq qiladi va quyidagi formula bo'yicha hisoblanadi:

$$P_2^1 = \frac{a+b}{b} \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^2 Q \eta. \quad (2.23)$$

Bu yerda η yuqorida aytilgan xatoliklarni o'z ichiga oluvchi koeffitsiyent bo'lib, uni foydali ish koeffitsiyenti deb ataladi. Amalda bu koeffitsiyent qiymati 0,75 bilan 0,85 o'rtasida bo'ladi. Keltirilgan hisobdan ko'rinib turibdiki, silindrlarning diametrlari va richagning yelkasini tanlab olish yo'li bilan presslovchi kuchni istagancha katta qilish mumkin. Amalda esa juda katta kuchlar paydo bo'lganda silindrlar devori deformatsiyalanishi va hatto buzilishi mumkin. Bu esa qo'shimcha qiyinchiliklar tug'diradi. Hozirgi vaqtda mavjud gidroresslarda 500 t gacha kuch hosil qilish mumkin, ayrim hollarda esa (mustahkam materiallarni presslashda) kuch 4000-8000 t ga ham yetadi.

b) Gidroakkumulyatorlar. Gidravlik sistemalarda bosim va suyuqlik sarfi-ning ortib ketish yoki kamayish hollari bo'ladi. Bosim va sarfning normallashtirilishi uchun mana shu hollarda gidroakkumulyatorlardan foydalaniladi. Ular suyuqlik sarfi yoki bosim ortib ketganda yuqori bosimli suyuqlikning bir qismini o'z ichiga olib, sistemada bosim va sarfni kamaytirilsa, teskari holda o'zidagi suyuqlikni sistemaga berish yo'li bilan bosimni va sarfni oshiradi. Gidroakkumulyatorlar gidrotormozlarda, ko'targichlar, presslar, shig'irlar va boshqa gidromashinalarda qo'llaniladi.

Potensial energiyaning qaysi usul bilan to'planishi va qaytarib berilishiga qarab pnevmatik, prujinali va yukli gidroakkumulyatorlarga bo'linadi. Yukli gidroakkumulyatorlar silindr, uning ichida harakatlanuvchi va yuk ortilgan yelka (obkash) li plunjerdan iborat bo'lib, silindrga gidrosistemaning suyuqlik harakat qiluvchi qismlari quvur orqali tutashtirilgan bo'ladi. Sistemada bosim ortib ketsa, suyuqlik silindrga o'tib yukli plunjerni ko'taradi, bosim kamayganda esa plunjer pastga tushib suyuqlik silindrdan sistemaga qarab oqadi. Natijada bosimning o'zgarishi tekislanadi.

2.16-rasmda pnevmatik gidroakkumulyator tasvirlangan. U korpus 1, diafragma 2 dan tuzilgan bo'lib, shtutser 4 orqali gidrosistemaga ulangan bo'ladi.

Shtutser 5 gidroakkumulyatorni gaz bilan to'ldirish uchun xizmat qiladi. Shayba 3 esa gazning rezina diafragmani korpusga bosib (akkumulyatorda bosim kamayganda) ezib qo'yishidan saqlaydi.

Diafragmani harakatga keltiruvchi kuch:

$$F_1 = (p_1 - p_2)\omega. \quad (2.24)$$

Suyuqlikda ishqalanish kuchi F_2 mavjud. U holda diafragma ta'sir etuvchi kuch orqali haqiqiy bosim quyidagicha aniqlanadi:

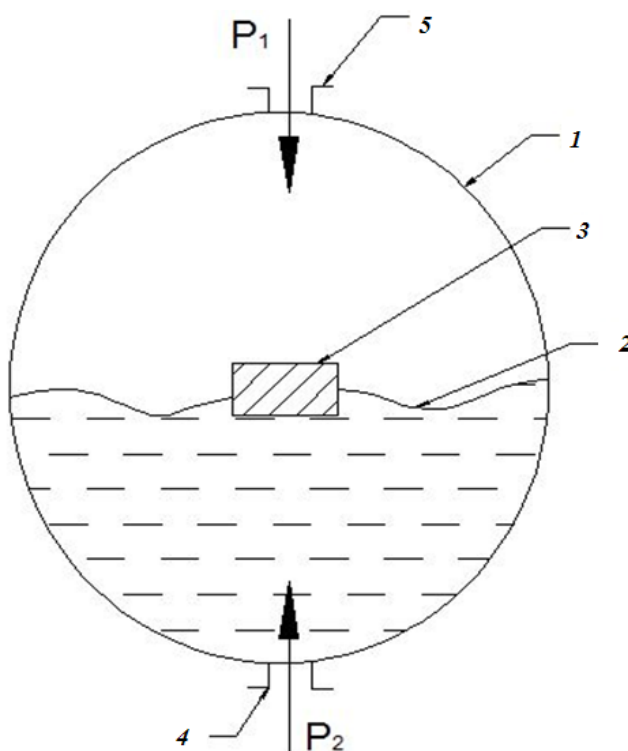
$$p = \frac{(p_1 - p_2)\omega + F_2}{\omega}. \quad (2.25)$$

Bu holda haqiqiy bajarilgan ish

$$A_x = \eta A = \eta \int pshdh \quad (2.26)$$

bu yerda η – gidroakkumulyatorning foydali ish koeffitsiyenti.

Gidrosistemadan gidroressga suyuqlik oqib o'tganida yuz beradigan qarshilikni hisobga olish mumkin edi. Bu gidroakkumulyatorga suyuqlik o'tishi tamomlanmagan taqdirdagina kerak. Boshqa hamma hollarda yuqoridagi formula gidroakkumulyatorlarni hisoblash uchun o'rinli bo'ladi.



2.16- rasm. Pnevmatik gidroakkumulyatorning sxemasi.

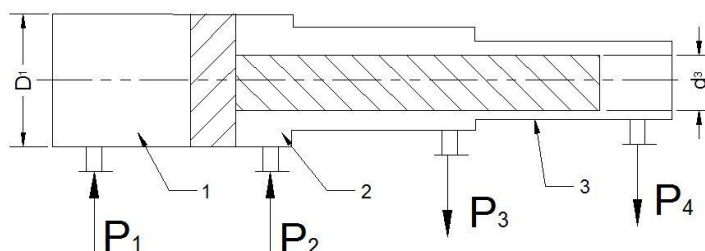
v) **Gidromultiplikatorlar** gidrosistemadagi bosimni, uning biror qismida oshirib berish uchun foydalaniladi. Bu vazifa ko'p hollarda xususan gidroakkumulyatorlar yetarli bosimni ta'minlab berolmaganda muhim ahamiyatga

ega. 2.17-rasmda gidromultiplikatorning soddalashtirilgan sxemasi keltirilgan. U differentsial silindrda harakatlanuvchi differentsial porshendan tashkil topgan. Bo`shliq 1 gidrosistemaga ulangan, bo`shliq 2 ortiqcha suyuqlikning oqib ketishi uchun, bo`shliq 3 esa suyuqlikning - gidrosistemaning ish bajaruvchi organiga bog`langan. Bo`shliq 2 dagi chegirma bosimni hisobga olmaganimizda uchinchi bo`shliqdagi bosim quyidagi formula yordamida hisoblanadi:

$$p_3 = p_1 \left(\frac{D_1}{d_3} \right)^2 \eta_g \eta_{mex} \quad (2.27)$$

bu yerda η_g – gidravlik qarshiliklarini hisobga oluvchi koeffitsiyent; η_{mex} – mexanik qarshiliklarni hisobga oluvchi koeffitsiyent.

Gidromultiplikatorlarning sarfi suyuqlik sarfining miqdoriga qarab hisobga olinadi va ular suyuqlik sarfining kichik qiymatlari uchun ishlatiladi. Suyuqlik sarfi katta o`zgarishlarga to`g`ri kelganda bunga qaraganda boshqacharoq sxemalar ishlatiladi.



2.17- rasm. Gidromultiplikatorning chizmasi.

Amaliy mashg`ulotlarni bajarishga doir ko`rsatma:

1-masala. Benzin bilan to`ldirilgan bak, quyoshda 50°C gacha harorati ko`tariladi. Agar bak absolyut qattiq deb qaralsa benzinning bosimi qanchaga o`zgaradi? Benzinning boshlang`ich harorati 20°C, hajmiy siqilish koeffitsiyenti

$$\beta_w = \frac{1}{1300} \frac{1}{\text{MPa}};$$

issiqlikdan kengayish harorat koeffitsiyenti.

$$\beta_t = 8 \cdot 10^{-5} \frac{1}{^\circ\text{C}}$$

Yechimi:

Siqilish va haroratdan kengayish formulalaridan foydalanib quyidagilarni yozamiz:

$$\beta_w = \frac{W_1}{W} \cdot \frac{1}{P_1} \rightarrow \frac{W_1}{W} = \beta_w P_1$$

$$\beta_t = \frac{W_1}{W} \cdot \frac{1}{t_1} \rightarrow \frac{W_1}{W} = \beta_t t_1$$

Tenglamaning o'ng tomonlarini tenglashtirib, o'zgargan bosim miqdorini aniqlaymiz:

$$\beta_w P_1 = \beta_t t_1$$

$$P_1 = \frac{\beta_t}{\beta_w} \cdot t_1 = 312 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

2-masala. Sisterna suyuqlik bilan to'ldirilgan. Agar sistema $x=3t^2+2t$ tenglama bilan harakatlanayotgan bo'lsa, $t=20$ sekunddan keyin oqim sathining gorizont bilan tashkil etgan burchakni aniqlang.

Yechish:

1. Sathining gorizont bilan tashkil etgan burchakni quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\alpha = \arctg \frac{a}{g}$$

2. Sistemaning tezlanishini aniqlaymiz. Buning uchun yo'ldan xarakat tenglamasidan ikkinchi tartibli hosila olish kerak.

$$a = (x)'' = (3t^2 + 2t)'' = 6 \frac{m}{s^2}$$

Yuqoridagi formulaga olib borsak, burchak quyidagiga teng bo'ladi:

$$\alpha = \arctg \frac{a}{g} = \arctg \frac{6}{9.81} \approx 31^\circ$$

3-masala. Diametri $D=2,0$ m ga teng bo'lgan silindrsimon bakka $H=1,5$ m gacha suv va benzin quyilgan. Pezometrda suv sathi benzin sathidan $h=300$ mm past. Bakdagi benzin og'irligini aniqlang, benzin zichligi $\rho_6=700 \text{ kg/m}^3$

Yechimi:

1. Hidrostatikaning asosiy tenglamasiga asosan A nuqtadagi bosim

$$P_A = P_a + \rho_6 g h_1 + \rho g h_2$$

$$P_A = P_a + \rho g (H - h)$$

Tenglamaning o'ng tomonlarini tenglashtirib, h ni aniqlaymiz:

$$\rho_6 g h_1 + \rho g h_2 = \rho g (H - h)$$

Ma'lumki,

$$h_1 + h_2 = H; \quad h_2 = H - h_1$$

u holda

$$h_1 (\rho_b g - \rho g) = \rho g h$$

$$h_1 = \frac{\rho g h}{\rho g - \rho_b g} = \frac{\rho h}{\rho - \rho_b} = \frac{1000 \text{ kg/m}^3 \cdot 0,3 \text{ m}}{300 \text{ kg/m}^3} = 1,0 \text{ m}$$

2. Bakdagi benzin og'irligi:

$$G = \rho_6 g W = \rho_6 g \frac{\pi d^2}{4} \cdot h_1 = 22 \text{ kH}$$

4-masala. Agar simobli asbobning ko'rsatishi $h=363$ mm, balandligi $h=1,0$ m bo'lsa idishdagi havoning absolyut bosimini aniqlash kerak. Simobning zichligi $\rho_s=13600 \text{ kg/m}^3$. Atmosfera bosimi 736 mm simob ustuniga teng

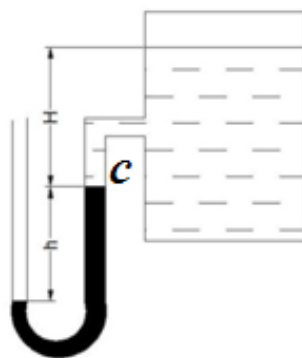
Yechimi:

1. (1.2) formuladan C nuqtadagi bosim

$$P_C = P_a - \rho_C g h$$

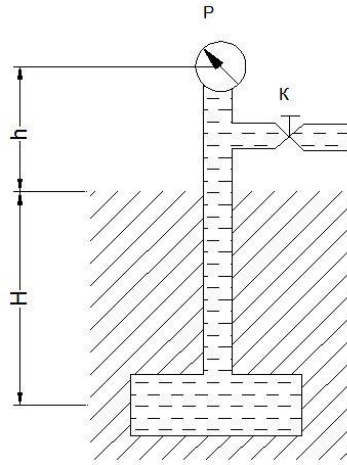
2. Suyuqlik sathidagi bosim

$$P_0 = P_C - \rho g H = P_a - \rho g h - \rho g H = 39952 \text{ kH/m}^2 \approx 40 \text{ kPa}$$



2.18-rasm

5-masala. Agar $h=1,7$ m balandlikda qo'yilgan vakuummetrning ko'rsatgichi $P_v=0,12$ mPa bo'lib, atmosfera bosimi $h_a=740$ mm simob ustuniga va benzin zichligi $\rho_b=700 \text{ kg/m}^3$ bo'lsa, $H=5$ m chuqurlikka o'rnatilgan rezervuardagi absolyut bosimni aniqlang.



2.19- rasm.

Yechimi:

1. Ma'lumki, vakuummetr vakuummetrik bosimni o'lchaydi, u holda absolyut bosim quyidagicha aniqlanadi:

$$p_A = p_a - p_v$$

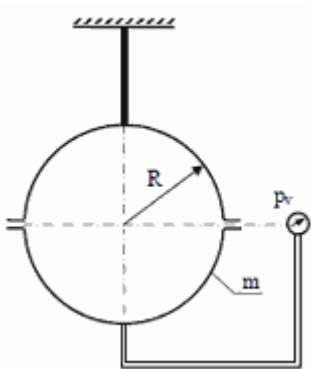
$$p_A = p_a - p_v = 0,8 \text{ at} = 0,08 \text{ MPa}$$

2. C nuqtadagi absolyut bosimni quyidagi formula yordamida hisoblaymiz:

$$p_C = p_A + \rho g(H + h) = 1,26 \text{ at.}$$

Mustaqil yechishga doir masalalar:

1. Suv bilan to'ldirilgan, radiusi $R = 0.4 \text{ m}$ bo'lgan shar shiftga osib qo'yilgan. Yarim sharning massasi $m = 150 \text{ kg}$ bo'lsa sharning markazidagi vakuummetrik bosimni aniqlang?



2.20-rasm.

Berilgan:

$$R = 0,4 \text{ m}$$

$$G = 1,5 \text{ kN}$$

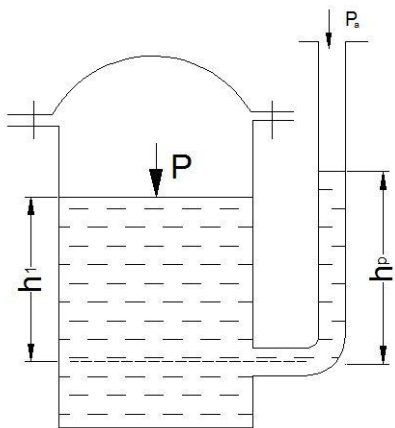
$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$p_v = ?$$

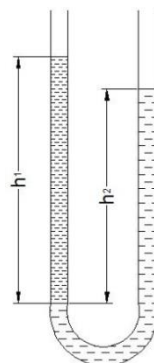
2. Idish tubidagi to‘la gidrostatik bosimni toping. Idishning usti ochiq bo‘lib, uning erkin sirtidagi bosim atmosfera bosimiga teng.

Aniqlangan gidrostatik bosimni har xil birliklarida ifodalang (1-jadvaldan foydalanib).

3. Yopiq idishga o‘rnatilgan pezometrdagi suyuqlik sathini h_p toping. Suv sathidagi absolyut bosim: $p = 1,06$ at; $h_1 = 60$ sm; $p_a = 760$ mm simob ustuniga teng. (2.21-rasm).



2.21-rasm.



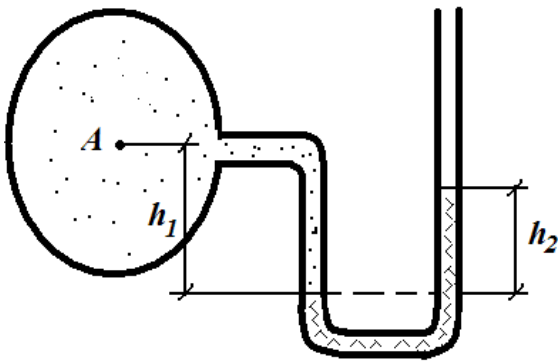
2.22-rasm.

4. Idishdagi suv sathidagi bosimni aniqlang. Pezometrdagi suyuqlik balandligi $h_p = 70$ sm, $h_1 = 40$ sm, $P_a = 100$ kPa (2.21-rasm).

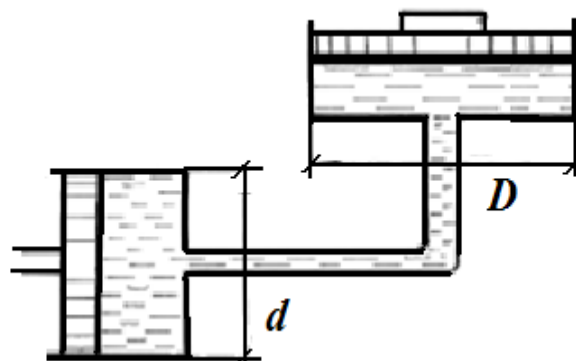
5. U – shakldagi idishga benzin va suv quyilgan. Agar $h_1 = 70$ sm; $h_2 = 50$ sm bo‘lsa, benzin zichligini aniqlang (2.22-rasm).

6. A quvurdagi suvning manometrik bosimini toping. Pezometrdagi simob ustuni balandligi $h_2 = 25$ sm va $h_1 = 40$ sm. (2.23- rasm).

7. Agar katta porshenga qo‘yilgan kuch $F_2 = 50$ kN, kichik porshenga qo‘yilgan kuch $F_1 = 20$ kN bo‘lsa, tizim muvozanatda bo‘lishi uchun h ni aniqlang. Naylar suv bilan to‘ldirilgan (2.24- rasm).



2.23-rasm



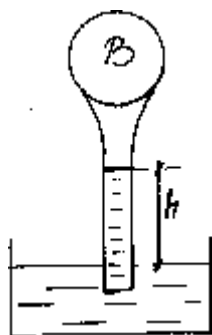
2.24-rasm

8. Balondagi $-V$ vakuum va absolyut bosimni toping. Vakuummerning ko'rsatishi $h = 0,7\text{m}$ suv ustuniga teng (2.25-rasm).

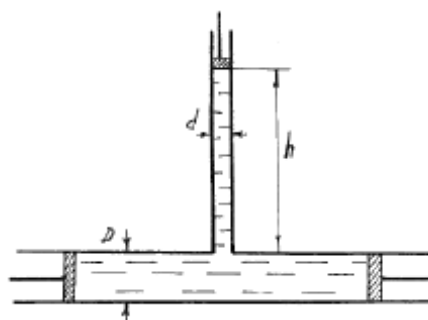
9. V-idishdagi vakuummernik bosim $P_B = 0,5$ at; suyuqlikning zichligini aniqlang, agar $h = 0,7$ m; $P_a = 760$ mm simob ustuniga teng bo'lsa (2.25-rasm).

10. Rasmda ko'rsatilganidek $D = 500$ mm li quvur $d = 100$ mm li quvurga ulangan. Suv ustunining balandligi $h = 80$ sm. Quvurlarga porshen o'rnatilgan. Tizim muvozanatda bo'lishi uchun S porshenga $F_1 = 9,81$ N kuch qo'yilgan bo'lsa, A va B porshenlarga qanday F_2 kuch qo'yilishi kerak. Porshen va quvur orasidagi ishqalanish hisobga olinmasin (2.26- rasm).

11. Agar porshenlarga qo'yilgan kuchlar $F_2 = 60$ kN; $F_1 = 20$ kN bo'lsa, h ni miqdorini aniqlang (2.26- rasm).



2.25-rasm



2.26-rasm

2.11. Tekis sirtga ta'sir qiluvchi bosim kuchi

a) **Gidrostatik g'ayritabiilik (paradoks).** Biror idishdagi suyuqlikning chuqurligi h bo'lsin, u holda ixtiyoriy nuqtadagi bosim uning suyuqlik ichida qancha chuqurlikda bo'lganiga bog'liq bo'ladi. A , B , C nuqtalardagi bosimlar quyidagilarga teng:

$$p_A = \gamma h_A; p_B = \gamma h_B; p_C = \gamma h_C.$$

Suyuqlik tubidagi bosim kuchi esa

$$P = \gamma h \omega$$

ga teng. Demak, suyuqlik tubidagi bosim kuchi suyuqlikning og'irligiga teng bo'lar ekan.

2-24-rasmda har xil shakldagi idishlar tasvirlangan va barcha idishlardagi suyuqlikning chuqurligi h ga, idish tubining sirti esa ω ga teng.

Bu holda idish tubiga bo`lgan bosim kuchi idishlarda

$$P_a = \gamma h \omega; P_b = \gamma h \omega; P_c = \gamma h \omega; P_e = \gamma h \omega \quad (2.28)$$

ya'ni, barcha idishlarda suyuqlik tubiga bo`lgan bosim kuchi idishning shakli va bosim hosil qilgan suyuqlikning miqdoridan qat'i nazar quyidagiga teng bo`ladi:

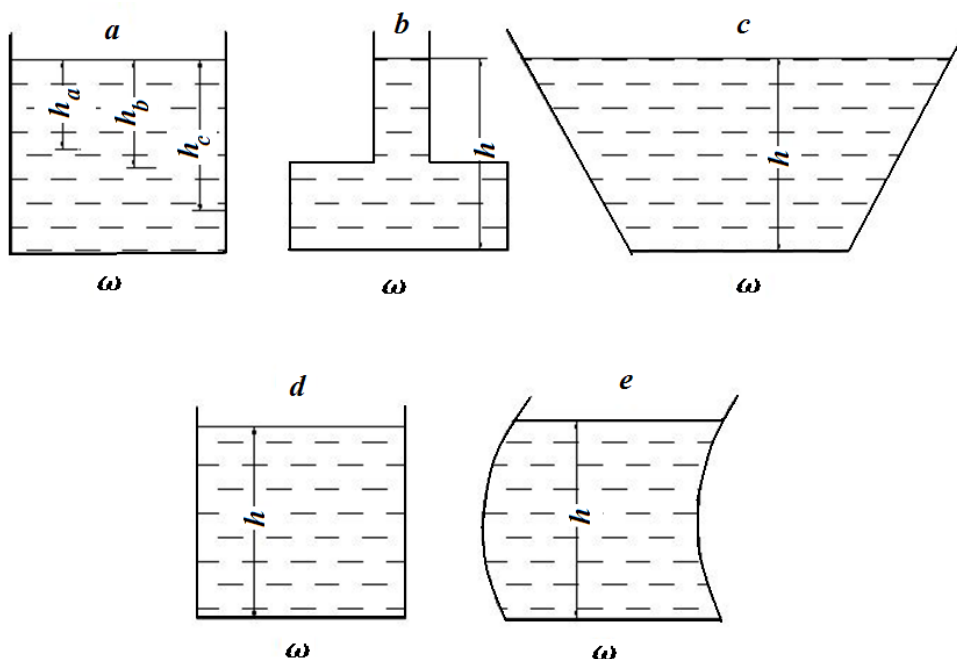
$$P = \gamma h \omega$$

Qanday qilib hajmi va og`irligi har xil suyuqliklarning idish tubidagi bosimi bir xil? Bu yerda fizikaning biror qonuni noto`g`ri talqin qilinayotgani yo`qmikan?

Gidravlika qonunlari bo`yicha suyuqlikdagi bosim uning shakliga bog`liq bo`lmay, uning chuqurligiga bog`liq.

Bu hodisa gidrostatik g`ayritabiiylik deb ataladi. Bu savolga javob olish uchun Paskal qonunini chuqurroq talqin qilish kerak. Masalan, 2.24, b va 2.24, c-rasmlarni tekshirsak, birinchi holda idishning yuqoridagi devorlarida bosim yuqoriga yo`nalgan bo`lib, reaksiya kuchlari pastga yo`nalgan, 2.24, c da esa aksincha.

Ana shu hodisalar gidrostatik g`ayritabiiylikning mohiyatini ochib beradi.



2.24-rasm. Gidrostatik paradoksga doir chizma.

b) Suyuqlikning tekis sirtga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchi.

Ihtiyoriy qiya tekislikka bo'lgan bosim kuchini aniqlash kerak bo'ladi. Xususiyl holda shitlarga ta'sir qiluvchi kuchlarni aniqlash xuddi shunday masalaga olib keladi. Shitlardagi gidrostatik bosim kuchini hisoblash uchun quyidagi masalani ko'ramiz. Suyuqlik bilan to'ldirilgan idish olaylik. Uning gorizont bilan α burchak tashkil etgan qiya sirtida ω yuzaga tushadigan bosim kuchini aniqlaymiz. Oy o'qini qiya sirt yo'nalishi bo'yicha, Ox o'qini esa unga tik yo'nalishda deb qabul qilamiz (2.25-rasm). Bu holda ω sirtidagi kichik $d\omega$ sirtga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchi quyidagicha aniqlanadi:

$$dP = d\omega(\gamma h + p_0). \quad (2.29)$$

bu yerda γh - suyuqlik ustunining bosimi; p_0 - erkin sirtidagi bosim. U holda ω yuzaga ta'sir qilayotgan to'la bosim quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$P_\omega = \int_{(\omega)} \gamma h d\omega + \int_{(\omega)} p_0 d\omega = \gamma \int_{(\omega)} h d\omega + p_0 \int_{(\omega)} d\omega,$$

agar

$$h = y \sin \alpha$$

ekanligini hisobga olsak:

$$P_\omega = \gamma \sin \alpha \int_{(\omega)} y d\omega + p_0 \int_{(\omega)} d\omega, \quad (2.30)$$

bu yerda $\int_{(\omega)} y d\omega$ - sirtning Ox o'qiga nisbatan statik momenti.

Statik moment haqidagi tushunchaga asosan

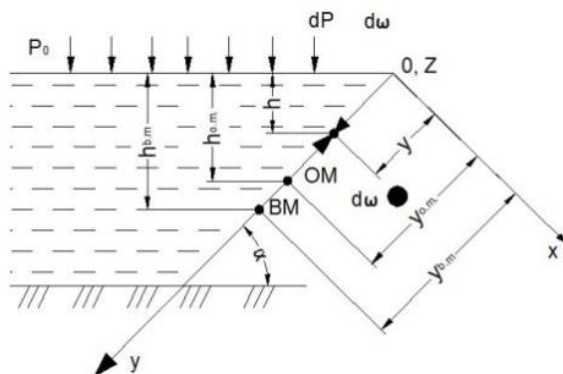
$$\int_{(\omega)} y d\omega = \omega y_{O.M.},$$

bu yerda y - og'irlik markazining koordinatasi. Rasmdan ko'rinib turibdiki,

$$y_{O.M.} \sin \alpha = h_{O.M.},$$

demak,

$$P_\omega = \omega(\gamma h_{O.M.} + p_0). \quad (2.31)$$



2.25-rasm. Qiya sirtga tushadigan bosimni hisoblashga doir chizma.

Agar to'liq bosim kuchini atmosfera bosimi va chegirma bosimdan iborat desak

$$P_{\omega} = P_u + P_a$$

bo'ladi, bu yerda chegirma bosim kuchi quyidagiga teng:

$$P_u = \gamma h_{o.m.} \omega \quad (2.32)$$

Demak, qiya yuzaga tushadigan bosim kuchi shu yuza sirti bilan uning og'irlik markaziga ta'sir qiluvchi bosimning ko'paytmasiga teng bo'lib, gidrostatik bosim kuchi

$$P_a = p_0 \omega$$

va chegirma bosim kuchi

$$P_u = \gamma h_{o.m.} \omega$$

yig'indisiga teng bo'ladi. Birinchi kuch yuzaning og'irlik markaziga qo'yilgan bo'lib, ikkinchi kuch undan pastroqqa qo'yilgan bo'ladi.

s) Bosim markazini topish

Chegirma bosim teng ta'sir etuvchisining qo'yilish nuqtasi bosim markazi deb ataladi. Bu nuqtani topish shitlarning o'lchamlarini aniqlash uchun kerak bo'ladi. Shuning uchun bosim markazi koordinatasini topish shitlarni hisoblashda juda zarur. 2.25-rasmdan bosim markazining koordinatasi $y_{b.m.}$ ga teng deb hisoblab, ω sirtga ta'sir qilayotgan momentni aniqlaymiz:

$$P \cdot y_c = \int_{(\omega)} dPy = \int_{(\omega)} \gamma h d\omega y \quad (2.33)$$

Rasmdan

$$h_{o.m.} = y_{o.m.} \sin \alpha, \quad h = y \sin \alpha$$

ekanligi ko'rinib turibdi. U holda (2.33) munosabatdan quyidagi kelib chiqadi:

$$\omega \cdot y_{o.m.} \cdot y_{b.m.} = \int_{(\omega)} y^2 d\omega = I_x \quad (2.34)$$

bu yerda $I_x = \int_{(\omega)} y^2 d\omega$ – ko'rilayotgan sirtning Ox o'qqa nisbatan inertsiya

momenti.

U holda (2.34) dan bosim markazini topamiz:

$$y_{b.m.} = \frac{I_x}{\omega \cdot y_{o.m.}} \quad (2.35)$$

Inertsiya momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I_x = I_{o.m.} + \omega \cdot y_{o.m.}^2 \quad (2.36)$$

bu yerda $I_{o.M.}$ – ko`rilayotgan yuzaning uning og`irlik markazidan o`tuvchi o`qqa nisbatan inertsiya momenti.

U holda (2.36) ni (2.35) ga qo`yib, bosim markazini quyidagicha topamiz:

$$y_{\delta.M.} = y_{o.M.} + \frac{I_{o.M.}}{\omega \cdot y_{o.M.}} \quad (2.37)$$

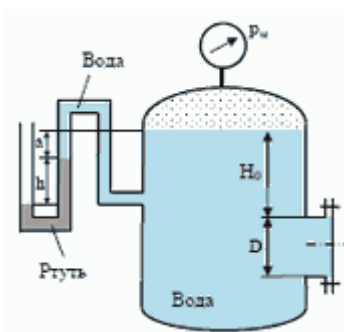
Bu tenglamadan ko`rinadiki, bosim markazi ko`rilayotgan qiya sirt og`irlik markazidan $\frac{I_{o.M.}}{\omega \cdot y_{o.M.}}$ miqdorda pastda joylashgan bo`lib, sirt gorizontal bo`lgan

xususiy holdagina bu farq 0 ga teng, (ya'ni, og`irlik markazi bilan bosim markazi ustma-ust tushadi).

Amaliy mashg`ulotlarni bajarishga doir ko`rsatma:

1 – Masala. Rezervuar qopqog`iga ta'sir etayotgan GBK ni va bosim markazini quyidagi holatlarda aniqlang.

1. Diametri $D = 1m$. Manometr ko`rsatgichi $P_m = 0.08 MPa$ $H_0 = 15m$.



Berilgan

$$H_0 = 1.5 m$$

$$D = 1 m$$

$$P_M = 80 kN/m^2$$

$$\gamma = 10 kN/m^3$$

2.26-rasm

Yechish

Birinchi holat uchun.

1) Qopqoqning og`irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$P_c = P_M + \gamma \cdot h_c = P_M + \gamma \cdot \left(H_0 + \frac{D}{2} \right) = 80 + 10 \cdot \left(1.5 + \frac{1}{2} \right) = 80 + 10 \cdot 2 = \frac{100kN}{m^2}$$

2) Qopqoq yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = \frac{\pi \cdot d^2}{4} = 0.785 \cdot 1^2 = 0.785 m^2$$

3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz

$$F = P_c \cdot \omega = 100 \cdot 0.785 = 78.5 kN$$

2 – Masala. Qopqoq o'lchamlari $a=1,0$ m; $b=1,2$ m; suyuqlik zichligi $\rho=700$ kg/m³ va rezervuarga o'rnatilgan manometrning ko'rsatishi $p_m=0,08$ MPa; $H_0=1,5$ m.

Yeshimi:

1. Tekis shakl og'irlik markaziga qo'yilgan bosimni aniqlaymiz:
Formuladan ixtiyoriy nuqtadagi bosim:

$$p_c = p_0 + \rho g h_c$$

bu yerda: p_0 – tashqi bosim, $p_0 = p_m + p_a$

U holda

$$p_c = p_m + p_a + \rho g \left(H_0 + \frac{a}{2} \right)$$

2. Tekis shakl yuzasini aniqlaymiz:

$$\omega = ba$$

3. Hidrostatik bosim kuchini aniqlaymiz:

$$P = p_c \omega = \left[p_m + p_a + \rho g \left(H_0 + \frac{a}{2} \right) \right] ab$$

Berilgan qiymatlarni qo'yib, gidrostatik bosim kuchini hisoblaymiz:

$$P = p_c \omega = \left[0.08 * 10^6 \frac{N}{m^2} + 10^5 \frac{N}{m^2} + 700 \frac{kg}{m^3} * 9.81 \frac{m}{s^2} (1.5m + 0.5m) \right] * 1.2m^2 \\ = 232800N \approx 233kN$$

4. Bosim markazini aniqlaymiz:

$$h_d = h_c + \frac{J_0}{h_c \omega}$$

bu yerda:

$$h_c = H_0 + \frac{a}{2}; \omega = ab; J_0 = \frac{ba^3}{12}$$

u holda, berilgan qiymatlarni qo'yib h_D ni aniqlaymiz:

$$h_d = \left(H_0 + \frac{a}{2} \right) + \frac{ba^3}{\left(H_0 + \frac{a}{2} \right) 12ba} = 2 + \frac{1}{24} = 2.06m$$

Endi bosim markazini aniqlashni boshqa hollarda ham ko'ramiz.

3– Masala. Yuqoridagi masalada idish devori burchak ostida joylashgan bo‘lsa z_d ni aniqlaymiz:

bu yerda: $H_0 = 1,5$

$$a = 1,4 \text{ m}$$

$$b = 1,2 \text{ m}$$

$\alpha = 60^\circ$ bo‘lib, bosim markazini aniqlash kerak bo‘lsin:

$$z_d = z_c + \frac{J_0}{z_c \omega}$$

u holda

$$h_d = z_d \sin \alpha = 2.17 \text{ m}$$

Bunday hollarda bosim markazini aniqlashning bir qulay usuli bor (Mazkur usul mualliflar tomonidan taklif qilingan). Burchak ostida joylashgan tekis shakl vertikal tekislikka proyeksiyalanib, bosim markazi (2.37) formula bilan hisoblanadi:

$$h_d^x = h_c^x + \frac{J_0^1}{h_c^x \omega^1}$$

bu yerda: J_0^1 – tekis shakl proyeksiyasining inertsiya momenti;

ω^1 – tekis shaklning vertikal tekislikka proyeksiyasi.

U holda,

$$h_D = 2,17 \text{ m}$$

4 – Masala. O‘lchamlari $L=2.5$; $B = 10 \text{ m}$ bo‘lgan darvoza (zatvor) chuqurligi $H = 2.3 \text{ m}$ bo‘lgan suvni to‘sib turibdi.

Aniqlansin:

- Trossdagi kuchlanish (zatvor og‘irligi hisobga olinmasin)
- Sharnirdagi reyaktsiya kuchi R.

Berilgan:

$$L = 2.5 \text{ m}$$

$$B = 10 \text{ m}$$

$$H = 2.3 \text{ m}$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$T = ? \quad R = ?$$

Yechish:

1) Zatvorning og‘irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$p_c = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot \frac{H}{2} = 10 \cdot \frac{2.3}{2} = 10 \cdot 1.15 = 11.5 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

2) Yuzani aniqlaymiz.

$$\omega = L \cdot B = 2.5 \cdot 10 = 25 \text{ m}^2$$

3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P = p_c \cdot \omega = 11.5 \cdot 25 = 287.5 \text{ kN}$$

4) Bosim markazini aniqlaymiz

$$Z_d = Z_c + \frac{J}{Z_c \cdot \omega}$$

$$Z_c = \frac{H}{2} \cdot \frac{L}{H} = \frac{2.5}{2} = 1.25 \text{ m}$$

$$\omega = 2.5 \text{ m}^2$$

$$J = \frac{B \cdot L^3}{12} = \frac{10 \cdot 2.5^3}{12} = 13$$

5) Trossdagi kuchlanish T ni aniqlaymiz. $\Sigma M_0 = 0$

$$T \cdot L - P \cdot (L - Z_d) = 0$$

$$T = \frac{P \cdot (L - Z_d)}{L} = \frac{287.5 \cdot (2.5 - 1.66)}{2.5} = 96.6 \text{ kN}$$

6) Sharnirdagi R reaksiya kuchini aniqlaymiz.

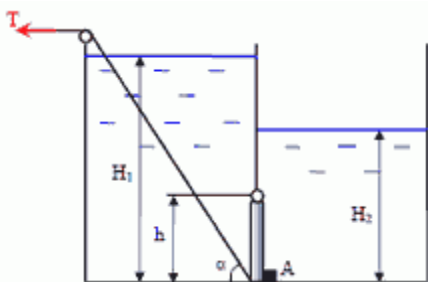
$$\sum M_A = 0$$

$$R \cdot L - F \cdot Z_d = 0$$

$$R = \frac{P \cdot Z_d}{L} = \frac{287.5 \cdot 1.66}{2.5} = 191 \text{ kN}$$

Javob: $T = 96.6 \text{ kN}$ $R = 191 \text{ kN}$

5 – Masala. Ikki qismga ajratilgan rezervuar o'rtasiga bo'yi $h = 0.4 \text{ m}$, eni $b = 0.8 \text{ m}$ bo'lgan shit o'rnatilgan. Suvning chuqurliklari $H_1 = 1.6 \text{ m}$, $H_2 = 1.0 \text{ m}$, $\alpha = 60^\circ$, $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$. Shitni ochish uchun kerak bo'lgan T kuchi va A tayanchdagi reaksiya kuchini aniqlang.



Berilgan:

$$H_1 = 1.6 \text{ m}$$

$$H_2 = 1.0 \text{ m}$$

$$\alpha = 60$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$h = 0.4 \text{ m}$$

$$b = 0.8 \text{ m}$$

$$T = ? \quad R_A = ?$$

Yechish:

1) Chap tomondan shitning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$p_{c1} = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot \left(H_1 - \frac{h}{2} \right) = 10 \cdot \left(1.6 - \frac{0.4}{2} \right) = 10 \cdot 1.4 = 14 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega_1 = h \cdot b = 0.4 \cdot 0.8 = 0.32 \text{ m}^2$$

3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P_1 = p_{c1} \cdot \omega_1 = 14 \cdot 0.32 = 4.48 \text{ kN}$$

4) Bosim markazini aniqlaymiz.

$$h_{d1} = h_{c1} + \frac{J_1}{h_{c1} \cdot \omega_1}$$

$$h_{c1} = 1.4 \text{ m} \quad \omega_1 = 0.32 \text{ m}^2$$

$$J_1 = \frac{b \cdot h^3}{12} = \frac{0.8 \cdot 0.4^3}{12} = 0.0042$$

$$h_{d1} = 1.4 + \frac{0.0042}{1.4 \cdot 0.32} = 1.409 \text{ m}$$

5) O'ng tomondan shitning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$p_{c2} = \gamma \cdot h_{c2} = \gamma \cdot \left(H_2 - \frac{h}{2} \right) = 10 \cdot \left(1 - \frac{0.4}{2} \right) = 10 \cdot 0.8 = 8 \text{ kN/m}^2$$

6) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega_2 = h \cdot b = 0.4 \cdot 0.8 = 0.32 \text{ m}^2$$

7) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P_2 = p_{c2} \cdot \omega_2 = 8 \cdot 0.32 = 2.56 \text{ kN}$$

8) Bosim markazini aniqlaymiz.

$$h_{d2} = h_{c2} + \frac{J}{h_{c2} \cdot \omega_2}$$

$$h_{c2} = 0.8 \text{ m} \quad \omega_2 = 0.32 \text{ m}^2$$

$$J_2 = \frac{b \cdot h^3}{12} = \frac{0.8 \cdot 0.4^3}{12} = 0.0042$$

$$h_{d2} = 0.8 + \frac{0.0042}{0.8 \cdot 0.32} = 0.816 \text{ m}$$

9) T kuchini aniqlash uchun sharnir turgan nuqtani 0 deb belgilab moment olamiz.

$$T \cdot h \cdot \cos\alpha - P_1 \cdot [h_{d1} - (H_1 - h)] + P_2 \cdot [h_{d2} - (H_2 - h)] = 0$$

$$T = \frac{P_1 \cdot [h_{d1} - (H_1 - h)] + P_2 \cdot [h_{d2} - (H_2 - h)]}{h \cdot \cos\alpha}$$

$$= \frac{14 \cdot [1.409 - (1.6 - 0.4)] - 8 \cdot [0.816 - (1 - 0.4)]}{0.4 \cdot 0.5}$$

$$= \frac{14 \cdot 0.209 - 8 \cdot 0.216}{0.2} = \frac{2.926 - 1.728}{0.2} = \frac{1.198}{0.2} = 6 \text{ kN}$$

10) A nuqtadagi reaksiya kuchini aniqlaymiz.

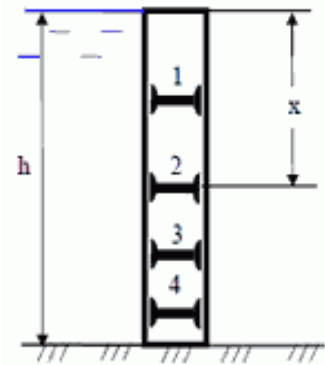
$$\sum M_0 = 0$$

$$R_A \cdot h - P_1 \cdot [h_{d1} - (H_1 h)] + P_2 \cdot [h_{d2} - (H_2 - h)] = 0$$

$$R_A = \frac{P_1 \cdot [h_{d1} - (H_1 h)] - P_2 \cdot [h_{d2} - (H_2 - h)]}{h} = \frac{2.926 - 1.728}{0.4} = \frac{1.198}{0.4} = 4.95 \text{ kN}$$

Javob: $T = 6 \text{ kN}$ $R_A = 4.95 \text{ kN}$

6 – Masala. Eni $b = 6 \text{ m}$ bo‘lgan ikki qavat shit orasiga balkalar joylashtirilgan. Suvning chuqurligi va shitning balandligi $h = 4 \text{ m}$. Zo‘riqish bir xilda taqsimlanishi uchun x qanday masofada bo‘lishi kerak?



Berilgan:

$$h = 4 \text{ m}$$

$$b = 6 \text{ m}$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$x = ?$$

Yechish:

1) Shitning og‘irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz

$$p_c = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot \frac{h}{2} = 10 \cdot \frac{4}{2} = 20 \text{ kN/m}^2$$

2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = h \cdot b = 4 \cdot 6 = 24 \text{ m}^2$$

3) Ta‘sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P = p_c \cdot \omega = 20 \cdot 24 = 480 \text{ kN}$$

4) Bosim markazini aniqlaymiz.

$$h_d = h_c + \frac{J}{h_c \cdot \omega}$$

$$h_c = 2 \text{ m} \quad \omega = 24 \text{ m}^2$$

$$J = \frac{b \cdot h^3}{12} = \frac{6 \cdot 2^3}{12} = 4$$

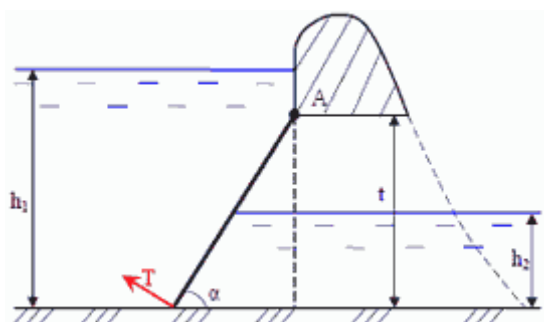
$$h_d = 2 + \frac{4}{2 \cdot 24} = 2.083 \text{ m} \rightarrow h_d = X = 2.083 \text{ m}$$

Javob: $X = 2.083 \text{ m}$

7 – Masala. To‘g‘onning suv chiqish qismida eni $b = 6 \text{ m}$ bo‘lgan shit o‘rnatilgan. Yuqori b‘efda suv chuqurligi $h_1 = 23 \text{ m}$, pastki b‘efda esa $h_2 = 11.5 \text{ m}$, chiqish qismi balandligi $t = 17.25 \text{ m}$. Qiyalik $\alpha = 45^\circ$. Shit A o‘qi atrofida aylanadi. Shitning og‘irligi $G = 100 \text{ kH}$.

Aniqlanishi kerak .

- Shitga ta‘sir etayotgan GBK P_1 va P_2
- Umumiy GBK P_{um}
- Umumiy kuch bosim markazi.
- Shitni qo‘zg‘atuvchi T kuchi.



Berilgan

$$\begin{aligned}
 h_1 &= 23 \text{ m} \\
 h_2 &= 11.5 \text{ m} \\
 t &= 17.25 \text{ m} \\
 b &= 6 \text{ m} \\
 \alpha &= 45^\circ \\
 G &= 100 \text{ kN} \\
 \gamma &= 10 \text{ kN/m}^3
 \end{aligned}$$

Yechish:

- Yuqori b‘efdan shitning og‘irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$\begin{aligned}
 p_{c1} &= \gamma \cdot h_{c1} = \gamma \cdot \left[(h_1 - t) + \frac{t}{2} \right] = 10 \cdot \left[(23 - 17.25) + \frac{17.25}{2} \right] = 10 \cdot 14.25 \\
 &= 142.5 \text{ kN/m}^2
 \end{aligned}$$

- Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega_1 = \frac{t}{\sin \alpha} \cdot b = \frac{17.25}{0.707} \cdot 6 = 148.5 \text{ m}^2$$

- Ta‘sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P_1 = p_{c1} \cdot \omega_1 = 142.5 \cdot 148.5 = 21161.25 \text{ kN}$$

- Pastki b‘efdan shitning og‘irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$p_{c2} = \gamma \cdot h_{c2} = \gamma \cdot \frac{h_2}{2} = 10 \cdot \frac{11.5}{2} = 57.5 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

- Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega_2 = \frac{h_2}{\sin \alpha} \cdot b = \frac{11.5}{0.707} \cdot 6 = 97.9 \text{ m}^2$$

- Ta‘sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P_2 = p_{c2} \cdot \omega_2 = 57.5 \cdot 97.6 = 5612 \text{ kN}$$

- Shitga ta‘sir etayotgan umumiy GBK ni aniqlaymiz.

$$\Sigma_x = P_{um} = P_1 - P_2 = 21161.25 - 5612 = 15549.25 \text{ kN}$$

8) Yuqori b'efdagi bosim markazini aniqlaymiz.

$$Z_{d1} = Z_{c1} + \frac{J}{Z_{c1} \cdot \omega_1}$$

$$Z_{c1} = \frac{h_{c1}}{\sin\alpha} = \frac{14.25}{0.707} = 20.15 \text{ m}$$

$$\omega_1 = 148.5 \text{ m}^2$$

$$J_1 = \frac{b}{12} \cdot \left(\frac{t}{\sin\alpha} \right)^3 = \frac{6}{12} \cdot \left(\frac{17.25}{0.707} \right)^3 = 0.5 \cdot 14524.7 = 7262.38$$

$$Z_{d1} = 20.15 + \frac{7262.38}{20.15 \cdot 148.5} = 22.57 \text{ m}$$

9) Pastki b'efdagi bosim markazini aniqlaymiz.

$$Z_{d2} = Z_{c2} + \frac{J}{Z_{c2} \cdot \omega_2} = 8.13 + \frac{2151.8}{8.13 \cdot 97.6} = 10.84 \text{ m}$$

$$Z_{c2} = \frac{h_{c2}}{\sin\alpha} = \frac{5.75}{0.707} = 8.13 \text{ m}$$

$$\omega_2 = 97.6 \text{ m}^2$$

$$J = \frac{b}{12} \cdot \left(\frac{h_2}{\sin\alpha} \right)^3 = \frac{6}{12} \cdot \left(\frac{11.5}{0.707} \right)^3 = 0.5 \cdot 4303.6 = 2151.8 \text{ m}$$

10) Umumiy ta'sir etayotgan GBK ning qo'yilish nuqtasini aniqlash uchun A nuqtaga nisbatan moment olamiz.

$$\Sigma M_0 = 0$$

$$P_{um} l = P_1 \cdot \left[Z_{d1} - \left(\frac{h_1 - t}{\sin\alpha} \right) \right] - P_2 \cdot \left[Z_{d2} + \left(\frac{t - h_2}{\sin\alpha} \right) \right]$$

$$l = \frac{F_1 \cdot \left[Z_{d1} - \left(\frac{h_1 - t}{\sin\alpha} \right) \right] - F_2 \cdot \left[Z_{d2} + \left(\frac{t - h_2}{\sin\alpha} \right) \right]}{F_{um}}$$

$$= \frac{21161.25 \cdot \left[22.57 - \left(\frac{23.5 - 17.25}{0.707} \right) \right] - 5612 \cdot \left[10.84 + \left(\frac{17.25 - 11.5}{0.707} \right) \right]}{15549.25}$$

$$= \frac{21161.25 \cdot 13.73 - 5612 \cdot 18.97}{15549.25} = \frac{184084.32}{15549.25} = 11.83 \text{ m}$$

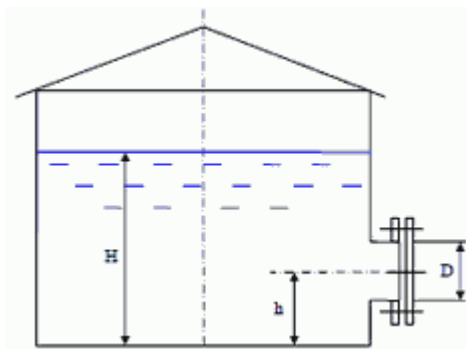
$$l = 11.83 \text{ m}$$

- 11) Shitni qo'zg'atuvchi T kuchni aniqlash uchun A nuqtaga nisbatan moment olamiz.

$$\begin{aligned} \Sigma M_0 &= 0 \\ T \cdot \frac{t}{\sin \alpha} - P_{um} \cdot l - G \cdot \frac{t}{2 \cdot \sin \alpha} &= 0 \\ T &= \frac{P_{um} \cdot l - G \cdot \frac{t}{2 \cdot \sin \alpha}}{\frac{t}{\sin \alpha}} = \frac{15549.25 \cdot 11.83 - 100 \cdot \frac{17.25}{2 \cdot 0.707}}{\frac{17.25}{0.707}} \\ &= \frac{183947.62 - 1219.94}{24.398} = 7489.4 \text{ kN} \end{aligned}$$

Javob: $P_1 = 21161.25 \text{ kN}$ $P_2 = 5612 \text{ kN}$

8 – Masala. Rezervuarga zichligi $\rho = 860 \text{ kg/m}^3$ bo'lgan kerosin quyilgan. Kerosin chuqurligi $H = 8 \text{ m}$ rezervuar tubigacha. $h = 0.5 \text{ m}$. Qopqoq diametri $D = 0.75 \text{ m}$, va u $n = 12$ dona bolt bilan qotirilgan. Ruxsat etilgan kuchlanish $\sigma = 700 \text{ kg/m}^2 = 70 \text{ MPa}$ boltlar diametrini aniqlang.



Berilgan:

$$H = 8 \text{ m}$$

$$h = 0.5 \text{ m}$$

$$\gamma = 8.6 \text{ kN/m}^3$$

$$D = 0.75 \text{ m}$$

$$n = 12$$

$$\sigma = 700 \text{ kg/sm}^2$$

$$d = ?$$

- 1) Qopqoqning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$p_c = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot (H - h) = 8.6 \cdot (8 - 0.5) = 0.86 \cdot 7.5 = 64.5 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

- 2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = \frac{\pi d^2}{4} = 0.785 \cdot 0.75^2 = 0.44 \text{ m}^2$$

- 3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P = p_c \cdot \omega = 64.5 \cdot 0.44 = 28.48 \text{ kN}$$

- 4) Kuchni boltlarga taqsimlaymiz.

$$Q = \frac{P}{n} = \frac{28.48}{12} = 2.37 \text{ kN} = 237 \text{ kgk}$$

5) Cho‘zilish va siqilish defarmatsiyasiga asosan, ruxsat etilgan kuchdan foydalanib boltlar diametrini aniqlaymiz.

$$\sigma = \frac{Q}{\omega_{\sigma}} \leq [\sigma]$$

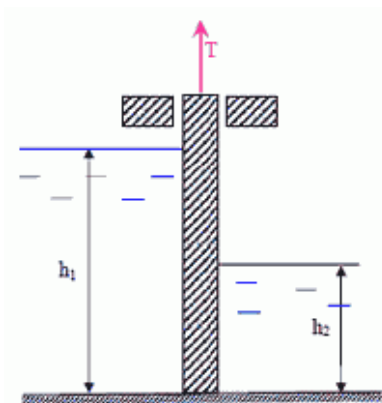
$$\omega_{\sigma} = \frac{Q}{[\sigma]} \quad \omega_{\sigma} = \frac{\pi d^2}{4}$$

$$d = \sqrt{\frac{Q}{[\sigma]} \cdot \frac{4}{\pi}} = \sqrt{\frac{237}{700} \cdot \frac{4}{3.14}} = 0.65 \text{ sm}$$

$$d \geq 0.65 \text{ sm} = 6.5 \text{ mm}$$

9 – Masala. Suvni to‘shib turgan zatvorning o‘lchamlari: bo‘yi $a = 4 \text{ m}$, eni $b = 2 \text{ m}$ va qalinligi $c = 0.2 \text{ b}$ chap tomonidagi suvning chuqurligi $h_1 = 3 \text{ m}$, o‘ng tomonidagi suvning chuqurligi $h_2 = 1.5 \text{ m}$. Zatvor metaldan tayyorlangan $\gamma_m = 75 \text{ kN/m}^3$. Ishqalanish koeffitsiyenti $f = 0.4$. Suvning solishtirma og‘irligi og‘irligi $\gamma = 10 \text{ kg/m}^3$ bo‘lsa zatvorni ko‘taruvchi dastlabki kuch T ni aniqlang?

Berilgan:



$$a = 4 \text{ m}, b = 2 \text{ m}, c = 0.2b$$

$$h_1 = 3 \text{ m}, h_2 = 1.5 \text{ m},$$

$$\gamma_m = 75 \text{ kN/m}^3$$

$$f = 0.4$$

$$T = ?$$

1) Chap tomondan zatvorning og‘irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$p_{c1} = \gamma \cdot h_{c1} = \gamma \cdot \frac{h_1}{2} = 10 \cdot \frac{3}{2} = 10 \cdot 1.5 = 15 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega_1 = h_1 \cdot b = 3 \cdot 2 = 6 \text{ m}^2$$

3) Ta‘sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P_1 = p_{c1} \cdot \omega_1 = 15 \cdot 6 = 90 \text{ kN}$$

4) O‘ng tomondan shitning og‘irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz,

$$P_{c2} = \gamma \cdot h_{c2} = \gamma \cdot \frac{h_2}{2} = 10 \cdot \frac{1.5}{2} = 10 \cdot 0.75 = 7.5 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

5) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega_2 = h_2 \cdot b = 1.5 \cdot 2 = 3m^2$$

6) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$P_2 = p_{c2} \cdot \omega_2 = 7.5 \cdot 3 = 22.5 kN$$

7) Zatvorning og'irlik kuchini aniqlaymiz.

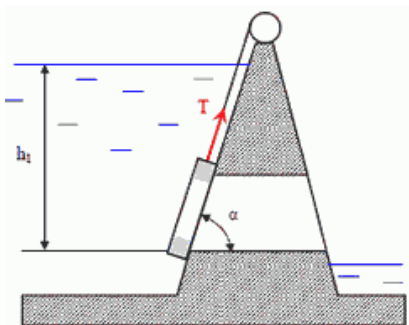
$$G = \gamma_m \cdot W = \gamma_m \cdot a \cdot b \cdot 0.2b = 75 \cdot 4 \cdot 2 \cdot 0.2 \cdot 2 = 75 \cdot 3.2 = 240 kN$$

8) Zatvorni ko'taruvchi T kuchni aniqlaymiz.

$$T \geq G + (F_1 + F_2) \cdot f = 240 + (90 + 22.5) \cdot 0.4 = 240 + 45 = 285$$

Javob : $T \geq 285 kN = 25.5Tk$

10 – Masala. To'g'onda suvning chiqish qismini to'sib turuvchi shitning balandligi $a = 2 m$, eni $B = 1.6 m$, qalinligi $c = 0.25b$, $\alpha = 60^\circ$. Shitning pastki qismigacha bo'lgan chuqurlik $h_1 = 10m$, shitning massasi $m = 2 t$, ishqalanish $f = 0.3$ suvning solishtirma og'irligi $\gamma = 10 kH/m^3$ bo'lsa shitni ko'taruvchi T kuchni aniqlang?



Berilgan:

$$h_1 = 10 m, \quad a = 2 m, \quad b = 1.6 m, \quad c = 0.25b$$
$$\alpha = 60^\circ \quad m = 2T \quad f = 0.3 \quad \gamma = 10 kN/m^3 = 1Tk/m^3$$
$$T = ?$$

Yechish:

1) Shitning 0 og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$P_c = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot \left(h_1 - \frac{a}{2} \right) = 1 \cdot \left(10 - \frac{2}{2} \right) = 1 \cdot 9 = 9 \cdot \frac{Tk}{m^2}$$

2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = \frac{a}{\sin \alpha} \cdot b = \frac{2}{0.866} \cdot 1.6 = 3.7m^2$$

3) Shitga ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$F = P_c \cdot \omega = 9 \cdot 3.7 = 33.25Tk$$

4) Shitni ko'taruvchi kuch Arximed kuchini aniqlaymiz.

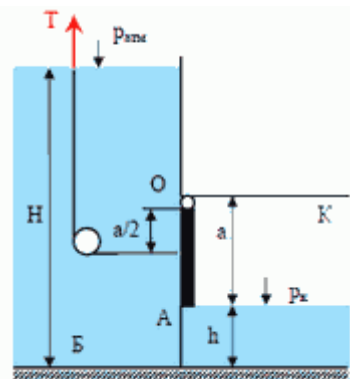
$$P_A = \gamma \cdot W = \gamma \cdot a \cdot b \cdot 0.25b = 1 \cdot 2 \cdot 1.6 \cdot 0.4 = 1.28Tk$$

5) Shitni yuqoriga ko'taruvchi T kuchni aniqlaymiz.

$$T \geq m \cdot \cos \alpha + F \cdot f - P_A = 2 \cdot 0.5 + 33.25 \cdot 0.3 - 1.28 = 1 + 9.975 - 1.28 = 9.7 \text{ Tk}$$

Javob: $T \geq 9.7 \text{ Tk} = 97 \text{ kN} = 97000 \text{ N}$

11 – Masala. B Rezervuardan suvni chiqarish uchun A zatvorni ochish uchun kerak bo'lgan T kuchni aniqlang. O'lchamlari: eni $b = 0.6 \text{ m}$, balandligi $a = 1.2 \text{ m}$. Suvning chuqurligi $H = 10 \text{ m}$. Kameradagi bosim $P_k = 0.01 \text{ at} = 1000 \text{ Pa}$, $h = 0.8 \text{ m}$



Berilgan

$$a = 1.2 \text{ m}$$

$$b = 0.6 \text{ m}$$

$$H = 10 \text{ m}$$

$$h = 0.8 \text{ m}$$

$$P_k = 0.01 \text{ at} = 1 \text{ kN/m}^2$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$T = ?$$

Yechish:

1) Zatvorning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$P_c = P_{at} + \gamma \cdot h_c = P_{at} + \gamma \cdot \left(H - h - \frac{a}{2} \right) = 100 + \left(10 - 0.8 - \frac{1.2}{2} \right) = 100 + 10 \cdot 8.6 = 186 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = ab = 1.2 \cdot 0.6 = 0.72 \text{ m}^2$$

3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$F = P_c \cdot \omega - P_k \cdot \omega = (P_c - P_k) \cdot \omega = (186 - 1) \cdot 0.72 = 185 \cdot 0.72 = 133.2 \text{ kN}$$

4) Bosim markazini aniqlaymiz.

$$h_d = h_c + \frac{J}{h_c \cdot \omega}$$

$$J = \frac{b \cdot a^3}{12} = \frac{0.6 \cdot 1.2^3}{12} = 0.0864$$

$$h_c = 8.6 \text{ m} \quad \omega = 0.72 \text{ m}^2$$

$$h_d = 8.6 + \frac{0.0864}{8.6 \cdot 0.72} = 8.61 \text{ m}$$

5) T kuchini aniqlash uchun O nuqtaga nisbatan moment olamiz.

$$\Sigma M_O = 0$$

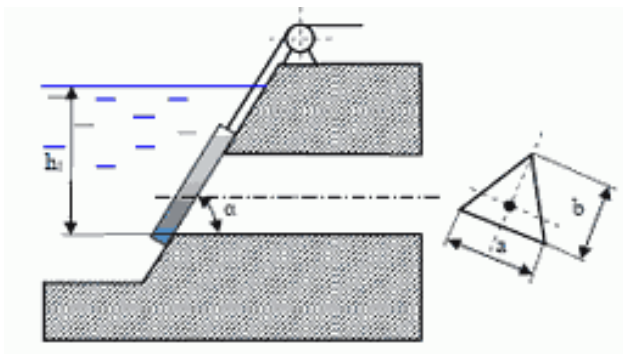
$$T \cdot \frac{a}{2} - F \cdot (h_d - H - h - a) = 0$$

$$T = \frac{F \cdot (h_d - H - h - a) \cdot 2}{a} = \frac{133.2 \cdot (8.61 - 8) \cdot 2}{1.2}$$

$$= \frac{133.2 \cdot 1.22}{1.2} = 135.42 \text{ kN}$$

Javob: $T \geq 135.4 \text{ kN} = 13.54 \text{ TK}$

12 – Masala. Uchburchak shaklidagi suv tashlama zatvorning asosi $a = 12 \text{ m}$, balandligi $b = 1.5 \text{ m}$, qiyaligi $\alpha = 45^\circ$, suvning chuqurligi $h = 9.5 \text{ m}$ $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ bo'lsa zatvorga ta'sir etayotgan GBK va bosim markazini aniqlang.



Berilgan

$$h = 9.5 \text{ m}$$

$$a = 1.2 \text{ m}$$

$$b = 1.5 \text{ m}$$

$$\alpha = 45^\circ$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$F = ? \quad h_d = ?$$

Yechish:

1) Zatvorning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$P_c = \gamma \cdot \left(h - \frac{b}{3} \cdot \sin \alpha \right) = 10 \cdot \left(9.5 - \frac{1.5}{3} \cdot 0.707 \right) = 10 \cdot 9.14 = 91.4 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = \frac{a \cdot b}{2} = \frac{1.2 \cdot 1.5}{2} = 0.9 \text{ m}^2$$

3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz

$$F = P_c \cdot \omega = 91.4 \cdot 0.9 = 82.26 \text{ kN}$$

4) Bosim markazini aniqlaymiz.

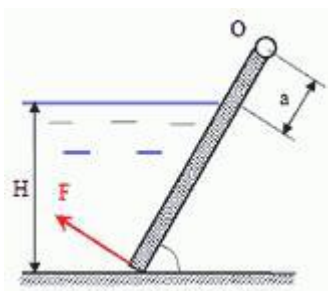
$$Z_d = Z_c + \frac{J}{Z_c \cdot \omega}$$

$$Z_c = \frac{h_c}{\sin \alpha} = \frac{0.14}{0.707} = 12.92 \text{ m}$$

$$\omega = 0.9 \text{ m}^2$$

Javob: $F = 82.26 \text{ kN}$

13 – Masala. O o'q atrofida aylanuvchi shitni ko'taruvchi kuch F ni aniqlang. Shitning og'irligi hisobga olinmasin. Shitning eni $b = 1.25 \text{ m}$, suvning chuqurligi $H = 1.5 \text{ m}$, $a = 0.2 \text{ m}$, $\alpha = 60^\circ$.



Berilgan:

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3 \quad H = 1.5 \text{ m}$$

$$b = 1.25 \text{ m} \quad a = 0.2 \text{ m}$$

$$\alpha = 60^\circ$$

$$Q = ?$$

Yechish:

1) Shitning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$P_c = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot \frac{H}{2} = 10 \cdot \frac{1.5}{2} = 10 \cdot 0.75 = 7.5 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = \frac{H}{\sin \alpha} \cdot b = \frac{1.5}{0.866} \cdot 1.25 = 2.16 \text{ m}^2$$

3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$F = P_c \cdot \omega = 7.5 \cdot 2.16 = 16.2 \text{ kN}$$

4) Bosim markazini aniqlaymiz.

$$Z_d = h_c + \frac{J}{h_c \cdot \omega}$$

$$Z_c = 0.866 \text{ m} \quad \omega = 2.16 \text{ m}^2$$

$$J = \frac{b}{12} \cdot \left(\frac{H}{\sin \alpha} \right)^3 = \frac{1.25}{12} \cdot \left(\frac{1.5}{0.866} \right)^3 = 0.54$$

$$Z_d = 0.866 + \frac{0.54}{0.75 \cdot 2.16} = 1.21 \text{ m}$$

5) Q kuchni aniqlash uchun O nuqtaga nisbatan moment olamiz.

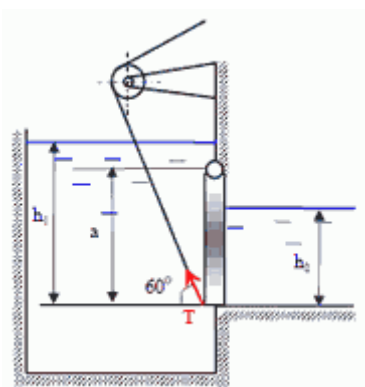
$$\Sigma m_0 = 0$$

$$Q \cdot \left(\frac{H}{\sin \alpha} \cdot a \right) - F \cdot (Z_d + a) = 0$$

$$Q = \frac{F \cdot (Z_d + a)}{\left(\frac{H}{\sin \alpha} \cdot a \right)} = \frac{16.2 \cdot (1.21 + 0.2)}{\left(\frac{1.5}{0.866} + 0.2 \right)} = \frac{22.84}{1.93} = 11.83 \text{ kN}$$

Javob: $Q \geq 11.83 \text{ kN} = 1.18 \text{ Tk}$

14 – Masala. Rezervuarda suvni to'sib turgan shitning o'lchamlari $a = 3\text{m}$, $b = 4\text{m}$. Chap tomondagi suvning chuqurligi $h_1 = 5\text{m}$, o'ng tomonda esa $h_2 = 2\text{m}$. Suvning solishtirma og'irligi $\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$. Shit O nuqtadagi sharnir atrofida aylanadi. Shitni dastlabki ko'taruvchi kuch T ni aniqlang.



Berilgan:

$$h_1 = 5 \text{ m}$$

$$h_2 = 2 \text{ m}$$

$$a = 3 \text{ m}$$

$$b = 4 \text{ m}$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$\alpha = 60^\circ$$

$$T = ?$$

Yechish:

- 1) Dastlabki rezervuarining chap tomonidan shitning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$P_c = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot \left(h_1 - \frac{a}{2} \right) = 10 \cdot \left(5 - \frac{3}{2} \right) = 10 \cdot 3.5 = 35 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

- 2) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = a \cdot b = 3 \cdot 4 = 12 \text{ m}^2$$

- 3) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

$$F_1 = P_c \cdot \omega = 35 \cdot 12 = 420 \text{ kN}$$

- 4) Bosim markazini aniqlaymiz.

$$h_{d1} = h_c + \frac{J_{ox}}{h_c \cdot \omega}$$

$$h_c = 3.5 \text{ m}$$

$$J_{ox} = \frac{b \cdot a^3}{12} = \frac{4 \cdot 3^3}{12} = \frac{108}{12} = 9$$

$$h_{d1} = 3.5 + \frac{9}{3.5 \cdot 12} = 3.71 \text{ m}$$

- 5) O'ng tomondan shitning og'irlik markazidagi bosimni aniqlaymiz.

$$P_c = \gamma \cdot h_c = \gamma \cdot \frac{h_2}{2} = 10 \cdot \frac{2}{2} = 10 \frac{\text{kN}}{\text{m}^2}$$

- 6) Yuzasini aniqlaymiz.

$$\omega = h_2 \cdot b = 2 \cdot 4 = 8 \text{ m}^2$$

- 7) Ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz

$$F_2 = P_c \cdot \omega = 10 \cdot 8 = 80 \text{ kN}$$

- 8) Bosim markazini aniqlaymiz.

$$h_{d2} = h_c + \frac{J_{ox}}{h_c \cdot \omega}$$

$$h_c = 1 \text{ m} \quad \omega = 8 \text{ m}^2$$

$$J_{ox} = \frac{b \cdot h_2^3}{12} = \frac{4 \cdot 8^3}{12} = \frac{32}{12} = 2.66$$

$$h_{d2} = 1 + \frac{2.66}{1 \cdot 8} = 1.33 \text{ m}$$

9) T kuchni aniqlash uchun sharnir turgan O nuqtaga nisbatan moment olamiz.

$$\Sigma M_O = 0$$

$$T \cdot a \cdot \cos 60^\circ - F_1 \cdot [h_{d1} - (h_1 - a)] + F_2 \cdot [h_{d2} + (a - h_2)] = 0$$

Bundan:

$$T = \frac{F_1 \cdot [h_{d1} - (h_1 - a)] - F_2 \cdot [h_{d2} + (a - h_2)]}{a \cdot \cos 60^\circ}$$

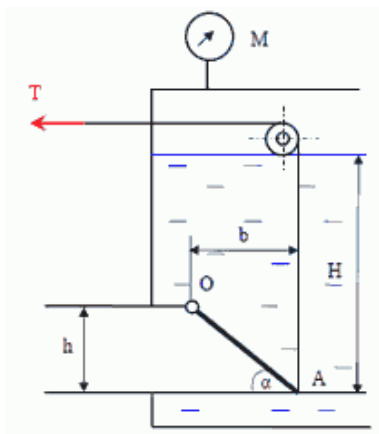
$$= \frac{420 \cdot [3.71 - (5 - 3)] - 80 \cdot [1.33 + (3 - 2)]}{3 \cdot 0.5}$$

$$= \frac{420 \cdot 1.71 - 80 \cdot 2.33}{1.5} = \frac{531.8}{1.5} = 354.53 \text{ kN}$$

Javob: $T = 354.53 \text{ kN}$

Mustaqil yechishga doir masalalar:

15 – Masala. Rezervuardan benzinni kvadrat quvur ($h = 0.3 \text{ m}$) ga chiqish qismida qiya joylashgan AO klapan to'sib turibdi. Qiyalik $\alpha = 45^\circ$. Benzin chuqurligi $H = 0.85 \text{ m}$, benzin zichligi $\rho = 700 \text{ kg/m}^3$, benzin rezervuaridagi manometrning ko'rsatgichi $M = 0.05 \text{ kg/m}^2 = 5000 \text{ Pa} = 50 \text{ kN/m}^2$. Trossdagi kuchlanish T ni aniqlang.



Berilgan

$$H = 0.85 \text{ m}$$

$$h = 0.3 \text{ m}$$

$$\alpha = 45^\circ$$

$$P_M = 50 \text{ kN/m}^2$$

$$\gamma = 7 \text{ kN/m}^3$$

$$T = ?$$

Javob: $T = 4.55 \text{ kN}$

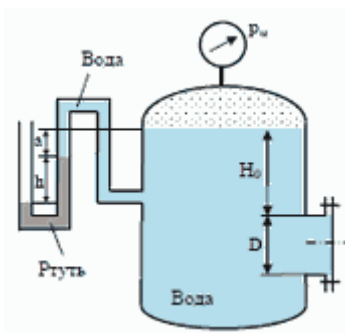
16 – Masala. Ikki qismga ajralgan rezervuar o'rtasiga kvadrat shakildagi $a * a = 0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ shit(darvoza) quyilgan. O'ng tomondagi suvning sathi $H_1 = 2 \text{ m}$, ga etishi bilan shit avtomatik tarzda ochilishi uchun sharnir berilgan o'qdan qancha masofada- x bo'lishi kerak? Chap tomondagi suv sathi o'zgarmas $H_2 = 1 \text{ m}$. Sharnirdagi reaksiya kuchini R_0 aniqlang.

Javob: $X = 0.29 \text{ m}$; $R_0 = 3.6 \text{ kN}$

17 – Masala. Diametri $D = 1 \text{ m}$ bo'lgan qopqoqqa ta'sir etayotgan GBK ni quyidagi holatlarda aniqlang.

a) Manometr ko'rsatgichi $P_m = 0.08 \text{ MPa}$ $H_0 = 15 \text{ m}$.

b) Vakuummetr simob ko'rsatgichi $h = 73.5 \text{ mm}$ $a = 1 \text{ m}$ $\rho_{\text{sim}} = 13600 \text{ kg/m}^3$
 $H_0 = 1.5 \text{ m}$.



Berilgan

$$H_0 = 1.5 \text{ m}$$

$$D = 1 \text{ m}$$

$$P_M = 80 \text{ kN/m}^2$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

Javob: $F = 0$

2.12. Egri sirtlarga ta'sir qiluvchi bosim

Texnikada ba'zi hollarda egri sirtga tushadigan bosimni topish talab etiladi. Buni topish uchun 2.34-rasmdan foydalanamiz. Egri sirtga tushadigan bosim chegirma va gidrostatik bosim kuchlari yig'indisidan iborat:

$$p = p_u + p_0 \quad (2.38)$$

Uni hisoblash uchun egri sirtga kichkina $d\omega$ yuzaga olamiz. Koordinata o'qlarini rasmda ko'rsatilgandek yo'naltiramiz. U holda kichkina yuzaga tushadigan bosim dP, dP_x va dP_y proyeksiyalarga ega bo'ladi. $d\omega$ yuzaning xOz va yOz tekisliklardagi proyeksiyalari esa $d\omega_x$ va $d\omega_y$ ga teng. Kichkina yuzaga tushadigan bo'lgan bosim yuqorida ko'rganimizdek quyidagicha ifodalanadi:

$$dP = \gamma h d\omega.$$

Uning gorizontal tashkil etuvchisi esa

$$dP_x = dP \cos \alpha = \gamma h d\omega \cos \alpha$$

Ikkinchi tomondan $d\omega \sin \alpha = d\omega_y$ bo'lgani uchun

$$dP_x = \gamma h d\omega_y.$$

Egri sirtga ta'sir etayotgan to'liq bosimning proyeksiyasini topish uchun S_y yuzaga bo'yicha integral olamiz:

$$P_x = \int_{(\omega_y)} \gamma h d\omega_y = \gamma \int_{(\omega_y)} h d\omega_y, \quad (2.39)$$

lekin $\int_{(\omega_y)} h d\omega_y = \omega_y$ yuzaning Oz o'qqa nisbatan statik momentidir.

Shuning uchun

$$\int_{(\omega_y)} h d\omega_y = \omega_y h_0,$$

bu yerda ω_y - egri sirtning yOz o'qdagi proyeksiyasi; h_0 – ω yuza og'irlik markazining chuqurligi; $h_0 = \frac{h_1}{2}$. Shunday qilib, egri sirtga tushadigan bosimning gorizonta l tashkil etuvchisi quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$P_x = \gamma \omega_y h_0. \quad (2.40)$$

Bu formula tekis sirtlarga tushadigan bosimni hisoblash formulasiga o'xshaydi va undan faqat ω_y yuza egri sirtning yOz tekislikdagi proyeksiyasi ekanligi bilan farq qiladi.

Endi, egri sirtga tushadigan bosimning vertikal tashkil etuvchisini topamiz.

2.34-rasmdan

$$dP_y = dP \sin \alpha = \gamma h \omega \sin \alpha,$$

Ammo $d\omega \sin \alpha = d\omega_x$ bo'lgani uchun

$$dP_y = \gamma h d\omega_x.$$

Integrallash yo'li bilan P_y ni topamiz:

$$P_y = \int_{(\omega_x)} \gamma h d\omega_x = \gamma \int_{(\omega, x)} h d\omega_x = \gamma W,$$

bu yerda $W = \int_{\omega(x)} h d\omega_x$ – egri sirt, uning chegarasidagi vertikal va erkin sirtlar orasidagi hajmdan iborat bo'lib, bosuvchi jism deb ataladi.

Shunday qilib, egri sirtga tushadigan bosimning vertikal tashkil etuvchisi bosuvchi jism hajmi bilan suyuqlik solishtirma og'irligining ko'paytmasiga teng, ya'ni

$$P_y = \gamma W. \quad (2.41)$$

Egri sirtga tushadigan bosimning gorizonta l va vertikal tashkil etuvchilari orqali uning o'zini topish mumkin:

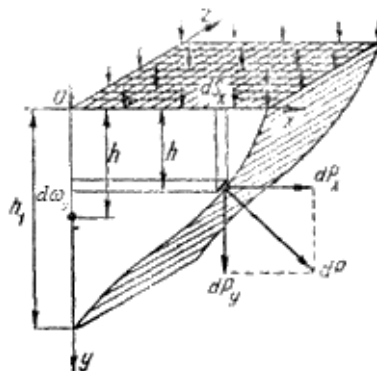
$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}. \quad (2.42)$$

Demak, egri sirtga tushadigan bosim uning tashkil etuvchilari P_x va P_y ning kvadratlari yig'indisidan olingan ildizga teng ekan. Egri sirtga tushadigan bosimning yo'nalishi quyidagi formulalar bilan aniqlanadi:

$$\cos \alpha = \frac{P_x}{P} \text{ yoki } \sin \alpha = \frac{P_y}{P} \text{ yoki}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{P_y}{P_x}.$$

Kuchning qo`yilish nuqtasi grafik usulda topiladi. U kuch yo`nalishi bilan egri sirtning kesishgan nuqtasida bo`ladi.



2.34- rasm. Egri sirtga tushadigan bosimni tushuntirishga doir chizma.

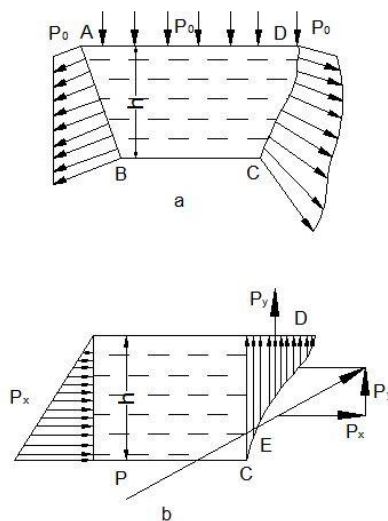
2.13. Bosim epyurasi

Biror sirt yoki kontur bo`yicha bosim taqsimlanishining grafik usulda ifodalanishi *bosim, epyurasi* deb ataladi.

a) **Tekis sirt.** Tekis sirtning erkin sirt bilan tutashgan yeridagi bosim erkin sirtidagi bosimga teng (2.35- rasm). Uning qolgan nuqtalarida esa erkin sirtidagi bosimga chegirma bosim qo`shiladi. Hidrostatikaning asosiy tenglamasiga asosan

$$p = p_0 + \gamma h$$

ya'ni sirtning eng pastki nuqtasida bosim eng katta miqdorga ega bo`ladi.



2.35-rasm. Bosim epyurasi

AB sirtga tushadigan bosim epyurasini olish uchun A va B nuqtalarda bosimning miqdori va yo'nalishini qo'yib, uchlarini tutashtiramiz. Hosil bo'lgan shakl bosim epyurasi bo'ladi. Bosim vektorlari uchini tutashtiruvchi chiziqning bosim vektori bilan tashkil qilgan burchagi quyidagicha topiladi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{\gamma h} = \frac{1}{\gamma}$$

Bosim epyurasi esa trapetsiya ko'rinishida bo'lib, to'g'ri to'rtburchak ko'rinishidagi tashqi bosim va uchburchak ko'rinishidagi chegirma bosim epyuralarining yig'indisidan iborat.

b) Egri sirtda bosim ikki tashkil etuvchiga ega bo'lib (2.35-rasm, b), P_x tashkil etuvchisi tekis sirdagi kabi epyuraga ega bo'ladi. P_y ning epyurasi esa egri sirt bilan erkin sirt orasidagi soha shakliga ega bo'ladi. Teng ta'sir etuvchi kuch yoki to'liq bosimning qo'yilish nuqtasi va kattaligini grafik usulda topish mumkin. Buning uchun P_x tashkil etuvchining yo'nalishini P_y ning yo'nalishi bilan kesishguncha davom ettiramiz. Kesishgan nuqtasiga esa P_x va P_y larni keltirib qo'yamiz va parallelogramm hosil qilamiz. Uning diagonali yo'nalishini egri sirt bilan kesishguncha davom ettirib, kesishish nuqtasiga suyuqlik tomondan hosil bo'lgan P kuchni keltirib qo'yamiz E nuqta bosim markazi yoki teng ta'sir etuvchi kuchning qo'yilishi nuqtasi bo'ladi.

Texnikada uchraydigan sirtlar silindr, sfera va uning qismlaridan iborat bo'lishi mumkin.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma:

1 - Masala. Vertikal holatda silindir sisterna yarimshar shaklidagi qopqoq bilan yopilgan va ichida ikki xil suyuqlik ($\mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2$) ($\rho_1 = 1150 \text{ kg/m}^3$ va $\rho_2 = 1060 \text{ kg/m}^3$) quyilgan. Sisterna diametri $D = 2.6 \text{ m}$, silindr qismining

balandligi $H = 4.5 \text{ m}$, \mathcal{K}_1 , suyuqlik chuqurligi $H/2$, manometrik ko'rsatgichi $P_m = 0.01 \text{ MPa}$.

Aniqlang:

A Boltdagi kuchlanish, 1 – 1 kesimdagi GBK ning gorizantal tashkil etuvchisini.

Berilgan;

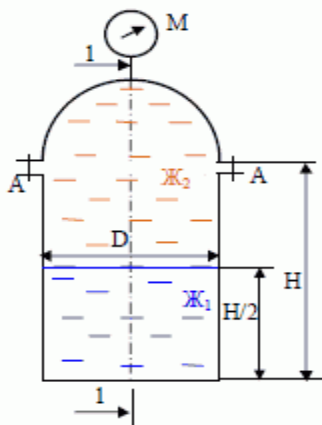
$$D = 2.6 \text{ m}$$

$$H = 4.5 \text{ m}$$

$$P_M = 10 \text{ kN/m}^2$$

$$\gamma_1 = 11.5 \text{ kN/m}^3$$

$$\gamma_2 = 10.6 \text{ kN/m}^3, \underline{R = 1.3 \text{ m}}, P_x = ? P_A = ?$$



2.36-rasm

Yechish:

1) Yarim sfera qopqoqni yuqoriga ko'taruvchi kuchni aniqlaymiz.

$$F_z = P_M \cdot \omega = P_M \cdot \frac{\pi D^2}{4} = 10 \cdot \frac{3.14}{4} \cdot 2.6^2 = 10 \cdot 5.3 = 53 \text{ kN}$$

2) A boltdagi kuchlanishni aniqlaymiz

$$P_A = \frac{F_z}{2} = \frac{53}{2} = 26.5 \text{ kN}$$

3) 1 – 1 kesimdagi gorizantal tashkil etuvchi P_x ni aniqlaymiz.

$$F_x = F_2 + F_1$$

$$\begin{aligned} F_2 = P_c \cdot \omega &= (P_M + \gamma_2 \cdot h_c) \cdot \omega = \left[P_M + \gamma_2 \cdot \left(\frac{H}{2} + R \right) \right] \cdot \left(D \cdot \frac{H}{2} + \frac{\pi R^2}{2} \right) \\ &= \left[10 + 106 \cdot \left(\frac{2.25 + 1.3}{2} \right) \right] \cdot \left(2.3 \cdot 2.25 + \frac{3.14 \cdot 1.3^2}{2} \right) = 28.8 \cdot 8.5 \\ &= 244.9 \text{ kN} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_1 = P_c \cdot \omega &= (P_M + \gamma_2 \cdot h + \gamma_1 h_c) \cdot \omega = \left[P_M + \gamma_2 \cdot \left(\frac{H}{2} + R \right) + \gamma_1 \cdot \frac{H}{2} \right] \cdot \left(D \cdot \frac{H}{2} \right) \\ &= [10 + 10.6 \cdot (2.25 + 1.3) + 11.5 \cdot 1.125] \cdot 2.6 \cdot 2.25 = 60.25 \cdot 5.85 \\ &= 354.5 \text{ kN} \end{aligned}$$

$$F_x = P_2 + P_1 = 244.9 + 354.2 = 599 \text{ kN}$$

Javoblar: $F_x = 599 \text{ kN}$ $P_A = 26.5 \text{ kN}$

2 - Masala. Tubi yarim shar shaklidagi silindrik rezervuarga suv quyilgan. Agar $d = 4 \text{ m}$; $h_1 = 4 \text{ m}$; $h_2 = 2 \text{ m}$ bo'lsa:

- Rezervuar tubiga ta'sir etayotgan manometrik bosim kuchini aniqlang;
- ABC – devorga ta'sir etayotgan GBKni aniqlang.

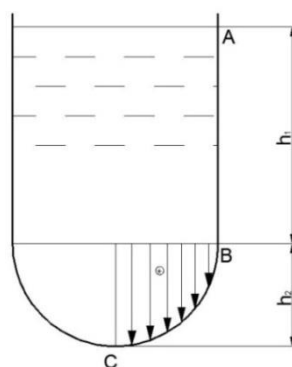
Yechish:

1. Idish tubidagi manometrik bosimni aniqlaymiz.

$$P_2 = P_a + \rho \cdot g \cdot (h_1 + h_2)$$

$$P_{2m} = P_2 - P_a \rightarrow P_a + \rho \cdot g \cdot (h_1 + h_2) - P_a = \rho \cdot g \cdot (h_1 + h_2) = 1000 \cdot 9.81 \cdot (4 + 2) = 58860 \text{ Pa} = 0.6 \text{ atm}$$

2. AB devorga ta'sir etayotgan GBKni aniqlaymiz.



2.37 rasm

$$P_{AB} = P_{og'r(AB)} \cdot \omega_{AB} = (P_a + \rho \cdot g \cdot h_1) \cdot h_1 \cdot d = (98100 + 1000 \cdot 9.81 \cdot 4) \cdot 4 \cdot 4 = 2.2 \text{ MN}$$

3. BC devorga ta'sir etayotgan GBKni P_x tashkil etuvchisini aniqlaymiz.

$$P_{x(BC)} = \frac{1}{2} \cdot P_2 \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} = \frac{1}{8} \cdot 156960 \cdot 3.14 \cdot 4^2 \approx 1 \text{ MN}$$

4. BC devorga ta'sir etayotgan GBKni P_z tashkil etuvchisini aniqlaymiz.

$$P_{z(BC)} = W_{B.T.} = \frac{1}{3} \cdot \pi \cdot r^3 = \frac{1}{3} \cdot 3.14 \cdot 2^3 = 8.37 \text{ N}$$

5. BC devorga ta'sir etayotgan GBK quyidagicha aniqlanadi:

$$P_{BC} = \sqrt{P_{x(BC)}^2 + P_{z(BC)}^2} = \sqrt{1000000^2 + 8.37^2} \approx 1 \text{ MN}$$

6. ABC devorga ta'sir etayotgan GBK quyidagicha aniqlanadi:

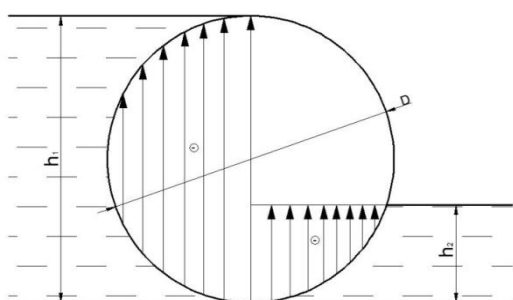
$$P_{ABC} = \sqrt{P_{AB}^2 + P_{BC}^2} = \sqrt{2.2^2 + 1.0^2} \approx 2.41 \text{ MN}$$

3 - Masala. Diametri $D = 2 \text{ m}$ va uzunligi $L = 5 \text{ m}$ bo'lgan silindrik darvozaga ta'sir etayotgan kuchning miqdori va yo'nalishini aniqlang.

Agar:

$$h_1 = 3 \text{ m};$$

$$h_2 = 1 \text{ m}.$$



2.38 rasm

Yechish:

1. P_{1x} ni quyidagicha aniqlaymiz.

$$P_{1x} = \frac{h_1 \cdot \gamma \cdot h_1}{2} = \frac{3 \cdot 9810 \cdot 3}{2} = 44145 \text{ N}$$

2. P_{1z} ni quyidagicha aniqlaymiz.

$$P_{1z} = W_{B.T.} = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot r^3 = \frac{2}{3} \cdot 3.14 \cdot 1^3 = 2.1 \text{ N}$$

3. P_1 ni quyidagi formula bo'yicha aniqlaymiz.

$$P_1 = \sqrt{P_{1x}^2 + P_{1z}^2} = \sqrt{44145^2 + 2.1^2} = 44145 \text{ N} \approx 44 \text{ kN}$$

4. P_{2x} ni quyidagicha aniqlaymiz.

$$P_{2x} = \frac{h_2 \cdot \gamma \cdot h_2}{2} = \frac{1 \cdot 9810 \cdot 1}{2} = 4905 \text{ N}$$

5. P_{2z} ni quyidagicha aniqlaymiz.

$$P_{2z} = W_{B.T.} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3 = \frac{2}{9} \cdot 3.14 \cdot 1^3 = 0.7 \text{ N}$$

6. P_2 ni quyidagi formula bo'yicha aniqlaymiz.

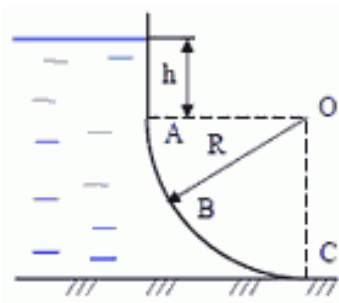
$$P_2 = \sqrt{P_{2x}^2 + P_{2z}^2} = \sqrt{4905^2 + 0.7^2} = 4905 \text{ N} \approx 5 \text{ kN}$$

7. Darvozaga ta'sir etayotgan GBKlarni qo'yilish nuqtasini aniqlaymiz.

$$\alpha_1 = \arctg \frac{P_{1z}}{P_{1x}} = \arctg \frac{2.1}{44145} \approx 1^\circ$$

$$\alpha_2 = \arctg \frac{P_{2z}}{P_{2x}} = \arctg \frac{0.7}{4905} \approx 1^\circ$$

4 – Masala. Silindr shaklidagi ABC egri sirtga ta'sir etayotgan GBK ning gorizontal va vertikal tashkil etuvchilarini epyuralarini quring hamda GBK ni aniqlang. Bosim markazini aniqlang. Silindr radiusi $R = 1.2 \text{ m}$, uzunligi $L = 2.0 \text{ m}$, A nuqta suv sathidan $h = 0.7 \text{ m}$, chuqurlikda.



Berilgan

$$R = 1.2 \text{ m}$$

$$L = 2.0 \text{ m}$$

$$h = 0.7 \text{ m}$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$F = ? \quad \alpha = ?$$

Yechish:

- 1) GBK ning gorizantal tashkil etuvchisini aniqlash uchun egri sirtni vertikal proektsiyasida bosim epyurasini chizamiz.

$$P_A = \gamma \cdot h = 10 \cdot 0.7 = 7 \text{ kN/m}^2$$

$$P_C = \gamma \cdot (h + R) = 10 \cdot (0.7 + 1.2) = 10 \cdot 1.9 = 1.9 \text{ kN/m}^2$$

- 2) Gorizantal tashkil etuvchi F_x bosim tanasi hajmiga teng

$$F_x = W_{ep} = \frac{P_A + P_C}{2} R \cdot L = \frac{7 + 19}{2} \cdot 1.2 \cdot 2 = 31.2 \text{ kN}$$

- 3) Vertikal tashkil etuvchi F_z ni aniqlaymiz.

$$P_z = \gamma \cdot W_{BT} = 10 \cdot 3.94 = 39.4 \text{ kN}$$

$$W_{BR} = \left(\frac{\pi R^2}{4} + h \cdot R \right) \cdot L = \left(\frac{3.14 \cdot 1.2^2}{4} + 0.7 \cdot 1.2 \right) \cdot 2 = 1.97 \cdot 2 = 3.94 \text{ m}^3$$

- 4) Egri sirtga ta'sir etayotgan GBK ni aniqlaymiz.

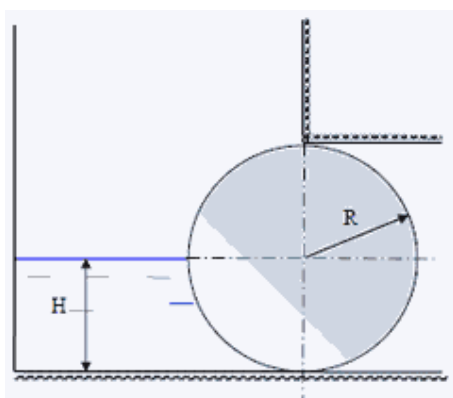
$$P = \sqrt{F_x^2 + F_z^2} = \sqrt{31.2^2 + 39.4^2} = 50.25 \text{ kN}$$

- 5) Gorizantal tekislik bilan tashkil etgan burchagini aniqlaymiz.

$$\alpha = \arctg \frac{F_z}{F_x} = \frac{39.4}{31.2} = 1.26 = 51.62^\circ$$

Javob: $F = 50.25 \text{ kN}$; $\alpha = 51.62^\circ$

5 – Masala. Radiusi $R = 3 \text{ m}$, eni $L = 2 \text{ m}$, bo'lgan silindr shaklidagi zatvorga ta'sir etayotgan GBK ni aniqlang. Zatvor oldidagi suv chuqurligi $H = 3 \text{ m}$.



Berilgan

$$R = 3 \text{ m}$$

$$L = 2 \text{ m}$$

$$H = 3 \text{ m}$$

$$\gamma = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$F = ?$$

Yechish:

- 1) Zatvorga ta'sir etayotgan GBK ning gorizantal tashkil etuvchisi F_x ni aniqlaymiz.

$$F_x = P_c \cdot \omega = \gamma \cdot h \cdot \omega = \gamma \cdot \frac{H}{2} \cdot R \cdot L = 10 \cdot \frac{3}{2} \cdot 3 \cdot 2 = 15 \cdot 6 = 90 \text{ kN}$$

2) Vertikal tashkil etuvchi F_z kuchni aniqlaymiz.

$$F_z = \gamma \cdot W_{\text{BT}}$$

$$W_{\text{BT}} = \frac{\pi R^2}{4} \cdot L = \frac{3.14 \cdot 3^2}{4} \cdot 2 = 14.13 \text{ m}^3$$

$$F_z = 10 \cdot 14.13 = 141.3 \text{ kN}$$

3) Zatvorga ta'sir etayotgan umumiy GBK F ni aniqlaymiz.

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_z^2} = \sqrt{90^2 + 141.3^2} = 167.5 \text{ kN}$$

4) Gorizantal tekislik bilan tashkil qiluvchi burchakni aniqlaymiz.

$$\alpha = \arctg \frac{F_z}{F_x} = \frac{141.3}{90} = 1.57 = 57.5^\circ$$

Javob: $F = 167.5 \text{ kN}$

Mustaqil yechishga doir masalalar:

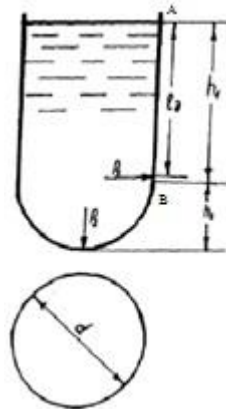
1. Tubi yarim shar shaklidagi silindrik rezervuarga neft quyilgan. Agar $d = 4,0 \text{ m}$; $h_1 = 4,0 \text{ m}$; $h_2 = 2 \text{ m}$ bo'lsa:

a) Rezervuar tubiga ta'sir etayotgan manometrik bosim kuchini aniqlang;

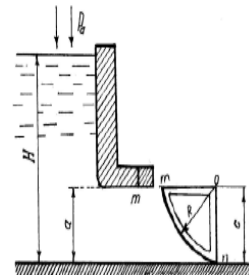
b) ABC - devorga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini aniqlang (2.39-rasm).

2. Segmentli darvoza bilan oqim to'silgan. Darvoza oldidagi suv sathi $H = 7 \text{ m}$,

$a = 3 \text{ m}$, darvoza eni $b = 4 \text{ m}$, radiusi $R = 4 \text{ m}$. Darvozaga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini aniqlang (2.40-rasm).



2.39-rasm.



2.40-rasm.

3. Benzin rezervuarining yon tomoniga o'rnatilgan qopqog'i yarim sfera shaklida Rezervuar qopqog'iga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini hisoblash kerak, agar

$$H = 2,0 \text{ m}; d = 0,5 \text{ m}; \rho = 700 \text{ kg/m}^3; P_s = 102 \text{ kPa bo'lsa.}$$

2.14. Arximed qonuni

Suyuqlikka tushirilgan jismlarning qay yo'sinda harakat qilishi va qanday holatlarni qabul qilishini tekshirish uchun ularning suyuqlik bilan ta'sirlashish va muvozanat qonunlarini o'rganish kerak. Bu qonuniyatlar eramizdan 250 yil avval kashf qilingan Arximed qonuniga asoslanadi. Bu qonun asosida kemalar nazariyasi yaratilgan bo'lib, ular L. Eyler, S. A. Makarov va A. N. Krilov asarlarida ifodalangan. Arximed qonuni quyidagicha ifodalaniadi: *suyuqlikka botirilgan jasmga siqib chiqaruvchi kuch ta'sir qilib, bu kuchning kattaligi botirilgan jism siqib chiqargan suyuqlik og'irligiga teng bo'ladi.*

Bu qoidani isbotlash qiyin emas. Suyuqlikka V hajmli jism botirilgan bo'lsin (2.40-rasm). Unga ta'sir etuvchi kuchlar quyidagilar bo'ladi:

1) jismga yuqoridan ta'sir etuvchi bosim kuchi

$$P_1 = \gamma H_1 \omega$$

2) jismga pastdan ta'sir etuvchi bosim kuchi

$$P_2 = \gamma H_2 \omega$$

3) pastga yo'nalgan og'irlik kuchi

$$G = \gamma_1 \Delta H \omega = \gamma_1 V$$

4) jismga yon tomonlaridan ta'sir etuvchi kuch P_H ; gidrostatikaning asosiy qonuniga asosan bu kuchlar teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib, o'zaro muvozanatlashadi (teng ta'sir etuvchi kuch nolga teng). Bu holda bosim kuchlarining teng ta'sir etuvchisi P_1 , va P_2 kuchlarning ayirmisiga teng bo'lib, yuqoriga yo'nalgan bo'ladi:

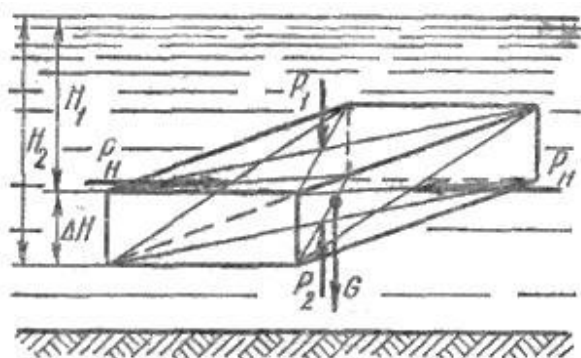
$$P = P_2 - P_1 = \gamma \omega (H_2 - H_1) = \gamma \omega \Delta H. \quad (2.43)$$

Bu yerda: γ va γ_1 – suyuqlik va jismning solishtirma og'irliklari; H_1 – jismning yuqori qismining chuqurligi; H_2 – jismning pastki qismining chuqurligi; ΔH – jismning balandligi; ω – jismning yuqori va pastki sirtlarining yuzasi.

Jismning hajmi $V = \Delta H S$ bo'lgani uchun siqib chiqaruvchi kuch quyidagicha aniqlanadi:

$$P = \gamma V \quad (2.44)$$

Shunday qilib, jismni siqib chiqarishiga harakat qilayotgan kuch jism siqib chiqargan suyuqlikning og'irligiga teng ekanligi isbotlandi. Bu kuch botirilgan jis-mning qancha chuqurlikda bo'lishiga bog'liq emasligi (2.43) dan ko'rinib turibdi. Arximed qonuni yopiq va ochiq idishlarda suyuqlik sirtida suzib yuruvchi jismlar uchun ham, uning ichidagi jismlar uchun ham to'g'ridir. Faqat suyuqlik sirtidagi jismlar uchun uning suvga botirilgan qismiga qo'llaniladi.



2.41- rasm. Arximed qonuniga oid chizma

2.15. Jismlarning suyuqlikda suzishi. Suzuvchanlik

Jismlarning suyuqlik sirtiga qalqib chiqishi yoki suyuqlik ichida suzib yuri-shi yuqorida aytilgan kuchlarning o'zaro nisbatiga bog'liq. Shuning uchun suyuqlikka botirilgan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarning (2.41-rasm) teng ta'sir etuvchisini topamiz:

$$R = -P_1 + P_2 - G = -\gamma H_1 \omega + \gamma H_2 \omega - \gamma_1 V$$

yoki

$$R = \gamma(H_2 - H_1)\omega - \gamma_1 V.$$

Bu kuchni ko'taruvchi kuch deb ataladi.

$\Delta H = H_2 - H_1$ va $\Delta H \cdot \omega = V$ ekanligini hisobga olsak, teng ta'sir etuvchi ko'taruvchi kuch

$$R = (\gamma - \gamma_1)V. \quad (2.45)$$

Oxirgi munosabatdan quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

1. Agar $\gamma > \gamma_1$ bo'lsa, ya'ni jismning solishtirma og'irligi suyuqliknikidan kam bo'lsa, ko'taruvchi kuch R musbat bo'ladi (yuqoriga yo'nalgan). Bu holda jism suyuqlik sirtida qalqib yuradi.

2. Agar $\gamma = \gamma_1$ bo'lsa, ya'ni jism bilan suyuqlik solishtirma og'irliklari teng bo'lsa, u holda $R = 0$, ya'ni jism suyuqlik ichida suzib yuradi.

3. Agar $\gamma < \gamma_1$ bo`lsa, u holda ko`taruvchi kuch manfiy (pastga yo`nalgan) bo`ladi va jism suyuqlik tubigacha cho`kadi.

(2.45) dan jismlarning suyuqlikda suzuvchanligi, ya'ni ma'lum yuk bilan suzib yurish qobiliyati to`g`risida xulosa chiqarish mumkin. Har qanday qalqib yuruvchi jism suzuvchanlik imkoniyatiga ega bo`lib, bu uning suzib yurichidagi xavfsizligini ta'minlaydi. Suzuvchanlik imkoniyati jismning suyuqlik sirtidan yuqori qismining hajmidagi suyuqlik og`irligiga teng.

Suzuvchanlik imkoniyati P_c bilan belgilanadi va quyidagicha topiladi:

$$P_c = \frac{R}{\gamma} = \frac{\gamma - \gamma_1}{\gamma} V. \quad (2.46)$$

Suzuvchi jismning qancha qismi suvga botib turishi va uning suzishiga taalluqli boshqa qonuniyatlar ma'lum bo`lib, biz ular haqida to`xtalib o`tishimizga hojat yo`q.

Suzib yuruvchi jism haqida yana quyidagi tushunchalarni keltiramiz.

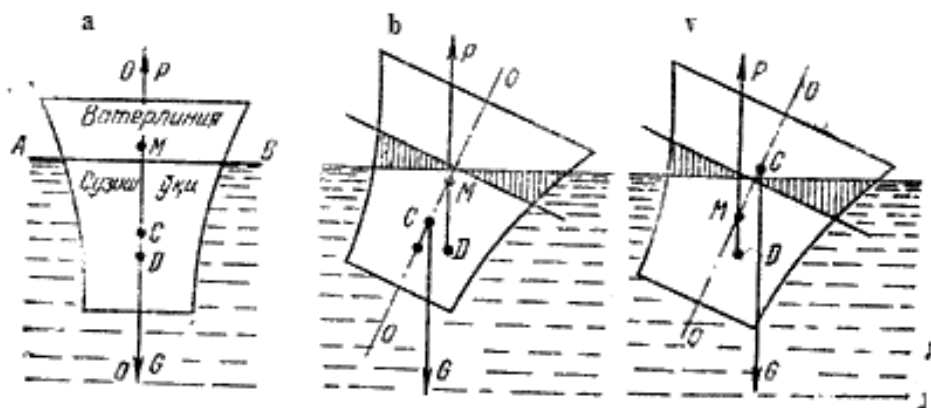
1. *Suzish tekisligi* – jismni kesib o`tuvchi erkin sirt AB.
2. *Vater chiziq* – suzish tekisligi bilan jism sirtining kesishish chizig`i.
3. *Suzayotgan jismning og`irlik markazi* (2.42-rasmda C nuqta).
4. *Suv sig`imi markazi yoki bosim markazi* (2.42-rasmda D nuqta). Bu yerda suv sig`imi – jismning suvga botgan qismi. Suv sig`imi markazi jismning suyuqlikka botgan qismiga ta'sir etuvchi bosimning teng ta'sir etuvchisi qo`yilgan nuqta bo`lib, u suvga botgan qismning og`irlik markaziga joylashgan.
5. *Suzish o`qi* – suzayotgan jism normal holatida uning o`rtasidan o`tgan $O - O$ o`qi (2.41-rasm, a).

6. *Metamarkaz* – jismning qiya holatida teng ta'sir etuvchi bosim kuchi yo`nalishining suzish o`qi bilan kesishgan nuqtasi (2.42-rasm, b, v). Suzayotgan jismning og`irlik markazi C u qiyalashganda ham o`zgarmaydi. Suv sig`imi markazi D esa jism qiyaligining har xil holatida har xil bo`ladi. Qiyalik burchagi 15° gacha bo`lganda D taxminan radiusi biror r ga teng bo`lgan aylana yoyi bo`yicha siljib boradi va bu radius D va M orasidagi masofaga teng bo`lib, metamarkaziy radius deyiladi. M va C orasidagi masofa metamarkaziy balandlik deyiladi va h harfi bilan belgilanadi.

Suyuqlikda suzayotgan jismning qiyalangandan keyin yana avvalgi holatiga, qaytishi *turg`unlik* deyiladi. Bu tushunchaning to`liq mazmunini tushuntirish uchun quyidagilarga to`xtalib o`tamiz.

Normal holatda (2.42-rasm, a) og`irlik markazi va suv sig`imi markazi suzish o`qida yotadi. Og`irlik kuchi G va bosim P esa suzish o`qi bo`yicha yo`nalgan bo`ladi. Suzayotgan jism qiyshayishi bilan G va P kuchlar moment hosil qila-

di. Bu moment jism qiyalangan tomon yo`nalishida yoki unga teskari bo`lishi mumkin.



2.42- rasm. Suzib yuruvchi jismlarning turli holatlari.

Agar G va P kuchlarning momenti jism qiyalangan tomonga teskari yo`nalgan bo`lsa, u tiklovchi moment deyiladi. Bunday holat esa *turg`un* holat deyiladi. Agar moment jism qiyalangan tomonga bo`lsa, uni *ag`daruvchi moment* deyiladi. Bu holda jism avvalgi holatiga qaytmaydi G va P kuchlar momentining yo`nalishi bu kuchlarning qo`yilish nuqtalari, ya'ni og`irlik markazi C bilan suv sig`imi markazi D ning o`zaro holatiga bog`liq. Bunda uch hol bo`lishi mumkin:

1) agar metamarkaz og`irlik markazidan yuqorida bo`lsa (2.42-rasm, b), G va P kuchlarning momenti jismni normal holatga qaytaradi, ya'ni jism *turg`un* holatda bo`ladi;

2) agar metamarkaz og`irlik markazidan pastda bo`lsa (2.42-rasm, b), G va P kuchlarning momenti jismni ag`darishga harakat qiladi, ya'ni jism *noturg`un* holatda bo`ladi;

3) agar metamarkaz og`irlik markazi ustiga tushsa, u holda suyuqlikda suzayotgan jism holati *turg`unlikka bog`liq* bo`lmaydi (masalan, shar uchun). *Turg`unlikka bog`liq* boshqa masalalar ustida to`xtalib o`tirmaymiz.

2.16. Nisbiy tinchlik

Biz yuqorida ko`rganimizdek, suyuqlik og`irlik kuchi ta'sirida muvozanatda turishi mumkin. Bu hol yerga nisbatan tinch turgan yoki to`g`ri chiziqli tekis harakat qilayotganda idishda muvozanatda bo`lgan suyuqlikka tegishlidir. Hidrostatikadagi barcha masalalar shu hollar uchun ko`rilgan.

Agar idish notekis yoki egri chiziqli harakat qilayotgan bo`lsa, u holda suyuqlik zarrachalariga og`irlik kuchidan tashqari nisbiy harakatning inertsiya kuchi yoki markazdan qochirma kuchlari ta'sir qiladi. Bu kuchlar vaqt davomida

o'zgarmasa, ular ta'sirida suyuqlik muvozanat holatini qabul qiladi, ya'ni idish devorlariga nisbatan harakatsiz bo'lib qoladi. Suyuqliklarning bunday muvozanat holati nisbiy tinchlik deyiladi.

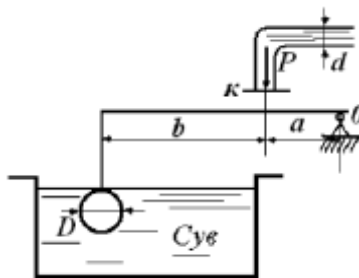
Nisbiy tinchlikda bosimi teng sirtlar va erkin sirt tinch turgan idishdagi gorizontalk tekisliklar oilasidan iborat bo'lgan bunday sirtlardan butunlay farq qiladi. Bu hollarda ta'sir etuvchi massa kuchlar bosimi teng sirtlarga tik yo'nalgan bo'ladi.

Nisbiy tinchlikda Eyler tenglamasining integrallarga bag'ishlangan paragrafdagi to'g'ri chiziqli va tekis tezlanuvchan idishdagi suyuqlik muvozanati (ikkinchi masala) va vertikal o'q atrofida aylanayotgan idishdagi suyuqlik haqidagi (uchinchi masala) qismlarini misol qilib olish mumkin.

Bu holda massa kuchlarning teng ta'sir etuvchisi inertsiya kuchi va og'irlik kuchining yig'indisidan iborat bo'ladi (ularning proektsiyalari yuqorida ko'rilgan).

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma:

3. Quvurdagi manometrik bosim P miqdorining qaysi qiymatida K jo'mrak ochiladi, agar quvur diametri $d = 5$ mm, sharning diametri $D = 200$ mm bo'lib, $b = 6a$ ga teng bo'lsa, shar og'irligi hisobga olinmasin (2.43-rasm)



2.43-rasm

Yeshimi:

0 nuqtaga nisbatan sistemaga ta'sir etayotgan kuchlardan kuch momentini olamiz:

$$F_1(a + b) - F_2 \cdot a = 0$$

Bu yerda F_1 — Arximed kuchi:

$$F_1 = \gamma \cdot W; F_2 = P \cdot \frac{\pi d^2}{4} = m \cdot 0,785d^2$$

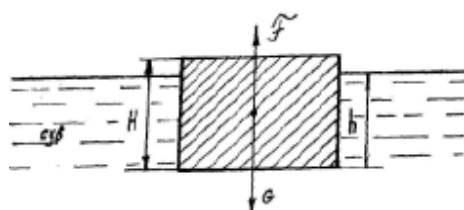
Aniqlangan hadlarni tenglamaga qo'yib, bosim miqdorini aniqlaymiz:

$$P = 146,496 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$$

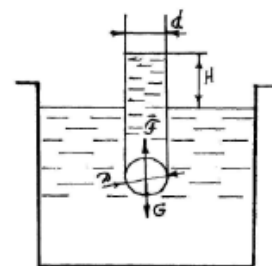
Mustaqil yechishga doir masalalar:

1. Suvdagi prizmasimon jismning hajmiy og'irligini aniqlang. Uning balandligi $H = 20$ sm va suyuqlikka cho'kkan qismi $h = 16$ sm (2.44- rasm).

2. Suvga to'la cho'kkan sharsimon klapan diametri $d = 100$ mm bo'lgan quvur teshigini berkitadi. Sharning diametri $D = 150$ mm va massasi $m = 0,5$ kg bo'lsa, quvurdagi suyuqlik sathining qaysi balandligida (H) klapan ochila boshlaydi (2.45 rasm).



2.44- rasm



2.45- rasm.

3. Quyida o'lchami ko'rsatilgan brusning hajmiy og'irligini toping:

$b = 30$ sm, $h = 20$ sm, $l = 100$ sm, suyuqlikka cho'kkan qismi $y = 16$ sm.

4. Og'irligi 40 kN bo'lgan avtomobilni daryodan o'tkazish uchun cho'p g'ovalardan sol qurildi. Agar g'ovalarning diametri $d = 0,3$ m va uzunligi $l = 6$ m va zichligi $\rho_T = 800$ kg/m³ bo'lsa, avtomobilni soldan o'tkazish uchun necha dona g'ovala kerakligini aniqlang.

5. Temir-beton «plita» ning havodagi og'irligi 1500 kN, suvdagi og'irligi 800 kN bo'lganda, «plita»ning zichligini aniqlang.

6. O'lchamlari 60x60x20 sm bo'lgan muz suvda suzmoqda. Muzning zichligi $\rho_T = 900$ kg/m³. Agar muz erisa, idishdagi suv sathi qanchaga o'zgaradi?

II bob bo'yicha nazorat savollari

1. Tinch turgan suyuqlikdagi bosimning xossalarini tushuntiring.
2. Bosimi teng sirtlar. Erkin sirt.
3. Qanday kuchga gidrostatik bosim kuchi deyiladi?
4. Tekis sirtga ta'sir qiluvchi bosim
5. Arximed qonuniga oid chizma
6. Jismlarning suyuqlikda suzishi. Suzuvchanlik
7. Gidrostatik mashinalarning qanday turlari mavjud?
8. Metamarkaz nuqta haqida tushuncha bering.

III BOB. SUYUQLIKLAR KINEMATIKASI VA DINAMIKASI ASOSLARI. SUYUQLIKLARDA HARAKAT TURLARI

Gidravlikaning suyuqliklar harakat qonunlari va ularning harakatlanayotgan yoki harakatsiz qattiq jismlar bilan o'zaro ta'sirini o'rganuvchi bo'limi gidrodinamika deyiladi.

Harakatlanayotgan suyuqlik vaqt va koordinata bo'yicha o'zgaruvchi turli parametrlarga ega bo'lgan harakatdagi moddiy nuqtalar to'plamidan iborat. Odatda suyuqlikni o'zi egallab turgan fazoni butunlay to'ldiruvchi tutash jism deb qaraladi. Bu degan suz tekshirilayotgan fazoning istalgan nuqtasini olsak, shu yerda suyuqlik zarrachasi mavjuddir. Hidrostatikada asosiy parametr bosim edi, gidrodinamikada esa bosim va tezlikdir.

3.1. Gidrodinamikaning asosiy masalasi. Harakat turlari

Suyuqlik harakat qilayotgan fazoning har bir nuqtasida shu nuqtaga tegishli tezlik va bosim mavjud bo'lib, fazoning boshqa nuqtasiga o'tsak, tezlik va bosim boshqa qiymatga ega bo'ladi, ya'ni tezlik va bosim koordinatalar x, u, z ga bog'liq. Nuqtadagi suyuq zarrachaga ta'sir qilayotgan bosim va tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarib borishini tabiatda kuzatish mumkin.

Tezlik va bosim maydonlari. Suyuqlik harakat qilayotgan fazoning har bir nuqtasida hayolan tezlik va bosim vektorlarini ko'rib chiqsak, ko'rilayotgan harakatga mos keluvchi tezlik va bosim to'plamlarini ko'z oldimizga keltira olamiz. Ana shu usul bilan tuzilgan tezlik *to'plami tezlik maydoni* deyiladi. Shuningdek, bosim vektorlaridan iborat to'plam *bosim maydoni* deb ataladi. Tezlik va bosim maydonlari vaqt o'tishi bilan o'zgarib boradi. Hidrostatikadagi kabi gidrodinamikada ham gidrodinamik bosimni p bilan belgilaymiz va uni sodda qilib bosim deb ataymiz. Tezlikni esa u bilan belgilaymiz. U holda tezlikning koordinata o'qlaridagi proyeksiyalari u_x, u_y, u_z bo'ladi.

Yuqorida aytib o'tilganga asosan suyuqlik parametrlari funktsiya ko'rinishida yoziladi

$$\begin{aligned} p &= f_1(x, y, z, t) \\ u &= f_2(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (3.1)$$

tezlik proyeksiyalari ham funktsiyalardir;

$$u_x = f_3(x, y, z, t)$$

$$u_y = f_4(x, y, z, t)$$

$$u_z = f_5(x, y, z, t)$$

Bu keltirilgan funktsiyalarni aniqlash va ular o'rtasidagi o'zaro bog'lanishni topish

gidrodinamikaning asosiy masalasi hisoblanadi.

Harakat turlari. Harakat vaqtida suyuqlik oqayotgan fazoning har bir nuqtasida tezlik va bosim vaqt o'tishi bilan o'zgarib tursa, bunday harakat *beqaror harakat* deyiladi. Tabiatda daryo va kanallardagi suvning harakatlari, texnikada quvurlardagi suyuqlikning harakati va mexanizmlar qismlaridagi harakatlari asosan boshlanganda va ko'p hollarda butun harakat davomida beqaror bo'ladi. Agar suyuqlik oqayotgan fazoning har bir nuqtasida tezlik va bosim vaqt bo'yicha o'zgarmay faqat koordinatalarga bog'liq, ya'ni

$$\begin{aligned} p &= f_{11}(x, y, z) \\ u &= f_{21}(x, y, z) \end{aligned} \quad (3.2)$$

bo'lsa, u holda harakat *barqaror* deyiladi. Bu hol quvurlarda va kanallarda suyuqlik ma'lum vaqt oqib turganidan keyin yuzaga kelishi mumkin. Barqaror harakat ikki tur bo'lishi mumkin: *tekis va notekis harakatlari*. Suyuqlik zarrachasi harakat yo'nalishi bo'yicha vaqt o'tishi bilan harakat fazosining bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga o'tganda tezligi o'zgarib borsin, harakat notekis harakat bo'ladi. Notekis harakat vaqtida suyuqlik ichida bosim va boshqa gidravlik parametrlar o'zgarib boradi. Notekis harakatni kesimi o'zgarib borayotgan shisha quvurda kuzatish juda qulaydir.

Bordiyu suyuqlik zarrachasi harakat yo'nalishi bo'yicha vaqt o'tishi bilan harakat fazosining bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga o'tganda tezligini o'zgartirmasa, bunday harakat tekis harakat deyiladi. Tekis harakat vaqtida suyuqlikning gidravlik parametrlari o'zgarmaydi. Tekis harakatga kesimi o'zgarmaydigan quvurlardagi suyuqlikning va qiyaligi bir xil kanallardagi suv oqimi misol bo'la oladi.

Suyuqlik oqimining naporli va naporsiz harakati, gohida bu tushunchalar shartli bosimli va bosimsiz harakatlari deb ham qabul qilingan.

Naporli harakat vaqtida suyuqlik har tomondan devorlar bilan o'ralgan bo'lib, erkin sirt bilan chegarasi bo'lmaydi. Bunday harakatga naporli idishdan quvurga o'tayotgan suyuqlik harakati misol bo'ladi.

Naporsiz harakat vaqtida suyuqlik faqat og'irlik kuchi ta'sirida harakat qilib erkin sirtga ega bo'ladi. Bunday harakatga daryolardagi, kanallardagi suvning va quvurlardagi to'lmasdan oqayotgan suyuqlikning harakatlari misol bo'la oladi.

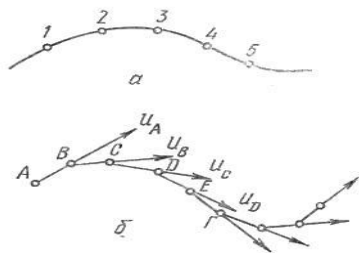
Struyali harakat. Struyali harakat vaqtida suyuqlik faqat havo bilan chegaralangan buladi.

3.2. Oqimchali harakat haqida asosiy tushunchalar. Oqim chizig`i, oqim naychasi va oqimcha. Suyuqlik oqimlari

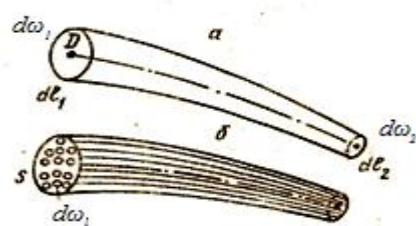
Odatda, biror voqea yoki hodisani tekshirishda uni butunligicha tekshirib bo`lmagani uchun biror soddalashtirilgan sxema qabul qilinadi va ana shu sxema tekshiriladi. Gidravlikada suyuqlik harakati qonuniyatlarining tabiatini eng yaxshi ifodalab beruvchi sxema suyuqlik oqimini elementar oqimchalardan iborat deb qarovchi sxema hisoblanadi. Buni gidravlikada "suyuqlik harakatining oqimchali modeli" deb ataladi. Bu model asosida oqim chizig`i, oqim naychasi va oqimcha tushunchalari yotadi.

a) Oqim chizig`i – suyuqlik harakat qilayotgan fazoda suyuqlikning biror zarrachasining harakatini kuzatsak, uning vaqt o`tishi bilan fazoda oldinma-keyin olgan holatlarini 1, 2, 3... (3.1-rasm, a) nuqtalar bilan ifodalash mumkin va bu nuqtalarda harakatdagi zarracha (3.1) va (3.2) ga asosan har xil tezlik va bosimlarga ega bo`ladi. Shu nuqtalarni o`zaro tutashtirsak, suyuqlik zarrachasiniig trayektoriyasi hosil bo`ladi.

Endi, suyuqlik zarrachasining tezligini kuzatamiz. Zarrachaning A nuqtadagi tezlik vektori u_A ni ko`rilayotgan vaqt uchun quramiz, shu vektorning davomida kichik dl_1 masofadagi B nuqtada harakatdagi suyuqlik zarrachasining B nuqtaga tegishli tezlik vektori u_B ni quramiz. Hosil bo`lgan yangi vektorning davomida kichik dl_2 masofadagi C nuqtada shu nuqtaga tegishli zarracha tezligining vektori u_C ni quramiz. u_S vektorining davomida dl_3 masofadagi D nuqtada shu nuqtaga tegishli zarracha tezligining u_D vektorini quramiz va h. k. Natijada $ABCDE$ (3.2-rasm, b) siniq chiziqni hosil qilamiz. Agar dl_1, dl_2, dl_3 larni cheksiz kichraytirib borib, nolga intiltirsak, $ABCDE$ o`rnida biror egri chiziqni olamiz. Bu egri chiziq oqim chizig`i deb ataladi



3.1-rasm. Oqim chizig`ini tushuntirishga oid chizma.



3.2- rasm. Oqim naychasi, elementar oqimcha va oqim.

Demak, suyuqlik harakatlanayotgan fazoda olingan va berilgan vaqtda har bir nuqtasida unga o`tkazilgan urinma shu nuqtaga tegishli tezlik vektori yo`nalishiga mos keluvchi egri chiziq oqim chizig`i deb ataladi. Beqaror harakat vaqtida tezlik va uning yo`nalishi vaqt davomida o`zgarib turgani uchun

trayektoriya bilan oqim chizig`i bir xil bo`lmaydi. Barqaror harakat vaqtida esa tezlik vektorining nuqtalardagi holati vaqt o`tishi bilan o`zgarmagani uchun trayektoriya bilan oqim chizig`i ustma-ust tushadi.

Oqim naychasi va elementar oqimcha. Endi, suyuqlik harakatlanayotgan sohada, biror D nuqta olib, shu nuqta atrofida cheksiz kichik dl kontur olamiz va shu konturning har bir nuqtasidan oqim chizig`i o`tkazamiz. U holda oqim chiziqlari oqim naychasi, deb ataluvchi naycha hosil qiladi (3.1-rasm, a). Oqim naychasi ichida oqayotgan suyuqlik oqimi elementar oqimcha deb ataladi, Elementar oqimchalar barqaror harakat vaqtida quyidagi xususiyatlarga ega.

1. Oqim chiziqlari vaqt o`tishi bilan o`zgarmagani uchun ulardan tashkil topgan elementar oqimcha o`z shaklini o`zgartirmaydi.

2. Bir oqimchada oqayotgan suyuqlik zarrachasi boshqa yonma-yon oqimchalarga o`ta olmaydi. Shuning uchun elementar oqimchalarning yon sirti oqimcha ichidagi zarrachalar uchun ham, tashqaridagi zarrachalar uchun ham o`tkazmas sirt bo`ladi.

3. Elementar oqimcha ko`ndalang kesimi cheksiz kichik bo`lgani uchun bu kesimdagi barcha nuqtalarda suyuqlik zarrachalarining tezligi o`zgarmsdir.

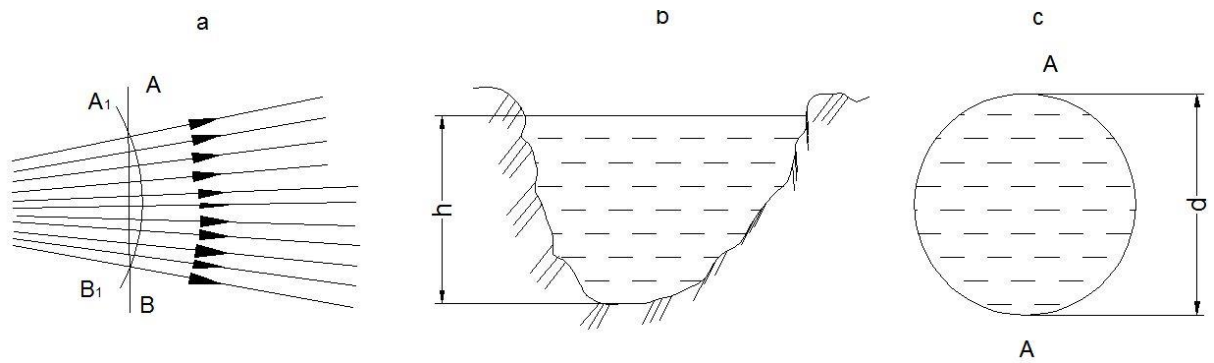
Endi biror ω yuza olib, uni cheksiz ko`p $d\omega_1, d\omega_2, d\omega_3$ elementar yuzalarga ajratish mumkin (3.2-rasm, b). Shuning uchun yuzadan oqib o`tayotgan suyuqlik oqmasi cheksiz ko`p elementar oqimchalardan tashkil topgan bo`ladi va har bir elementar oqimchada suyuqlik tezligi boshqa elementar oqimchalardagidan farq qiladi.

3.3. Oqimning asosiy gidravlik elementlari

Suyuqlik oqimini tekshirishda oqish qonunlarini matematik ifodalash uchun uni gidravlik va geometrik nuqtai nazardan xarakterlovchi; 1) harakat kesimi; 2) suyuqlik sarfi; 3) o`rtacha tezlik; 4) ho`llangan perimetr; 5) gidravlik radius kabi tushunchalar kiritiladi.

Harakat kesimi deb shunday sirtga aytiladiki, uning har bir nuqtasida oqim chizig`i normal bo`yicha yo`nalgan bo`ladi. Umumiy holda harakat kesimi egri sirt bo`lib (3.3- rasm a), parallel oqimchali harakatlar uchun tekislikning bo`lagidan iborat (ya'ni tekis sirtidir) (3.3-rasm, b, c).

Masalan, radial tarqalayotgan suyuqlik oqimi uchun harakat kesimi sferik sirt bo`lsa (3.3-rasm, a) o`zanda va quvurda harakat qilayotgan oqimning harakati kesimi tekis sirtidir (3.3- rasm, b, c). Shunga asosan parallel oqimchali harakatga ega bo`lgan oqimlarning harakat kesimi uchun quyidagicha ta'rif berish mumkin: *oqimning umumiy oqim yo`nalishiga normal bo`lgan ko`ndalang kesimi harakat kesimi deb ataladi.* Oqim harakat kesimining yuzi ω harfi bilan belgilanadi.



3.3- rasm. Harakat kesimiga oid chizma.

Vaqt birligida oqimning berilgan harakat kesimi orqali oqib o'tayotgan suyuqlik miqdori **suyuqlik sarfi** deb ataladi. Sarf Q harfi bilan belgilanadi va l/s , m^3/s , sm^3/s larda o'lchanadi. Elementar yuza bo'yicha sarfni dq bilan, birlik yuza bo'yicha sarfni q bilan belgilanadi. 3.4-rasmda quvurdagi (a) va kanaldagi (b) oqimlar uchun tezlik epyuralari keltirilgan. Tezlik suyuqlik oqayotgan idish devorlarida nolga teng bo'lib, devordan uzoqlashgan sari kattalashib borishi rasmdan ko'rinib turibdi. Quvurda tezlikning eng katta qiymati uning o'rtasida bo'lsa, kanalda erkin sirtga yaqin yerda bo'ladi. Ixtiyoriy elementar oqimcha uchun elementar sarf $dQ = u d\omega$ ga teng. Oqim cheksiz ko'p elementar oqimchalardan tashkil topgani uchun elementar sarflarning yig'indisi, ya'ni butun oqimning sarfi integral ko'rinishda ifodalanadi:

$$Q = \int_{\omega} u d\omega, \quad (3.3)$$

bu yerda ω – harakat kesimi; $d\omega$ – harakat kesimining elementar oqimchaga tegishli bo'lagi.

Suyuqlik zarrachalarining hammasi bir xil tezlik bilan harakatlanganda bo'ladigan sarf, haqiqiy harakat vaqtidagi sarfga teng bo'ladigan tezlik o'rtacha tezlik deb ataladi. 3.4-rasm, a, b larda haqiqiy tezlik epyurasi punktir chiziq bilan chizilib, punktirli strelkalarining uchini birlashtiradi. O'rtacha tezlik epyurasi tutash chiziqlar bilan chizilgan bo'lib, tutash strelkalar uchini birlashtiradi. O'rtacha tezlik ϑ harfi bilan belgilanadi va sarfni harakat kesimiga bo'lish yo'li bilan topiladi:

$$\vartheta = \frac{Q}{\omega} = \frac{\int u d\omega}{\omega}. \quad (3.4)$$

Bunda suyuqlik sarfi o'rtacha tezlik orqali quyidagicha ifodalaniladi:

$$Q = \vartheta \omega. \quad (3.5)$$

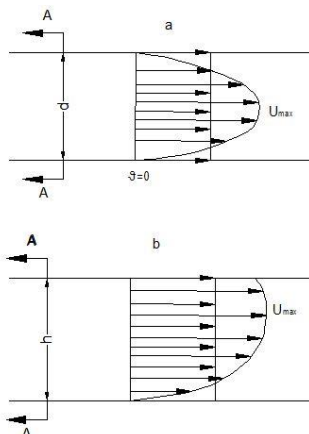
Oqma ko'ndalang kesimini (erkin sirtini hisobga olmaganda) uni chegaralovchi devorlar bilan tutashtiruvchi chiziq perimetri ho'llangan perimetr deb ataladi.

Oqim ko`ndalang kesimining ho`llanmagan qismi ho`llangan perimetrga kirmaydi va uni hisoblashda chiqarib tashlanadi. Ho`llangan perimetr χ harfi bilan belgilanadi.

Turli shakldagi nov (kanal) lar va quvurlar uchun ho`llangan perimetr quyidagicha hisoblanadi:

to`g`ri to`rtburchak nov uchun (3.4-rasm, a):

$$\chi = 2h + b,$$



3.4-rasm. Suyuqlik sarfi va o`rtacha tezlikka doir chizma.

bu yerda h – suyuqlik chuqurligi; b - nov (kanal)ning kengligi: trapetsiadal nov uchun (3.4-rasm, b).

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2},$$

bu yerda $m = \text{ctg}\alpha$ – qiyalik koeffitsiyenti;

uchburchak novlar uchun (1.32-rasm, v):

$$\chi = 2h\sqrt{1 + m^2}$$

silindrik quvurlar uchun (1.32-rasm g) suyuqlik to`lib oqqanda

$$\chi = \pi d = 2\pi r ;$$

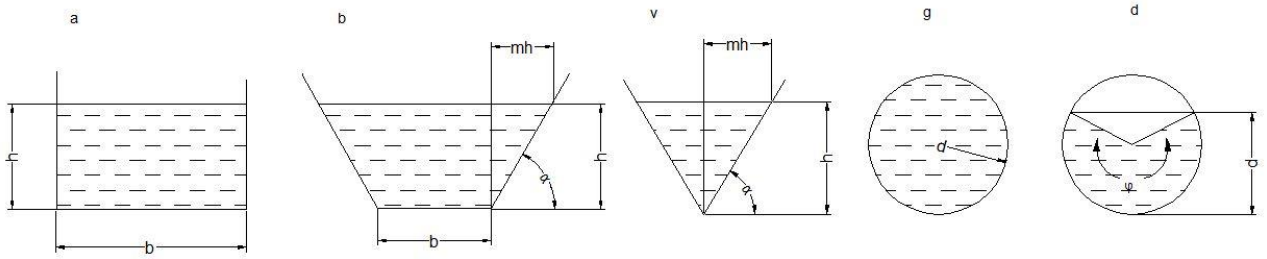
suyuqlik to`lmay oqqanda (1.32-rasm, d)

$$\chi = \frac{\varphi\pi d}{360},$$

bu yerda φ – markaziy burchak; d - quvurning ichki diametri; r - quvurning ichki radiusi.

Oqim harakat kesimi ω ning ho`llangan perimetri χ ga nisbati gidravlik radiusi deb ataladi va R bilan belgilanadi, ya'ni:

$$R = \frac{\omega}{\chi} \tag{3.6}$$



3.5- rasm. Ho`llangan perimetrda doir chizma.

To`g`ri to`rtburchak novlar uchun:

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{hb}{2h+b}; \quad (3.7)$$

Trapetsiadal novlar uchun

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{h(mh+b)}{b+2h\sqrt{1+m^2}}. \quad (3.8)$$

Uchburchak novlar uchun

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{mh^2}{2h\sqrt{1+m^2}} = \frac{mh}{2\sqrt{1+m^2}}. \quad (3.9)$$

Silindrik quvurlar uchun:

suyuqlik to`lib oqqanda $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d^2}{4} : \pi d = \frac{r}{2}, \quad (3.10)$

suyuqlik to`lmay oqqanda $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\frac{d^2}{8} \left(\frac{\varphi\pi}{180} - \sin\varphi \right)}{\frac{\varphi\pi d}{360}} = \frac{d}{4} \left(1 - \frac{180\sin\gamma}{\varphi\pi} \right). \quad (3.11)$

3.4. Suyuqlikning barqaror harakati uchun uzilmaslik tenglamasi

Yuqorida aytib o`tilganidek, gidravlikada suyuqliklar tutash muhitlar deb qaraladi (ya'ni harakat fazosining istalgan nuqtasida suyuqlik zarrachasini topish mumkin). Elementar oqimcha va oqim uchun uzilmaslik tenglamasi suyuqlikning tutash oqimi (ya'ni har bir harakatdagi zarrachaning oldida va ketida cheksiz yaqin masofada albatta yana biror zarracha mavjudligi) ning matematik ifodasi bo`lib xizmat qiladi. Suyuqlikning barqaror harakatini ko`ramiz.

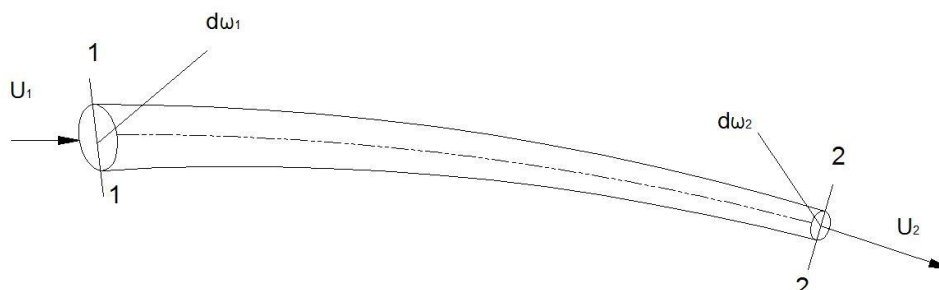
Elementar oqimcha uchun uzilmaslik tenglamasini chiqaramiz. Oqimda harakat o`qi $l-l$ bo`lgan elementar oqimcha olamiz va uning 1 - 1 va 2 - 2 kesimlari orasidagi bo`lagini tekshiramiz (3.6-rasm). 1-1 kesimdagi yuza $d\omega_1$ tezlik u_2 , 2-2 kesimdagi yuza $d\omega_2$, tezlik u_2 bo`lsin va bu kesimlarda tegishli elementar sarflar $q_1 = u_1 d\omega_1$ va $q_2 = u_2 d\omega_2$ ga teng bo`lsin.

Bu holda 1-1 va 2 - 2 kesimlar orqali o`tuvchi elementar sarflar teng bo`ladi:

$$q_1 = q_2 \quad (3.12)$$

Buni isbotlash uchun quyidagi ikki holni ko`ramiz:

1). $q_1 > q_2$ bo`lsin. Bu holda 1-1 va 2-2 kesimlar o`rtasida suyuqlik to`planishi yoki elementar oqimcha devorlari orqali tashqariga chiqishi mumkin degan xulosa chiqadi. Biroq yuqorida aytilganidek, elementar oqimcha devorlaridan suyuqlik o`tmaydi va uning ko`ndalang kesimlari o`tkazmasdir.



3.6. rasm. Elementar oqimcha uchun uzilmaslik tenglamasini chiqarishga oid chizma.

Demak, bunday taxmin noto`g`ri ekanligi ko`rinib turibdi.

2) $q_1 < q_2$ bo`lsin. Bu holda 1-1 va 2-2 kesimlari orasida qayerdandir suyuqlik qo`shilib turishi yoki elementar oqimcha devorlari orqali ichkariga o`tib turishi kerak. Yuqoridagiga asosan bunday taxmin ham noto`g`ri ekanligi ko`rinadi. Shunday qilib, (3.12) tenglik to`g`ri ekanligi isbotlandi.

Elementar sarflar tengligidan quyidagi kelib chiqadi:

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2 \quad (3.13)$$

1-1 va 2-2 kesimlar ixtiyoriy tanlab olinganligi uchun elementar oqimchanning xohlagan kesimi uchun elementar sarf teng bo`ladi, ya'ni

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2 = u_3 d\omega_3 \dots u_n d\omega_n = const$$

(3.13) tenglama elementar oqimcha uchun uzilmaslik tenglamasi deb ataladi. Bu tenglamadan ko`rinib turibdiki, elementar oqimchanning barcha kesimlarida elementar sarf bir xildir. (3.13) tenglamani quyidagicha yozish mumkin

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{d\omega_2}{d\omega_1}.$$

Bundan elementar oqimchanning ixtiyoriy ikkita kesimidagi tezliklar bu kesimlar yuzasiga teskari proportsional ekanligi kelib chiqadi.

Oqim uchun uzilmaslik tenglamasini chiqaramiz. Buning uchun elementar oqimcha uchun olingan uzilmaslik tenglamasidan foydalanamiz. Oqim sarfi cheksiz ko`p oqimchalar sarfining yig`indisidan iborat ekanligini (3.6-rasm) nazarga olib, (3.13) tenglamaning chap va uning qismini ω_1 va ω_2 yuzalar bo`yicha olingan integrallar bilan almashtiramiz

$$\int_{\omega_1} u_1 d\omega_1 = \int_{\omega_2} u_2 d\omega_2.$$

(3.3) tenglamaga asosan

$$\int_{\omega_1} u_1 d\omega_1 = \mathcal{G}_1 \omega_1; \quad \int_{\omega_2} u_2 d\omega_2 = \mathcal{G}_2 \omega_2$$

bo`ladi. Shuning uchun

$$\mathcal{G}_1 \omega_1 = \mathcal{G}_2 \omega_2 \quad (3.14)$$

Tanlab olingan 1–1 va 2–2 kesimlar ixtiyoriy bo`lgani uchun

$$\mathcal{G}_1 \omega_1 = \mathcal{G}_2 \omega_2 = \mathcal{G}_3 \omega_3 = \dots = \mathcal{G}_n \omega_n = const$$

Bu oqim uchun uzilmaslik tenglamasidir. Undan ko`rinadiki, oqimning yo`nalishi bo`yicha ko`ndalang kesimlarning yuzasi va tezligi o`zgarib borishi mumkin. Lekin sarf o`zgarmaydi. (3.14) tenglamani quyidagicha ta'riflash va yozish mumkin, ya'ni *oqimning kesimlaridagi o`rtacha tezliklar tegishli kesimlarning yuzalariga teskari proportsionaldir*:

$$\frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}$$

3.5. Ideal suyuqliklar uchun harakat tenglamasi. Suyuqlik harakati uchun Eyler tenglamasi

Yuqorida biz ideal va real suyuqliklar tushunchasi haqida to`xtalib, ularning bir-biridan farqini ko`rsatuvchi asosiy kattalik ichki ishqalanish kuchi ekanligini aytib o`tdik. Keyinchalik ichki ishqalanish kuchi tezlik gradiyentiga bog`liq bo`lishini ta'kidladik.

Gidrostatika bo`limida suyuqliklar muvozanat holatining tenglamasini chiqarganimizdek, ularning harakati uchun ham umumiydashgan tenglama chiqarishimiz mumkin. Quyida biz ideal suyuqliklar uchun shunday tenglama chiqarish bilan shug`ullanamiz. Suyuqlik harakat qilayotgan fazoda tomonlari dx , dy , dz bo`lgan elementar hajm ajratib olamiz (3.6-rasmga qarang). U holda hajmga Ox , Oy , Oz o`qlari yo`nalishida ta'sir etuvchi kuchlar gidrostatikada suyuqliklar asosiy tenglamasini chiqarganimizdagidek ifodalanadi. Bu yerda farq suyuqlik harakatda bo`lganligi uchun bosim kuchlaridan tashqari inertsiya kuchlari ham mavjudligidir. Shuning uchun gidrostatikada suyuqlikning muvozanat shartlaridan foydalangan bo`lsak, bu yerda Dalamber printsiptan foydalanamiz. U holda birlik massaga ta'sir etuvchi inertsiya kuchlarining teng ta'sir etuvchisi x , y va z o`qlariga quyidagi proektsiyalarga ega bo`ladi:

$$\alpha_x = \frac{du_x}{dt}; \quad \alpha_y = \frac{du_y}{dt}; \quad \alpha_z = \frac{du_z}{dt} \quad (3.15)$$

Birlik massaga ta'sir etuvchi bosim kuchlarining teng ta'sir etuvchilari

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.16)$$

bo`ladi. Shuningdek, og`irlik kuchlari uchun x , y va z o`qlaridagi proektsiyalar

$$X, Y, Z. \quad (3.17)$$

Endi x, y va z o`qlari bo`yicha Dalamber printsipini qo`llasak quyidagi differentsial tenglamalar sistemasiga ega bo`lamiz:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{du_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{du_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

Bu tenglamalar sistemasi ideal suyuqliklar harakatining differentsial tenglamasi deyiladi. U birinchi marta Eyler tomonidan suyuqliklar harakatini tekshirish uchun taklif qilingani uchun (1755 y) Eyler tenglamasi deb ham yuritiladi.

Yuqoridagi sistema uchta differentsial tenglamadan iborat bo`lib, noma'lumlar soni to`rtga: u_x, u_y, u_z, p . Matematikada ko`rsatilishicha bunday holda yana bitta tenglama kerak bo`ladi. Ana shu to`rtinchi tenglama sifatida suyuqliklar harakatining uzilmaslik tenglamasini differentsial shaklda yoziladi va u siqilmaydigan suyuqliklar uchun quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (3.19)$$

Oliy matematika kursidan ma'lumki, ixtiyoriy vektor proyeksiyalarining tegishli koordinatalar bo`yicha hosilalari yig`indisi divergentsiya deyiladi. U holda,

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = \text{div} \bar{U}$$

Buni nazarga olsak, (3.19) qisqacha quyidagicha yoziladi:

$$\text{div} \bar{U} = 0$$

Murakkab funktsiyaning to`liq differentsiali haqidagi qoidaga asosan

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t}, \quad (3.20)$$

lekin koordinatalardan vaqt bo`yicha hosilalar tezlik proyeksiyalarini beradi, ya'ni

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u_x; \quad \frac{\partial y}{\partial t} = u_y; \quad \frac{\partial z}{\partial t} = u_z. \quad (3.21)$$

Buni nazarda tutgan holda (3.20) ni quyidagicha yozish mumkin

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z}. \quad (3.22)$$

Shuningdek, u_y, u_z funktsiyalarining vaqt bo`yicha to`liq hosilalarini ham quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{du_y}{dt} = \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z}, \quad (3.23)$$

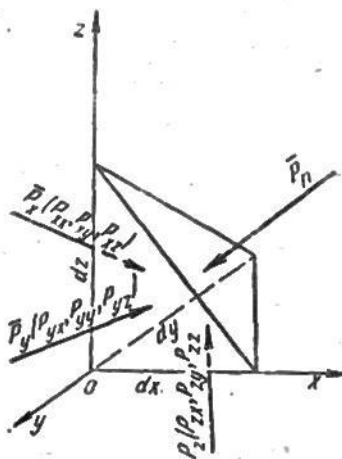
$$\frac{du_z}{dt} = \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z}. \quad (3.24)$$

(3.22), (3.23), (3.24) larni (3.18) tenglamaga qo'yib, ideal suyuqliklar differentsial tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.25)$$

3.6. Real suyuqliklarda ichki kuchlar. Nave-Stoks tenglamasi

Real suyuqliklarda gidrodinamik bosim mavjud bo'lib, harakat yo'q bo'lgan holda u gidrostatik bosimga aylanadi. Gidrodinamik bosimning xossalari gidrostatik bosim xossalariga qaraganda umumiyroqdir. Gidrodinamik bosim suyuqlikdagi ichki kuchlarni ifodalovchi va zo'riqish kuchlari deb ataluvchi kuchlar tarkibiga kiradi. Suyuqlik ichida joylashgan biror elementar hajmni kuzatsak, unga tashqaridagi suyuqlik massasi ma'lum bir kuch bilan ta'sir qiladi. Ana shu kuch zo'riqish kuchi deyiladi. Bu kuchni to'laroq ko'z oldimizga keltirish uchun tomonlari dx , dy , dz ga teng bo'lgan tetraedr ko'rinishidagi elementar hajm ajratib olamiz (3.7-rasm). U holda tetraedrning qiya sirtiga tashqaridagi suyuqlik \bar{p}_n kuch bilan ta'sir qiladi. Olingan elementar hajm harakat vaqtida o'z holatini saqlashi uchun unga teng ta'sir etuvchisi \bar{p}_n kuchiga teng va qarama-qarshi yo'nalgan quyidagi uchta kuch ta'sir qiladi: tetraedrning yOz tekislikda yotgan yuzasi bo'yicha \bar{p}_x kuchi, xOz tekisligida yotgan yuzasi bo'yicha \bar{p}_y kuchi.



3.7- rasm. Real suyuqliklarda zo'riqish tenzorini tushuntirishga doir chizma

Bu kuchlarning har biri x , y va z o'qlari bo'yicha proyeksiyaga ega:

$$\begin{aligned} \bar{P}_x & \{P_{xx}, P_{xy}, P_{xz}\} \\ \bar{P}_y & \{P_{yx}, P_{yy}, P_{yz}\} \\ \bar{P}_z & \{P_{zx}, P_{zy}, P_{zz}\} \end{aligned}$$

Shunday qilib, P kuchni to'qqizta kuch bilan almashtirish mumkin bo'ladi. Bunday xususiyatga ega bo'lgan kattaliklar tenzor deb ataladi va quyidagicha yoziladi:

$$\bar{P}_n \begin{Bmatrix} P_{xx}, P_{xy}, P_{xz} \\ P_{yx}, P_{yy}, P_{yz} \\ P_{zx}, P_{zy}, P_{zz} \end{Bmatrix} \quad (3.26)$$

Bu kuchlardan uchta p_{xx} , p_{yy} , p_{zz} tetraedr yon sirtlariga normal bo'yicha yo'nalgan bo'lib, ular zo'riqish tenzorining normal tashkil etuvchilari deyiladi. Tenzorning qolgan oltita tashkil etuvchisi sirlarga urinma bo'yicha yo'nalgan bo'lib, zo'riqish tenzorining urinma tashkil etuvchilari deyiladi. Urinma tashkil etuvchilar quyidagi xossaga ega bo'ladi:

$$P_{xy} = P_{yx}; P_{xz} = P_{zx}; P_{yz} = P_{zy}$$

Shuning uchun, p tenzori simmetrik tenzor deb ataladi. Bu xossaning isboti maxsus kurslarda keltirilgan bo'lib, biz u to'g'risida to'xtalib o'tirmaymiz. Shuningdek, tenzorning komponentlarini tushuntirishlarsiz, tezlik va qovushqoqlik koeffitsiyenti orqali ifodasini keltiramiz:

$$\begin{aligned} p_{xx} &= -p + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} \\ p_{yy} &= -p + 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y} \\ p_{zz} &= -p + 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z} \\ p_{xy} &= p_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \\ p_{xz} &= p_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ p_{yz} &= p_{zy} = \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.27)$$

bu yerda p – gidrodinamik bosim.

Bu yerda biz \bar{P}_n tenzori komponentalarini siqilmaydigan suyuqliklar uchun yozdik. Bu ifodalarni ilgari aytib o'tilgan Nyuton gipotezasiga qiyoslab, umumlashgan Nyuton gipotezasi deb ataladi. Bu holda avvalgi paragrafdagi kabi harakat tenglamasini tuzish mumkin bo'ladi. Tomonlari dx , dy , dz ga teng bo'lgan parallelepiped ko'rinishida elementar hajm olsak (3.7-rasmga q.) U holda Ox , Oy ,

Oz yo`nalishida og`irlik va inertsia kuchlarini hisobga olmaganimizda, uchta kuch ta'sir qiladi:

Ox bo`yicha p_{xx}, p_{yx}, p_{zx}

Oy bo`yicha p_{xy}, p_{yy}, p_{zy}

Oz bo`yicha p_{xz}, p_{yz}, p_{zz} .

Demak, parallelepipedning (3.7-rasmga q.) Ox o`qiga tik bo`lgan yon yoqlari bo`yicha ta'sir qiluvchi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi quyidagiga teng:

$$\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z}$$

Oy o`qiga tik bo`lgan yon yoqlari bo`yicha

$$\frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z}$$

Oz o`qiga tik bo`lgan yon yoqlari bo`yicha

$$\frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z}$$

Endi, oldingi paragrafdagi kabi Dalamber printsiptan foydalanib harakat tenglamasini tuzamiz. U quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= X + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} \right) \\ \frac{du_y}{dt} &= Y + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z} \right) \\ \frac{du_z}{dt} &= Z + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.28)$$

Olingan tenglamaga (3.22), (3.23), (3.24) va (3.25) munosabatlarni kiritsak, real suyuqliklarning harakat tenglamasi quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Bu hosil bo`lgan tenglamalar sistemasi siqilmaydigan suyuqliklar uchun Nave-Stoks tenglamasi deyiladi. (3.29) sistema uchta tenglamadan iborat bo`lib noma'lumlar soni to`rtta; u_x, u_y, u_z, p . Shuning uchun real suyuqliklar harakatini tekshirishda bu sistemaga (3.19) tenglamani qo`shib yechiladi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma:

Masala. Siqilmaydigan suyuqlikning tezlik maydoni quyidagi potentsialga: $\varphi = 4(x^2 - y^2)$ ega bo'lishi mumkinmi?

Yeshimi: suyuqlikning tezlik maydoni potentsialga ega bo'lishi uchun Laplas tenglamasidan foydalanamiz:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0$$

U holda

$$\varphi = 4(x^2 - y^2); \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 8$$

$$\varphi = 4(x^2 - y^2); \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = -8$$

Bu yerda $\nabla^2 \varphi = 8 - 8 = 0$

Demak, tezlik maydoni berilgan potentsialga ega bo'lishi mumkin.

Mustaqil yechishga doir masalalar:

1. Agar kesimlardagi harakat kesimining yuzasi $\omega_1 = 0,5 \text{ m}^2$; $\omega_2 = 0,7 \text{ m}^2$ va $\omega_3 = 0,4 \text{ m}^2$ bo'lib, $V_3 = 0,8 \text{ m/s}$ bo'lganda, oqim sarfi va o'rtacha tezligini aniqlang.

2. To'g'ri burchakli to'rtburchak shaklidagi ketma-ket ulangan quvurlarning gidravlik elementlarini (sarf, o'rtacha tezlik, gidravlik radius, ho'llangan perimetr) aniqlang: $h_1 = 1,0 \text{ m}$; $b_1 = 1,5 \text{ m}$; $h_2 = 1,2 \text{ m}$; $b_2 = 1,8 \text{ m}$, $V_2 = 0,5 \text{ m/s}$ bo'lsin.

3. Oqim harakat tezligining proyeksiyasi berilgan: $u_x = 8x$; $u_y = -8y$. Oqim chizig'ining trayektoriyasini toping.

4. Oqim trayektoriyasi tenglama orqali berilgan bo'lsa, uning 10 sekunddan keyingi tezligini aniqlang.

5. Tajribalar asosida olingan tezlik proyeksiyasi quyidagi ko'rinishda bo'ldi: $u_x = 5xy + 2$; $u_y = 2x - 5xy$. Tajriba to'g'ri o'tkazilganmi?

3.7. Elementar oqimcha uchun Bernulli tenglamasi

Yuqorida keltirilgan Eyler va Nave-Stoks tenglamalar sistemalarini yechish yo`li bilan suyuqlik harakatlanayotgan fazoning har bir nuqtasidagi tezlik va bosimni topish mumkin. Lekin bu sistemalarni yechish katta qiyinchiliklar bilan amalga oshiriladi, ko`p hollarda esa hatto yechish mumkin emas. Shuning uchun gidravlikada, ko`pincha, o`rtacha tezlikni topish bilan chegaralanishga to`g`ri keladi. Buning uchun, odatda, Bernulli tenglamasidan foydalaniladi. Biz bu yerda Bernulli tenglamasini ikki xil usulda chiqarishni ko`rsatamiz.

Birinchi usul Eyler tenglamasidan foydalanish yo`li bilan amalga oshiriladi. Buning uchun (3.18) sistemaning birinchi tenglamasini dx ga, ikkinchi tenglamasini dy ga, uchinchi tenglamasini dz ga ko`paytiramiz va hosil bo`lgan uchta tenglamani qo`shamiz. Natijada quyidagi tenglamaga ega bo`lamiz:

$$\frac{du_x}{dt} dx + \frac{du_y}{dt} dy + \frac{du_z}{dt} dz = Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) \quad (3.30)$$

(3.21) munosabatdan ko`rinib turibdiki,

$$dx = u_x dt; \quad dy = u_y dt; \quad dz = u_z dt$$

Shu munosabatdan foydalanib. (3.30) tenglamaning chap tomonini quyidagi ko`rinishga keltiramiz:

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} u_x dt + \frac{\partial u_y}{\partial t} u_y dt + \frac{\partial u_z}{\partial t} u_z dt = u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z = \frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) \quad (3.31)$$

lekin

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$$

bo`lgani uchun (3.30) tenglama chap tomonining ko`rinishi quyidagicha bo`ladi:

$$\frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2} d(u^2) \quad (3.32)$$

(3.30) ning o`ng tomonidagi $Xdx + Ydy + Zdz$ biror kuch potentsialining to`liq differentsialidir. Agar shu potentsialni $F = f(x, y, d)$ bilan belgilasak, u holda quyidagiga ega bo`lamiz

$$Xdx + Ydy + Zdz = dF \quad (3.33)$$

Odatda, suyuqlikka ta'sir qiluvchi massa kuch og`irlik kuchidir. Bu holda dekart koordinatalar sistemasida quyidagicha bo`ladi:

$$F = -gz \quad (3.34)$$

(3.30) tenglamaning o`ng tomonida yana bosim bilan ifodalangan munosabat bo`lib, u bosimning to`liq differentsialini ifodalaydi, ya'ni

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = dp \quad (3.35)$$

(3.32), (3.33), (3.34) va (3.35) larni (3.30) tenglamaga qo`ysak, u quyidagi ko`rinishga keladi

$$\frac{1}{2}d(u^2) + \frac{1}{\rho}dp + d(gz) = 0$$

Hosil bo`lgan tenglamani elementar oqimchanning 1-1 kesimidan (3.8-rasmga q.) 2-2 kesimigacha integrallasak, quyidagi tenglamaga ega bo`lamiz:

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + gz_1 = \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + gz_2 \quad (3.36)$$

Bu tenglikdagi har bir had massa birligiga keltirilgan. Agar uni kuch birligiga keltirsak, ya'ni g ga ikki tomonini bo`lib yuborsak, u holda $\rho g = \gamma$ ni hisobga olib, quyidagini olamiz:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \quad (3.37)$$

Oxirgi tenglama 1738 y. Bernulli tomonidan olingan bo`lib, uning nomi bilan ataladi va gidravlikada harakatning asosiy tenglamasi bo`lib xizmat qiladi. Bu tenglama ixtiyoriy ikkita kesim uchun olingan bo`lib, bu kesimlarning elementar oqimcha yo`nalishi bo`yicha qayerda olinishining ahamiyati yo`q. Shuning uchun Bernulli tenglamasini quyidagi ko`rinishda ham yozish mumkin:

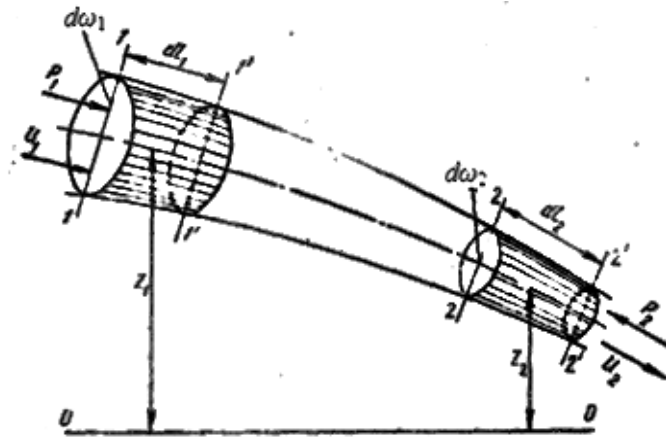
$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = const \quad (3.38)$$

Ko`rinib turibdiki, Bernulli tenglamasida asosan $z, \frac{p}{\gamma}, \frac{u^2}{2g}$ kattaliklarning yig`indisi o`zgarmas ekan. Shunday qilib, bu tenglama tezlik u , bosim p , zichlik ρ o`rtasidagi munosabatni ifodalaydi.

D. Bernullining o`zi yuqoridagi tenglamani kinetik energiyaning o`zgarishi qonunidan keltirib chiqargan bo`lib, biz keltirgan usul esa Eyler tomonidan qo`llanilgan.

Ikkinchi usul kinetik energiyaning o`zgarish qonunidan foydalanib bajariladi. Harakat o`qi 1 - 1 bo`lgan biror elementar oqimchanning 1 -1 va 2-2 kesimlar bilan ajratilgan bo`lagini olamiz. U holda bu bo`lak dt vaqtda harakat qilib, 1' - 1' va 2'-2' kesmalari orasidagi holatga keladi (3.8-rasm). 1-1 kesimning yuzasi $d\omega_1$ bu yuzaga ta'sir qiluvchi kuch P_1 va tezlik u_1 bo`lsin. 2-2 kesimning yuzasi esa $d\omega_2$, unga ta'sir qiluvchi kuch P_2 , tezlik esa u_2 bo`lsin. Kinetik energiyaning o`zgarish qonunini elementar oqimchanning ana shu harakatdagi bo`lagiga tatbiq qilamiz. Bu qonun bo`yicha biror jism harakati vaqtida uning kinetik energiyaning o`zgarishi, shu jismga ta'sir qilayotgan kuchlarning bajargan ishlarining yig`indisiga tengdir. Bu gapning matematik ifodasi quyidagicha bo`ladi:

$$d\left(\frac{m_1 u_1^2}{2}\right) = \sum P l \quad (3.39)$$



3.8- rasm. Bernulli tenglamasini keltirib chiqarishga doir chizma.

bu yerda $d\left(\frac{mu^2}{2}\right)$ – kinetik energiyaning dt vaqtda oʻzgarishi; $\sum Pl$ – barcha

kuchlar bajargan ishlarning yigʻindisi. Endi elementar oqimcha boʻlagining dt vaqt ichida 1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi holatdan 1'-1' va 2'-2' kesimlar orasidagi holatga kelgandagi kinetik energiyaning oʻzgarishini koʻramiz. Harakat barqaror boʻlgani uchun bu oʻzgarish 1 - 1 va 1' - 1' orasidagi boʻlak bilan 2 - 2 va 2' - 2' orasidagi boʻlak kinetik energiyalari ayirmasiga teng.

1 - 1 va 1' - 1' orasidagi boʻlakning kinetik energiyasi (uning massasi m_1 boʻlsa) $\frac{m_1 u_1^2}{2}$ ga teng boʻladi. 2-2 va 2'-2' orasidagi boʻlakning kinetik energiyasi esa $\frac{m_2 u_2^2}{2}$ ga teng. Demak koʻrilayotgan 1 - 1 va 2 - 2 orasidagi boʻlakning kinetik energiyasi dt vaqtda quyidagi miqdorga oʻzgarar ekan:

$$\frac{m_2 u_2^2}{2} - \frac{m_1 u_1^2}{2} \quad (3.40)$$

Ikkinchi tomondan, 1 - 1 va 1' - 1' orasidagi boʻlakning massasi uning hajmi $dS_1 dl_1$ ning zichlikka koʻpaytmasiga teng, ya'ni

$$m_1 = \rho d\omega_1 dl_1.$$

Shuningdek, 2-2 va 2' - 2' orasidagi boʻlakning massasi

$$m_2 = \rho d\omega_2 dl_2.$$

dl_1 va dl_2 – dt vaqt ichida 1 - 1 va 2 - 2 kesimlarining yurgan yoʻlini koʻrsatadi, shuning uchun

$$dl_1 = u_1 dt, \quad dl_2 = u_2 dt \quad (3.41)$$

u holda m_1 va m_2 uchun quyidagi munosabatni olamiz;

$$m_1 = \rho d\omega_1 u_1 dt, \quad m_2 = \rho d\omega_2 u_2 dt$$

Bu munosabatni (3.40) ga qoʻysak va uzilmaslik tenglamasidan $q = u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2$ ekanligini nazarga olsak, kinetik energiyaning oʻzgarishi quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{m_2 u_2}{2} - \frac{m_1 u_1}{2} = \rho \frac{q dt u_2^2}{2} - \rho \frac{q dt u_1^2}{2} = \rho q dt \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \right). \quad (3.42)$$

Endi, bajarilgan ishlarni tekshiramiz. Ular 1-1 va 2-2 kesimlarga ta'sir qiluvchi gidrodinamik kuchlarning va og'irlik kuchining bajarilgan ishlaridir. Elementar oqimchaning yon sirtlariga ta'sir qiluvchi bosim kuchining bajarilgan ishi esa nolga teng ekanligi harakatning barqarorligidan ko`rinadi.

1-1 kesimga ta'sir etuvchi p_1 bosimning bajarilgan ishini A_1 2-2 kesimga ta'sir etuvchi p_2 bosimning bajarilgan ishini A_2 bilan belgilaymiz. U holda, 1. 35- rasmdan ko`rinib turibdiki,

$$\begin{aligned} A_1 &= p_1 d\omega_1 dl_1 \\ A_2 &= p_2 d\omega_2 dl_2 \end{aligned}$$

(3.41) nazarga olsak va uzilmaslik tenglamasidan foydalansak, quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$A_1 = p_1 q dt; \quad A_2 = p_2 q dt \quad (3.43)$$

Og'irlik kuchi bajarilgan ishni A_3 deb belgilaymiz. Bu ish (1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi bo`lak o`z holatini saqlagani uchun) 1-1 va 1`- 1` orasidagi bo`lak bilan 2-2 va 2`-2` orasidagi bo`laklar og'irliklarini ular markazlarining vertikal o`qi bo`yicha holatlari z_1 va z_2 ning ayirmasiga ko`paytirilganiga teng, ya'ni

$$A_3 = G(z_1 - z_2),$$

lekin

$$G = \gamma d\omega_1 dl_1 = \gamma d\omega_1 u_1 dt = \gamma q dt$$

bo`lgani uchun

$$A_3 = \gamma q dt (z_1 - z_2). \quad (3.44)$$

Endi, (3.42), (3.43) va (3.44) larni (3.39) ga qo`ysak, elementar oqimcha uchun kinetik energiyaning o`zgarish qonunini olamiz

$$\rho q dt \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \right) = p_1 q dt - p_2 q dt + \gamma q dt (z_1 - z_2)$$

bu yerda p_2 kuch suyuqlik harakatiga teskari yo`nalgan bo`lgani uchun tenglamaning o`ng tomonidagi ikkinchi had (ya'ni A_2) manfiy ishora bilan olindi. Oxirgi tenglamaning ikki tomonini $\gamma q dt$ ga bo`lsak:

$$\frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} + z_1 - z_2.$$

Bir xil indeksli hadlarni gruppalab joylashtirsak, Bernulli tenglamasi hosil bo`ladi:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2. \quad (3.45)$$

Shunday qilib, elementar oqimcha uchun Bernulli tenglamasi kinetik energiyaning o`zgarish qonunini ifodalaydi.

3.8. Bernulli tenglamasining geometrik, energetik va fizik mazmunlari

Bernulli tenglamasining har bir hadi o'zining geometrik va energetik mazmunlariga ega. Buni aniqlash uchun biror elementar oqimcha olib, uning 1-1, 2-2 va 3-3 kesimlarini ko'ramiz (3.9-rasm). Bu kesimlarning og'irlik markazi biror 0-0 tekislikdan z_1 , z_2 va z_3 masofalarda bo'lsin. Bular qiyosiy tekislik 0-0 dan elementar oqimchanning geometrik balandliklarini ko'rsatadi. Endi olingan 1-1, 2-2 va 3-3 tekisliklar markazida pezometr (to'g'ri shisha naycha) va uchi egilgan shisha naychalar o'rnatamiz. Bu holda pezometrlarda suyuqlik kesimlar og'irlik markaziga nisbatan ma'lum balandliklarga ko'tariladi. Bu ko'tarilish gidrostatika qismida ko'rganimizdek kesimlarda

$$h_1 = \frac{p_1}{\gamma}, \quad h_2 = \frac{p_2}{\gamma}, \quad h_3 = \frac{p_3}{\gamma}$$

ga teng bo'ladi.

h_1 , h_2 , h_3 lar pezometrik balandliklar deb ataladi. Odatda, pezometrlar yordamida quvurlar va suyuqlik harakat qilayotgan boshqa idishlarda gidrodinamik bosim o'lchanadi.

Uchi egilgan shisha naychalarda suyuqlik pezometrlardagiga qaraganda balandroqqa ko'tariladi. Buning sababi shundaki, uchi egilgan shisha naylarda uning egilgan uchi suyuqlik harakati yo'nalishida bo'lib, gidrodinamik bosimga qo'shimcha suyuqlik tezligiga bog'liq bo'lgan, bosim paydo bo'ladi. Bunda suyuqlik zarrachalarining inertiya kuchi qo'shimcha bosimga sabab bo'ladi. Uchi, egilgan shisha naychalardagi balandlik quyidagilarga teng:

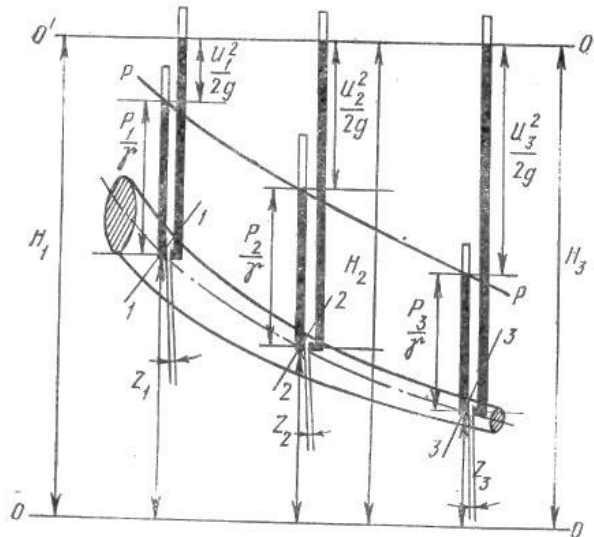
$$h_1' = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}; \quad h_2' = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}; \quad h_3' = \frac{p_3}{\gamma} + \frac{u_3^2}{2g}$$

Pezometrda suyuqlik balandligi bilan uchi egilgan shishalardagi balandlik farqi

$$h_1' - h_1 = \frac{u_1^2}{2g}; \quad h_2' - h_2 = \frac{u_2^2}{2g}; \quad h_3' - h_3 = \frac{u_3^2}{2g}$$

larga teng bo'ladi va tezlik nabori (balandligi) deyiladi.

Shunday qilib, geometrik nuqtai nazardan Bernulli tenglamasining hadlari quyidagicha ataladi:



3.9-rasm. Bernulli tenglamasining geometrik, energetik va fizik mazmunlariga doir chizma.

$\frac{u_1^2}{2g}, \frac{u_2^2}{2g}, \frac{u_3^2}{2g}$ – suyuqlikning tegishli kesimlaridagi tezlik nabori (balandligi):

$\frac{p_1}{\gamma}, \frac{p_2}{\gamma}, \frac{p_3}{\gamma}$ – pezometrik balandliklar;

z_1, z_2, z_3 – geometrik balandliklar, tegishli kesimlarning og'irlik markazi 0-0 – tekisligidan (taqqoslash tekisligidan) qancha balandlikda turishini ko'rsatadi.

$\frac{u^2}{2g}, \frac{p}{\gamma}, z$ larning birliklari uzunlik birliklariga tengdir.

Pezometrlardagi suyuqlik balandliklarini birlashtirsak, hosil bo'lgan chiziq, **pezometrik chiziq** deyiladi.

Bernulli tenglamasidan tezlik (nabori) balandligi, pezometrik va geometrik balandliklarining umumiy yig'indisi o'zgarmas miqdor bo'lib, u 1.36-rasmda 0'-0' shizig'i bilan belgilanadi va suyuqlikning nabor (dam) tekisligi deb ataladi.

Gidrodinamikada bu uchta balandliklar $\frac{u^2}{2g}, \frac{p}{\gamma}, z$ ning yig'indisi suyuqlikning to'liq nabori (dami) deb ataladi va H bilan belgilanadi:

$$H = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = const.$$

Bular ideal elementar oqimchalar uchun Bernulli tenglamasining geometrik ma'nosini bildiradi. Uning energetik ma'nosi kinetik energiyaning o'zgarish qonuni bo'yicha chiqarilishiga asoslangan. Boshqacha aytganda, Bernulli tenglamasi suyuqliklar uchun energiyaning saqlanish qonunidir. Bernulli tenglamasi (3.45) ning chap tomoni elementar oqimchanning 1-1 kesimidagi to'liq solishtirma

energiya bo`lib, u 2-2 kesimdagi to`liq solishtirma energiyaga teng yoki umuman o`zgaras miqdordir.

Bu yerda *solishtirma energiya* deb og`irlik birligiga to`g`ri kelgan energiya miqdoriga aytamiz. Bu aytilganlarga asosan Bernulli tenglamasi hadlarining energetik yoki fizik ma'nosi quyidagicha bo`ladi:

$\frac{u_1^2}{2g}, \frac{u_2^2}{2g}, \frac{u_3^2}{2g}$ – elementar oqimchaning 1-1, 2-2, 3-3 kesimlarga tegishli solishtirma

kinetik energiyasi;

$\frac{p_1}{\gamma} + z_1, \frac{p_2}{\gamma} + z_2, \frac{p_3}{\gamma} + z_3$ – elementar oqimcha kesimlari uchun solishtirma potentsial

energiya;

$\frac{p_1}{\gamma}, \frac{p_2}{\gamma}, \frac{p_3}{\gamma}$ – kesimlarga tegishli bosim bilan ifodalanuvchi solishtirma energiya;

z_1, z_2, z_3 - 1-1, 2-2, 3-3 kesimlarga tegishli og`irlik bilan ifodalanuvchi solishtirma energiya.

Suyuqlik harakati vaqtida mexanikaning qonunlariga asosan, ish bajariladi. Shu bajarilgan ishlar bo`yicha Bernulli tenglamasini quyidagicha sharhlash mumkin: ikkita kesim uchun yozilgan Bernulli tenglamasi (3.45) shu ikki kesimda tegishli hadlarining ayirmalaridan tashkil topadi:

$\frac{u_1^2 - u_2^2}{2g}$ – kinetik energiyaning birlik og`irlik uchun o`zgarishi;

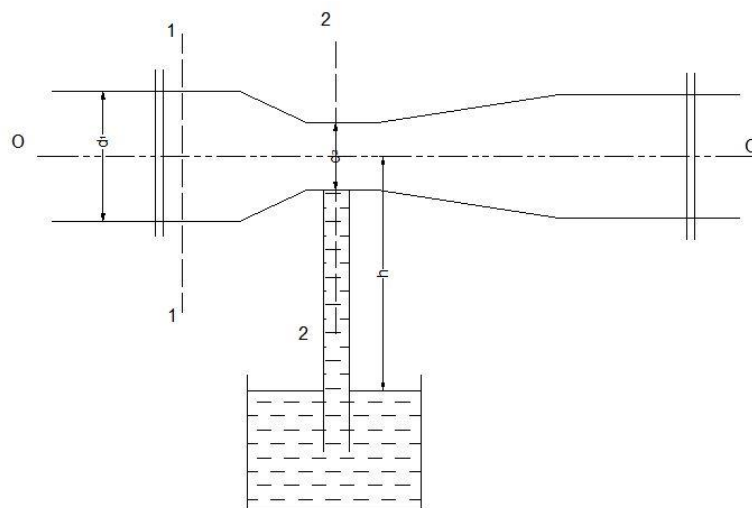
$\frac{p_1 - p_2}{\gamma}$ – bosim kuchi bajargan ishning birlik og`irlikka tegishli qismi.

$z_1 - z_2$ – og`irlik kuchi bajargan ishning birlik og`irlikka tegishli qismi.

Demak, suyuqlik harakat qilayotganda solishtirma kinetik va solishtirma potentsial energiyalar harakat davomida o`zgarib boradi, lekin to`liq solishtirma energiya o`zgaras bo`ladi.

Amaliy mashg`ulotlarni bajarishga doir ko`rsatma

Masala. Struyali nasos yordamida suv $h = 0,5$ m chuqurlikdan ko`tarilmoqda. Agar quvur diametri $d = 100$ mm, 1-1 kesimdagi bosim $P_M = 40$ kPa, suv tezligi $g_1 = 1,12$ m/s bo`lsa, kameradagi quvur diametrini d_2 aniqlang Suv ideal deb qaralsin.(3.10-rasm).



3.10-rasm.

Yeshimi: 1-1 va 2-2 kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozamiz. Taqqoslash tekisligini quvur o'qi bo'ylab o'tkazamiz.

U holda d_2 ni quyidagicha aniqlaymiz:

$$d_2 = \sqrt{\frac{4Q}{\pi V^2}} = 0,05 \text{ m}$$

Mustaqil yechishga doir masalalar:

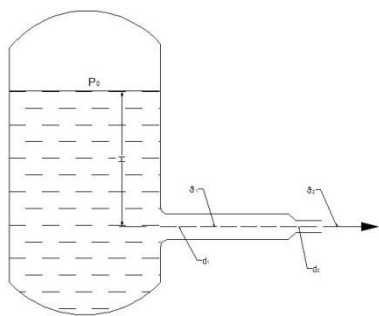
1. Rezervuardan suv diametri $d = 30$ mm bo'lgan quvur orqali atmosferaga oqib chiqmoqda, agar rezervuardagi manometrik bosim $P_M = 0,2$ atmosfera bo'lib, dam (napor)i $H = 1,5$ bo'lsa, quvurdagi suv sarfini aniqlang (3.11-rasm).

2. Suyuqlik ketma-ket ulangan har xil diametrli quvurlar orqali atmosferaga chiqmoqda. Agar ikkinchi quvurdagi tezlik $\vartheta_2 = 0,8$ m/s bo'lsa, birinchi quvurdagi tezlik $\vartheta_1 = 2$ m/s bo'lishi uchun, birinchi quvurdagi bosim qanday bo'lishi kerak (3.12-rasm).

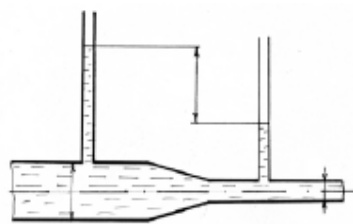
3. Quvurdagi suv sarfini aniqlash uchun Venturi naychasidan foydalaniladi.

Agar quvurga o'rnatilgan pezometrlar farqi $h = 16$ sm bo'lib, quvur diametri $D = 20$ sm, naychaning diametri $d = 14$ sm bo'lganda quvurdan o'tayotgan sarfni aniqlang (3.13-rasm).

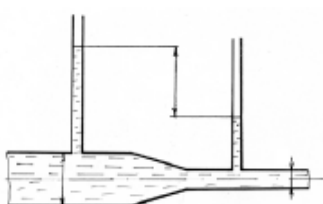
4. Agar naychaning diametri $d = 5$ sm, quvurning diametri $D = 100$ mm va quvurdagi bosim $P_1 = 0,4$ at bo'lsa, naychaga ulangan quvurda suv qaysi balandlikka ko'tariladi? (3.14-rasm)



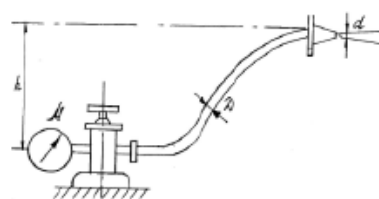
3.11-rasm.



3.12-rasm.



3.13-rasm.



3.14-rasm

3.9. Real suyuqliklar elementar oqimchasi uchun Bernulli tenglamasi

Endi real suyuqlik elementar oqimchasi uchun Bernulli tenglamasining grafigini chizamiz. Buning uchun harakat o`qi S - S, 1 - 1, 2 - 2 va 3 - 3 kesimlardagi tezliklar u_1, u_2, u_3 , bosimlari p_1, p_2, p_3 bo`lgan elementar oqimcha olamiz. Bu oqimcha uchun kesimlarda pezometr va uchi egilgan shisha naycha olamiz. Pezometrlardagi suyuqlik balandliklarini tutashtirib, pezometrik chiziq ($P-P$) ni hosil qilamiz. Uchi egik naychalarda suyuqlik balandliklarini tutashtirib, suyuqlik bosimi (dami) shizig`i ($H-H$) ni hosil qilamiz. Qurilgan grafikni ideal suyuqlik elementar oqimchasi uchun olingan grafik (3.15-rasm) bilan solishtiramiz. Natijada ideal suyuqliklar uchun oqimchanning birinchi kesimidagi gidrodinamik bosimi H_1 ikkinchi va uchinchi kesimlardagi gidrodinamik bosimlarga tengligini, ya'ni $H_1 = H_2 = H_3 = const$ ekanligini real suyuqlik uchun birinchi kesimdagi gidrodinamik bosim H_1 ikkinchi va uchinchi kesimlardagi bosimlarga tengmasligini, ya'ni $H_1 \neq H_2 \neq H_3$ ekanligini ko`ramiz. 3.15-rasmga muvofiq bu tengsizlik quyidagicha ifodalanadi:

$$H_1 > H_2 > H_3$$

Demak, real suyuqlikning elementar oqimchasi harakat qilganda solishtirma energiyaning ma'lum bir qismi yo`qotilar ekan; birinchi va ikkinchi kesimlar orasidagi bu yo`qotishni h_{1-2} bilan belgilaymiz. Bunda indeks orasida yo`qotish bo`layotgan kesimlar nomerini ko`rsatadi. Masalan, ikkinchi va uchinchi

kesim orasida yo`qotish h_{2-3} birinchi va uchinchi kesim orasidagi yo`qotish h_{1-3} va hokazo. Aytilgan yo`qotishning mohiyatini quyidagicha izohlash mumkin. Real suyuqlik elementar oqimchasi harakat qilayotganda ichki ishqalanish kuchi natijasida gidravlik qarshilik paydo bo`ladi va uni yengish uchun albatta ma'lum bir miqdorda energiya sarflash kerak. Bu sarflangan energiya ko`rilayotgan harakat uchun tiklanmaydi. Yuqorida keltirilgan tengsizlik ana shu yo`qotilgan energiya hisobiga bo`ladi. Birinchi va ikkinchi kesimlar orasidagi yo`qotilgan solishtirma energiya gidravlik bosimlar farqiga teng:

$$h_{1-2} = H_1 - H_2.$$

Yuqorida ko`rilganga asosan

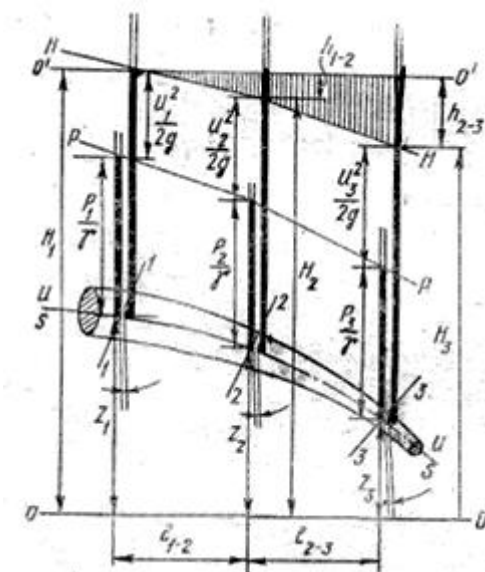
$$H_1 = \frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1; \quad H_2 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2,$$

bundan

$$h_{1-2} = \left(\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) - \left(\frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \right),$$

natijada quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{1-2}. \quad (3.46)$$



3.15-rasm. Real suyuqliklar uchun Bernulli tenglamasining geometrik manosi.

Olingan tenglama real suyuqliklar elementar oqimchasi uchun Bernulli tenglamasidir. Bu tenglama ideal suyuqlik elementar oqimchasidan o`ng tomondagi to`rtinchi hadi h_{1-2} bilan farq qiladi. Bu had 1-1 va 2-2 kesimlar orasida

bosimning kamayishini ko'rsatadi. Ideal suyuqliklarda ichki ishqalanish kuchi hisobga olinmagani uchun yuqorida aytilgan had bo'lmaydi.

3.10. Real suyuqliklar oqimi uchun Bernulli tenglamasi. Koriolis koeffitsiyenti

Oqim cheksiz ko'p elementar oqimchalardan tashkil topganligidan shu oqimchalar energiyalarining harakat kesimi bo'yicha integralini olish yo'li bilan oqim uchun Bernulli tenglamasini hosil qilish mumkin:

$$\int_{\omega_1} \frac{u_1^2}{2g} d\omega + \int_{\omega_1} \frac{p_1}{\gamma} d\omega + \int_{\omega_1} z_1 d\omega = \int_{\omega_2} \frac{u_2^2}{2g} d\omega + \int_{\omega_2} \frac{p_2}{\gamma} d\omega + \int_{\omega_2} z_2 d\omega + \int_{\omega_2} h_{1-2} d\omega. \quad (3.47)$$

Oqimning har bir elementar oqimchasida tezlikni hisoblash qiyin bo'lgani uchun (3.47) tenglamadagi integrallarni hisoblash ham juda qiyinlashadi. Shuni nazarga olib, oqim uchun Bernulli tenglamasida tezliklarni o'rtacha tezlik ϑ bilan almashtiriladi. Bu esa Bernulli tenglamasi foydalaniladigan hisoblash ishlarida katta qulaylik tug'diradi. Bu holda elementar oqimcha geometrik balandligi bo'yicha integral oqimning harakat kesimi og'irlik markazining geometrik balandligiga, bosim bo'yicha integral esa ana shu geometrik balandlikdagi nuqtaga qo'yilgan bosimga aylanadi. Elementar oqimchaning 1-1 va 2-2 kesimlarida bosimning kamayishi bo'yicha integral ham oqim uchun bosimning o'rtacha kamayish miqdoriga aylanadi. Solishtirma kinetik energiyaning integralini tezlikning o'rtacha qiymati bo'yicha kinetik energiya bilan almashtirsak, uning miqdori kamayib qoladi. Integral cheksiz ko'p miqdorlarning yig'indisi bo'lgani uchun buni yig'indilar kvadratlarining misolida ko'ramiz. Masalan, $u_1 = 10$ m/s, $u_2 = 11$ m/s, $u_3 = 9$ m/s, $u_4 = 12$ m/s, $u_5 = 8$ m/s bo'lsin. U holda o'rtacha tezlik:

$$\vartheta = \frac{u_1 + u_2 + u_3 + u_4 + u_5}{5} = 10 \text{ m/s},$$

tezliklar kvadratlarining o'rtacha qiymati

$$\frac{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + u_4^2 + u_5^2}{5} = \frac{510}{5} = 102 \text{ m}^2/\text{s}^2,$$

o'rta tezlikning kvadrati esa $v^2 = 100$ m²/s. Bundan ko'rinib turibdiki, tezliklar kvadratlarining yig'indisi o'rtacha tezlik kvadratidan katta ekan. Shunday qilib, quyidagi tengsizlik to'g'ri ekanligini ko'rish mumkin:

$$\int_{\omega} \frac{u^2}{2g} d\omega > \frac{u^2}{2g} \omega.$$

Bu tengsizlikni integrallash yo'li bilan ham isbotlash mumkin. (Bunday isbotni talabalarining o'zlari bajarishini taklif qilamiz). Bu xatoni tuzatish uchun Bernulli tenglamasining birinchi hadiga α koeffitsiyentini kiritamiz. Bu koeffitsiyent tezlikning bir tekis miqdorda bo'lmasligini ifodalaydi va Koriolis koeffitsiyenti deb ataladi. U holda

$$\alpha = \frac{\int \frac{u^2}{2g} d\omega}{\frac{v^2}{2g} \omega}.$$

Shunday qilib, yuqorida aytilganlarga asosan (3.47) tenglama quyidagi ko`rinishga keladi:

$$\frac{\alpha_1 u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + H_{1-2}, \quad (3.48)$$

bu yerda α_1, α_2 – birinchi va ikkinchi kesimlarda tezlikning notekis tarqalganini hisobga oluvchi koeffitsiyent; H_{1-2} – birinchi va ikkinchi kesimlar orasida naporning (bosimning) kamayishi.

Oqim uchun Bernulli tenglamasida qolgan boshqa hadlar elementar oqimcha uchun Bernulli tenglamasida qanday atalsa, bu yerda ham shunday ataladi. Bu tenglama gidrodinamika masalalarini hal qilishda eng muhim tenglama bo`lib, u barqaror harakatlar uchun yozilgan va tezlik harakat kesimi bo`yicha qancha kam o`zgarsa, shuncha kam xatolik beradi.

3.11. Real gazlar oqimi uchun Bernulli tenglamasi

Odatda, harakat yo`nalishi bo`yicha bosim kamayib boradi. Suyuqliklarda hajmiy siqilish koeffitsiyenti β_p juda kichik bo`lgani uchun bu o`zgarish suyuqlikning fizik xossalariga ta'sir qilmaydi. Lekin gazlarda bosimning ozgina o`zgarishi ham uning parametrlariga ta'sir qiladi. Bundan tashqari, gazlarda suyuqliklarga qaraganda tezlik bir necha o`n baravar katta bo`ladi. Bu esa bosimga va gazning fizik xossalariga, birinchi galda uning solishtirma og`irligiga ta'sir qiladi. Ammo gaz oqimining ko`ndalang kesimi bo`yicha tezlik deyarli o`zgarmaydi. Shuning uchun gazlarda $\alpha \approx 1$ bo`ladi. Gazlar uchun tezlik, bosim, solishtirma og`irlik tez o`zgaradi uchun birinchi va ikkinchi kesim (3.16-rasm) orasidagi masofani cheksiz kichik Δl deb olamiz. U holda Bernulli tenglamasi differentsial ko`rinishda quyidagicha yoziladi:

$$d\left(\frac{g^2}{2g}\right) + \frac{dp}{\gamma} + dz - dh_{1-2} = 0 \quad (3.49)$$

bu yerda

$$\begin{aligned} d\left(\frac{g^2}{2g}\right) &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \left(\frac{g_1^2 - g_2^2}{2g}\right), \\ d\left(\frac{p}{\gamma}\right) &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \left(\frac{p_1 - p_2}{\gamma}\right), \\ dz &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} (z_1 - z_2). \end{aligned}$$

Endi (3.49) tenglamadan integral olamiz. U holda (3.49) quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$\int d\left(\frac{g^2}{2g}\right) + \int d\frac{p}{\gamma} + \int dz - \int dh_{1-2} = const \quad (3.50)$$

Bu tenglikda birinchi, uchinchi va to`rtinchi integrallarni hisoblash oson:

$$\int d\left(\frac{g^2}{2g}\right) = \frac{g^2}{2g}; \quad \int dz = z; \quad \int dh_{1-2} = h_{1-2}.$$

Uchinchi integralni hisoblashda solishtirma og`irlik bosimga bog`liq ekanligini nazarga olish kerak bo`ladi. Jarayonni politropik deb qarash, u holda

$$\frac{p}{\gamma^n} = \frac{p_0}{\gamma_0^n}$$

bo`ladi. Bu tenglikdan

$$\gamma = p^{\frac{1}{n}} \frac{\gamma_0}{p_0^{\frac{1}{n}}}, \quad (3.51)$$

bu yerda n - politropiya ko`rsatkichi; γ_0 - boshlang`ich holatdagi solishtirma og`irlik; p_0 - boshlang`ich holatdagi bosim. Oxirgi munosabatdan foydalanib va γ_0 , p_0 o`zgarmas ekanligini hisobga olib, ikkinchi integralni quyidagicha hisoblaymiz:

$$\int \frac{dp}{\gamma} = \int \frac{p_0^{\frac{1}{n}}}{\gamma_0} = \frac{p_0^{\frac{1}{n}}}{\gamma_0} \int \frac{dp}{p^{\frac{1}{n}}} = \frac{p_0^{\frac{1}{n}}}{\gamma_0} \frac{p^{1-\frac{1}{n}}}{1-\frac{1}{n}}.$$

(3.51) dan yana bir marta foydalansak, quyidagini olamiz:

$$\int \frac{dp}{\gamma} = \frac{p_0^{\frac{1}{n}}}{\gamma_0} \frac{p^{1-\frac{1}{n}}}{1-\frac{1}{n}}.$$

Natijada (3.40) tenglama quyidagi ko`rinishga ega bo`ladi:

$$\frac{g^2}{2g} + \frac{n}{n-1} \frac{p}{\gamma} + z - h_n = const \quad (3.52)$$

Tenglamani ikkita kesim uchun yozamiz:

$$\frac{g_1^2}{2g} + \frac{n}{n-1} \frac{p_1}{\gamma_1} + z_1 = \frac{g_2^2}{2g} + \frac{n}{n-1} \frac{p_2}{\gamma_2} + z_2 + h_{1-2}. \quad (3.53)$$

Bu tenglama real gazlar oqimi uchun Bernulli tenglamasidir. Suyuqlik uchun Bernulli tenglamasi uchta qiymat ϑ , p , z ni bog`lagan bo`lsa, bu tenglama to`rtta qiymat ϑ , p , z , γ ni bog`laydi. Shuning uchun gazlar harakati tekshirilganda Bernulli tenglamasi (3.21) bilan birgalikda foydalaniladi.

3.12. Gidravlik va pezometrik qiyaliklar haqida tushuncha

Gidravlikada hisoblash ishlarini bajarishda gidravlik I va pezometrik I_p qiyaliklardan foydalaniladi.

Bosim chizig'ining uzunlik birligiga to'g'ri kelgan pasayishi gidravlik qiyalik deb ataladi.

1.38-rasmda oqim uchun bosim va pezometrik chiziqlar keltirilgan. Bu chiziqlar umumiy holda egri chiziq bo'lib, rasmda to'g'ri chiziq ko'rinishda tasvirlangan. Gidravlik qiyalikning ta'rifidan ko'rinib turibdiki, uning o'rtacha qiymati 1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi qiyalik orqali quyidagicha aniqlanadi:

$$I_{1-2} = \frac{\left(\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1\right) - \left(\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2\right)}{l_{1-2}} = \frac{H_{1-2}}{l_{1-2}} \quad (3.54)$$

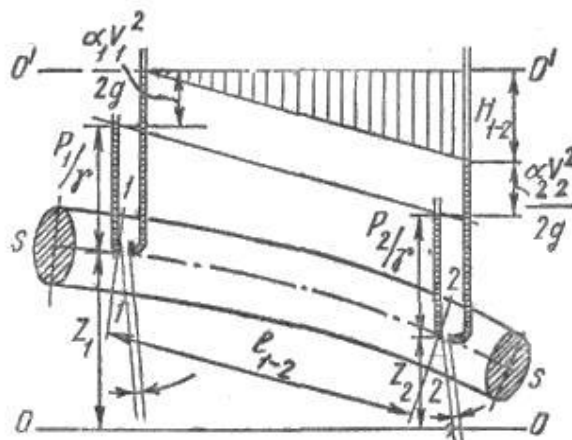
bu yerda l_{1-2} – birinchi va ikkinchi kesimlar orasidagi masofa; H_{1-2} – shu masofa orasida dam (bosim) ning pasayishi.

Agar bosim chizig'i egri chiziq bo'lsa, u holda gidravlik qiyalik differentsial ko'rinishda yoziladi:

$$I = \frac{dH}{dl} = \frac{d\left(\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z\right)}{dl}.$$

Pezometrik chiziqning uzunlik birligiga to'g'ri kelgan pasayishi pezometrik qiyalik deb ataladi. Birinchi va ikkinchi kesim orasidagi (3.15-rasm) o'rtacha pezometrik qiyalik quyidagicha aniqlanadi:

$$I_{p1-2} = \frac{\left(\frac{p_1}{\gamma} + z_1\right) - \left(\frac{p_2}{\gamma} + z_2\right)}{l_{1-2}}. \quad (3.55)$$



3.16-rasm Gidravlik va pezometrik nishabliklar.

Pezometrik qiyalik l_p pezometrik chiziq egri chiziq bo'lganda differentsial ko'rinishda aniqlanadi:

$$l_p = -\frac{d\left(\frac{p}{\gamma} + z\right)}{dl}.$$

Tekis harakat vaqtida tezlik o'zgarmaganligi ($v_1 = v_2$) uchun gidravlik va pezometrik qiyaliklar teng bo'ladi.

3.13. Gidravlik yo'qotish haqida tushuncha. Gidravlik yo'qotishning turlari

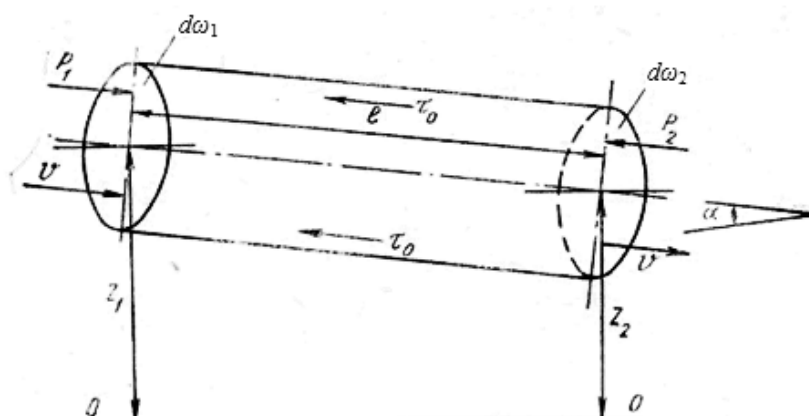
Real suyuqliklarda ikki kesim orasida energiya yo'qotilishini H_{1-2} bilan belgiladik. Bu yo'qotish suyuqliklardagi qovushqoqlik kuchi hisobiga bo'ladi, ya'ni u shu kuchni yengishga sarf bo'ladi.

Quvurlardagi harakatni tekshirganimizda masala asosan ishqalanish kuchini yengish uchun sarf bo'lgan yo'qotishni hisoblashga keladi. Bu holda quvurning 1-1 va 2-2 kesimlarining sirti teng bo'lgani uchun tezliklari ham teng bo'ladi (3.17-rasm), ya'ni harakat tekis bo'ladi. 1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi suyuqlik ustuniga ta'sir qiluvchi kuchlar:

- 1) $P_1 = p_1 \omega$ va $P_2 = p_2 \omega$ - bosim kuchlari;
- 2) $G = \gamma \omega_1$ - og'irlik kuchi;
- 3) $T = \tau \pi D l$ - ishqalanish kuchidir.

1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi suyuqlikning muvozanat holati tenglamasi unga ta'sir qilayotgan kuchlar orqali quyidagicha yoziladi:

$$P_1 - P_2 + G \sin \alpha - T = 0.$$



3.17- rasm. Gidravlik yo'qotish tushunchasiga doir.

$\sin \alpha = \frac{z_1 - z_2}{l}$ ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi tenglama quyidagi ko`rinishga keladi:

$$p_1 \omega - p_2 \omega + \gamma \omega l \frac{z_1 - z_2}{l} + \tau \pi D l = 0$$

Bundan tekis harakat uchun Bernulli tenglamasi kelib chiqadi:

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \frac{\tau \pi D l}{\gamma \omega}.$$

Bu tenglamani (3.48) tenglama bilan solishtirsak va uni tekis harakat ($v_1 = v_2$) uchun qo'llasak, gidravlik yo`qotish uchun quyidagi munosabatni olamiz:

$$h_{1-2} = \frac{\tau \pi D l}{\gamma \omega} \quad (3.56)$$

bu yerda l – oqim uzunligi; D – quvur diametri. Gidravlik yo`qotish, odatda, ikki turga ajratiladi:

1. **Uzunlik bo`yicha** (ishqalanish kuchiga sarf bo`lgan) **yo`qotish** oqim uzunligi bo`yicha harakat hisobiga vujudga keladi, va uning uzunligiga bog`liq bo`ladi. Bu yo`qotish (3.56) formula ko`rinishida ifodalanadi.

2. **Mahalliy qarshilik** oqimning ayrim qismlarida notekis harakat hisobiga vujudga keladi. Notekis harakatni vujudga keltiruvchi qismlar quvur yoki o`zanning kesim shakllari, o`zgargan joylari (tirsaklar, to`siqlar, keskin kengayishlar, keskin torayishlar, kranlar va h.) bo`lib, bu yerdagi gidravlik yo`qotish uzunlikka bog`liq emas.

Umumiy gidravlik yo`qotish bu ikki yo`qotishning yig`indisiga teng

$$H_n = H_l + H_m \quad (3.57)$$

bu yerda H_l – uzunlik bo`yicha yo`qotish; H_m – mahalliy qarshilik.

Gidravlik yo`qotish suyuqlikning kinetik energiyasiga bog`liq bo`lib, energiya ortishi bilan ortadi, kamayishi bilan esa kamayadi. Shuning uchun gidravlik yo`qotishni suyuqlik kinetik energiyasiga proporsional qilib olinadi.

3.14. Tezlik va sarf o`lchash usullari hamda asboblari

Suyuqlik sarfini va tezligini o`lchashning eng oson usuli hajmiy va og`irlik usullaridir.

1. **Hajmiy usulda** tekshirilayotgan oqimdan suyuqlik maxsus darajalangan idish (menzurka) ga tushadi. Idishning to`lish vaqti sekundomer yordamida aniq o`lchanadi. Agar idishning hajmi V , o`lchangan vaqt T bo`lsa, hajmiy sarf quyidagiga teng bo`ladi:

$$Q = \frac{V}{T}.$$

Oqimning harakat kesimi ma'lum bo'lsa, uning tezligi (3.4) formula bilan aniqlanadi.

2. **Og'irlik usulida** biror idishga oqimdan suyuqlik tushiriladi. Tarozida o'lchash yo'li bilan idishdagi suyuqlikning og'irligi topiladi. Idishning to'lish vaqti T bo'lsa, og'irlik sarfi quyidagiga teng:

$$G = \frac{GV}{T}$$

Suyuqlikning hajmiy sarfi og'irlik bo'yicha sarfini solishtirma og'irlikka bo'lish yo'li bilan aniqlanadi:

$$Q = \frac{G}{\gamma}$$

Bu usullar, albatta, kichik miqdordagi sarflarni o'lchash uchun qo'llaniladi. Katta sarflarni o'lchash uchun esa juda katta o'lchov idishlari kerak bo'ladi. Ikkinchidan, quvur va kanallarda sarfni yuqoridagi usul bilan o'lchaganda oqimning tuzilishi o'zgaradi va o'lchash natijasi katta xatolar bilan chiqadi. Shuning uchun ko'pincha quvurlar va kanallardagi sarf boshqa usullar bilan o'lchanadi.

3. **Venturi suv o'lchagichi** maxsus quvurdan suv o'tishiga asoslangan bo'lib, tuzilishi sodda va harakatlanuvchi qismlari yo'qdir (3.18-rasm). Bu asbob talabga qarab vertikal yoki gorizontal joylashtiriladi. Uning gorizontal holdagisini ko'ramiz.

Venturi suv o'lchagichi ikkita bir xil d_1 diametrli 1 va 2 quvur bo'laklaridan tashkil topgan bo'lib, ular 3 va 4 diffuzorlar hamda kichik d_2 diametrli quvur bo'lagi (patrubok) orqali tutashtirilgandir. Uning 1-1 va 2-2 kesimlariga pezometrik naychalar o'rnatilgan bo'lib, ular shu kesimlardagi bosimlar farqi h ni ko'rsatadi. Quvur gorizontal bo'lgani uchun ($z_1 = z_2$), 1-1 va 2- kesimlariga Bernulli tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{g_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} = \frac{g_2^2}{2} + \frac{p_2}{\gamma},$$

bundan

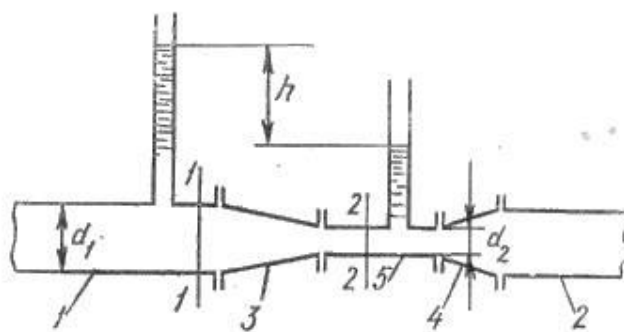
$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g}$$

lekin $\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = h$ bo'lgani uchun

$$h = \frac{g_2^2}{2g} - \frac{g_1^2}{2g}$$

Uzilmaslik tenglamasi (3.14) ga asosan

$$g_1 = g_2 \frac{\omega_2}{\omega_1},$$



3.18- rasm. Venturi suv o`lchagichi

u holda

$$h = \frac{g_2^2}{2g} \left[1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \right].$$

bundan 2-2 kesimdagi tezlikni topamiz:

$$g_2 = \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}} \quad (3.58)$$

U holda suyuqlik sarfi quyidagicha aniqlanadi:

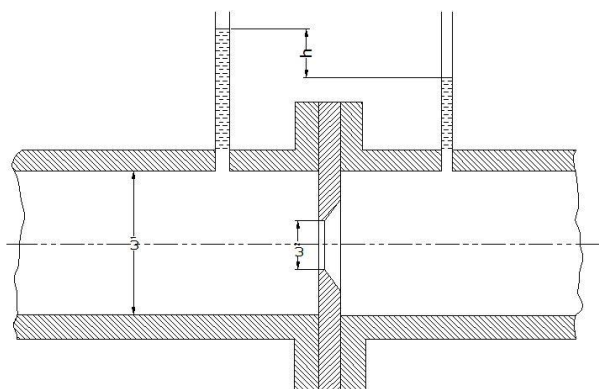
$$Q = g_2 \omega_2 = \omega_2 \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}}. \quad (3.59)$$

Bu formula ideal suyuqlik uchun chiqarilgan. Haqiqatda ikki kesim o`rtasida bosim pasayishi va tezliklarning kesim bo`yicha bir tekis tarqalmaganligi uchun yuqoridagi formula bo`yicha olingan natija haqiqiy sarfdan farq qiladi. Shuning uchun sarf formulasiga tuzatma koeffitsiyent m ni kiritamiz:

$$Q = m \omega_2 \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}}.$$

m koeffitsiyentining qiymati turli suv o`lchagichlar uchun har xil bo`lib, ular tegishli suv o`lchagich uchun tajribada aniqlab qo`yiladi. Hisoblash ishlarida sarf, odatda, quyidagi soddalashtirilgan formula bilan hisoblanadi:

$$Q = c \sqrt{h}, \quad (3.60)$$



3.19- rasm Suv o`lchagich shayba.

bu yerda

$$c = m\omega_2 \sqrt{\frac{2g}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2}}$$

koeffitsiyent *suv o`lshagich doimiysi* deb ataladi va har bir berilgan suv o`lchagich uchun hisoblab qo`yiladi.

4. Suv o`lchagich shayba (diafragma) ikki quvur bo`lagi o`rtasiga o`rnatilgan halqadan iborat bo`lib (3.19- rasm) uning ichki aylanma teshigining chekkalari 45° burchak ostida qiyalangan yoki oqib o`tuvchi oqimcha shaklida silliqlashgan (soplo ko`rinishda) bo`ladi. Halqaning ikki tomoniga ikki pezometr yoki differentsial manometr o`rnatilgan bo`lib, ular diafragmaning ikki tomonidagi bosimlar farqini aniqlashga yordam beradi.

Sarf pezometrlardagi suyuqlik sathlarining farqi orqali, quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

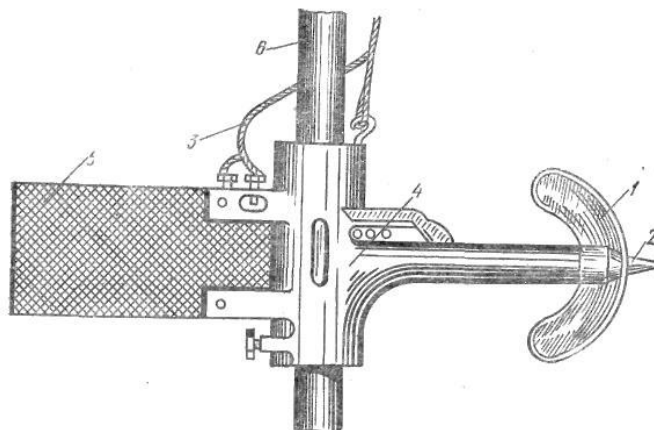
$$Q = c_1 \sqrt{h}. \quad (3.61)$$

s_1 koeffitsiyent har bir diafragma uchun tajriba asosida aniqlanadi.

5. Vertushka (pirildoq) va 1 2 ga o`rnatilgan aylanma kurakchalar 1 ga ega bo`lgan g`ildirak bo`lib, asosiy korpusga mahkamlanadi (3.20-rasm). Vertushka suv oqimiga to`g`ri yo`naltirilishi uchun korpus 4 ga qanotcha o`rnatilgan. Vertushkadan o`tkazgichlar 3 elektr qo`ng`iroq tortilgan bo`lib, kurakchalar aylanganda elektr zanjirini tutashtiradi va qo`ng`iroq jiringlaydi yoki maxsus schyotchik aylanish sonini avtomatik hisoblaydi. Suvga tushirilgan vertushkalarining kurakchalari suvning tezligiga qarab sekinroq yoki tezroq aylanadi. Shuning uchun suyuqlikning tezligi schyotchikning ko`rsatkichi yoki vaqt birligida qo`ng`iroqning jiringlash soniga qarab aniqlanadi. Kanallarda suyuqlik sarfini topish uchun ularning ko`ndalang kesimini $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2, \Delta\omega_3, \dots$ elementar yuzalarga bo`lib chiqamiz (3.20-rasm). Bu yuzalarning geometrik

markazlarida tezliklarni vertushka yordamida o`lchab, ularni yuzalarga ko`paytirib, har bir kesim bo`yicha sarf kelib chiqadi:

$$q_1 = \Delta\omega_1 g_1; \quad q_2 = \Delta\omega_2 g_2; \quad \dots \quad q_n = \Delta\omega_n g_n$$



3.20- rasm. Pirildoq

Kanalda oqayotgan suyuqlik sarfi bu sarflarning yig`indisiga tengdir;

$$Q = \sum_{i=1}^n q_i = \Delta\omega_1 g_1 + \Delta\omega_2 g_2 + \Delta\omega_3 g_3 + \dots + \Delta\omega_n g_n \quad (3.62)$$

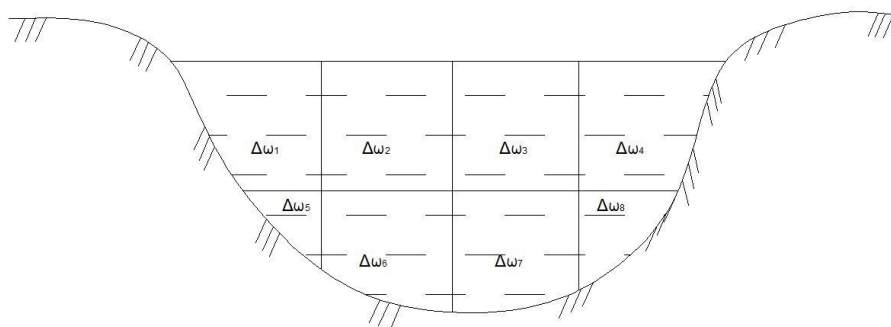
Bu usul gidrometrik o`lchashlarda eng ko`p qo`llaniladigan usuldir.

6. Pito naychasi uchi to`g`ri burchak hosil qilib egilgan naycha bo`lib, uning egilgan uchi suyuqlik oqimi yo`nalishiga qarama-qarshi qilib qo`yiladi. Naychanning ikkinchi uchi suyuqlikdan tashqariga chiqib turadi. (3.21-rasm a). Bu holda ozod sirtida va naychadagi suyuqlik sathida bosim atmosfera bosimiga teng. Shuning uchun naychadagi suyuqlikning balandligi h oqimning tezlik bosimini beradi, ya'ni

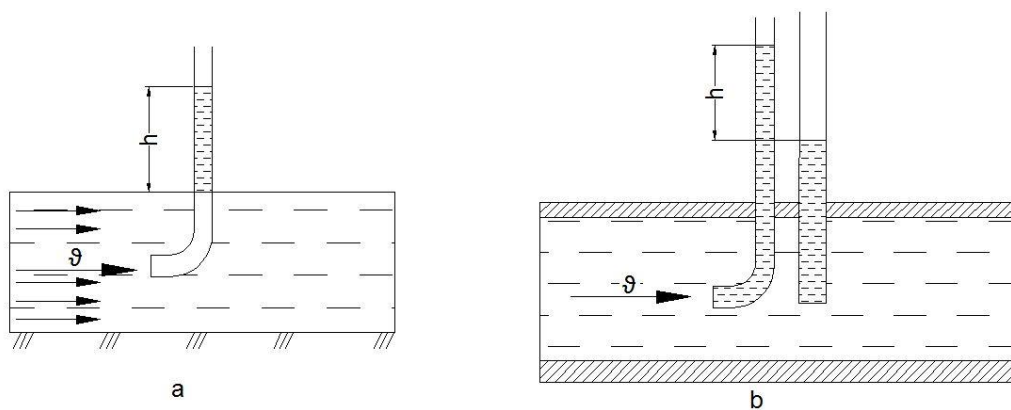
$$h = \frac{g^2}{2g}$$

Bundan tezlikni topish formulasi kelib chiqadi:

$$g = \sqrt{2gh} \quad (3.63)$$



3.21-rasm. Kanallarning kesimini elementar yuzalarga bo`lish.



3.22- rasm. Tezlik oʻlchagich naychalar.

Tezlikning haqiqiy miqdori (suyuqlik tushirilgan naycha harakat tartibini buzganligi uchun) oxirgi formula bilan hisoblangan miqdorga toʻgʻri kelmaydi. Shuning uchun bu formulaga tuzatish koeffitsiyenti a kiritiladi:

$$v = a\sqrt{2gh} \quad (3.64)$$

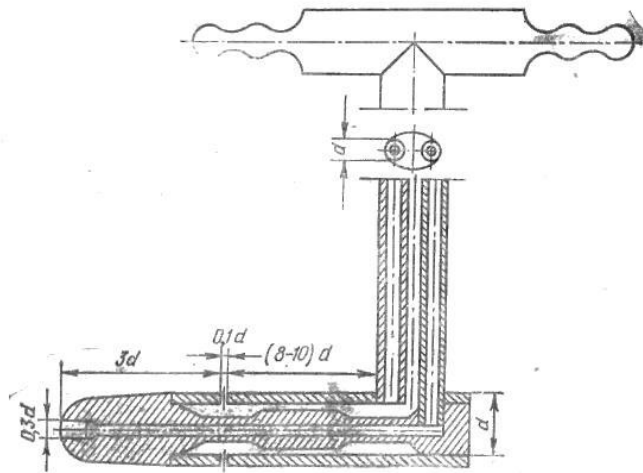
bu yerda a – koeffitsiyent; u har bir naycha uchun tajriba yoʻli bilan aniqlab qoʻyiladi.

Pito naychasi ochiq sirtli oqimlarda tezlikni oʻlchash uchun qoʻllaniladi. **Prandtl naychasi** Pito naychasining qulaylashtirilgani boʻlib, u quvurlardagi tezliklarni oʻlchash uchun qoʻllaniladi (3.22-rasm, b) va ikkita naychadan iborat boʻladi. Ulardan biri Pito naychasi va ikkinchisi pezometrdir. Pezometrdagi suyuqlik balandligi pezometrik bosimni bersa, Pito naychasidagi suyuqlik balandligi toʻliq bosim $\frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}$ ni beradi. Shuning uchun bu ikki naychadagi balandliklar farqi tezlik bosimini beradi va uning yordamida tezlik topiladi:

$$v = a\sqrt{2gh} \quad (3.65)$$

Hozirgi mavjud asboblarda bu ikkita naycha bitta katta naycha ichiga joylashtirilgan (3.22-rasm) boʻlib, ularning uchlari mikromanometr yoki differentsial manometrlarga tutashtirilgan. Agar manometrlardagi suyuqlik oqayotgan suyuqlikdan farq qilsa, Prandtl naychasining uchi tushirilgan nuqtadagi tezlik quyidagi formula bilan topiladi:

$$v = a\sqrt{2gh\left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1\right)} \quad (3.66)$$



3.23- rasm. Prandtl naychasi

bu yerda h – difmanometr naychalaridagi sathlar farqi; γ_1 va γ – difmanometrda va tekshirilayotgan (oqayotgan) suyuqliklar solishtirma og'irliklari; a – tajribadan topiladigan qiymati 1 dan 1,04 gacha o'zgaruvchi koeffitsiyent. Prandtl naychasi yordamida suyuqlik oqimi kesimining har xil nuqtalarida tezlikni o'lchab, bu kesim bo'yicha tezlikning o'zgarishini va sarfini topish mumkin.

III bob bo'yicha nazorat savollari

1. Bosimi teng sirtning tenglamasini ko'rsating.
2. Qanday kuch zo'riqish kuchi deyiladi?
3. Tezlik va sarf o'lchash usullarining qanday turlari mavjud?
4. Gidravlik yo'qotishning turlari.
5. Tezlik va sarf o'lchash usullari
6. Pitonaychasi.

IV BOB. SUYUQLIK HARAKATINING TARTIBLARI VA GIDRODINAMIK O`XSHASHLIK ASOSLARI

Amalda ko`p hollarda turli quvurlar sistemasini hisoblashga to`g`ri keladi. Bunday hisoblashlar kimyo, to`qimachilik, neft sanoatida, gidrotexnika inshootlarida va boshqa ko`pgina joylarda uchraydigan turli gidromashinalarning qismlari, vodoprovodlar, issiqlik almashtirgichlar kabi sistemalar uchun qo`llaniladi. Bu sistemalarni hisoblash ularda suyuqlikning qanday tezlikda va qanday sharoitda oqishiga bog`liq. Shunga asosan suyuqliklar harakatining turli tartiblari tekshiriladi va harakat tartibiga qarab turlicha hisoblash ishlari olib boriladi.

4.1. Suyuqlik harakatining ikki tartibi. Reynolds kritik soni

Ko`p hollarda quvurlardagi suyuqlik tekis harakatda bo`ladi, ya'ni tezlik oqim yo`nalishi bo`yicha o`zgarmaydi. Bu holda harakatning qanday bo`lishiga, asosan, ichki ishqalanish kuchi ta'sir qiladi. Bu holda uning ikki kesimidagi bosimlar farqi ishqalanish kuchining va geometrik balandliklar farqining katta yoki kichikligiga bog`liq bo`ladi. Bu kuchlarning ta'sirida quvurlardagi harakat tezligi har xil bo`lishi mumkin. Tezlikning katta-kichikligiga qarab suyuqlik zarrachalari batartib yoki betartib harakat qiladi. Bu harakatlar, odatda, asosan ikki tartibli harakatga ajratiladi: laminar harakat va turbulent harakat.

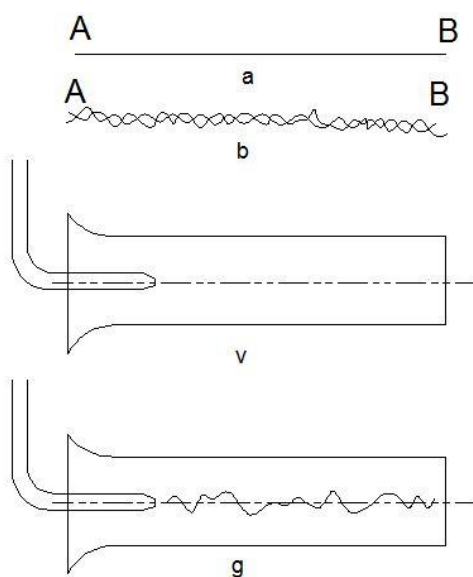
Laminar harakat vaqtida suyuqlik zarrachalari qavat-qavat bo`lib joylashadi va ular bir qavatdan ikkinchi qavatga o`tmaydi. Boshqacha aytganda, suyuqlik zarrachalari oqimlar harakatiga ko`ndalang yo`nalishda harakatlanmaydi va uni quyidagicha ta'riflash mumkin.

Agar harakat fazosida biror A nuqta tanlab olsak, shu nuqtada albatta suyuqlikning biror zarrachasi bo`ladi. Harakat natijasida shu zarracha A nuqtadan siljib uning o`rnini boshqa zarracha egallaydi. Ikkinchi zarracha ham A nuqtada to`xtab turmaydi va uning o`rnini uchinchi zarracha egallaydi va hokazo. Endi A nuqtaga birinchi kelgan zarracha harakatlanib, biror B nuqtaga AB chizigi (4.1-rasm, a) bo`yicha kelsa, uning ketidan kelgan ikkinchi zarracha ham A nuqtadan B nuqtaga AB chizig`i bo`yicha kelsa, uchinchi zarracha ham aniq AB chizig`i bo`yicha yursa va A nuqtaga kelgan boshqa zarrachalar ham AB chizig`i orqali B nuqtaga kelsa, bunday harakat *laminar harakat* deyiladi. Ba'zi vaqtda laminar harakatning bunday tartibi *parallel oqimli* yoki *tinch harakat* deb ataladi.

Laminar harakatni tajribada kuzatish uchun suyuqlik oqayotgan shisha quvurning boshlang`ich kesimiga shisha naycha orqali rangli suyuqlik keltirib

qo`shib yuborsak, rang suyuqlikda aralashmasdan to`g`ri chiziq bo`yicha oqim ko`rinishida ketadi (4.1-rasm, v).

Agar suyuqlikning tezligini oshirib borsak, harakat tartibi o`zgarib boradi. Tezlik ma'lum bir chegaradan o`tganidan keyin, zarrachalar kinetik energiyasi ko`payib ketishi natijasida, ular ko`ndalang yo`nalishda ham harakat qila boshlaydi. Natijada zarrachalar o`zi harakat qilayotgan qavatdan qo`shni qavatga o`tib, energiyasining bir qismini yo`qotib, o`z qavatiga qaytib keladi. Oqim tezligi juda oshib ketsa, zarrachalar bir qavatdan ikkinchi qavatga tez o`ta boshlaydi. Natijada suyuqlik harakatining tartibi buziladi. Bunday harakat turbulent harakat deyiladi.



4.1. rasm. Laminar va turbulent harakatga oid chizma

Yuqorida aytganimizdek, A nuqtadan o`tayotgan zarrachalarni ko`rsak, birinchi zarracha B nuqtaga tekis chiziq bilan emas, qandaydir egri-bugri chiziq bo`yicha keladi. Hatto u nuqtaga aniq kelmasligi mumkin. Birinchining ketidan kelayotgan ikkinchi zarracha ham A dan B ga egri-bugri chiziq bilan keladi. Lekin bu chiziq birinchi zarracha yurgan chiziqdan farq qiladi. Uchinchi zarracha esa A dan B ga uchinchi egri-bugri chiziq bilan keladi. Shunday qilib turbulent harakatda ixtiyoriy A nuqtadan o`tuvchi har bir suyuqlik zarrachasi B nuqtaga o`ziga xos egri chiziq bilan keladi (4.1-rasm, b), ba'zi zarrachalar B nuqtaga kelmasligi ham mumkin. Yuqorida aytilgan usul bilan quvurda oqayotgan suyuqlik oqimining boshlang`ich kesimida rang qo`shib yuborsak, u tezlikning ma'lum bir miqdoridan boshlab egri chiziq bo`yicha ketadi (4.1-rasm, g). Tezlikni oshirishni davom ettirsak, rang suyuqlikda butunlay aralashib ketadi. Bundan ko`rinadiki, suyuqlikning parallel oqimli tartibi buziladi. Suyuqlik harakatining bu ikki tartibini ingliz olimi O. Reynolds tajribada har tomonlama tekshirgan va natijalarini 1883 yilda e'lon qilgan. Reynolds suyuqliklar harakatining muhim qonuniyatini kashf

qildi. Suyuqlik harakatini tezlikning oqim o'lchamiga ko'paytmasining qovushqoqlik kinematik koeffitsiyentiga nisbatidan iborat o'lchovsiz miqdor xarakterlar ekan. Bu miqdor olimning hurmatiga *Reynolds soni* deb ataladi va formulalarda *Re* bilan belgilanadi. Silindrik quvurlardagi oqim uchun Reynolds soni quyidagicha qisoblanadi:

$$Re = \frac{\rho d v}{\nu} \quad (4.1)$$

Turli shakldagi nosilindrik quvurlar va o'zarlardagi oqimlar uchun Reynolds soni quyidagicha o'lchanadi:

$$Re = \frac{\rho d_{ekv} v}{\nu} = \frac{4 \rho R v}{\nu} \quad (4.2)$$

bu yerda d – quvurning ichki diametri; d_{ekv} – o'zan yoki nosilindrik quvurning ekvivalent diametri; $d_{ekv} = 4R$; R – gidravlik radius.

Reynolds aniqlashicha, yuqorida aytilgan o'lchovsiz miqdorning kichik qiymatlarida laminar harakat bo'lib, uning oshib borishi natijasida u turbulent harakatga aylanadi. (4.1) dan ko'rinib turibdiki, Reynolds soni *Re* oshishi uchun yo tezlik, yoki quvur diametri ortish, yoki bo'lmasa qovushqoqlik kinematik koeffitsiyenti kamayishi kerak. Suyuqlikning laminar harakatdan turbulent harakatga, o'tishini Reynolds soni *Re* ning ma'lum kritik miqdori bilan aniqlanadi va u Reynolds soni kritik soni deb atalib, Re_{kr} bilan belgilanadi. Bu son silindrik quvurlar uchun $Re_{kr}=2320$.

Agar oqimni juda silliq quvurda, har qanday eng kuchsiz turtki va tebranishlardan holi bo'lgan sharoitda tekshirsak, Reynolds kritik soni 2320 dan ortiq, hatto bir necha marotaba ortiq bo'lishi mumkin. Lekin Reynolds soni ma'lum bir qiymatdan o'tganidan keyin harakat, qanday ehtiyot choralari ko'rilmasin, albatta turbulent bo'ladi. Bu son Reynolds yuqori kritik soni deb ataladi va $Re_{kr,yu}$ – 10000ga teng bo'ladi. Bu songa qiyos qilib, yuqorida keltirilgan kritik son Reynolds quyi kritik soni $Re_{kr,q} = 2320$ deb ataladi. Reynolds soni $Re_{kr,q}$ dan kichik bo'lganda barqaror laminar harakat bo'ladi, u $Re_{kr,yu}$ dan katta bo'lganda esa turbulent harakat barqarorlashgan bo'ladi. Agar Reynolds soni bu ikki miqdor o'rtasida, ya'ni $Re_{kr,q} > Re > Re_{kr,yu}$ bo'lsa, turbulent harakat beqaror bo'lib, bu holatni o'tkinchi tartib deyiladi. Shunday qilib, suyuqlik harakatida asosan ikki tartib laminar va turbulent tartib mavjud. Bu tushunchani yana aniqroq ifodalasak, u holda uch xil tartib mavjud bo'lib, ular Reynolds soniga bog'liq:

- 1) laminar tartib $Re < 2320$ da;
- 2) o'tkinchi tartib $2320 > Re > 10000$ da;
- 3) barqarorlashgan turbulent tartib $Re > 10000$ da.

Suyuqlik harakatini tekshirishda va turli gidrosistemalarni hisoblashda harakat tartibining qanday bo'lishiga qarab foydalaniladigan formulalar va

miqdorlar turlicha bo`ladi. Shuning uchun turli hisoblashlarni bajarishdan oldin harakatning laminar yoki turbulent tartibda ekanligini (4.1) formula yordamida aniqlab olish zarur bo`ladi.

Suyuqliklarda ichki qarshiliklar ham harakat tartibiga qarab har xil hisoblanadi. Tajribalarning ko`rsatishicha, laminar harakat vaqtida bosimning pasayishi o`rtacha tezlikning birinchi darajasiga

$$H_{1-2} = k_L \mathcal{G},$$

turbulent harakatda esa uning n – darajasiga proportsional bo`ladi.

$$H_{1-2} = k_T \mathcal{G}^n$$

bu yerda K_L , K_T – laminar va turbulent harakat uchun proportsionallik koeffitsiyentlari; n - daraja ko`rsatkichi; u 1,75 va 2 orasida o`zgaradi. Reynolds soni ortishi bilan daraja ko`rsatkichi n ortib boradi. Barqaror turbulent harakat bo`lganda $n = 2$ bo`ladi.

4.2. Hidrodinamik o`xshashlik asoslari. Hidrodinamik hodisalarni modellashtirish

Texnikada gidravlik qurilmalarini yaratish yoki tabiatdagi biror voqeani tekshirish uchun laboratoriya sharoitida uning kuchaytirilgan modellarida tajribalar o`tkaziladi va bu tajribalar natijasiga qarab asosiy qurilma yoki hodisa haqida xulosa chiqariladi. Modellarni yasash va ularda olingan natijalarni rostakam nusxaga o`tkazish uchun model bilan rostakam hodisani bir-biri bilan bog`lovchi qonuniyatlarni bilish zarur bo`ladi. Rostakam nusxa bilan model o`rtasidagi bu qonuniyatlar o`xshashlik qonuniyatlari deb ataladi va ularni o`xshashlik va modellashtirish nazariyasi tekshiradi.

Ikki fizik jarayon o`xshash bo`lishi uchun uning barcha parametrlari ma'lum bir munosabatda bo`lishi kerak va bu munosabatlar turli parametrlar uchun turlicha bo`ladi.

Ikki xil voqeani bir-biriga o`xshash bo`lishi uchun birinchidan uning geometrik parametrlari o`xshash bo`lishi, ikkinchidan kinematik va dinamik parametrlari o`xshash bo`lishi kerak.

Misol uchun suvning tabiatda va texnikada kuzatilayotgan harakatda kavitatsiya hodisasi mavjud bo`lsa, uning modelida geometrik va kinematik o`xshashlik bo`lishidan tashqari xuddi shunday kavitatsiya hodisasi mavjud bo`lishi kerak. Hodisalarning o`xshashligi fizik o`xshashlik, vaqt o`xshashligi chegaraviy shartlarni o`xshashligini ham o`z ichiga olish kerak. Bular ikki o`xshash hodisalar uchun bir ismli miqdorlarning nisbatlari bir xil qiymatga ega bo`lishini taqozo qiladi. Masalan, bir hodisa uchun uzunlik o`lchamlari

$L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ bo'lsin, birinchiga o'xshash ikkinchi hodisaning uzunlik o'lchamlari esa $l_1, l_2, l_3, \dots, l_n$ bo'lsin. U holda agar

$$\frac{L_1}{l_1} = \frac{L_2}{l_2} = \frac{L_3}{l_3} = \frac{L_n}{l_n} = const \quad (4.3.)$$

bo'lsa bu hodisalar geometrik o'xshash bo'ladi. Xususan, l_1, l_2, \dots, l_n quvurning uzunligi, diametiri, tezlik yoki boshqa parametrni o'lganayotgan nuqtaning koordinatalari va hokazo bo'lishi mumkin. Yuqorida aytilgan hodisalar uchun tezlik o'lchamlari $v_1, v_2, v_3, \dots, v_n$ va $g'_1, g'_2, g'_3, \dots, g'_n$ bo'lsin.

Agar

$$\frac{g_1}{g'_1} = \frac{g_2}{g'_2} = \frac{g_3}{g'_3} = \frac{g_n}{g'_n} = const \quad (4.4.)$$

bo'lsa, bu hodisalar kinematik o'xshash bo'ladi. Xususan g_1, g_2, \dots, g_n o'lchash olib borilayotgan nuqtalardagi tezliklardir.

Mazkur ikki hodisa uchun:

$$\frac{t_1}{t'_1} = \frac{t_2}{t'_2} = \frac{t_3}{t'_3} = \dots = \frac{t_n}{t'_n} = const \quad (4.5.)$$

bo'lsa, ularda vaqt o'xshashligi mavjud.

Yuqorida keltirilgan (4,3), (4,4) va (4,5) nisbatlarning tengligini ifodalovchi o'zgarmas miqdorlar *o'xshashlik doimiysi* deb ataladi va uzunlik uchun α_l tezlik uchun α_v vaqt uchun at belgilar bilan belgilanadi. Shuningdek tezlanish uchun α_a zichlik uchun α_ρ qovushqoqlik uchun α_μ va hokazo o'xshashlik doimiylarini kiritish mumkin. O'xshashlik nazariyasida yuqorida keltirilgan o'xshashlik doimiylari ikki o'xshash hodisa uchungina bo'lmay, bir qancha o'xshash hodisalar uchun bo'lsa, u holda ular *o'xshashlik aniqlovchisi* deyiladi. O'xshashlik aniqlovchilarning o'xshashlik doimiysidan yana bir farqi ular bir qancha turli o'lchamlar kombinatsiyasining nisbati sifatida qurilishi mumkin.

Masalan,

$$\frac{g_1 l_1 v_1}{g'_1 l'_1 v'_1} = \frac{g_2 l_2 v_2}{g'_2 l'_2 v'_2} = \dots = \frac{g_n l_n v_n}{g'_n l'_n v'_n} = const$$

Agar o'xshashlik aniqlovchisi oddiy o'lchamlar nisbati bilan ifodalansa, ular *simplekslar* deyiladi. Agar o'xshashlik aniqlovchisi o'lchamlar murakkab kombinatsiyalarining nisbati sifatida ifodalansa, u holda *o'xshashlik kriteriyalari* deyiladi. Misol sifatida Nyuton ikkinchi qonunini ko'ramiz. Birinchi hodisa uchun u

$$F_1 = m_1 \frac{dg_1}{dt_1} \quad (4.6.)$$

Ikkinchi hodisa uchun esa

$$F_2 = m_2 \frac{d\mathcal{G}_2}{dt_2} \quad (4,7)$$

Ikkinchi hodisa uchun o`xshashlik doimiylari a_f , a_m , a_v , a_t larni kiritsak, (4.7) birinchi hodisa parametrlari orqali quyidagicha ifodalanadi.

$$\alpha_f F_1 = \alpha m_1 \frac{\alpha d}{\alpha t} m_1 \frac{d\mathcal{G}_1}{dt_1}$$

yoki

$$\frac{\alpha_f \alpha_t}{\alpha_m \alpha_v} F_1 = m_1 \frac{d\mathcal{G}_1}{dt_1} \quad (4,8)$$

(4.6.) bilan (4.8) lar ikki o`xshash hodisalar uchun yozilganligi sababli ular bir xil bo`lishi kerak. Buning uchun o`xshashlik doimiylaridan tashkil topgan quyidagi o`zgarmas miqdor birga teng bo`lishi kerak.

$$C = \frac{\alpha_f \alpha_t}{\alpha_m \alpha_v} = 1$$

bundan

$$\frac{\frac{F_1 t_1}{m_1 \mathcal{G}_1}}{\frac{F_2 t_2}{m_2 \mathcal{G}_2}} = 1 \quad \text{ёки} \quad \frac{F_1 t_1}{m_1 \mathcal{G}_1} = \frac{F_2 t_2}{m_2 \mathcal{G}_2}$$

Bu munosabat bir necha o`xshash hodisalar uchun umumlashtirsak, quyidagi o`xshashlik aniqlovchisini olamiz

$$Ne = \frac{Ft}{m\mathcal{G}} = const$$

bunga *Nyuton mezon*i deyiladi.

Gidrodinamik o`xshashlikni quyidagi kriterial miqdorlar aniqlaydi .

*Struxal mezon*i yoki *gomoxronlik mezon*i

$$Sh = \frac{l}{\mathcal{G}t} \quad (4.9.)$$

*Reynolds mezon*i

$$Re = \frac{\mathcal{G}l}{\nu} \quad (4.10)$$

*Eyler mezon*i

$$Eu = \frac{P}{\rho \mathcal{G}^2} \quad (4.11)$$

*Frud mezon*i

$$Fr = \frac{\mathcal{G}^2}{gl} \quad (4.12.)$$

Bu kriterial miqdorlar yuqorida keltirilgan usulni Nave-Stoks tenglamasiga qo`l-lash yo`li bilan olinadi.

Birinchi hodisa uchun Nave-Stoks tenglamalar sistemasidan birinchi tenglamani yozamiz:

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + g \cos \alpha_x, \quad (4.13)$$

bu yerda $g \cos \alpha$ og'irlik kuchining O_x o'qidagi proyeksiyasi. Bu tenglamaga (4.7) va (4.8) lardagi kabi o'xshashlik doimiysini kiritsak, u quyidagi ko'rinishga keladi

$$\frac{\alpha_v}{\alpha_t} \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\alpha_v^2}{\alpha_1} \left(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) = -\frac{\alpha_p}{\alpha_\rho \alpha_l} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\alpha_y \alpha_v}{\alpha_l^2} \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + \alpha_g g \cos \alpha_x$$

tenglamaning ikki tomoni $\frac{\alpha_v^2}{\alpha_\rho}$ ga bo'lsak, u quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\alpha_e}{\alpha_v \alpha_e} \frac{\partial u_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + U_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{\alpha_\rho \alpha_v^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\alpha_v}{\alpha \nu \alpha_l} \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + \frac{\alpha_g \alpha_l}{\alpha_v^2} g \cos \alpha_x, \quad (4.14)$$

Ikki hodisa o'xshash bo'lsa, ularni ifodalovchi tenglamalar bir xil bo'ladi. Ikki hodisa o'xshashligidan (4.13) va (4.14) tenglamalar bir xil bo'lishi kerakligi kelib chiqadi. Bundan ko'rinadiki

$$1) \frac{\alpha_l}{\alpha_v \alpha_l^2} = 1; 2) \frac{\alpha_p}{\alpha_\rho \alpha_v^2} = 1; 3) \frac{\alpha_v}{\alpha_\nu \alpha_\rho} = 1; 4) \frac{\alpha_g \alpha_l}{\alpha_v^2} = 1.$$

Birinchi kombinatsiyadagi o'xshashlik doimiylarini o'z o'rniga qo'ysak

$$\frac{\frac{l_1}{g_1 t_1}}{\frac{l_2}{g_2 t_2}} = 1, \text{ ya'ni } \frac{l_1}{g_2 t_1} = \frac{l_2}{g_1 t_2}$$

Gidrodinamik o'xshash voqealar uchun Struxal mezoni bir xil bo'lishi kerak:

$$Sh = \frac{1}{g t} = const$$

Ikki kombinatsiyadan

$$\frac{\frac{p_1}{\rho_1 g_1^2}}{\frac{p_2}{\rho_2 g_2^2}} = 1; \frac{p_1}{\rho_1 g_1^2} = \frac{p_2}{\rho_2 g_2^2}$$

Demak, gidrodinamik o'xshash voqealar uchun Eyler mezoni bir xil bo'lishi kerak:

$$Eu = \frac{p}{\rho g^2} = const$$

Uchinchi kombinatsiyadan

$$\frac{\frac{v_1}{g_1 l_1}}{\frac{v_2}{g_2 l_2}} = 1; \frac{g_1 l_1}{v_1} = \frac{g_2 l_2}{v_2}$$

O`xshash voqealar uchun yuqoridagilardan tashqari Reynolds mezonini ham bir xil bo`lishi kerak:

$$Re = \frac{gl}{\nu} = const$$

To`rtinchi kombinatsiyadan

$$\frac{g_1 l_1}{g_2 l_2} = 1; \quad \frac{g_1^2}{g_1 l_1} = \frac{g_2^2}{g_2 l_2}$$

Gidrodinamik hodisalar o`xshash bo`lishi Frud mezonining ham bir xil bo`lishini taqozo qiladi:

$$Fr = \frac{g^2}{gl} = const$$

Yuqorida ko`rib o`tilganlardan gidrodinamik o`xshashlik to`rtta tenglikni bajarilishi bilan ta'minlanadi. Bundan kelib chiqadiki, bu kriterial miqdorlar o`rtasida qandaydir munosabat mavjud bo`lib u

$$\varphi_1(Sh, Eu, Re, Fr) = 0 \quad (4.15)$$

ko`rinishda ifodalanadi.

Agar harakat barqaror bo`lsa u holda (4.15) ning o`rniga

$$\varphi_2(Eu, Re, Fr) = 0 \quad (4.16)$$

munosabatdan foydalanamiz.

(4.15) va (4.16) munosabatlar kriterial tenglamalar deb ataladi va Nave - Stoks tenglamasini yechib bo`lmaydigan hollarda ulardan foydalaniladi. Bu munosabatlarning Nave-Stoks tenglamasidan farqi shundaki, ular kriterial miqdorlar o`rtasidagi bog`lanishni noaniq ko`rinishda ifodalaydi. Nave-Stoks tenglamasi esa harakat parametrlari orasidagi bog`lanishni aniqlangan ko`rinishda beradi, lekin ko`p hollarda bu tenglamani yechish qiyin, ba'zan esa yechish mumkin emas.

Kriterial tenglamalardan foydalanish uchun tekshirilayotgan voqeaning modelini laboratoriya sharoitida yaratib, unda tajriba o`tkazamiz. Tajribadan olingan natijalarni esa (4.15) yoki (4.16) tenglamani aniqlangan ko`rinishga keltirish uchun foydalanamiz. Ko`p hollarda (4.16) tenglamani ham soddalashtirib, og`irlik kuchi harakatga kam ta'sir etadigan hollarga

$$\varphi_3(Eu, Re) = 0 \quad (4.17)$$

ko`rinishida qo`llaymiz. Oxirgi tenglama yuqori bosim ostida bo`ladigan hodisalar uchun yaqin keladi.

IV bob bo'yicha nazorat savollari

1. Suyuqlik harakatinig tartiblari.
2. Suyuqlikning barqaror harakati uchun uzilmaslik tenglamasi
3. Laminar harakat tartibining xususiyatlari.
4. Reynolds soni.
5. Turbulent harakat tartibining xususiyatlari.

V BOB. SUYUQLIKLARNING LAMINAR HARAKATI

5.1. Tezlikning silindirik quvur kesimi bo'yicha taqsimlanishi

Qovushoq suyuqliklar quvurda laminar harakat qilganda uning oqimchalari bir-biriga parallel harakat qiladi. Quvur devorlari esa unga yopishib qolgan suyuqlik zarrachalari bilan qoplanadi. Shunday qilib, quvur devoridagi suyuqlik zarrachalarining tezligi nolga teng. Suyuqlikning devorga yopishgan qavatidan keyingi qavati esa suyuqlik zarrachalari bilan qoplangan quvur devori ustida sirpanib boradi. Agar quvur ichidagi suyuqlikni xayolan cheksiz ko'p yupqa qavatlariga ajratsak, u holda har bir qavat o'zidan oldingi qavat sirtida siljib boradi. Yuqorida aytilganga ko'ra quvur devori sirtidagi qavatning tezligi nolga teng bo'lib, quvur o'qiga yaqinlashgan sari tezlik oshib boradi. O'qda esa tezlik maksimal qiymatga ega bo'ladi. Shuning uchun quvur ichidagi ishqalanish kuchi Nyuton qonuni bilan ifodalanadi:

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr}$$

Quvur ichida uzunligi l va radiusi r bo'lgan elementar naycha ajratib olamiz (5.1-rasm). Bu naychani yuzalari $d\omega$ bo'lgan 1-1 kesimi bo'yicha p_1 bosim, 2-2 bo'lgan kesim bo'yicha esa p_2 bosim ta'sir qilsin. Radiusi R bo'lgan tekshirilayotgan quvurdagi harakat gorizontal va tekis bo'lsin. U holda elementar naychaga ta'sir qilayotgan kuchlar

1-1 kesimdagi bosim kuchi

$$P_1 = p_1 d\omega$$

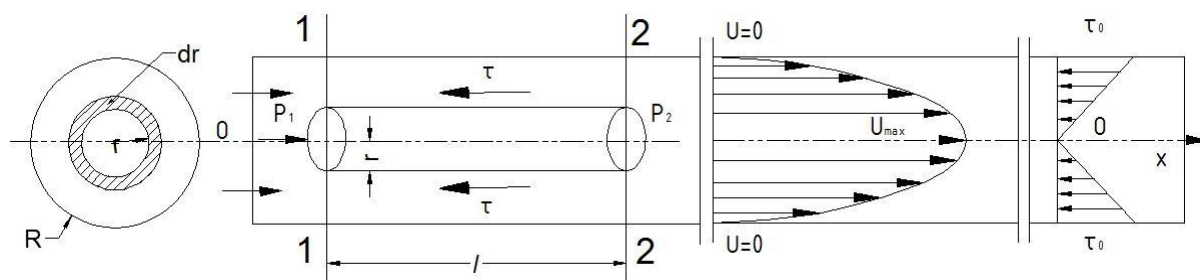
2-2 kesimdagi bosim kuchi

$$P_2 = p_2 d\omega$$

ishqalanish kuchi

$$T = \tau 2\pi r l = -\mu 2\pi r l \frac{du}{dr}$$

dan iborat.



5.1-rasm. Laminar harakatda tezlikning quvur kesmi bo'yicha taqsimlanishi

U holda elementar naychani muvozanat shartidan quyidagini yoza olamiz.

$$P_1 - P_2 - T = 0 \quad (5.1)$$

Elementar naycha kesimi $dS = \pi r^2$ ekanligini nazarda tutib, (5.1) dan quyidagi tenglamani keltirib chiqaramiz:

$$\pi r^2 p_1 - \pi r^2 p_2 + \mu 2\pi r l \frac{du}{dr} = 0$$

Bu tenglamadan ushbu differentsial tenglamani keltirib chiqaramiz:

$$\frac{du}{dr} = -\frac{r}{2\mu} \frac{p_1 - p_2}{l} \quad (5.2.)$$

Oxirgi tenglamaning o'zgaruvchilarini ajratamiz

$$du = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} r dr$$

va chap tomoni u dan 0 gacha, o'ng tomonini esa r dan R gacha integrallab, tezlik uchun munosabat keltirib chiqaramiz:

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} (r^2 - R^2) \quad (5.3.)$$

Hosil qilingan tenglama parabola tenglamasi bo'lib, u tezlikning silindrik quvur kesimi bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. (5.3) dan ko'rinib turibdiki, quvurdagi harakat tezligi $r = 0$ da maksimumga erishadi

$$u_{\max} = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} R^2 \quad (5.4.)$$

Demak, silindrik quvurda laminar harakat tezligi ko'ndalang kesimda parabola qonuni bo'yicha taqsimlangan bo'ladi. Tezlikning maksimal qiymati esa quvurning o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Endi quvurda oqayotgan suyuqlikning sarfini topamiz. Eni dr ga teng bo'lgan halqa bo'yicha oqayotgan (5.1-rasm) elementar sarf quydagiga teng bo'ladi:

$$dQ = 2\pi r du$$

Oxirgi tenglikka (5.3) dan tezlikning formulasini qo'ysak, quyidagini olamiz:

$$dQ = -2\pi r \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} (r^2 - R^2) dr.$$

Bu tenglikning chap tomonini 0 dan Q gacha o'ng tomonini esa 0 dan R gacha integrallab

$$Q = -\int_0^R 2\pi r \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} (r^2 - R^2) dr = -\pi \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \int_0^R (r^2 - R^2) r dr = \pi \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \left(\frac{R^4}{2} - \frac{R^4}{4} \right) = \frac{\pi R^4}{8\mu l} \frac{p_1 - p_2}{l} \quad (5.5.)$$

munosabatni olamiz.

Bu holda o'rtacha tezlikni shunday topamiz:

$$\mathcal{G} = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{\pi R^4 (p_1 - p_2)}{8\mu l \pi R^2} = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} R^2 \quad (5.6.)$$

(5.6) va (5.4) munosabatlarni solishtirib quvurda laminar harakat vaqtida o`rtacha tezlik bilan maksimal tezlik orasidagi munosabatni topamiz:

$$g = \frac{u_{\max}}{2} \quad (5.7.)$$

Demak, silindrik quvurda laminar harakat vaqtida o`rtacha tezlik maksimal tezlikdan ikki marotaba kichik ekan.

5.2. Quvur uzunligi bo`yicha bosimning pasayishi (Puazeyl formulasi)

Endi quvurda oqayotgan suyuqlik energiyasining ishqalanishni yengishga sarflanishini tekshiramiz. Avval quvur kesimi bo`yicha ishqalanish kuchining taqsimlanishini ko`ramiz. Buning uchun Nyuton qonuni formulasiga tezlik formulasi (5.3) ni qo`yamiz.

U holda,

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr} = \frac{p_1 - p_2}{2l} r \quad (5.8.)$$

Bu formuladan ko`rinib turibdiki, ishqalanish kuchi quvur o`qida nolga teng bo`lib, uning o`qidan devorlariga qarab chiziqli ortib boradi va devor sirtida eng katta qiymatga erishadi (5.1-rasm) (3.56) tenglamada silindrik quvurdagi uzunlik bo`yicha gidravlik yo`qotishni ishqalanish kuchi orqali berilgan edi. Endi bu formulaga (5.8) munosabatni qo`ysak.

$$H_e = \frac{p_1 - p_2}{\gamma 2l} R \frac{2Rl}{\pi R^2} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

Kesimlardagi bosim farqi ($p_1 - p_2$) ni (5.6) formuladan o`rtacha tezlik orqali ifodalasak:

$$p_1 - p_2 = \frac{2\mu l}{R^2} g = \frac{32\mu l}{D^2} g$$

va gidravlik yo`qotish formulasiga qo`ysak, quyidagi munosabatni olamiz:

$$H_l = \frac{8\mu l}{\gamma D^2} g \quad (5.9.)$$

U holda gidravlik qiyalik uchun formula chiqarish qiyin emas. Buning uchun (5.9) ning ikki tomonini l ga bo`lamiz

$$\frac{H_l}{l} = \frac{32\nu}{gD^2} g \quad (5.10)$$

va oxirgi tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$J = \frac{2 \cdot 32\nu}{gD^2 D g} g^2 = \frac{64\nu}{9D^2 g D} g^2$$

Silindrik quvurlar uchun Reynolds soni

$$Re = \frac{9D}{\nu}$$

ko`rinishda yozilgani uchun

$$J = \frac{64}{R_e 2gD} g^2$$

Demak, laminar harakat vaqtida gidravlik qiyalik va bosimning pasayishi Reynolds soniga bog`liq ekan. $\frac{64}{Re}$ ko`rinishdagi miqdorni gidravlikada λ bilan belgilanadi:

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad (5.11)$$

va ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti deb ataladi. U holda energiyaning yo`qolishi va gidravlik qiyalik uchun quyidagicha Darsi - Veysbax formulasini olamiz.

$$H_e = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g} \quad (5.12)$$

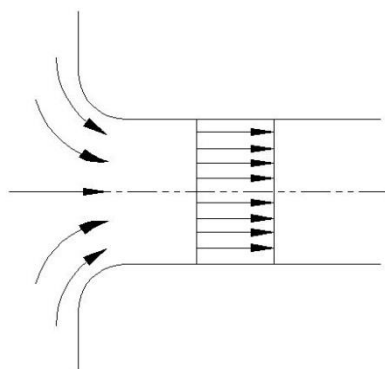
$$J = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g}$$

Shunday qilib, laminar harakat vaqtida quvur uzunligi bo`yicha bosimning pasayishi va gidravlik qiyalik solishtirma kinetik energiyaga chiziqli bog`liq ekan.

5.3. Oqimning boshlang`ich bo`lagi.

Yuqorida aytib o`tilgan harakat qonunlari quvurdagi barqarorlashgan laminar oqimlar uchun to`g`ridir. Haqiqatda esa, quvurga endi kirgan suyuqlik boshlang`ich kesimdan boshlab ma'lum masofa o`tgandan keyingina laminar harakatga doir bo`lgan parabolik qonun bo`yicha taqsimlangan bo`ladi.

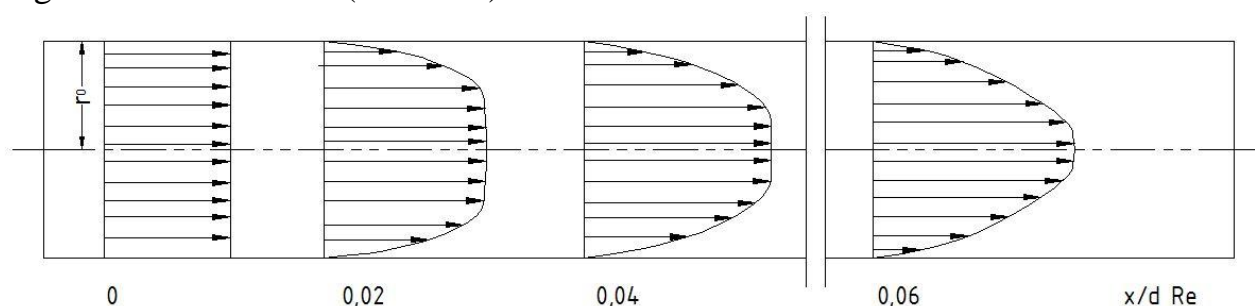
Laminar harakatning quvurda rivojlanishini quyidagicha tasavvur qilish mumkin. Hajmi juda katta idishdan suyuqlik quvurga kirsin va quvur kirish qismining chekkalari yaxshilab dumaloqlangan bo`lsin. Bu holda boshlang`ish kesimda tezlik deyarli o`zgarmas bo`ladi. Bu qonun faqat *chegara* (yoki devoroldi) qatlam deb ataluvchi devor ustidagi yupqa qavatdagina buziladi. Bu qavatda suyuqlikning devorga yopishishi natijasida tezlik keskin kamayib, devorda nolga tenglashadi. Shuning uchun kirish qismida tezlik chizig`i to`g`ri chiziq kesmasi (5.2-rasm) bilan aniq ifodalanadi.



5.2-rasm. Naycha kirishidagi tezlik taqsimotiga doir.

Kirish qismidan uzoqlashgan sari devorlardagi ishqalanish kuchi ta'sirida chegara qatlamga yaqin qavatlarida harakat sekinlashib boradi va natijada bu qatlamning qalinligi oshib boradi harakat esa sekinlashib boradi. Oqimning ishqalanish kuchi hali ta'sir qilmagan markaziy qismi esa bir butun harakat qilishni davom ettiradi, ya'ni boshqacha aytganda markaziy qavatlarida tezlik deyarli bir xil bo'lgani holda (oqayotgan suyuqlikning harakat miqdori o'zgarmas bo'lgani uchun) chegara qatlamda tezlik kamaygani sababli yadroda tezlik oshadi.

Shunday qilib, quvurning o'rta qismida (yadroda) tezlik oshib boradi, devor yaqinida o'sib boruvchi chegara qatlamda kamayadi. Bu jarayon chegara qatlam oqim kesimini butunlay egallab olmaguncha va yadro butunlay yo'q bo'lib ketguncha davom etadi (5.3-rasm).



5.3-rasm. Laminar harakatning quvurda rivojlanib borishiga doir chizma

Shundan keyin oqimning rivojlanishi tugab, tezlik chizig'i odatdagi laminar oqimga xos parabolik shaklni qabul qiladi. Quvurning boshlang'ich kesimidan doimiy parabolik tezlik vujudga kelguncha bo'lgan bo'lagi laminar harakatning boshlang'ich bo'lagi deb ataladi. Bu bo'lakning uzunligi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$L_{\text{bosh}} = 0,028R_e D \quad (5.13)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, boshlang'ich bo'lak Reynolds soniga va quvurning diametriga proporsional ekan. Gidrotexnika kursida bu masalani nazariy usul bilan hal qilingan bo'lib, olingan formulalar tajribada qiymatlarga juda yaqin keladi.

5.4. Tekis va halqasimon tirqishlarda suyuqlikning laminar harakati.

Yuqorida biz laminar harakatning eng sodda turlaridan biri silindrik quvur-dagi tekis harakatni ko`rgan edik. Texnikada esa murakkab harakatlar ko`p ushraydi. Bularga tekis va halqasimon tirqishlardagi harakatlarni misol qilib keltirish mumkin. Bunday harakatlar gidravlik mashinalar va agregatlarni germetiklash, ularning harakatlanuvchi elementlarini mustahkam berkitish ishlari orada tirqish qoldirib bajariladi. Porshenli nasoslar va gidrouzatmalarda plunjer bilan silindr orasidagi tirqish ham yuqoridagi aytilgan harakatlarga misol bo`la oladi.

Uzunligi l , eni b , balandligi c bo`lgan tekis tirqishdagi laminar, bir tekis harakatni ko`ramiz (5.4-rasm).

Ko`rilayotgan tirqishda uzunligi l , eni b va balandligi y bo`lgan parallelepiped ajratamiz. Bu parallelepipedga $1-1$ kesimi bo`yicha Ox o`qi yo`nalishida

$$P_1 = p_1by$$

2-2 kesimi bo`yicha

$$P_2 = p_2by$$

bosim kuchlari ta'sir etadi.

Parallelepipedning ustki sirtiga

$$T_1 = \tau_1 bl = -\mu \frac{du}{dy} bl$$

va ostki sirtiga

$$T_2 = \tau_0 bl$$

ishqalanish kuchlari ta'sir etadi va ular ham Ox o`qi bo`yicha yo`nalgan bo`ladi. Ko`rilayotgan hajmdagi suyuqlikning muvozanatda bo`lishi sharti bo`yicha yuqorida keltirilgan kuchlardan quyidagi tenglama hosil qilinadi.

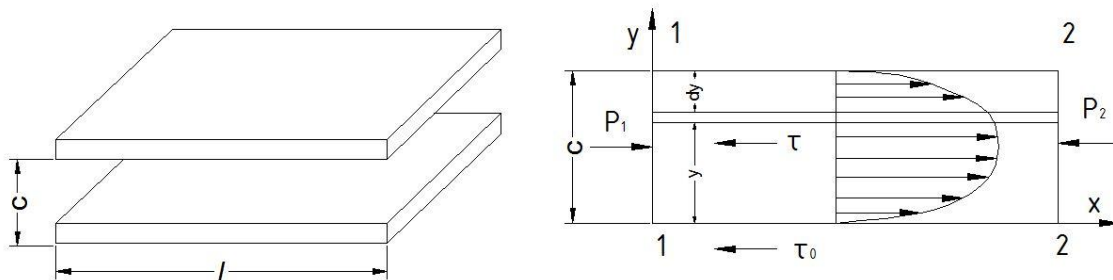
$$P_1 - P_2 - T_1 - T_2 = 0 \tag{5.14}$$

Bu tenglama quyidagi ko`rinishga keladi.

$$\frac{du}{dy} = -\frac{p_1 - p_2}{\mu l} y + \frac{\tau_0}{\mu} \tag{5.15}$$

Suyuqlikning qovushqoqlik shartiga asosan tirqishning pastki devorida ($y=0$) tezlik nolga teng. (5.15) tenglamaning chap tomonini 0 dan u gacha, o`ng tomoni 0 dan y gacha integrallab, quyidagi formulani olamiz.

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y^2 + \frac{\tau_0}{\mu} y \tag{5.16}$$



5.4-rasm. Tekis tirqishda suyuqlikning laminar harakatiga doir chizma.

Ikkinchi devorda ($y=c$) ham tezlik nolga teng. Bu shartdan foydalanib ushbu tenglikni yozamiz.

$$0 = \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} c^2 + \frac{\tau_0}{\mu} c.$$

Oxirgi tenglikdan τ_0 ni topamiz.

$$\tau_0 = \frac{p_1 - p_2}{2l} c$$

va (5.16) ga qo'yamiz. Natijada tezlik uchun quyidagi formulani olamiz.

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y(y - c) \quad (5.17)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, tekis tirqishdagi tezlik parabolik qonunga bo'ysunar ekan. Tezlik $y = \frac{c}{2}$ da maksimal qiymatga erishadi, ya'ni:

$$u_{\max} = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} c^2 \quad (5.18)$$

Suyuqlik sarfini topish uchun qalinligi dy ga teng bo'lgan elementar qavat olib, uning ko'ndalang kesimidan oqayotgan suyuqlikning sarfini topamiz.

$$dQ = bdyu$$

U holda suyuqlik sarfi quyidagicha aniqlanadi.

$$Q = \int_s dQ = b \int_0^c u dy = b \int_0^c \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} (c - y)y dy = b \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \int_0^c (c - y)y dy = \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} b \left(\frac{c^3}{2} - \frac{c^3}{3} \right) = \frac{p_1 - p_2}{12\mu l} c^3 b \quad (5.19)$$

Bu formula yordamida tirqishdan oqib ketayotgan suyuqlik miqdorini aniqlash mumkin.

O'rtacha tezlikni topish uchun sarfini oqimning kesimiga bo'lamiz, ya'ni

$$g = \frac{Q}{\omega} = \frac{p_1 - p_2}{12\mu l} \frac{c^3 b}{cb} = \frac{p_1 - p_2}{12\mu} c^2 \quad (5.20)$$

(5.18) va (5.20) tenglamalarni o'zaro taqqoslab, o'rtacha tezlik bilan maksimal tezlik o'rtasidagi bog'lanishni topamiz: $g = \frac{2}{3} u_{\max}$. Bundan ko'rinadiki,

ko'rilyotgan holda maksimal tezlik o'rtacha tezlikdan bir yarim marta katta ekan.

Tekis tirqishdan oqayotgan suyuqlik uchun gidravlik yo'qotishni topamiz.

$$H_e = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

(5.20) dan $(p_1 - p_2)$ ni o`rtasha tezlik orqali quyidagicha ifodalab

$$p_1 - p_2 = \frac{12\mu l}{c^2} \mathcal{G}.$$

uni gidravlik yo`qotish formulasiga qo`ysak, ushbu munosabat hosil bo`ladi.

$$H_e = \frac{12\mu l}{\gamma s^2} \mathcal{G}$$

Tirqishning gidravlik radiusi

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{lb}{2(c+b)} \approx \frac{c}{2}$$

bo`lishni va Reynolds soni $R_e = \frac{94R}{\nu}$ ni nazarga olib, gidravlik yo`qotishni quyidagicha yozamiz:

$$H_e = \frac{12\mu l}{\gamma c^2} \mathcal{G} = \frac{24l}{\frac{94R}{c}} \frac{\mathcal{G}^2}{2g} = \frac{96}{\text{Re}} \frac{l}{\text{Re}} \frac{\mathcal{G}^2}{2g}. \quad (5.21)$$

Agar silindrik quvurdagi laminar harakat tekshirilgandagi kabi

$$\lambda = \frac{96}{\text{Re}} \quad (5.22)$$

belgilashni kiritsak, ushbu munosabatni olamiz.

$$H_e = \lambda \frac{l}{4R} \frac{\mathcal{G}^2}{2g} \quad (5.23)$$

Oxirgi munosabatdan foydalanib gidravlik qiyalikni hisoblash formulasini olamiz.

$$J = \frac{H_e}{l} = \lambda \frac{l}{4R} \frac{\mathcal{G}^2}{2g} \quad (5.24)$$

Bu olingan formulalar ma'lum hollarda kontsentrik halqasimon tirqishlardagi laminar harakat uchun ham qo`llanilishi mumkin.

Masalan, plunjerning diametri d_1 tirqishning qalinligidan juda katta bo`lsa ($d_1 \gg c$), plunjer bilan silindr orasidagi halqasimon tirqish uchun qo`llaniladi. Bu holda suyuqlik sarfini hisoblash uchun (5.19) dagi b o`rniga d_1 ni qo`yish kerak. Ekstsentrik halqasimon tirqishlar uchun sarfini hisoblashda esa (5.19) dagi b o`rniga $\pi \frac{d_4 + d_2}{2} = \pi(d_1 + c)$ ni qo`yish kerak; bu yerda e – plunjer va silindr o`qlari orasidagi ekstsentrisitet. Agar tirqishning qalinligi plunjer diametriga yaqin miqdorlarda o`lchanadigan bo`lsa, u holda halqasimon tirqishdagi harakat uchun boshqacha formulalar chiqarish kerak bo`ladi.

Diametrlari d_1 va d_2 , uzunliklari l bo`lgan plunjer va silindr orasidagi tirqishda (5.5-rasm) laminar harakat qilayotgan suyuqlik oqimini tekshiramiz. Radiusi r_1 va r bo`lgan ikki silindr orasidagi suyuqlik muvozanatini ko`ramiz.

1-1 kesim yuzasi bo`yicha Ox o`qi yo`nalishida

$$P_1 = p_1 \pi (r^2 - r_1^2)$$

kuch, 2-2 kesim yuzasi bo`yicha

$$P_2 = p_2 \pi (r_2 - r_1^2)$$

kuch ta'sir qiladi.

Ichki silindr sirti bo`yicha

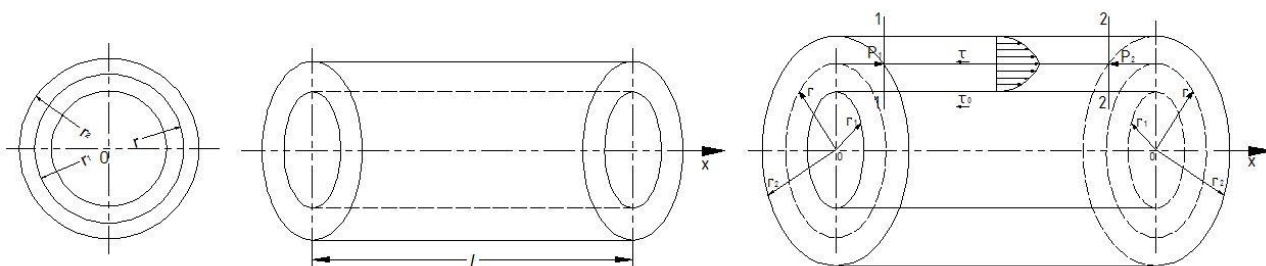
$$T_1 = \tau_0 2\pi r_1 l$$

Tashqi silindr sirti bo`yicha esa

$$T_2 = \tau 2\pi r l = \mu \frac{du}{dr} 2\pi r l$$

kuchlar ta'sir qiladi. Bu holda avvalgi masaladagi kabi suyuqlik hajmining muvozanat sharti bo`yicha quyidagi tenglamani olamiz.

$$\frac{du}{dr} = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \frac{r^2 - r_1^2}{r} + \frac{\tau_0}{\mu r}$$



5.5-rasm. Halqasimon tirqishda suyuqlikning laminar harakatiga doir chizma

Suyuqlikning tezligi $r = r_1$ da nolga teng bo`ladi. Shuning uchun (5.25) tenglamaning chap tomonini O dan u gacha, o`ng tomonini r_1 dan r gacha integrallab, ushbu munosabatni olamiz.

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r^2 - r_1^2) - 2 \ln \frac{r}{r_1} \right] + \frac{\tau_0}{\mu} \ln \frac{r}{r_1}$$

Silindrning sirtida ($r = r_2$) ham tezlik nolga teng.

Shuning uchun

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r_2^2 - r_1^2) - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} \right] - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\tau_0}{\mu} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Bu tenglikdan $\frac{\tau_0}{\mu}$ ni topamiz.

$$\frac{\tau_0}{\mu} = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r_2^2 - r_1^2) \frac{1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} - 2 \right]$$

va (5.26) ga qo'yamiz. Shunday qilib, tezlikning kesim bo'yicha taqsimlanishi uchun ushbu munosabatni olamiz.

$$u = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[\begin{array}{c} \ln \frac{r}{r_1} \\ (r_2^2 - r_1^2) \frac{r_1}{r} - (r^2 - r_1^2) \\ \ln \frac{r_2}{r_1} \end{array} \right].$$

$r_2 - r_1 = c$ ning miqdori r_1 dan juda kichik bo'lganda bir qancha amallardan keyin (5.27) dan (5.17) ni keltirib chiqarish mumkin. Bu esa yuqorida aytilgan fikrlarni yana bir bor tasdiqlaydi. Halqasimon tirqishdan oqayotgan suyuqlikning maksimal tezligi avvalgidek tirqish balandligining o'rtacha qismiga to'g'ri kelmaydi. Maksimal tezlikni topish ancha murakkab bo'lgani uchun biz uni keltirmaymiz.

Halqasimon tirqishdan oqayotgan suyuqlikning sarfi quyidagicha hisoblanadi:

$$Q = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} u r dr = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} \pi (r_2^2 - r_1^2) \left[r_2^2 + r_1^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right]. \quad (5.28)$$

U holda o'rtacha tezlikni topish uchun sarfni kesim $-\omega = \pi(r_2^2 - r_1^2)$ ga bo'lamiz.

$$g = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} (r_2 + r_1^2) - \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right). \quad (5.29)$$

Gidravlik yo'qotish esa quyidagicha hisoblanadi.

$$H_e = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{8\nu l \ln \frac{r_2}{r_1}}{(r_2^2 + r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1} - (r_2^2 - r_1^2)} \frac{g}{g}$$

Gidravlik radius

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi(r_2^2 - r_1^2)}{2\pi(r_2 - r_1)} = \frac{r_2 + r_1}{2}$$

Demak, Reynolds soni

$$Re = \frac{gR}{\nu} = \frac{g(r_2 + r_1)}{\nu}$$

Buni nazarda tutsak,

$$He = \frac{64(r_2^2 - r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1}}{\text{Re} \left[(r_2^2 + r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1} - (r_2^2 - r_1^2) \right]} \frac{l}{2(r_2 - r_1)} \frac{g^2}{2g}$$

Avvalgi hollarda belgilashni kiritamiz.

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \frac{(r_2^2 - r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1}}{(r_2^2 + r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1} - (r_2^2 - r_1^2)}$$

U holda

$$H_e = \lambda \frac{l}{2(r_2 - r_1)} \frac{g^2}{2g} \quad (5.30)$$

Gidravlik nishablik uchun esa

$$J = \frac{H_e}{l} = \lambda \frac{1}{2(r_2 - r_1)} \frac{g^2}{2g}. \quad (5.31)$$

Ekstsentrik halqasimon tirqishlar uchun hisoblash formulalari murakkab bo`lgani uchun ularni ushbu kitobga kiritmadik.

5.5. Laminar oqimning maxsus turlari (o`zgaruvchan qovushqoqlik, obliteratsiya)

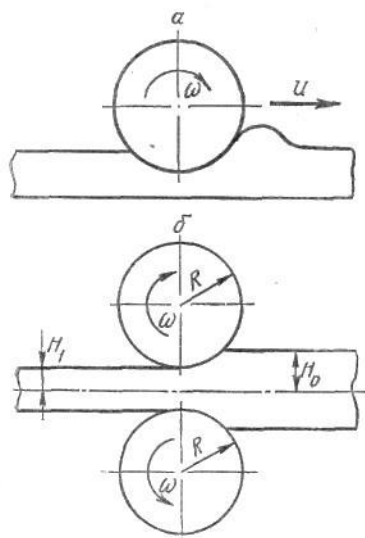
Mashinalar gidravlikasini yaratish rus olimlari A.A.Sablukov, V.A.Pusheshnikov, V.G. Shuxov va boshqalarning nomlari bilan bog`langan.

Gidrodinamikada mashinalarni moylash (boshqacha aytganda suyuqliklar yordamida qarshilikni kamaytirish) ustida ko`p olimlar ishlagan. Bu ishlarning asoschisi mashhur rus olimi N.P. Petrovdir. U o`z ishlarida moylash masalalarini hal etishda Nyuton gipotezasini qo`llash mumkin ekanligiga katta ahamiyat bergan edi. Petrov bu ishlarda sharchalarning podshipniklar o`rtasidagi harakatini bir o`qli silindrlar orasidagi laminar harakat masalasi sifatida ko`rish mumkin ekanligini ko`rsatdi. N.P. Petrov o`tkazgan juda ko`p tajribalar uning nazariyasini tasdiqlabgina qolmay, o`sha davrida mineral moylar harakatiga doir ko`pgina masalalarning hal etilishiga yordam beradi.

N.P. Petrov o`z nazariyasini yaratishda va tajribalarida podshipnik halqalari tez aylangani sari suyuqlik ularga oz-ozdan ta'sir qilib borishini ko`rsatdi. Bu ta'sir natijasida podshipnik ichki va tashqi halqalarning o`qi podshipnik o`qidan og`adi, lekin bu og`ish juda ham kam. Bu aytilganlarga asosan u moylovchi qavat uchun harakat tenglamasining soddalashtirilgan ko`rinishini keltirib chiqardi. Podshipnik halqalarining sezilarsiz darajada ekstsentrik joylashuvi qo`shimcha kuchlarni vujudga keltiradi va u valdagi zo`riqishlarni muvozanatlaydi. N.P. Petrov bu masalani ikki egri sirt orasidagi suyuqlik harakati sifatida ko`radi. Bu nazariyani davom ettirib N.E. Jukovskiy va S.A.Shapliginlar ship va podshipnikning ekstsentrik joylashgan holati nazariyasini yaratdilar.

Yuqorida keltirilgan ikki tekis sirtlar orasidagi tirqishda suyuqliklar harakatini N.P. Petrov yechgan masalaning juda soddalashtirilgan ko`rinishi deb

qarash mumkin, lekin bu soddalashtirish shunchalik kuchliki, olingan natijalar podshnipnikdagi moyning harakatini ifodalab bera olmaydi.



5.6 -rasm. N.P. Petrov nazariyasini izohlashga oid rasm.

N.P. Petrov nazariyasi boshqa bir qancha masalarni yechishga yordam beradi. Bularga qovushoq suyuqlikning yupqa qavati bilan qoplangan sirt ustida silindirning dumalashi (5.6-rasm) masalasi kiradi. Bu masalaning yechilish usuli qizdirilgan metallni prokatlash ishlarida ham qo'llaniladi. Bu holda tajribalar shuni ko'rsatadiki, qizdirib prokatlanayotgan metall juda qovushoq suyuqlikka o'xshash xossaga ega bo'ladi. Bu hodisani birinchi bo'lib I.V. Meshsherskiy tekshiradi. Uning yechimlari S.M. Targning monografiyasida keltirilgan.

Avvalgi paragrafda keltirilgan tekis va silindrik sirtlar orasidagi tirqishda harakat qilayotgan suyuqlik harakati masalalari plunjerning silindr ichidagi harakatiga yana ham yaqinroq bo'lish uchun bu sirtlarning birini biror V tezlik bilan harakatlanayotgan deb qarash kerak bo'ladi. Bu masalalarning yuqorida keltirilgan yechimlarida yana bir narsa hisobga olinmagan. Pulunjer silindr ichida harakat qilgan vaqtida ishqalanish kuchining ta'sirida qizib ketishi mumkin. Natijada ikki silindr orasidagi tirqishda oqayotgan suyuqlik ham qiziydi. Bunday hodisa sharikli podshnipniklarda ham bo'ladi. Moylovchi suyuqlik qizishi bilan uning qovushqoqlik koeffitsiyenti o'zgaradi. Biz qovushqoqlik koeffitsiyentining temperaturaga bog'liqligini kinematik qovushqoqlik koeffitsiyentiga bag'ishlangan paragrafda ko'rgan edik va temperatura ortishi bilan qovushqoqlikning kamayishi haqida to'xtalib o'tgan edik. Qovushqoqlikning temperaturaga bog'liqligi haqidagi masalalar akademik L.S. Leybenzon va akademik M.A. Mixeyevlar tomonidan yechilgan bo'lib, tirqishlarda suyuqlikning harakati qovushqoqlik koeffitsiyentining o'zgaruvchanligiga bog'liqligi hisobga olib ko'rilgan.

Qovushqoqlikning temperaturaga bog`liqligi suyuqlik tashqi muhit bilan issiqlik almashganda ishqalanish qarshiligining o`zgarishiga olib keladi. Agar tashqi muhit suyuqlikka qaraganda sovuqroq bo`lsa, uning tashqi muhitga issiqlik berishi natijasida suyuqlikning quvur devoriga yaqinroq qavatlarida qovushqoqlik ortadi. Natijada bu qavatlardagi harakatning sekinlanishi tezkor bo`ladi, bu esa tezlik gradiyentining kamayishiga olib keladi.

Tashqi muhit issiqroq bo`lsa, aksincha, suyuqlikning quvur devoriga yaqin qavatlari tashqaridan issiqlik olib, uning qovushqoqligi kamayadi. Natijada devor yonida tezlik gradiyenti ortadi. Shunday qilib, suyuqlik tashqi muhit bilan issiqlik almashgan hollarda uning qovushqoqligi quvur kesimi bo`yicha o`zgaruvchan bo`lib, tezlik taqsimoti ham o`zgarmas temperaturadagidan boshqacha bo`ladi. Xususan, qizdirishli oqim vaqtida yadrodagı tezlik ortib, tezlik taqsimoti chizig`i cho`ziqroq bo`ladi, aksincha, sovutishli oqimlar holda esa bu chiziq qisqaradi.

Laminar harakat issiqlik berish (sovutish) bilan amalga oshirilsa, temperatura o`zgarmagan holga qaraganda qarshilik ortadi, issiqlik kelishi (qizdirish) bilan amalga ohsa, qarshilik kamayadi. Bu yuqorida aytilganidek, quvur devori atrofida qovushqoqlik o`rtacha qovushqoqlikka qaraganda kam bo`lishi natijasida yuz beradi. Bu holda ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti uchun, amaliy hisoblashlarda, taqribiy formulalardan foydalaniladi:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \sqrt{\frac{v_g}{v_c}},$$

bu yerda Re – o`rtacha qovushqoqlik uchun hisoblangan Reynolds soni v_g - quvur devori yonidagi suyuqlikning qovushqoqligi, v_s – suyuqlikning o`rtacha qovushqoqligi. Aniqroq hisoblashlar uchun akad. M.A. Mixeyevning kichik Reynolds sonlari bilan hisoblashga chiqargan formulasidan foydalanish mumkin.

Ikki sirt orasidagi tor tirqishda suyuqlik harakat qilayotgan vaqtda qattiq jism va suyuqlik chegarasida molekulalararo o`zaro ta'sir kuchi natijasida, qutblangan suyuqlik molekulalarning adsorbtsiyalanish hodisasi vujudga keladi. Natijada devorlar sirtida, siljitivchi kuchga qarshi ma'lum qattqlik va mustahkamlik xususiyatiga ega bo`lgan, harakatsiz suyuqlik qavati hosil bo`ladi. Bu esa tirqish harakat kesimining kichrayishiga sabab bo`ladi. Tirqishning bunday kichrayish hodisasi obliteratsiya deyiladi.

Obliteratsiya qavati cheklangan bo`lib, tirqish devoridan uzoqlashgan sari uning mustahkamligi kamayib boradi, molekulalar orasidagi bog`lanish susayib, suyuqlik zarrachalari qavat sirtidan ajraladi va harakatga keladi.

Obliteratsiya intensivligi suyuqlikning turiga, tirqishdagi bosimning kamayib borishiga va boshqa sabablarga bog`liq. Bosim kamayishi ortsa, bu hodisa kuchayadi. Molekular tarkibi murakkab bo`lgan moylarda obliteratsiya hodisasi kuchliroq bo`ladi. Bunday moylarga gidrouzatmalarda ishlatiladigan neft moylari

kiradi. Obliteratsiya qavati juda yupqa (odatda, bir necha mikrondan oshmaydi) bo`lishiga qaramay, juda tor (kapillyar) tirqishlarida uning ko`ndalang kesimining anchagina qismini egallab oladi. Natijada tirqishning qarshiligi ortadi va tirqishdagi suyuqlikning sarfi kamayadi.

Bu hodisa suyuqlikning ifloslanganligiga ham bog`liq bo`lib, uni ifloslovchi modda zarrachalari tirqish o`lchamlariga yaqin bo`lsa, obliteratsiya tezroq bo`ladi. Lekin suyuqlikning ifloslanganligi obliteratsiya hodisasida asosiy faktor bo`la olmaydi. Masalan, juda yaxshi tozalangan distillangan suv va benzinda obliteratsiya bo`lmaydi, ammo juda yaxshi tozalangan AMG-10 moyi 10 mikronli tirqishdan qisqa vaqt oqishi bilan tirqish butunlay bekilib qoladi.

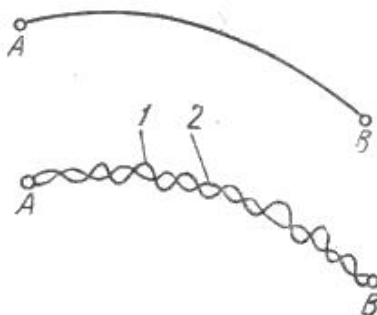
Odatda, juda kichik tirqishlarda (o`lchami 6-8 mk) obliteratsiya hodisasi tirqishni butunlay berkitib qo`yishi mumkin.

V bob bo'yicha nazorat savollari

1. Laminar harakat ta'rifini keltiring.
2. Laminar harakatdagi gidravlik qarshilaklar.
3. Reynolds tajribalari.
4. Laminar oqimning maxsus turlari
5. Oqimning boshlang'ich bo`lagi.

VI BOB. SUYUQLIKLARNING TURBULENT HARAKATI

Suyuqliklarning turbulent harakati tabiatda va texnikada keng tarqalgan bo`lib, gidravlik hodisalar ichida eng murakkablari qatoriga kiradi. Bu harakat juda ko`p tekshirilgan bo`lishiga qaramay hozirgacha harakatning turbulent turi uchun umumlashgan nazariya yaratilgan emas. Shuning uchun ham turbulent oqimlarini hisoblashda yarimempirik nazariyalardan foydalanish bilan bir qatorda, ko`p hollarda tajriba natijalari va empirik formulalardan foydalanishga to`g`ri keladi.



6.1-rasm. Turbulent harakatining xususiyati.

6.1. Suyuqlik trubulent harakatining xususiyatlari

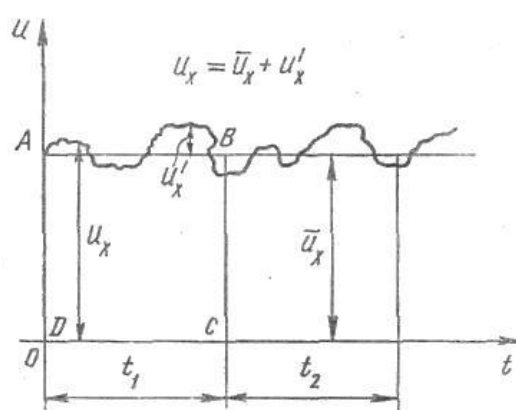
Turbulent harakatda suyuqlikning har bir zarrachasi juda ham murakkab egri chiziqli trayektoriya bo`yicha harakat qiladi va har qanday ikki zarrachaning trayektoriyalari bir-biriga o`xshamaydi. Buni ko`z oldimizga keltirish uchun biror *A* nuqtadan ketma-ket o`tayotgan zarrachalarning *B* nuqtaga (6.1-rasm) qanday trayektoriya bo`yicha yetib kelishini ko`z oldimizga keltiraylik. Laminar harakat vaqtida *A* nuqtadan chiqqan *I* zarracha biror silliq egri chiziq bo`yicha *B* nuqtaga kelsa, *II* zarracha ham, *III* zarracha ham va ulardan keyin keladigan barcha zarrachalar ham huddi shu egri chiziq bo`yicha harakat qiladi.

Turbulent harakat vaqtida esa *A* nuqtadan chiqqan birinchi zarracha murrakkab egri-bugri chiziq bo`yicha *B* nuqtaga keladi. Ikkinchi zarracha esa birinchi zarrachaning trayektoriyasidan tamomila boshqacha bo`lgan ikkinchi egri-bugri chiziq bo`yicha keladi. Shunda ham u birinchi zarracha kelgan *B* nuqtaning aniq o`ziga kelmay, uning atrofidagi biror boshqa nuqtaga kelishi mumkin. Uchinchi zarracha esa birinchi zarrachaning ham, ikkinchi zarrachaning ham trayektoriyasiga o`xshamagan uchinchi egri-bugri chiziq bo`yicha kelib, avvalgi zarrachalar kelgan nuqtaning birortasiga ham kelmay, *B* nuqta atrofidagi boshqa bir nuqtaga keladi. Bu hodisa *A* nuqtadan o`tayotgan barcha zarrachalarga

tegishlidir. Shunday qilib, turbulent harakat qilayotgan suyuqlik zarrachalarning harakatini biror formula bilan ifodalash g'oyatda mushkul ishdir. Lekin hamma zarrachalar bir tarafga A nuqtadan B nuqta tarafiga harakat qiladi. Shunga asosan bir qarashda betartib harakat qilayotgandek ko'ringan zarrachalar harakatida qandaydir umumiylikni aniqlash mumkin. Hatto bu umumiylikni faqatgina sifat o'xshashligi ko'rinishda emas, balki miqdor o'xshashligi ko'rinishida ham ifodalash mumkin. Ana shu o'xshashliklar asosida turbulent harakatning qonuniyatlarini yuzaga keltirib chiqariladi.

6.2. Tezlik va bosim pulsatsiyalari

Turbulent harakat qilayotgan suyuqlik biror nuqtadagi tezligining koordinata o'qlaridagi proektsiyalarini tekshiramiz. Misol uchun tezlikning oqim yo'nalishidagi proyektsiyasi u_x bo'lsin. U holda u_x ning miqdori vaqt davomida ortib va kamayib boradi. Bu o'zgarishni grafik ko'rinishda ifodalasak, u 6.2-rasmda tasvirlangan grafikka o'xshaydi va tezlik u_x proyektsiyasining pulsatsiyasi deb ataladi. Tezlikning boshqa o'qlaridagi proyektsiyalari (u_y, u_z) uchun ham xuddi shunday pulsatsiya grafiklari tuzish mumkin. Shunday qilib, tezlik pulsatsiyasi uning biror yo'nalishdagi proyektsiyasining vaqt davomida ortib va kamayib borish hodisasidan iborat. Uni tajribada tezlikni o'lchovchi asboblarni yordamida (masalan, Pito trubkasidagi suyuqlik sathining o'zgarishini) kuzatish mumkin. Oqayotgan suv o'tlari novdalarining to'xtovsiz tebranma harakat qilishi ham bizga pulsatsiya



6.2-rasm. Tezlik pulsatsiyasiga doir chizma.

hodisasini ko'rsatadi. Tezlikning oniy miqdori doimo o'zgarib turgani uchun gidrodinamikada tenglashtirilgan tezlik tushunchasi kiritiladi va u ancha uzoq vaqt ichida tezlik qabul qilgan qiymatlarning o'rtachasi bo'ladi.

Tenglashtirilgan tezlik tushunchasini ko`z oldimizga keltirish uchun 1.54-rasmdan foydalanamiz. Grafikda tezlikning o`zgarishni to`liq xarakterlash uchun yetarli bo`lgan t_1 vaqt intervalini olamiz va grafikda vaqt o`qiga parallel qilib, shunday AB chiziq o`tkazamizki, hosil bo`lagi $ABCD$ to`rtburchakning yuzi ω_{ABCD} pulsatsiya grafigining t_1 oraliqdagi bo`lagi bilan DC chizig`i orasidagi yuz $\omega_{A'B'C'D'}$ ga teng bo`lsin. U holda $ABCD$ to`rtburchakning balandligi tenglashtirilgan tezlikka teng bo`ladi va \bar{u}_x bilan belgilanadi.

Yuqorida aytib o`tilganlar turbulent harakatining beqaror harakat ekanligini ko`rsatadi. Agar biz pulsatsiya grafigida t_1 interval davomida yetarli darajada uzun t_2 interval olsak va bu interval tenglashtirilgan tezlikni topsak t_2 davomida avvalgidek uchinchi interval olib, yana tenglashtirilgan tezlikni topsak va bu ishni davom ettirib borsakda, barcha intervallar uchun olingan tenglashtirilgan tezliklar teng bo`lsa, bunday harakat turbulent harakat uchun barqaror harakat bo`ladi.

Oqayotgan suyuqlikda biror elementar yuz $d\omega$ olib, shu yuzadan vaqt ichida oqib o`tgan suyuqlikning hajmi $d\mathcal{V}$ ni aniqlasak, barqaror harakat vaqtidagi tenglashtirilgan tezlik quyidagicha aniqlanadi.

$$\bar{u} = \frac{d\mathcal{V}}{\Delta t d\omega} \quad (6.1)$$

6.2-rasmdan ko`rinib turibdiki, tenglashtirilgan o`rtacha tezlik oniy tezlikdan farq qilib, bu farqni hisoblaganda quyidagicha ifodalanadi.

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x \quad (6.2)$$

Oniy va tenglashtirilgan tezliklar orasidagi farqlar manfiy yoki musbat bo`lishi mumkin va tezlik pulsatsiyasi deb ataladi. Ko`rinib turibdiki, tezlik pulsatsiyalarining yetarli katta t_1 intervaldagi yig`indisi yoki integrali nolga teng bo`lar ekan.

$$\sum u'_x \Delta t = 0 \text{ yoki } \int_0^t u'_x dt = 0$$

Endi suyuqlikning oqimiga ko`ndalang yo`nalishdagi tezliklarni tekshirsak, bu tezliklar bilan oqimning bir tomoniga qancha suyuqlik harakat qilsa, ikkinchi tomoniga ham shuncha suyuqlik harakat qiladi. Natijada suyuqlikning tenglashtirilgan tezlikning yo`nalishi doimo oqim yo`nalishiga mos kelar ekan. Shuning uchun turbulent harakat uchun Bernuli tenglamasini yozar ekanmiz, bu tenglamadagi o`rtacha tezlik tenglashtirilgan tezlikning o`rtacha qiymatini bildiradi. Tezlik miqdori doimo o`zgarib turgani sababli bosim ham o`zgarib turadi yoki boshqacha aytganda bosim ham pulsatsiyaga ega bo`ladi. Xuddi tezlikka o`xshab, bosim p uchun ham tenglashtirilgan bosim tushunchasini kiritish mumkin.

6.3. Tenglashtirilgan tengsizliklarning kesim bo'yicha taqsimlanishi

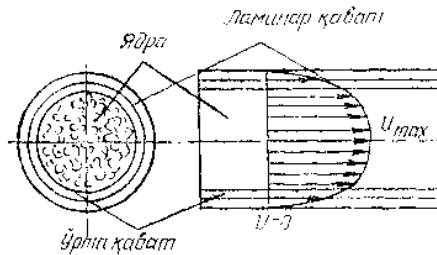
O. Reynolds (1895) va J. Bussenesk (1897) turbulent oqimini zarrachalarining tezliklari va bosimlari tenglashtirilgan tezliklar va bosimlar bilan almashtirilgan shartli oqim bilan almashtirishni taklif qiladilar. Bunday shartli oqim *tenglashtirilgan oqim* yoki turbulent oqimning *Reynolds modeli* deb ataladi. Tabiiyki, bunday oqimni tekshirishda tezlik pulsatsiyalarini hisobga olmaymiz. Beqaror harakat vaqtida Reynolds modeliga ko'ra \bar{u} lar vaqt bo'yicha o'zgarib boradi, barqaror harakat vaqtida esa ular vaqtga bog'liq emas. Shunday qilib, tekshirilayotgan trubulent oqim uchun Reynolds modeli bo'yicha hisoblash ishlarida \bar{u} va p lardan foydalanamiz. Turbulent oqimiga Bernulli tenglamasini qo'llaganimizda tezlik va bosimlar deganda tenglashtirilgan tezlik va bosimlarni tushunamiz, yozuvda esa soddalashtirish uchun chiziqlarni tushirib qoldiramiz. L. Prandtlning va boshqa olimlarning tekshirishlari shuni ko'rsatdiki, turbulent harakat vaqtida oqimning asosiy qismi uning yadrosi, ya'ni markaziy qismini tashkil qiladi. Yadroda suyuqlik turbulent harakat qilib, uning tezliklari yadro kesimi bo'yicha deyarli bir xil bo'ladi va markazdan quvur devoriga yaqinlashgan sari bir oz kamayib boradi. Devor yonidagi suyuqlik zarrachalari esa (devorning mavjudligi oqimga ko'ndalang harakatga yo'l qo'ymagani uchun) devor bo'yicha harakat qilib, uning trayektoriyasi sezilarsiz tebranishga ega bo'ladi. Shuning uchun devor yonidagi zarrachalar laminar harakat qiladi. Ana shu laminar harakat qilayotgan zarrachalar yupqa qavat ichida bo'lib, uni laminar qavat deb ataladi. Laminar qavat bilan yadro o'rtasida yana bir yupqa qavat bo'lib, uni o'rta qavat deb ataladi. Bu qavatda suyuqlik turbulent harakat qiladi.

Juda katta aniqlik va e'tibor bilan o'tkazilgan tajribalar laminar qavatning qalinligini aniqlashga imkon beradi. Uning qalinligi millimetrning bo'laklariga teng bo'lib, Reynolds soniga bog'liq va uning ortishi bilan laminar qavatning qalinligi kamayadi. Shunday qilib, turbulent harakatdagi tenglashtirilgan tezlikning taqsimlanishi (6.3-rasm), laminar haratdagi tezlikning taqsimlanishidan tamomila farq qiladi va u yadroda deyarli o'zgarmagan holda quvur devori yaqinida juda tez kamayadi va devor ustida nolga teng bo'lib qoladi, ya'ni tenglashtirilgan tezlik asosan laminar va o'rtacha qavatlarda o'zgaradi. Buni ko'z oldimizga keltirish uchun 6.3-rasmda silindrik quvurda turbulent oqim uchun (tutash chiziq) va laminar oqim uchun (punktir chiziq) tezlik chizig'i keltirilgan.

Hozirgi zamon gidravlikasida tezlikning kesim bo'yicha taqsimlanish qonuni nazariya va tajribalar natijasida quyidagicha ifodalanadi:

$$n = u_{\max} - \frac{u_*}{\chi} \ln \frac{R}{R-r}$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$
(6.3.)



6.3-rasm. Turbulent harakatda laminar qavat va yadro.

bu yerda τ_0 -quvur devoridagi urinma zo`riqish; χ - tajribadan aniqlangan koeffitsiyent bo`lib, u 0,4 ga teng; R - quvurning radiusi; r - quvurning o`qidan boshlab hisoblangan masofa. (6.3) tenglamadagi u^* ning o`lchov birligi tezlik o`lchov birligi bilan bir xil bo`lib, u odatda dinamik tezlik deyiladi.

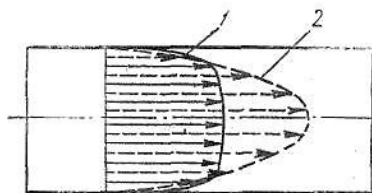
Silliq quvurlar uchun tezlik formulasi ushbu ko`rinishda yoziladi.

$$u = u_* (5,751g \frac{ru_*}{\nu} + 5,5).$$
(6.4.)

G`adir-budir quvurlar uchun esa

$$u = u_* (5,851g \frac{r}{\Delta} + 8,5).$$
(6.5)

Bu formulada Δ quvur devorining g`adir-budirlikini xarakterlovchi miqdor bo`lib, u "absolyut g`adir-budirlik "deyiladi.



6.4-rasm. Turbulent va laminar harakatda tezlik epyuralari.

Amalda tezlik taqsimlanishini darajali qonunlar bilan ifodalovchi formulalari qulaydir.

Karman nazariy tekshirishlar natijasida silliq quvurlar uchun bu qonunni quyidagi ko`rinishda yozishni taklif qilgan.

$$u = u_{\max} \left(1 - \frac{r}{R} \right)^{\frac{1}{m}}$$
(6.6)

bu yerda m – tajribada aniqlanadigan koeffitsiyent bo`lib, u Re soniga bog`liqdir. Xuddi laminar oqimdagi kabi turbulent oqimida ham tezlikning yuqoridagi tenglamalar bilan ifodalangan qonun bo`yicha taqsimlanishi quvurning boshlang`ich kesimidan ma'lum masofada vujudga keladi. Bu masofa turbulent harakatining boshlang`ich bo`lagi deb ataladi va ushbu formula bilan hisoblanadi:

$$L_{tur'n} = 0,639Re^{0,25} D \quad (6.7.)$$

Turbulet oqimida o`rtacha tezlikning maksimal tezlikka nisbati 0,75 ga teng, ya'ni

$$\frac{V}{u_{max}} = 0,75$$

Laminar oqimda esa bu nisbat 0,5 ga teng edi. Reynolds soni ortib borgan sari turbulent qorishuv tezlashib boradi va o`rtacha tezlik bilan maksimal tezlikning nisbati 1 ga intiladi.

6.4. Turbulent harakatda urinma zo`riqish

Turbulent harakatning Reynolds modelida biz pulsatsiyalarni hisobga olmagan holda tenglashtirilgan oqim olamiz. Lekin tenglashtirilgan tezlik bo`yicha hisoblangan oqimning energiyasi oniy tezlik bo`yicha hisoblangan oqimning energiyasidan kam bo`ladi. Buni quyidagicha ko`rsatish mumkin. Oniy va tenglashtirilgan tezliklar kvadratini tekshiramiz.

$$u_x^2 = (\bar{u}_x + u'_x)^2$$

U holda oniy tezlik kvadratining o`rtacha qiymati quyidagicha hisoblanadi.

$$\bar{u}_x^2 = \bar{u}_x^2 + 2\bar{u}_x\bar{u}'_x + \bar{u}'_x^2.$$

Tezlik pulsatsiyasining o`rtacha qiymati nolga tengligidan o`ng tomondagi ikkinchi had nolga teng. Tezlik pulsatsiyasi vaqt o`qi bo`yicha musbat va manfiy qiymatlar qabul qilgani bilan uning kvadrati doimo musbat. Bularga asosan

$$\bar{u}_x^2 = \bar{u}_x^2 + \bar{u}'_x^2.$$

Bu tenglikdan ko`rinadiki, keltirilgan kinetik energiya uchun quyidagi tengsizlik mavjud:

$$\frac{u_x^2}{2g} > \frac{\bar{u}_x^2}{2g}.$$

Bu qo`shimcha energiya turbulent harakat qilayotgan suyuqlik zarralarning oqimdagi bir qavatdan ikkinchi qavatga tartibsiz o`tib turishi uchun sarflanadi. Shunday qilib, qavatlar orasida energiya almashinuvi natijasida tezlik pulsatsiyalari ma'lum miqdorda ish bajaradi. Bu bajarilgan ish suyuqlik qavatlari orasida qo`shimcha urinma zo`riqish sifatida namoyon bo`ladi. Hosil bo`lgan qo`shimcha urinma zo`riqish turbulent urinma zo`riqish deyiladi. Bu zo`riqish Bussensk

formulasida Nyuton qonuniga o`xshash qabul qilingan bo`lib, ushbu ko`rinishda ifodalanadi:

$$\tau_T = \mu_T \frac{du}{dn}, \quad (6.8.)$$

bu yerda μ_T - turbulent dinamik qovushqoqlik koeffitsiyenti yoki turbulent almashuv koeffitsiyenti deb ataladi. L.Prandtl koeffitsiyentini tezlik gradiyentiga proporsional deb qabul qilingan bo`lib, u shunday ifodalanadi:

$$\mu_T = \rho l \frac{du}{dn} \quad (6.9.)$$

bu yerda l ni aralashuv yo`l uzunligi deb ataladi. Turli mualliflar bu qiymatning fizik mazmunini turlicha izohlaydilar. Odatda, u shunday aniqlanadi:

$$l = \chi y, \quad (6.10)$$

bu yerda y - harakatlanayotgan zarrachaning idish devoridan boshlab hisoblangan koordinatasi; χ - Prandtl unversal doimiysi. Nikuradze tajribalarida aniqlanishicha silindrik quvur uchun $\chi \approx 0,4$. (177) dan ko`rinib turibdiki, dinamik qovushqoqlik turbulent koeffitsiyenti μ_T tezlik gradiyentiga proporsional bo`lib, molekulyar qovushqoqlik koeffitsiyenti μ dan harakatning xususiyatiga bog`liqligi bilan farq qiladi. Bu koeffitsiyentdan, (1.13) ni qiyos qilib, turbulent kinematik qovushqoqlik koeffitsiyentini yozamiz:

$$\nu_T = \frac{\mu_T}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn} \quad (6.11)$$

Yuqorida keltirilganlarni hisobga olib, turbulent harakat uchun urinma zo`riqishni quyidagicha yoziladi.

$$\tau = \tau_l + \tau_T = \mu \frac{du}{dn} + \mu_T \frac{du}{dn} = \mu \frac{du}{dn} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dn} \right)^2 \quad (6.12)$$

Laminar harakat vaqtida bu yig`indining ikkinchi hadi nolga teng bo`lib, faqat laminar qovushqoqlik urinma zo`riqishi τ_l qoladi. Reynolds sonining katta qiymatlarida turbulent harakat uchun τ_l , τ_T ga qaraganda juda katta bo`lib, (6.12) dagi yig`indining birinchi hadini tashlab yuborish mumkin (ya'ni $\tau \approx \tau_T$). Bu holda τ tezlik gradiyentining ikkinchi darajasiga proporsional bo`ladi. Silindrik quvurda tekis harakat qilayotgan suyuqlikning turbulent tartibi uchun (5.1) dagidek muvozanat tenglamasidan quyidagi tenglik kelib chiqadi:

$$\pi r^2 (p_1 - p_2) = 2\pi r l \tau. \quad (6.13)$$

Reynolds sonining katta qiymatlarida $\tau_T \gg \tau_l$ ekanligini hisobga olib, (6.13) da laminar urinma zo`riqishini kichik miqdor sifatida tashlab yuboramiz. Natijada (6.12) dan foydalanib, ushbu tenglamani chiqaramiz:

$$\frac{p_1 - p_2}{2l} = \frac{\tau_T}{r}. \quad (6.14)$$

Lekin turbulent urinma zo`riqish uchun (6.8) formuladan foydalanib, quyidagi munosabatni yozamiz.

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \chi r \frac{du}{dr}. \quad (6.15)$$

Biroq quvur devori yaqinda o`zgaruvchan urinma zo`riqish (τ) ni o`zgarmas urinma zo`riqish τ_0 ko`rinishida ifodalash mumkinligini hisobga olib, (6.15) dan ushbu tenglikni keltirib chiqaramiz:

$$du = \frac{1}{\chi} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \frac{dr}{r}. \quad (6.16)$$

Tekis harakat uchun pezometrik qiyalik $I = \frac{P_1 - P_2}{l}$ ekanligini hisobga olsak, (6.14) va (6.16) dan

$$\tau_0 = \rho R \frac{l}{2} \quad (6.17)$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. $\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ ni u bilan belgilaymiz va (6.14) ning chap tomonini u_{\max} dan u gacha, o`ng tomonini $R-r$ dan r gacha integrallab, tezlik uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$u - u_{\max} = \frac{u_*}{\chi} \lg \frac{r}{R-r},$$

bu tenglik avvalgi paragrafda keltirilgan turbulent tartibli harakat tenglamasi (6.3) ga osonlikcha keltiriladi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma:

Masala. Moy (IC-30) nasos yordamida quvur orqali gidrosilindrga uzatiladi. Agar quvur diametri $d = 24$ mm, moyning harorati $t = 20^\circ\text{C}$ bo'lib, nasosning sarfi $Q = 20$ m³/s bo'lganda suyuqlikning harakat rejimini va qaysi haroratda turbulent rejimga o'tishini aniqlang.

Yechimi: Suyuqlikning harakat rejimi Reynolds soni orqali ifodalanadi;

Damli (naporli) harakatda Reynolds soni (4.1) formula orqali aniqlanadi:

Agar Reynolds soni qandaydir kritik Reynolds sonidan yuqori bo'lsa ($Re > Re_{kr}$), harakat rejimi turbulent deyiladi, agar Reynolds soni kritik Reynolds sonidan kichik bo'lsa ($Re < Re_{kr}$) harakat rejimi laminar deyiladi.

Aylana shaklidagi damli quvurlar uchun kritik Reynolds soni $Re_{kr} = 2000 \div 3000$ va damsiz oqimlar harakati uchun $Re_{kr} = 300 \div 580$ gacha qabul qilingan.

Demak, qo‘yilgan masalani yechish uchun Reynolds sonini aniqlash kerak.

Quvurdagi oqim tezligi

$$g = \frac{4Q}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 20}{3.14 \cdot 2.4^2} = 4.42 \text{ sm/s}$$

$t = 20^\circ\text{C}$ da moyning (IS-30) kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti

$$\nu = 150 \text{ mm}^2/\text{s} = 1.5 \text{ sm}^2/\text{s}$$

Reynolds soni:

$$\text{Re} = \frac{V \cdot d}{\nu} = \frac{4.42 \cdot 2.4 \cdot 10^2}{1.5} = 700;$$

$$\text{Re}_{\text{kr}} = 2000;$$

$\text{Re} < \text{Re}_{\text{kr}}$ demak suyuqlik harakat rejimi laminar.

Laminar harakatdan turbulent harakatga o‘tish uchun $\text{Re} > \text{Re}_{\text{kr}}$.

$\text{Re}_{\text{kr}} = 2000$, u holda:

$$\text{Re}_{\text{kr}} = \frac{V \cdot d}{\nu}; \quad \nu = 0.53 \text{ sm}^2/\text{s} = 53 \text{ mm}^2/\text{s}.$$

ν va t° ning bog‘liqlik jadvalidan industrial moy uchun (IS-30) $\nu = 53 \text{ mm}^2/\text{s}$ ga mos keladigan t° harorat miqdori $t = 50^\circ\text{C}$.

Demak, suyuqlik harorati yuqoridagi miqdorga yetganda suyuqlik laminar harakat rejimidan turbulent harakat rejimiga o‘ta boshlaydi.

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Uzunligi $l=4$ m bo‘lgan quvurdan harorati 10°C ($\nu = 0.4 \text{ sm}^2/\text{s}$) bo‘lgan neft oqib o‘tmoqda. Kesimlar orasidagi bosimlar farqi $\Delta P = 5 \text{ mPa}$ va neft sarfi $Q = 0.5 \text{ l/s}$ bo‘lganda suyuqlikning harakat rejimini aniqlang.

2. Diametri $d = 50 \text{ mm}$ li quvur orqali sarfi $Q = 0.5 \text{ l/s}$ bo‘lgan benzin oqib kelmoqda. Agar benzin harorati 6°C dan 40°C gacha o‘zgarsa suyuqlik harakat rejimi qanday o‘zgaradi?

3. $d = 100 \text{ mm}$ bo‘lgan quvurda suyuqlik laminar rejimda harakat qilmoqda. Agar quvur o‘qidagi tezlik $u_{\text{max}} = 20 \text{ sm/s}$ bo‘lsa, tezlik taqsimotining grafigini chizing.

4. Laboratoriyada diametri $d = 25$ mm bo'lgan quvurda tajribalar o'tkazib quyidagi qiymatlar o'lchandi: a) suvning harorati $t = 10^\circ\text{C}$, tezligi $V = 20$ sm/s; b) benzin harorati 20°C , tezligi $V = 25$ sm/s; v) neft harorati 18°C , tezligi $V = 18$ sm/s. Suyuqliklarning harakat rejimlarini va sarfini aniqlang.

5. Yuqoridagi tajribalarning kesimi to'g'ri to'rtburchak shaklidagi ($a = 6$ sm, $b = 4$ sm) quvurda o'tkazilsa, suyuqliklarning harakat rejimlari qanday o'zgaradi?

6.5. Quvurlarda naporning (bosimning) kamayishi (yoqolishi)

Real suyuqliklar uchun Bernulli tenglamasida keltirilgan naporning yoqolishini (bosimning pasayishi) h_{1-2} ni hisoblash quvurlar va quvurlar sistemasini hisoblashda asosiy masala hisoblandi.

Naporning yoqolishini (Bosimning pasayishi) (h_{1-2}) ni hisoblashning muhimligi shundaki, bu ish suyuqlik quvurlarda harakatlanganida quvurdagi qarshiliklarni yengish uchun sarf bo'lgan energiyani hisoblashga va shu hisobga asosan loyihalananayotgan quvur (yoki quvurlar sistemasida) suyuqlikni uzatish uchun qancha energiya kerak ekanligini aniqlashga imkon beradi. Quvurlarda bosimning kamayishi ishqalanish qarshiligi va mahalliy qarshilikka bog'liq.

Ishqalanish qarshiligi real suyuqliklar ichki qarshiligiga bog'liq bo'lib, quvurlarning hamma uzunligi bo'yicha ta'sir qiladi. Uning miqdoriga suyuqlik oqimining tartibi (laminarlik, turbulentlik, turbulentlik darajasi) ta'sir qiladi. Yuqorida aytilgandek, turbulent tartib vaqtida odatdagi qovushqoqlikka qo'shimcha ravishda, turbulent qovushqoqlikka bog'liq bo'lgan va suyuqlik harakati uchun qo'shimcha energiya talab qiladigan kuch paydo bo'ladi.

Mahalliy qarshilik tezlikning suyuqlik harakat qilayotgan quvurning shakli o'zgarishiga bog'liq bo'lgan har qanday o'zgarishi vaqtida paydo bo'ladi. Bularga bir quvurdan (yoki idishdan) ikkinchi quvurga o'tish joyi, quvurlarning kengayishi yoki birdan kengayib birdan torayishi, tirsaklar, oqim yo'nalishini o'zgartiruvchi qurilmalar (kran, ventil, va h.k.) kiradi. Shunday qilib yo'qolgan bosim (3.57) formula bo'yicha ikki yig'indidan tashkil topgan bo'ladi:

$$H_n = H_l + H_M \quad (6.18)$$

bu yerda H_l - ishqalanish qarshiligi yoki uzunlik bo'yicha yo'qotish, H_M - mahalliy qarshilik. Laminar tartib vaqtida ishqalanish qarshiligi yuqorida keltirilgan (5.9) va (5.12) formulalardagi kabi nazariy usul bilan aniqlanishi mumkin:

$$H_e = \frac{32\mu l}{D^2} g = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g}$$

Bu ifodadagi $\lambda = \frac{64}{\text{Re}}$ ni ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti deb atagan edik.

Ko`pincha uni soddaroq qilib gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti deyiladi. Silindrik quvurlarda bu formula Reynolds soni 2320 dan kichik bo`lgan laminar harakatlar uchun tajribada olingan natijalarda juda yaqin keladi. Turbulent harakat uchun ishqalanish qarshiligi tajriba yo`li bilan aniqlanadi. Uni nazariy aniqlab bo`lmaydi.

6.6. Darsi formulasi va gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti (Darsi koeffitsiyenti)

Turbulent harakat ustida olib borilgan tajribalar ishqalanish qarshiligining solishtirma energiyaga proporsional ekanligini ko`rsatadi, ya'ni

$$H_l = \zeta \frac{g^2}{2g} \quad (6.19)$$

Bu formuladagi proporsionallik koeffitsiyenti bir qancha miqdorlarga bog`liq bo`lib, uni tekshirish uchun quyidagi xulosadan foydalanamiz.

Juda ko`p tajribalar yuqorida keltirilgan $\frac{\tau_0}{\rho}$ miqdorning tezlik bosimi yoki solishtirma kinetik energiya orqali quyidagicha ifodalanishini ko`rsatadi;

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{\lambda}{4} \frac{g^2}{2g}$$

u tenglikni (6.17) munosabat bilan taqqoslab ko`rsak:

$$Rl = \frac{\lambda}{4} \frac{g^2}{2g}$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Bu yerda $l = \frac{I}{l}$ ekanligini hisobga olib, tekis barqaror harakat uchun uzunlik bo`yicha ishqalanishga yo`qotish yoki bosimning pasayishi uchun formula olamiz

$$H_e = \lambda \frac{l}{4R} \frac{g^2}{2g} \quad (6.20)$$

bu yerda l -quvurning uzunligi; R - gidravlik radius. Silindrik quvurlar uchun $D = 4R$ ekanligini hisobga olsak, oxirgi formula quyidagi ko`rinishda yoziladi:

$$H_e = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g} \quad (6.21)$$

(6.21) formula *Darsi - Veysbax formulasi* yoki qisqacha Darsi formulasi deyiladi. Bu formulaga kiruvchi koeffitsiyent λ gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti yoki Darsi koeffisenti deyiladi.

Bundan ko`rinadiki, (6.19) dagi koeffitsient Darsi koeffitsiyentiga bog`liq bo`lib, ya'ni

$$\zeta = \frac{l}{D} \lambda,$$

u quvurning uzunligiga to`g`ri proporsional, diametriga teskari proporsional ekan. Suyuqlikning quvurdagi laminar harakati uchun yuqorida nazariy formula (5.11) olingan edi. Turbulent harakat vaqtida esa bunday munosabatni nazariy usul bilan chiqarib bo`lmagani uchun, uni empirik yoki yarim empirik usullarda aniqlanadi.

Hozirgi zamon gidravlikasida Darsi koeffitsiyenti λ umumiy Holda Reynolds soniga va quvur devorlarining g`adir-budirligiga bog`liq deb hisoblanadi. λ ni Hisoblash uchun juda ko`p empirik formulalar mavjud bo`lib, ular ichida eng mashhurlari quyidagilar.

Blazius formulasi 1913 yili juda ko`p mualliflarning tajribalarini analiz qilish natijasida olingan.

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\text{Re}}} = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} \quad (6.23)$$

Bu formula Reynolds soni $\text{Re} < 10^5$ bo`lganda tajribalarga yaxshi mos keladi. Reynolds sonning kattaroq diapazonlari (Re ning $3 \cdot 10^6$ gacha miqdorlari) uchun P.K.Konakov formulasidan foydalanish mumkin.

$$\lambda = \frac{1}{(1,81 \lg \text{Re} - 1,5)^2} \quad (6.24)$$

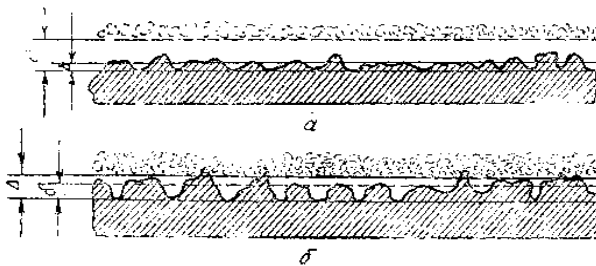
1932 yili L. Prandtl quyidagi formulani keltirib chiqardi:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg(\text{Re} \sqrt{\lambda} - 0,8). \quad (6.25)$$

Keltirilgan formulalar silliq quvurlar uchun chiqarilgan bo`lib, g`adir-budir quvurlar uchun ulardan foydalanib bo`lmaydi.

6.7. Quvur devorining g`adir-budirligi. Absolyut va nisbiy g`adir-budirlik

Quvurlar, kanallar va novlarning devorlari ma'lum darajada g`adir-budirlikka ega bo`ladi. Bu g`adir-budirlik quvurlarning qanday materialdan qilingani va qay darajada silliqlanganiga qarab ularning devor sirtidagi turlicha kattalikdagi yoki juda ham kichik pastlik-do`ngliklar bilan xarakterlanadi. G`adir-budirlikni xarakterlash uchun quvur sirtidagi do`ngliklarning o`rtacha balandligi qabul qilinib, u absolyut g`adir-budirlik deyiladi va Δ bilan belgilanadi (6.5-rasm). Agar absalyut g`adir-budirlik laminar chegaraviy qavatning qalinligi σ dan kichik bo`lsa, bu quvur gidravlik silliq quvur deyiladi. (6.5-rasm, a).



6.5 rasm. Gidravlik silliq va g`adir-budir quvurlarni tushintirishga doir chizma.

Bordiyu, Δ laminar qavat qalinligi δ dan katta bo`lsa, bu quvurlar gidravlik g`adir-budir quvurlar deyiladi (6.5-rasm, b).

Birinchi holda ($\Delta > \delta$) quvur sirtidagi do`ngliklar laminar qavat ichida qoladi va gidravlik qarshilikka sezilarli ta'sir qilmaydi. Ikkinchi holda ($\Delta < \delta$) esa do`ngliklar laminar qavatdan chiqib qoladi va quvur devori atrofidagi oqim xususiyatiga ta'sir qilib, gidravlik qarshilikni oshiradi.

Quvurlarning g`adir-budirligini aniqlash ancha murakkab ish bo`lib, uni hisoblash gidravlik qarshilikni hisoblashni qiyinlashtiradi. Shuning uchun hisoblash ishlarini osonlashtirish maqsadida ekvivalent g`adir-budirlik Δ_e degan tushunchani kiritiladi. U quvurlarni gidravlik sinash yo`li bilan aniqlanib, gidravlik yo`qotishni hisoblashda absalyut g`adir-budirlik uchun qanday qiymat olinsa, ekvivalent g`adir-budirlik uchun ham shunday qiymat olinadigan qilib tanlab olinadi.

5-jadval

Quvurlar uchun absolyut g`adir-budirlik qiymatlari.

Quvurlar	Δ , mm
Yangi metall va sopol quvurlar tekis joylangan va tutashtirilgan holda	0,01-0,15
Yaxshi holatda ishlab turgan vodoprovod quvurlari va juda yaxshi holatdagi beton quvurlar	0,2-0,3
Ozroq ifloslangan vodoprovod quvurlari yaxshi holatdagi beton quvurlar	0,3-0,5
Ifloslangan va ozroq zanglagan vodoprovod quvurlar	0,5-2,0
Yangi cho`yan quvurlar	0,3-0,5
Ko`p foydalanilgan cho`yan quvurlar	1,0-3,0

Ma'lumki, laminar qavatning qalinligi Reynolds soniga bog'liq bo'lib, uning ortishi bilan kamayib boradi. Shuning uchun Reynolds sonining kichikroq qiymatlarida gidravlik silliq quvurlar uning ortishi bilan "g'adir-budir" quvur sifatida ko'riladi. Shuning uchun absolyut g'adir-budirlik quvur devorining oqim harakatiga ta'sirini to'liq ifodalay olmaydi. Shuningdek, quvur g'adir-budirlik uning diametri katta yoki kichik bo'lishiga qarab, suyuqlik oqimiga turlicha ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Bularni hisobga olish maqsadida o'xshashlik qonunlarini bajaradigan va oqim gidravlikasiga g'adir-budirlikning ta'sirini to'laroq ifodalaydigan nisbiy g'adir-budirlik tushunchasi kiritiladi va u absolyut g'adir-budirlikning quvur diametriga nisbatiga teng deb olinadi:

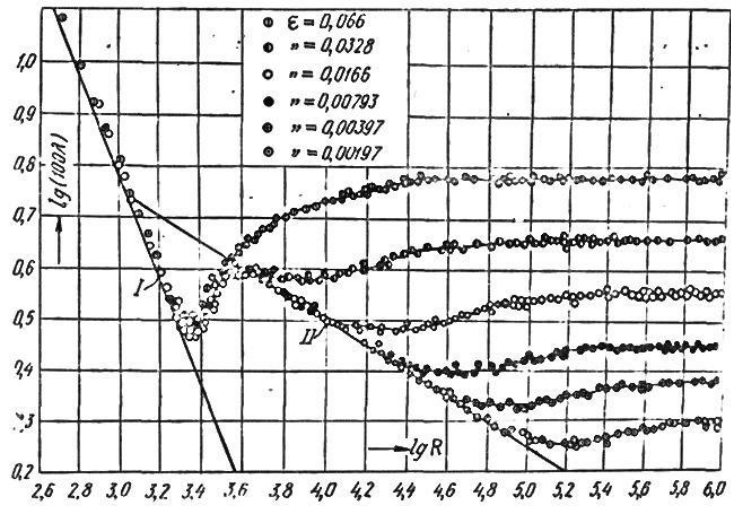
$$\varepsilon = \frac{\Delta}{D} \quad (6.26)$$

Nisbiy g'adir-budirlikdan foydalanish quvurlardagi ishqalanish qarshiligini hisoblashda ancha qulaylik tug'diradi.

6.8. Nikuradze va Murin grafiklari

Ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti λ ning Reynolds soniga bog'liqligini juda ko'p olimlar (Bazius, Prandtl, Karman, Konakov va boshqalar) tekshirib, empirik formulalar chiqardilar. Bu koeffitsiyentning xususiyatlari haqida eng to'liq ma'lumot olishga va uning g'adir-budirlikka bog'liqligini aniqlashga I. Nikuradze tajribalarining natijalari imkoniyat berdi. U 1933 y quvur devoriga qum zarrachalarini yelimlab yopishtirib, sun'iy g'adir-budirlik hosil qildi va bu quvurlarda tezlikni o'zgartirish yo'li bilan Reynolds sonining turli qiymatlarida gidravlik yo'qotishni aniqlashga muvaffaq bo'ldi. So'ngra Darsi formulasidan foydalanib, ishqalanish koeffitsiyentini aniqladi. Nikuradze o'z tajribalarining natijasini maxsus grafik ko'rinishida ifodaladi. Bu grafikda koordinata o'qlari bo'yicha $\lg(100\lambda)$ va $\lg Re$ miqdorlarini qo'yib keltirilgan turli nisbiy g'adir-budirliklar uchun tajriba natijalaridan 6.6-rasmda keltirilgan egri chiziqlarni oladi. Bu grafikdan ko'rinib turibdiki, λ va Re bog'lanishi sohasida uchta zona mavjud.

Birinchi zona *laminar tartib zonasi* bo'lib, tajriba nuqtalari (5.11) formula asosida chizilgan I to'g'ri chiziq ustiga tushadi va g'adir-budirlikning turli qiymatlari uchun barcha tajriba nuqtalari shu to'g'ri chiziqda yotadi. Bu natijada laminar zonada ishqalanish koeffitsiyenti g'adir-budirlikka bog'liq emasligi ko'rinadi. Bu zona uchun quyidagi xulosalarni chiqarish mumkin:



6.6-rasm. Nikuradze grafigi.

- a) Reynolds soni Re nisbatan kichik bo`lib, 1000 dan 2300 gacha o`zgaradi;
- b) bosinning pasayishi H_1 g`adir-budirlikka bog`liq emas;
- v) H_e tezlikka to`g`ri proporsional bo`lib, Puazeyl formulasi tajribalarini yaxshi ifodalaydi;
- g) λ ni (5.11) formula bilan hisoblash mumkin.

Ikkinchi zona turbulent tartibga to`g`ri keladi va tajriba nuqtalari Blazius formulasi (6.23) bo`yicha chizilgan 2 to`g`ri chiziq ustiga tushadi va g`adir-budirlikka bog`liq emas.

Bu zonada turbulent tartib qat`iy bo`lmagani uchun uni noqat`iy yoki o`tkinchi zona deyiladi (ya'ni uning ichida turbulent tartib laminar tartibga va aksincha, laminar tartib turbulentga o`tish hodisasi yuz beradi).

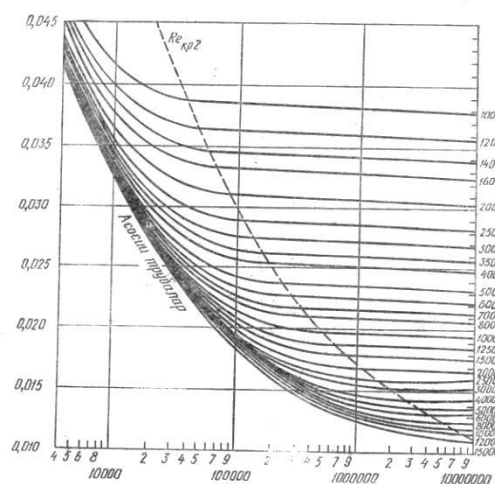
Bu zonada

- a) Reynolds soni 2300 dan taxminan 10000 gacha o`zgaradi;
- b) suyuqliklar quvurda harakat qilganda ayrim qismlarda turbulent tartib paydo bo`ladi va rivojlanib borib, yo`q bo`ladi va yana paydo bo`ladi;
- v) λ quvurning g`adir-budirlikiga bog`liq emas.

Uchinchi zona – turbulent tartibga tegishli bo`lib, barqarorlashgan turbulentlik mavjud bo`ladi. Bu zonada ishqalanish koeffitsiyenti Reynolds soni Re ga ham, g`adir-budirlik ε ga ham bog`liqdir.

1938 y. A.P. Zegjda Nikuradze tomonidan kashf qilingan qonuniyatlar kanallar uchun ham to`g`ri ekanligini ko`rsatadi. Ko`rinib turibdiki, Nikuradzening tajribalari sun'iy bir tekis g`adir-budirlikka ega bo`lgan quvurlar uchun o`tkazilgan. Shuning uchun uning natijalari sanoatda va texnikada qo`llaniladigan tabiiy g`adir-budir quvurlar uchun to`g`rimi, bu quvurlar uchun g`adir-budirlikning qiymati qanday miqdorga teng ekanligi aniqlanmagan edi. Bu masalani hal qilishga

Kolbruk, I.A.Isayev, G.A.Murin, F.A.Shevelevlarning ishlari bag`ishlangan edi. Bu ishlar ichida Murinning sanoatdagi po`lat quvurlarning gidravlik qarshiligini aniqlash bo`yicha o`tkazgan tajribalari to`liq bo`lib, u 1948 yili yakunlandi. Murin tajribalarining natijasi 6.7-rasmda keltirilgan bo`lib, λ ning Reynolds soniga bog`liqligi turli g`adir-budirlikka ega bo`lgan, po`lat quvurlar uchun grafik ko`rinichida ifodalangan. Murin tajribalari tabiiy quvurlar uchun Nikuradze kashf qilgan qonuniyatlarni to`g`ri ekanligini tasdiqlash bilan bir qatorda, yangi qonuniyatni, ya'ni tabiiy g`adir-budir quvurlarda ishqalanish koeffitsiyeti λ o`tkinchi zonada barqarorlashgan trubulentlik zonasiga qaraganda kattaroq qiymatga ega ekanligini ko`rsatdi (Nikuradze tajribalari buning aksini ko`rsatadi). Bundan xulosa shuki, su'niy g`adir-budir quvurlarda λ Reynolds soni ortib borishi bilan ortib o`tkinchi zonada barqarorlashgan trubulentlik zonasiga qaraganda kam bo`lsa λ tabiiy g`adir-budir quvurlarda Re ning ortishi bilan kamayib boradi.



6.7-rasm. Murin grafiği.

6.9. Gidravlik silliq va g`adir-budir quvurlar

Darsi va Puazeyl formulalarida gidravlik qarshilik tezlikning ikkinchi va birinchi darajalar bilan ifodalanganligidan uni umumiy holda quyidagi formula bilan ifodalash mumkin:

$$H_e = BV^m \quad (6.27)$$

Laminar harakat uchun chiziqli qarshilik qonuni o`rinli bo`lib, (6.27) da $m = 1$ bo`ladi, ya'ni $H_e = B_1 V$.

Turbulent harakatda qarshilik qonuni butunlay boshqacha bo`lib, gidravlik silliq g`adir-budir quvurlar uchun turlichadir. Silliq quvurlar uchun $m = 1,75$ va $H_e = B_2 V^{1,75}$, g`adir-budir quvurlar uchun esa $m = 2$ va $H_e = B_3 V^2$ (gidravlik qarshilikning kvadratik qonuni deyiladi).

Bu qonunlarning qo`llanilishiga qarab Nikuradze grafigidagi uchinchi zona quyidagi sohalarga ajraladi.

Birinchi soha "gidravlik silliq quvurlar sohasi" bo`lib, bu sohada Reynolds soni 100000 dan kichik bo`lganda λ II to`g`ri chiziq bilan ifodalanadi, $Re > 100000$ da egri chiziq bilan ifodalanib, II to`g`ri chiziqning davomi sifatida ko`rinadi. Murin grafigida bu egri chiziq eng pastki chiziqqa to`g`ri keladi.

Birinchi sohada:

a) Re ning 100000 gacha qiymatlarida tezlik ϑ ning 1,75 ($m = 1,75$) darajasiga proporsional;

b) He barcha chiziqlar bitta to`g`ri chiziq bilan birlashib ketgani uchun g`adir-budirlikka bog`liq emas (ya'ni quvur devoridagi do`ngliklar laminar qavat ichida qoladi);

v) H_e , shuningdek, λ Blazius yoki Prandtl formulasidagi kabi faqat Reynolds soniga bog`liq, ya'ni $\lambda = f(Re)$.

Ikkinchi soha g`adir-budir quvurlarning gidravlik qarshiliklari uchun kvadratgacha qarshilik sohasi deyiladi. II to`g`ri chiziqdan ajralib chiqqan boshlagan chegarada $m = 1,75$ bo`lib, punktir chiziqdan o`ngda $m = 2$ bo`ladi. Bu oraliqdagi chiziqning 1,75 va 2 orasidagi qiymatlarga mos kelib, bir tekis g`adir-budirlikka ega bo`lgan quvurlar uchun maksimumga ega bo`lishi mumkin. Tabiiy quvurlar uchun esa m ning qiymati, yuqorida aytilgan oraliqda, $m = 1,75$ dan $m = 2$ ga tekis o`zgarib boradi.

Shuning uchun ikkinchi sohada λ Reynolds soniga ham nisbiy g`adir-budirlikka ham bog`liq bo`ladi.

$$\lambda = f(Re, \varepsilon) \quad (6.28)$$

Uchinchi soha g`adir-budir quvurlarning kvadratik qarshilik sohasi bo`lib, u punktir chiziqdan o`ng tomonida joylashadi, turli g`adir-budirliklar uchun tuzilgan tajriba chiziqlarining barchasi $lgRe$ o`qiga parallel joylashadi.

Bu sohada:

a) bosimning pasayishi tezlik kvadratiga proporsional;

b) λ koeffitsiyent Reynolds soniga bog`liq emas;

v) H_e va faqat nisbiy g`adir-budirlikka bog`liq.

6.10. Darsi koeffitsiyentini aniqlash uchun formulalar va ularning qo`llanish sohalari

Darsi koeffitsiyenti λ ning Reynolds Re sonining ortishiga qarab qanday o`zgarib borishini yuqorida, Nikuradze va Murin grafiklari asosida ko`rib chiqdik. Ko`rib o`tilgan sohalarda λ ning o`zgarish qonunini emperik formulalar bilan ifodalashga juda ko`p mualliflarning ishlari bag`ishlangan. Misol uchun silliq

quvurlar sohasida Blazius (6.23), P.K.Konakov (6.24) va L. Prandtl (6.25) formulalari keltirilgan va ularning qo`llanish sohalari haqida to`xtalib o`tgan edik. 1938 yili Kolburk o`zining va boshqa mualliflarning tajribalari asosida texnik quvurlarni hisoblash uchun turbulent tartibning barcha zonalariga umumiy bo`lgan formulani taklif qiladi.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,5}{\text{Re}} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} + \frac{\varepsilon}{3,7} \right). \quad (6.29)$$

Bu formulani g`adir-budir quvurlarning kvadratik qarshilik sohasi uchun soddalashtirsak, g`adir-budir quvurlar uchun Prandtl formulasi ko`rinishiga keladi:

$$\lambda = \frac{0,25}{\left(\lg \frac{\varepsilon}{3,7} \right)^2} \quad (6.30)$$

Kvadratik qarshilik sohasi uchun eng ko`p tarqalgan formulalardan biri Nikuradze formulasi hisoblanadi:

$$\lambda = \frac{1}{(1,74 - 2 \lg \varepsilon)^2} \quad (6.31)$$

Turbulent tartibning barcha sohalarida o`z ichiga oluvchi va hisoblash ishlarida (6.29) ga ko`ra qulayroq formulani A.D. Altshul tajribalariga asoslanib, λ ning keng sohasi uchun o`rinli formula taklif qildi.

$$\lambda = 0,11 \left(\varepsilon + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}, \quad (6.32)$$

Bu formula nazariy asosga ham ega va A.D. Altshul tajribalariga asosan xususiy hollarda sodda ko`rinishlarga keladi:

1) $\text{Re} < \frac{10}{\varepsilon}$ bo`lganda, silliq quvur bo`ladi va (6.32) Blazius formulasiga aylanadi:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25} = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}.$$

2) $\frac{10}{\varepsilon} < \frac{500}{\varepsilon}$ bo`lganda, λ ga Re ham, ε ham ta'sir ko`rsatadi va kvadratgacha qarshilik sohasiga to`g`ri keladi. Bu holda (6.32) soddalashmaydi.

3) $\text{Re} > \frac{500}{\varepsilon}$ bo`lganda, esa kvadratik qarshilik sohasi bo`lib, (6.52) Shiferson formulasi deb ataluvchi quyidagi formulaga aylanadi:

$$\lambda = 0,114 \sqrt{\varepsilon}. \quad (6.33)$$

Bu formula bo`yicha hisoblangan λ ning qiymatlari uning Nikuradze formulasi bo`yicha hisoblangan qiymatlariga yaqin keladi.

Prof. Q.Sh. Latipov tomonidan olingan quyidagi formula Nikuradze grafigini to`liq ifodalaydi (1.60-rasm).

$$\lambda = \frac{8}{\text{Re}} \frac{\chi I_0(x)}{I_2(x)}; 0 \leq \text{Re} \leq 10^6, \quad (6.34)$$

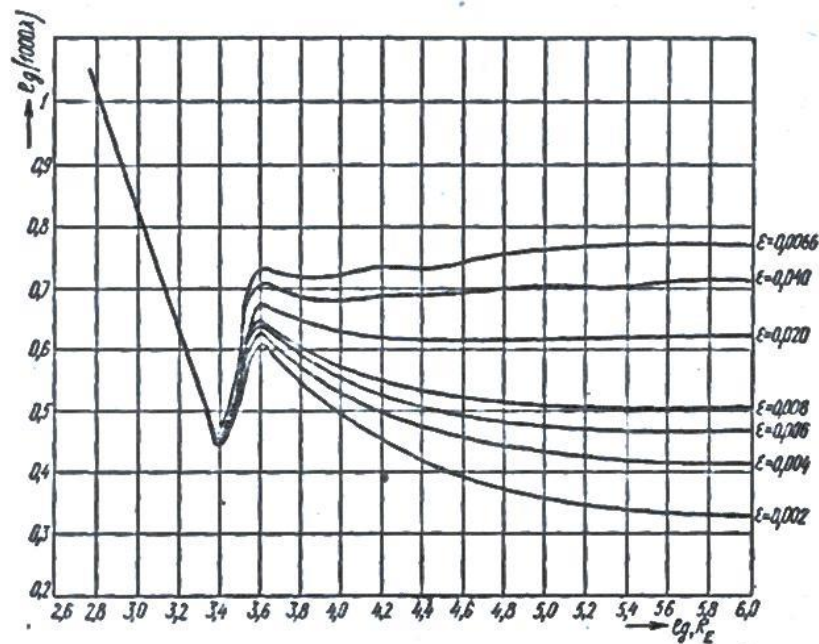
bu yerda l_0, l_2 - mavhum argumentli Bessel funktsiyalari

$$x^2 = 0,0025 \frac{1+b \text{Re}}{1+a \text{Re}} \left[1 - \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\tau^2}} \right]$$

$$a = 10^{-4}, b = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{0,2974} 10^{-4}, \sigma = 0,43$$

$$y = \left(\frac{\text{Re}}{a_n} \right)^n; y_0 = \left(\frac{\text{Re}_{kr}}{a_n} \right)^n;$$

$$a_n = 3500, n = 3$$



6.8-rasm. λ ning (6.34) formula bo'yicha hisoblangan grafigi.

6.11. Nosilindrik quvurlardagi harakatlar

Nosilindrik quvurlarda suyuqlik harakat qilgandagidek hollar uchun ham bosimning kamayishi Darsi formulasi bo'yicha hisoblanadi. Lekin, bu holda hisoblash quvur diametri D bo'yicha emas, balki gidravlik radius bo'yicha hisoblanadi. Bu holda Darsi formulasi (6.20) ko'rinishida yoziladi.

$$H_e = \lambda \frac{l}{4R} \frac{g^2}{2g}$$

Nosilindrik quvurlarda harakat tartibi ham gidravlik radius orqali ifodalangan Reynolds soni

$$\text{Re}' = \frac{94R}{\nu}$$

yoki aytilgan quvurlar uchun qabul qilingan Reynolds soni

$$Re = \frac{Re}{4} = \frac{9R}{\nu}$$

bo'yicha hisoblanadi. Bu holda yangi turdagi Reynolds sonining kritik qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$Re_{kr} = \frac{Re_{kr}}{4} = 575$$

Bu holda, laminar harakat uchun qarshilik koeffitsiyenti yangi Reynolds soniga mos ravishda o'zgaradi.

Nosilindrik quvurlarga misol sifatida quyidagilarni ko'rsatish mumkin.

1) halqasimon quvur.

a) harakat kesim

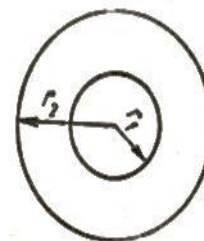
$$\omega = \pi(r_2^2 - r_1^2);$$

b) ho'llangan perimetr

$$\chi = 2\pi(r_2 + r_1);$$

v) gidravlik radius

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{r_2 - r_1}{2};$$



6.9-rasm. Halqasimon quvurning

kesimi

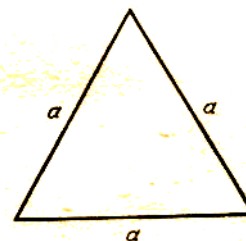
2) teng tomonli uchburchak quvur

a) harakat kesimi

$$\omega = \frac{a^2\sqrt{3}}{4};$$

b) ho'llangan perimetr $\chi = 3a$;

v) gidravlik radius $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{a}{4\sqrt{3}}$;



6.7-rasm. Teng tomonli

uchburchak quvurning kesimi.

3) to'g'ri to'rtburchak quvur

a) harakat kesimi

$$\omega = ab$$

b) ho'llangan perimetr

$$\chi = 2(a + b)$$

v) gidravlik radius

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{ab}{2(a + b)}$$



6.8-rasm. To'g'ri to'rtburchak quvurning kesimi

Nosilindrik quvurda turbulent harakat qilayotgan suyuqlik uchun Darsi koeffitsiyenti yuqorida keltirilgan formulalar bo'yicha hisoblanib, Reynolds soni Re o'rniga unga teng bo'lgan $4R$ 'e miqdor qo'yiladi. Nisbiy g'adir-budirlik esa $\varepsilon = \frac{\Delta}{D} = \frac{\Delta}{4R}$ bo'yicha hisoblanadi. Bundan ham soddaroq qilib aytganda, ekvivalent diametr $d_{ek}=4R$ tushunchasi kiritilib, avvalgi keltirilgan Darsi formulasi Reynolds soni va λ uchun formulalarga D o'rniga d_{ek} qo'yib, avvalgidek hisoblanadi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma

Masala: Gidrotizim uchlariga o'rnatilgan manometrlarning ko'rsatishlari $P_1 = 4$ kPa va $P_2 = 0,5$ kPa bo'lib, gidrotizim uzunligi $l = 500$ sm va diametri $d = 20$ mm bo'lsa, gidrotizimdagi harorati $t = 50^\circ\text{C}$ bo'lgan motor moyining sarfini aniqlang ($\rho = 950$ kg/m³)

Yechimi: Jadvaldan harorati $t = 50^\circ\text{C}$ bo'lgan motor moyining kinematik yopishqoqlik koeffitsiyentini $\nu = 30$ mm²/s deb olamiz.

Suyuqlik sarfini u holda quyidagicha aniqlaymiz:

Suyuqlik harakat rejimi laminar ekanligini inobatga olib, Puazeyl qonuni asosida bosimning kamayishini aniqlaymiz:

$$\frac{\Delta P}{\rho g} = \frac{128\nu l \cdot Q}{\pi d^4}$$

$$Q = \frac{\Delta P \pi d^4}{128\nu \rho l} = \frac{(3,5 \cdot 10^6 \text{ Pa} \cdot 3,14 \cdot (0,020 \text{ m})^4)}{128 \cdot 0,3 \cdot 10^{-4} \cdot 890 \cdot 50} = 0,49 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{s}$$

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Suv quvurining diametri $d = 200$ mm, suv harorati $t = 18^\circ\text{C}$ bo'lganda gidravlik ishqalanish koeffitsiyentining Reynolds soniga bog'liqlik grafigini yasang. Sarf o'zgarishini quyidagi miqdorda qabul qiling: $Q = 1 \dots 40$ l/s. Quvurning g'adir-budirliги $\Delta = 0,1$ mm.

2. Sug'orish tizimlarida polietilen (yelim) quvurlar ishlatiladi. Quvurning uzunligi $l = 500$ m, diametri $d = 150$ mm, suvning sarfi $Q = 30$ l/s va harorati $t = 18^\circ\text{C}$ bo'lganda quvurda yo'qolgan damni aniqlang.

VI bob bo'yicha nazorat savollari

1. Gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti?
2. Absolyut va nisbiy g'adir-budirlik?
3. Nikuradze va Murin grafiklari?
4. Darsi koeffitsiyentini aniqlash uchun formulalarning qo'llanish sohalari?
5. Nosilindrik quvurlardagi harakatlar?

VII BOB. MAHALLIY GIDRAVLIK QARSHILIKLAR

Suyuqlik quvurlarda harakat qilganda, turli to`siqlarni aylanib o`tish uchun energiya sarflaydi. Ana shu sarflangan energiya suyuqlik bosimining pasayishiga sabab bo`ladi. Quvurlarda turli to`siqlar bo`lib, ularni aylanib o`tish uchun sarf etiladigan energiya bu to`siqlarning soniga va turlariga bog`liq.

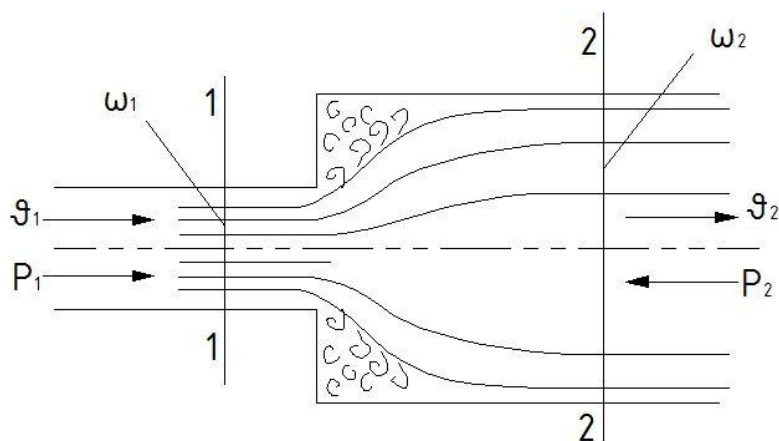
7.1. Mahalliy qarshilikning asosiy turlari. Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti

Mahalliy qarshilikning juda ko`p turlari mavjud bo`lib, bularning har biri uchun bosimning pasayishi turlichadir. Amaliy hisoblashlarda mahalliy qarshiliklarda bosimning pasayishini solishtirma kinetik energiyaga proporsional qilib olinadi:

$$H_M = \zeta \frac{g^2}{2g}$$

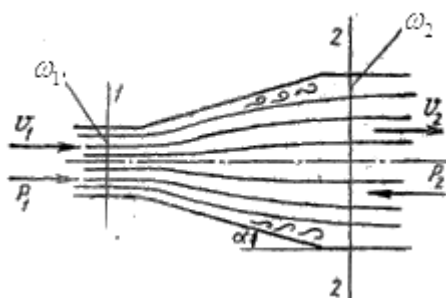
Proporsionallik koeffitsiyenti ξ mahalliy qarshilik koeffitsiyenti deb ataladi va asosan tajriba yo`li bilan aniqlanadi. Mahalliy qarshiliklarning asosiy turlari haqida to`xtalib o`tamiz.

1) **Keskin kengayish** (7.1-rasm). Mahalliy qarshilikning bu turida ξ koeffitsiyent kesimlarning o`zgarishiga bog`liq bo`lib, kesimlar - $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ qancha kichik bo`lsa, u shuncha katta bo`ladi. Bu holda, mahalliy qarshilik koeffitsiyentini nazariy hisoblasak ham bo`ladi (bu to`g`rida keyinroq to`xtalamiz). Keskin kengayishda 2-2 kesimda 1-1 kesimga nisbatan bosim ortib ($p_2 > p_1$), tezlik kamayadi ($V_2 < V_1$).



7.1-rasm. Keskin kengayish.

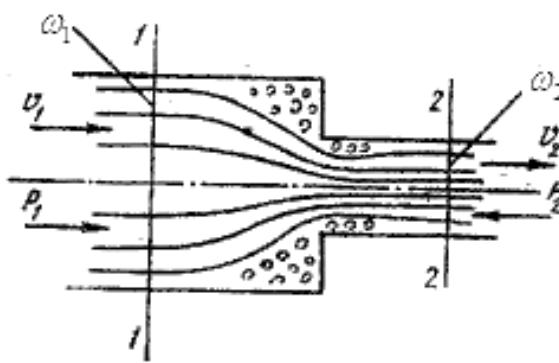
2) **Tekis kengayish** (7.2-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti kesimning o`zgarishiga va konuslik burchagi α ga bog`liq bo`lib, kesimlar nisbati $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ ning kamayishi va α ning ortishiga qarab ortadi.



7.2-rasm. Tekis kengayish.

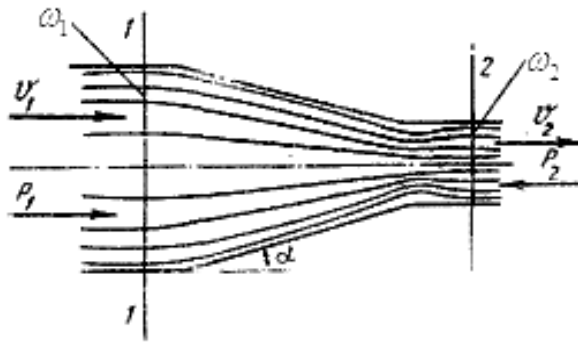
Avval ko`rilgandagi kabi 2-2 kesimda 1-1 kesimdagiga nisbatan bosim ortadi ($p_2 > p_1$) va tezlik kamayadi ($\vartheta_2 < \vartheta_1$).

3) **Keskin torayish** (7.3-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ξ kesimlar o`zgarishiga bog`liq bo`lib, ularning nisbati ortishi bilan ortadi. Bu holda energiyaning sarf bo`lishi keskin kengayishga nisbatan kam bo`ladi.



7.3-rasm. Keskin torayish.

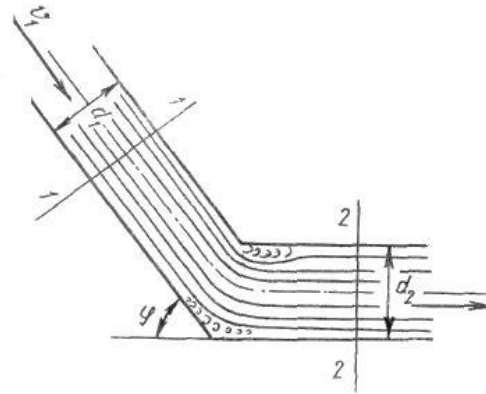
4) **Tekis torayish** (7.4-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti kesimlar nisbati $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ ning va konuslik burchagining ortishi bilan ortadi. Keskin torayishda ham, tekis torayishda ham 2-2 kesimda 1-1 kesimga nisbatan bosim kamayib ($p_2 < p_1$), tezlik ortadi ($V_2 > V_1$).



7.4-rasm. Tekis torayish.

5) **Tirsak** (7.5-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ikki quvurning tutashish burchagiga bog`liq bo`lib, bu burchakning ortishi bilan ortadi.

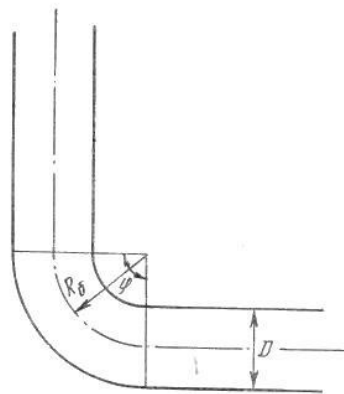
ξ ning φ ga bog`liqligi asosan tajribada tekshirilgan bo`lib, ba'zi sodda hollari oqimchalar nazariyasida ko`rilgan.



7.5-rasm. Tirsak

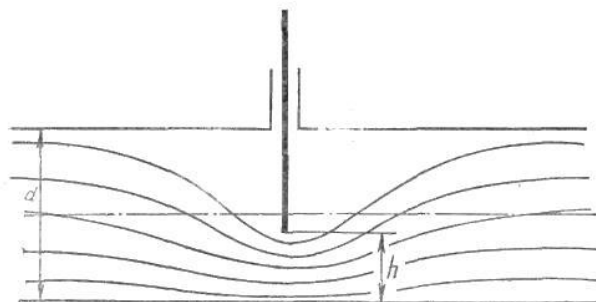
6) **Burilish** (7.6-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti burilish burchagi φ va quvur diametrining burilish radiusi R_b ning nisbatiga bog`liq bo`ladi. Burilishda

ξ quvur diametrining burilish radiusiga nisbati $\frac{D}{R_b}$ ortishi bilan ortib boradi.



7.6-rasm. Burilish.

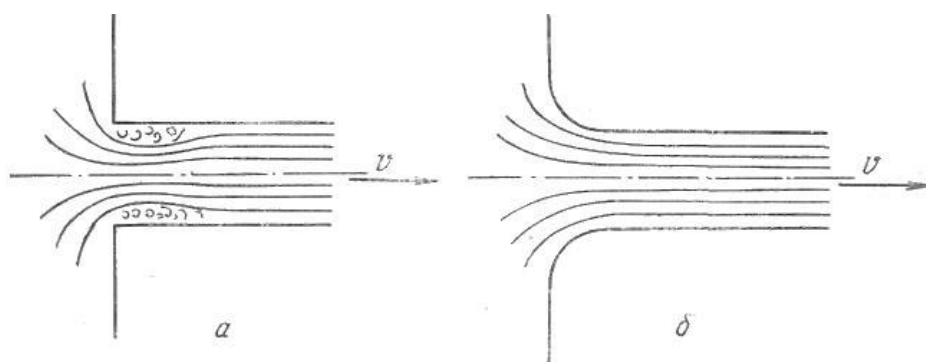
7) **Quvurga kirish** (7.7-rasm). Agar quvur biror suyuqlik bilan to`la idishga tutashtirilgan bo`lsa, u holda kirishdagi o`tkir burchaklarini (7.7-rasm, a) aylanib o`tish uchun suyuqlik energiyasi sarf bo`ladi. Bu holda mahalliy qarshilik koeffitsiyentining qiymati: $\xi = 0,5$. Kirishdagi o`tkir burchaklar silliqanib, quvurga suyuqlik kirishiga kam qarshilik ko`rsatadigan shakl berilgan bo`lsa, ξ ning miqdori kirishning sillqlik darajasiga qarab $\xi = 0,04 \div 0,10$ oralig`ida bo`ladi



(ko`p hollarda o`rtacha $\xi = 0,08$ qabul qilinadi).

7.7-rasm. Quvurga kirish

8) **Diafragma**. Quvurga o`rnatiladigan va suyuqlik sarfini o`lchash uchun ishlatiladigan o`rtasi teshik disk diafragma aytildi (7.8-rasm). Bu holda mahalliy qarshilik koeffitsiyenti quvurning kesimi S_1 va diafragma teshigi kesimi ω_0 ning nisbati $\frac{\omega_0}{\omega_1}$ ga bog`liq bo`ladi va bu nisbatning ortishi bilan kamayib boradi (6-jadval).



7.8-rasm. Berkitgich.

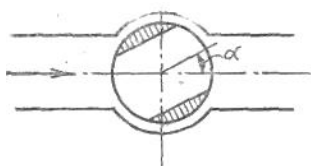
Diafragma uchun qarshilik koeffitsiyentiining o'zgarishi

$\frac{\omega_0}{\omega_1}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Z	226	47,8	17,5	7,80	3,75	1,80	0,80	0,29	0,06	0,00

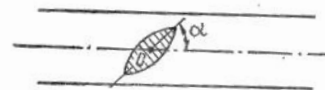
9) Berkitgich (zadvijka). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti eshikchaning (7.8-rasm) ochilish darajasiga bog'liq bo'lib, uning ochilishi kattalashishi bilan kamayib boradi. Uning o'rtacha ochilishiga $\xi = 2,0$ to'g'ri keladi.

10) Drossel klapan (7.9-rasm) va tiqin-jo'mrak (7.10-rasm). Bu hollarda mahalliy qarshilik koeffitsiyenti drossel klapaning va tiqin jo'mrakning ochilish burchagiga bog'liq bo'lib, $\alpha=20^0$ dan 50^0 gacha bo'lganda ξ ning qiymatlari:

Drossel klapan uchun $\xi = 2 \div 53$.



7.9-rasm. Drossel klapan.



7.10-rasm. Tiqin jo'mrak.

Tiqin-jo'mrak uchun $\xi = 2 \div 33$ atrofida bo'ladi. Bulardan tashqari, ventillar, jo'mraklar va boshqalarda ham mahalliy qarshilikning kamayishini kuzatish mumkin.

7.2. Reynolds sonining katta qiymatlari uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyenti

Biz mahalliy qarshiliklarni vujudga keltiruvchi to'siqlarning turlari to'g'risda to'xtalib o'tdik. Bu to'siqlarda oqimning turbulent tartibga xos bo'lgan hollaridagi qarshilik koeffitsiyentining o'zgarishini ko'rgan edik. Turbulent harakat vaqtida ξ koeffitsiyenti qarshilik ko'rsatuvchi to'siq shakliga, kattaligiga, to'siqlarning ochilish darajasiga bog'liq bo'lishidan tashqari, suyuqlik harakatining tartibiga, ya'ni Reynolds soniga ham bog'liq bo'ladi. Tajribalar ko'rsatishicha, Reynolds sonining katta qiymatlarida harakat tartibi turbulent bo'lsa, mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ξ ning Re soniga bog'liqligi juda ham sezilarsiz darajada bo'lib, bu bog'liqlikni to'siqlar shakli, turi va ochilish darajasining ta'siriga nisbatan hisobga olmaslik mumkin. Quyida biz turbulent oqim uchun mahalliy qarshilikning asosiy turlarida ξ koeffitsiyentni hisoblash ustida to'xtalib o'tamiz.

7.3. Quvurning keskin kengayishi (Bord teoremasi)

Quvurning keskin kengayishi va bunda oqimning taxminiy sxemasi 7.10-rasmda keltirilgan. Ko`rinib turibdiki, oqim quvurning tor kesimidan keng kesimga o`tganda burchaklarda suyuqlik quvur sirtida ajraladi. Natijada oqim keskin kengayadi va oqim sirti bilan quvur devori orasidagi halqasimon oraliqda aylanma (uyurmali) harakat vujudga keladi. Kuzatishlar shuni ko`rsatadiki, asosiy oqim hamda aylanayotgan suyuqlik o`rtasida zarrachalar u tomondan bu tomonga o`tib turadi. Quvurning keskin kengayishida mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ξ ni nazariy usul bilan hisoblash mumkin. Buning uchun quvurning tor qismida 1-1 kesim olamiz. Quvurning kengaygan qismida esa keskin kengayishdan keyin oqim kengayib bo`lib, barqarorlashgan qismida 2-2 kesim olamiz. 1-1 kesimda tezlik v_1 , bosim p_1 2-2 kesimda esa tezlik v_2 va bosim p_2 bo`lsin. Bu kesimlarga pezometr o`rnatsak, $p_2 > p_1$ bo`lgani uchun 1-1 kesimdagi pezometrda suyuqlik sathi 2-2 kesimdagi pezometrda suyuqlik sathidan h qadar past bo`ladi. Agar kesimning kengayishi hisobiga gidravlik yo`qotish bo`lmaganda edi, bu farq Δh miqdorda ko`proq bo`lard. Ana shu ikkinchi pezometrda suv sathining Δh qadar pasayib qolishi mahalliy gidravlik yo`qotishdan iboratdir.

1-1-kesimning sirti ω_1 2-2 kesimning sirti esa S_2 bo`lsin. U holda bu kesimlar yuzasi bo`yicha tezlik bir xil (ya'ni $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 1$) deb hisoblasak, Bernulli tenglamasi shunday yoziladi

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{keng} \quad (7.2.)$$

Endi, 1-1 va 2-2 kesimlar o`rtasidagi suyuqlikning silindrik hajmi uchun harakat miqdorining o`zgarishi teoremasini qo`llaymiz. Buning uchun yon sirtlardagi urinma zo`riqishni taxminan nolga teng deb olib, aytilgan hajmga ta'sir qilayotgan tashqi kuchlar impulsini hisoblaymiz. 1-1 kesimni quvur kengayish kesimining ustida olingan deb qarash mumkin. U holda silindr asoslarining yuzalari tengligidan ularga ta'sir qiluvchi impul's o`zgarishi shunday yoziladi

$$(p_1 - p_2)\omega_2$$

1-1 kesimdagi harakat miqdori $\rho Q v_1$ va 2-2 kesimdagi harakat miqdori $\rho Q v_2$ bo`lgani uchun ular orasidagi harakat miqdorining o`zgarishi quyidagiga teng bo`ladi.

$$\rho Q (v_2 - v_1).$$

Bu ikki miqdorni tenglashtirib, ushbu tenglamani olamiz:

$$(p_1 - p_2)\omega_2 = \rho Q (v_2 - v_1).$$

Tenglamaning ikki tomonini $\omega_2 \gamma$ ga bo`lsak u holda $Q = \omega_2 v_2$ ni hisobga olib, ushbu tenglamani olamiz:

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{\rho Q}{\gamma \omega_2} (\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1) = \frac{\mathcal{G}_2}{g} (\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1). \quad (7.3)$$

Oxirgi tenglamaning $(\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1)$ hadi ustida quyidagi amallarni bajaramiz

$$\mathcal{G}_2(\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1) = \mathcal{G}_2^2 - \mathcal{G}_2\mathcal{G}_1 = \frac{\mathcal{G}_2^2}{2} + \frac{\mathcal{G}_2^2}{2} - \frac{2\mathcal{G}_1\mathcal{G}_2}{2} + \frac{\mathcal{G}_1^2}{2} - \frac{\mathcal{G}_1^2}{2}$$

U holda (7.3) tenglama ushbu ko`rinishga keladi

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{\mathcal{G}_2^2}{2g} - \frac{\mathcal{G}_1^2}{2g} - \frac{2\mathcal{G}_1\mathcal{G}_2}{2g} + \frac{\mathcal{G}_2^2}{2g} + \frac{\mathcal{G}_1^2}{2g} = \frac{\mathcal{G}_2^2}{2g} - \frac{\mathcal{G}_1^2}{2g} + \frac{(\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2)^2}{2g}.$$

Oxirgi tenglama hadlarini bir xil indekslar bo`yicha guruhlasak,

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\mathcal{G}_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\mathcal{G}_2^2}{2g} + \frac{(\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2)^2}{2g}.$$

Bu tenglamani (7.2) bilan solishtirsak, quyidagi kelib chiqadi

$$H_M = h_{keng} = \frac{(\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2)^2}{2g} \quad (7.4)$$

Olingan (7.4) formula *Bord formulasi* deyiladi.

Bu formulaga asosan bosimning keskin kengayishdagi pasayishi tezlik kamayishi kvadratining ikkilangan erkin tushish tezlanishiga nisbatiga teng (Bord teoremasi).

Endi, (7.4) formulaga uzilmaslik tenglamasi

$$\mathcal{G}_1\omega_1 = \mathcal{G}_2\omega_2 \quad \text{ёки} \quad \mathcal{G}_2 = \frac{\omega_1}{\omega_2} \mathcal{G}_1$$

ni qo`llasak, quyidagi ko`rinishda yoziladi

$$H_M = \left(\mathcal{G}_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \mathcal{G}_1 \right)^2 \frac{1}{2g} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 \frac{\mathcal{G}_1^2}{2g}$$

Bu munosabatni (7.1) ga solishtirib, keskin kengayish uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyenti formulasi ushbu ko`rinishda yoziladi:

$$\zeta = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2. \quad (7.5)$$

Bu olingan munosabat (tajribalarda tasdiqlanishicha) turbulent oqimlar uchun olingan tajriba natijalariga juda yaqin keladi. Shuning uchun u ko`rilgan hollarda hisoblash ishlarida keng qo`llaniladi. Quvurning kengaygan kesimi avvalgi kesimdan juda keng bo`lsa ($\omega_2 \gg \omega_1$), u holda $\zeta \approx 1$ bo`ladi

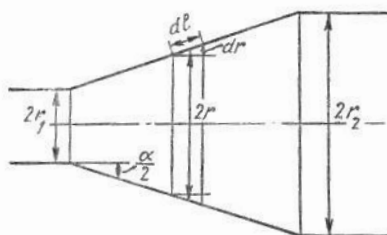
$$H_M = \frac{\mathcal{G}_1^2}{2g}.$$

Bu xususiy holda oqimning butun kinetik energiyasi mahalliy qarshilikning yengish uchun sarf bo`ladi.

Shuni aytish kerakki, ko`rilgan holdagi energiyaning hammasi quvurning keskin kengaygan qismida oqimning quvur sirtidan ajrashi hisobiga hosil bo`lgan aylanma harakatning vujudga kelishiga va uning yangilanib turishiga sarf bo`ladi.

7.4. Diffuzorlar

Tekis kengayib boruvchi quvurlar (7.11-rasm) diffuzorlar deyiladi. Diffuzorlarda harakat tezligi kamayadi va bosim ortib boradi. Suyuqlik zarrachalari ortib borayotgan bosimni yengish uchun o`z kinetik enegiyasini sarflaydi, natijada diffuzorlarning kengayish yo`nalishida kinetik energiya kamayib boradi. Suyuqlikning devor yonidagi qavatlarining energiyasi shunchalik kamayadiki, ortib borayotgan bosim kuchini yenga olmay qoladi va natijada harakatdan to`xtaydi yoki teskari yo`nalishda harakat qila boshlaydi. Asosiy oqim ana shu teskari harakatlanayotgan oqim bilan to`qnashishi natijasida uyurmali harakat vujudga kelib, oqimning quvur sirtidan ajralish hodisasi yuz beradi. Bu hodisaning tezkorligi diffuzorning konuslik burchagi ortishi bilan kuchayib boradi va uyurmali harakat hosil qilishga sarf bo`layotgan energiya ham ortadi. Bundan



tashqari diffuzorda ishqalanish kuchini ham hisobga olish mumkin.

7.11-rasm. Diffuzorlarda bosimning kamayishini hisoblashga doir chizma.

Shunday qilib, diffuzorlarda bosimning pasayishi ikki yig`indidan iborat deb qaraladi

$$h_{dif.} = H_M = h_i + h_{keng},$$

bu yerda h_i - bosimning ishqalanish hisobiga pasayishi; h_{keng} - bosimning kengayish hisobiga pasayishi. Bosimning ishqalanish hisobiga pasayishini taxminan hisoblash mumkin. Buning uchun diffuzorni diametri $2r$, yon sirti diffuzor sirti bilan $\frac{\alpha}{2}$ burchak tashkil qilgan va radiuslari r_1 dan r_2 gacha o`zgarib boruvchi uzunligi d_1 bo`lgan elementar silindrik naychalardan tashkil topgan deymiz (7.11-rasm). U holda har bir elementar naycha uchun quyidagiga ega bo`lamiz:

$$dh_i = \lambda_i \frac{dl}{2r} \frac{g^2}{2g}$$

V - ixtiyoriy ko`rilayotgan kesimdagi o`rtacha tezlik va ixtiyoriy kesim yuzasi $S = \pi r^2$ ga teng desak;

$$dl = \frac{dr}{\sin \frac{\alpha}{2}} \text{ va } g = \frac{\omega_1}{\omega_2} g_1 = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 g_1$$

ni hisobga olib

$$dh_u = \lambda_u \frac{dr}{2r \sin \frac{\alpha}{2}} \left(\frac{r_1}{r}\right)^4 \frac{g_1^2}{2g}$$

formulani keltirib chiqaramiz.

Bu tenglikda dr (ya'ni d) ni nolga intiltirib borsak, bosimning ishqalanish hisobiga kamayishni tenglikning chap tomondan 0 dan h_i gacha, o`ng tomonidan r_1 dan r_2 gacha itegral olish yo`li bilan hisoblaymiz:

$$h_i = \lambda_i \frac{r_1^4}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{g_1^2}{2g} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^5} = \frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^4 \right] \frac{g_1^2}{2g}. \quad (7.6)$$

Kengayish hisobiga bosimning pasayishini hisoblash uchun keskin kengayishdagi (7.4) formuladan foydalanamiz va bunda diffuzor keskin kengayishini taxminiy ifodalangani uchun k koeffitsiyent kiritamiz. U holda

$$h_{keng} = k \frac{(g_1 - g_2)^2}{2g} = k \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \right] \frac{g_1^2}{2g}. \quad (7.7)$$

k – tajribada aniqlanadigan koeffitsiyent bo`lib, $5 - 20^0$ konuslik burchagiga ega bo`lgan diffuzorlar uchun I.E. Idelshikning tajribadan aniqlangan formulasi bo`yicha

$$k = 3,2tg \frac{\alpha}{2} \sqrt[4]{tg \frac{\alpha}{2}}.$$

Flingerning taxminiy formulasi bo`yicha

$$k = \sin \alpha$$

ga teng. Buni hisobga olib (7.6) va (7.7) yig`indisidan quyidagini olamiz:

$$H_M = h_{dif} = \left[\frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + \sin \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 \right] \frac{V_1^2}{2g} = \zeta_{dif} \frac{V_1^2}{2g}, \quad (7.8)$$

bu yerda $n = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2$ belgilash kiritilgan bo`lib, u diffuzorning kengayish darajasi deyiladi.

Shunday qilib, diffuzor uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyenti quyidagi formula bo'yicha aniqlanadi:

$$\zeta_{dif} = \frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + \sin \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2. \quad (7.9)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, mahalliy qarshilik koeffitsiyenti λ_u konuslik burchagi va kengayish darajasiga bog'liq ekan.

(7.9) dan ko'rinib turibdiki, α ning n ning ortishi bilan (λ_u o'zgarmas bo'lganda) yig'indining birinchi hadi kamayadi, ya'ni ishqalanish kuchining ta'siri kamayib, diffuzor kaltalashadi va uyurmalarining ta'siri ko'payadi, α kamayganda esa (o'zgarmas kengayish darajasi n da) ishqalanish kuchi ortib, uyurmalar kamayadi.

Hisoblashlarda odatda $\lambda_i = 0,015 \div 0,025$ deb olinadi. Bu holda, eng qulay diffuzor uchun nazariy yo'l bilan kengayish darajasi $n = 2 : 4$ ni keltirib chiqaramiz. Bu konuslik burchagi $\alpha = 6^\circ$ ga to'g'ri keladi.

Amalda diffuzorning uzunligini kamaytirish uchun n va α biroz kattaroq qilib, $\alpha = 7^\circ \div 9^\circ$ atrofida olinadi.

7.5. Quvurlarning torayishi.

Keskin torayishda (7.11-rasm) kesimlar nisbati bir xil bo'lgan keskin kengayishga nisbatan kamroq energiya sarf bo'ladi. Bu holda energiyaning sarf bo'lishiga tor quvurga kirishdagi ishqalanish kuchi va uyurmalar paydo bo'lish sababdir. Uyurmalarining paydo bo'lishi esa oqimning tor quvurga kirish oldidagi burchakni aylanib o'ta olmay, keng quvur sirtidan ajralishiga va torayishiga, natijada quvur devori va oqim orasida juda sekin harakatlanuvchi uyurmali oqim paydo bo'lishiga olib keladi. Oqimning torayishi u tor quvurga kirganda ham davom etadi va so'ngra kengayadi. Bu davrda gidravlik yo'qotish keskin kengayishdagi kabi aniqlanadi. Shunday qilib, bosimning to'liq pasayishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$H_M = h_{tor} = \zeta_0 \frac{g_t^2}{2g} + \frac{(g_t - g_2)^2}{2g} = \zeta_{tor} \frac{g_2^2}{2g}, \quad (7.10)$$

bu yerda: ζ_0 – tor quvurga kirishdagi ishqalanishni aniqlovchi qarshilik koeffitsiyenti; V_t - toraygandagi tezlik.

Keskin torayishning qarshilik koeffitsiyenti torayish darajasi $n = \frac{\omega_1}{\omega_2}$ ga bog'liq va I.E. Idelshik tomonidan taklif qilingan quyidagi yarim empirik formula bilan aniqlanishi mumkin:

$$\zeta_{tor} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{n} \right). \quad (7.11)$$

Formulalardan ko`rinib turibdiki, $\frac{1}{n} \approx 0$ deb hisoblash mumkin bo`lsa, ya'ni katta idishdan quvurga kirish holida, agar kirish burchagi silliqqlangan bo`lmasa, qarshilik koeffitsiyenti (1.70-rasm) $\zeta_{tor} = 0,5$ bo`ladi. Kirish burchagi (kirish qirras) silliqqlangan bo`lsa, qarshilik kuchi kamayadi.

Tekis torayish (7.11-rasm) konfuzor deb ataladi. Konfuzorda suyuqlik oqayotganda tezlik ortib, bosim kamayib boradi. Suyuqlik katta bosimli sohadan kichik bosimli sohaga qarab harakat qilgani uchun uyurmalar paydo bo`lishi va diffuzordagi kabi oqimning sirtidan ajralishiga hech qanday sabab yo`q. Shuning uchun konfuzorda energiya faqat ishqalanishga sarf bo`ladi. Shunday qilib, konfuzordagi qarshilik kuchi xuddi shunday diffuzordagiga qaraganda kichik bo`ladi.

Konfuzordagi bosimning pasayishini diffuzordagi kabi elementar bo`laklarga bo`lib, so`ngra integrallab hisoblash mumkin. Shu usul bilan quyidagi formulani olamiz:

$$H_M = \frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \frac{g_2^2}{2g} \quad (7.12)$$

bu yerda n - torayish darajasi.

Tor quvurga kirishda oqimning devordan ajralishi va ozroq uyurma hosil bo`lishi kuzatiladi. Bu uyurmani yo`qotish uchun ba'zan konussimon quvurning silindrik quvurga tutashgan joyiga ma'lum shakl berilib, silliq tutashtiriladi. Bunday tutashtirilgan quvurlar soplo deyiladi.

7.6. Tirsaklar

Quvurlarning keskin burilishi yoki tirsaklarda (7.12-rasm), odatda anchagina miqdorda energiya sarf bo`ladi. Tirsaklarda energiya sarfiga oqimning (quvur sirtidan) ajralishi va uyurmalar yuzaga kelishi sabab bo`lib, φ burchak qancha katta bo`lsa, sarf ham shuncha ko`p bo`ladi.

Silindrik quvurlardagi tirsaklarda mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ζ_{tr} burchak ning o`shishi bilan juda keskin o`sib, $\varphi = 90^0$ da 1 ga teng bo`ladi. Kichik diametrli quvurlardagi tirsaklar uchun qarshilik koeffitsiyentini ushbu formula yordamida hisoblash mumkin:

$$\zeta_{tr} = 0,946 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + 2,047 \sin^4 \frac{\varphi}{2}. \quad (7.13)$$

Energiya sarfi katta bo'lgani uchun keskin burilishli tirsaklarni quvurlarda qo'llash tavsiya etilmaydi.

Quvurlardagi burilishlarni (7.12-rasm) ham, odatda, tirsaklar deb atash mumkin. Bunday burilishli tirsaklarda uyurmalar kamroq paydo bo'ladi. Bu holda qarshilik koeffitsiyenti ζ_b ni hisoblash uchun ushbu formuladan foydalaniladi:

$$\zeta_b = \left[0,131 + 0,163 \left(\frac{D}{R_b} \right)^{3,5} \right] \frac{\varphi}{90^0}. \quad (7.14)$$

$\varphi = 90^0$ va $\frac{R_b}{D} \geq 1$ bo'lganda, tajribadan olingan quyidagi formuladan foydalanish mumkin:

$$\zeta_b \approx \zeta'_b \approx 0,051 + 0,19 \frac{D}{R_b} \quad (7.15)$$

Burchak $\varphi \leq 70$ bo'lganda, qarshilik koeffitsiyenti

$$\zeta_b \approx 0,9 \sin \varphi \zeta'_b$$

Ga, $\varphi \geq 100$ da esa quyidagiga teng.

$$\zeta_b = \left(0,7 + \frac{\varphi 0,35}{90^0} \right) \zeta'_b \quad (7.16)$$

Burilishdagi bosimning pasayishi qarshilik koeffitsiyenti aniqlashga keladi

$$H_M = h_b = \xi_b \frac{g^2}{2g}$$

va u to'liq gidravlik yo'qotish bilan ishqalanishga, yo'qotishning ayirmasiga teng, ya'ni quvur egriligi hisobiga paydo bo'lgan qarshiliknigina ifodalaydi.

Tirsaklarda qarshilik quvurning shakliga bog'liq bo'lib, u oqimning uyurmalar hosil qilishiga ta'sir qiladi. Bu masalalar ustida juda ko'p nazariy tekshirishlar va tajribalar mavjud bo'lib, biz ular to'g'risida to'xtalib o'tirmaymiz.

7.7. Reynolds sonining kichik qiymatlarida mahalliy qarshilik koeffitsiyenti.

Yuqorida aytganimizdek, Reynolds sonining katta qiymatlarida (agar harakat turbulent bo'lsa) mahalliy qarshilikning Re ga bog'liqligi shunchalik kichikki, uning ta'sirini hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda, yuqorida keltirilgan usullar bilan turli qarshilik koeffitsiyentlarini hisoblash mumkin.

Laminar harakat vaqtida esa umumiy qarshilik ishqalanish kuchi va uyurmalar yuzaga kelishi hisobiga paydo bo'lgan qarshiliklar yig'indisiga teng. Buni hisobga olib, o'tkazilgan tajribalar mahalliy qarshilik koeffitsiyentini quyidagi ko'rinishda ifodalashga imkon beradi:

$$\zeta = \frac{A}{Re} + B \quad (7.17)$$

Keyinchalik o`tkazilgan A.D. Altshul, V.N.Karayev va N.Z. Frenkellarning tajribalari Reynolds sonining kichik qiymatlarida ($Re < 9$) mahalliy qarshilik koeffitsiyentini Re ga teskari proporsional ko`rinishda olish mumkin ekanligini ko`rsatadi:

$$\zeta = \frac{A}{Re}$$

Demak, Reynolds sonining juda kichik qiymatlarida qarshilik koeffitsiyenti mahalliy qarshilikning shakliga bog`liq bo`lmay, faqat Re soniga bog`liq bo`lar ekan.

Laminar tartibli oqimlar uchun Reynolds sonining kattaroq qiymatlarida esa mahalliy qarshilik (2.17) ka qaraganda biroz murakkabroq ko`rinishda ifodalanishi mumkin:

$$\zeta = \frac{C}{Re^m}$$

bu yerda: C va m - mahalliy qarshilikning qaysi ko`rinishida bo`lishiga bog`liq koeffitsiyentdir.

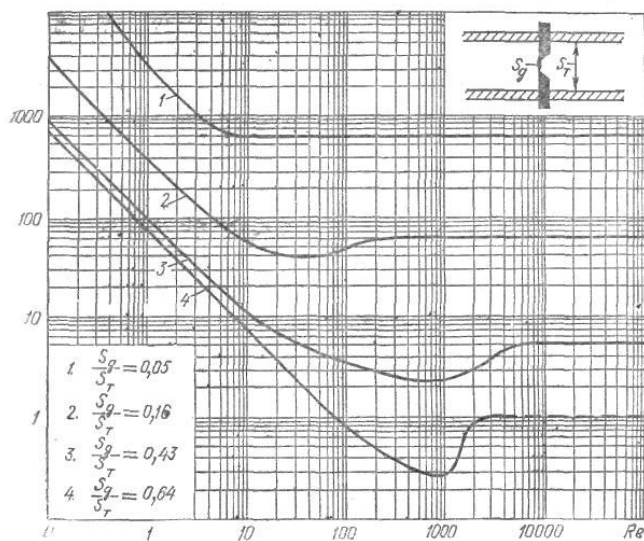
F.P.Tolstolesovning tajribalari bo`yicha $m = 0,285$ bo`lib,

$$\zeta = \frac{C}{Re^{0,285}}$$

"Azneftekombinat"ning gidravlik laboratoriyasida o`tkazilgan tajribalar bo`yicha $m = 0,25$ bo`ladi:

$$\zeta = \frac{C_1}{Re^{0,25}}$$

Tajriba natijalaridan ko`rinadiki, Reynolds sonining kattaligi ortishi bilan mahalliy qarshiliklar shaklining ta'siri ortib boradi, $Re > 3500$ bo`lganda, xususan turbulent tartibga o`tganda, bu ta'sir hal qiluvchi rol o`ynaydi.



7.12-rasm . Kichik Re da mahalliy qarshilik

Misol sifatida 7.12-rasmda diafragmalar uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyentining Re ning oʻzgarishi boʻyicha oʻzgarib borishini toʻrtta diafragma uchun keltirilgan.

Bu rasmdan Reynolds sonining kichik qiymatlarida $\lg \zeta, \lg Re$ ga chiziqli bogʻliq boʻlib, mahalliy qarshilik koeffitsiyenti uchun (2.17) formulaning toʻgʻri ekanligi koʻrinadi. Reynolds soni kattalashgan sari bu qonuniyat oʻzgarib boradi.

Mahalliy qarshiliklarda Re soni kichik boʻlgan hollarda amaliy hisob ishlari uchun gidravlik yoʻqotishni quvurning ekvivalent uzunligi bilan almashtiriladi. Ekvivalent uzunlik deb koʻrilayotgan quvurning shunday uzunligi olinadiki, undagi ishqalanish qarshiligi mahalliy qarshilikka teng. Bu holda:

$$H_M = \zeta_M \frac{g^2}{2g} = \lambda \frac{l_{kv}^e}{D} \frac{g^2}{2g} \quad (7.19)$$

Bundan ekvivalent uzunlik uchun formula chiqaramiz:

$$l_{kv} = \zeta_M \frac{D}{\lambda} \quad (7.20)$$

Ekvivalent uzunlikni turli mahalliy qarshiliklar uchun, odatda, tajriba yoʻli bilan aniqlanadi.

7.8. Mahalliy gidravlik qarshiliklarda kavitatsiya hodisasi

Suyuqliklarda gazlarning erishi haqida soʻz yuritilgan 8-§ da biz kavitatsiya hodisasi ustida toʻxtalib oʻtdik va kavitatsiya hodisasi suyuqliklarda agregat holatining oʻzgarishi bilan bogʻliq ekanligi koʻrsatiladi. Unda kavitatsiya hodisasi bosimning kamayishi yoki temperaturaning ortishiga bogʻliq ekanligi aytilgan edi. Mahalliy qarshiliklarda temperatura oʻzgarmay, oqim kesimining oʻzgarishi natijasida suyuqlikda erigan gazlarning miqdori oʻzgaradi. Suyuqliklarning zichligi (yoki solishtirma hajmi) deyarli oʻzgarmagani uchun unda erigan gazlarga Boyle-Mariot qonunini qoʻllash mumkin boʻladi.

$$pV = RT$$

bu yerda p - bosim, V - solishtirma hajm, T - absolyut temperatura, R - gaz doimiysi.

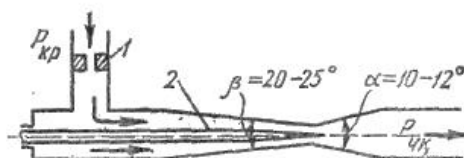
Suyuqlik oqimlarida temperatura oʻzgarmagani va koʻndalang kesim kichrayganda bosim ortib, kesim kattalashganda bosim kamaygani uchun mahalliy torayish mavjud joylarda tezlik ortib, bosim kamayadi (masalan, keskin torayish, konfuzor, joʻmraklar, teshikchalar, diafragmalar va h. k.). Agar bu yerda absolyut bosim suyuqlikning toʻyingan bugʻlarining shu temperaturadagi portsiyal bosimga

teng bo`lsa, u holda bug`lanish va erigan gazlarning ajralish hodisasi yoki mahalliy qaynash hodisasi ro`y beradi. Torayishdan keyin kengayish boshlanishi bilan bosim ortib, qaynash to`xtaydi va ajralgan bug`lar kondensatsiyalanib, gazlar eriydi, ya'ni kavitatsiya hodisasi yuz beradi. Kavitatsiya hodisasi yuqori chastotali mahalliy kichik gidravlik zarbalarning kelib chiqishiga sabab bo`ladi. Bu hodisa gidrosistemalarda odatdagi tartibning buzilishiga, ayrim hollarda esa, uning qismlarining ishdan chiqishiga sabab bo`ladi, quvurlarda qarshilikning ortishiga olib keladi.

Shuning uchun mahalliy qarshiliklarda kavitatsiyaning kelib chiqishiga qarshi kurash olib boriladi. Bunday usullardan biri mahalliy qarshilikning bosim kamayuvchi qismida klapanlar yordamida bosimni ko`tarishdan iborat. Lekin bu usul bosimning pasayish darajasi yuqori bo`lganda ko`p foyda bermaydi, ammo kavitatsiyaning zararli ta'sirini kamaytirishga yordam beradi.

7.9. Kavitatsiyadan amalda foydalanish

Kavitatsiya hodisasidan amalda foydalanish ham mumkin. Xususan bu hodisani sarfini stabillash maqsadida Venturi soplolaridan foydalanishda ko`rish mumkin (7.13-rasm). Kirishdagi bosim p_{kr} o`zgarmagan holda, chiqishdagi bosim p_{chq} kamayishi bilan oqimning tezligi va sarfi ortadi. Lekin tezlik ortishi bilan soploning toraygan qismida bosim kamayadi.



7.13-rasm. Kavitatsiya hodisasidan sarfini barqarorlashda foydalanish uchun qurilma

Bu bosim kavitatsiyaning boshlanishiga olib keluvchi bosim miqdoriga tenglashsa yoki undan kamaysa, bug` va erigan gazlarning ajralib chiqishi natijasida suyuqlik qaynay boshlaydi. Bosimning bundan keyingi kamayishi kavitatsiya hodisasi tezkorligining ortishiga va natijada qarshilikning ortishiga, suyuqlik qaynashi boshlanishidan keyin, chiqishdagi bosimning kamayib borishiga qaramay, suyuqlik sarfining o`zgarmasdan qolishiga sabab bo`ladi. p_{chq} ning kamayishi faqatgina diffuzorda kavitatsiya zonasining kengayib borishiga olib keladi.

Bu voqea gidrosistemalarning chiqish qismida bosim miqdorining o'zgarib turishi hollarida suyuqlik sarfini stabilash uchun kerak bo'ladi.

Ko'rilayotgan qurilmada (7.13-rasm) sarfni o'lchash bo'lib, u sarf o'zgarishining katta diapazonlarida $\frac{Q_{\max}}{Q_{\min}} \geq 10$ uni boshqarishga yordam beradi. Bu holda kavitatsiya natijasida gidrosistema qismlarining buzilishi holi bo'lmaydi.

7.10. Mahalliy qarshiliklarning o'zaro ta'siri

Gidravlik sistemalarda umumiy qarshilik uning qismlaridagi ayrim qarshiliklarning yig'indisidan iborat. Masalan, quvurda bir qancha mahalliy qarshiliklar (tirsak, jo'mrak, diafragma, eshikcha va h.k.) bo'lib, ularni xarakterlovchi mahalliy qarshilik koeffitsiyentlari $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \dots, \zeta_n$ bo'lsin. Agar quvurning uzunligi z , diametri D va sarfi Q bo'lsa, undagi ishqalanish qarshiligi

$$H_e = \lambda \frac{z}{D} \frac{g^2}{2g},$$

mahalliy qarshiliklar quyidagicha bo'ladi:

$$H_{M1} = \zeta_1 \frac{g^2}{2g}$$

$$H_{M2} = \zeta_2 \frac{g^2}{2g}$$

$$H_{M3} = \zeta_3 \frac{g^2}{2g}$$

.....

$$H_{Mn} = \zeta_n \frac{g^2}{2g}$$

Bularni qo'shib, umumiy qarshilikni topamiz:

$$H = \left(\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 + \dots + \zeta_n + \lambda \frac{z}{D} \right) \frac{g^2}{2g} \quad (7.21)$$

Oxirgi munosabatda qavs ichidagi qiymat quvurdagi ishqalanish kuchi, qarshilik va mahalliy qarshilik koeffitsiyentlari yig'indisidan iborat bo'lib, sistemaning qarshilik koeffitsiyenti deyiladi:

$$\zeta_{sist} = \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 + \dots + \zeta_n + \lambda \frac{z}{D} \quad (7.22)$$

Bu holda sistema uchun

$$H = \zeta_{sist} \frac{g^2}{2g}$$

Qarshiliklarni bunday qo'shish uchun mahalliy qarshiliklar bir-biridan ma'lum masofada bo'lishi kerak, ya'ni har bir mahalliy qarshilik avvalgisidan

shunday masofada bo`lishi keraki, unga kelayotgan oqim avvalgi mahalliy qarshilikdan o`tishdagi hosil bo`lgan turli o`zgarishlar ta'siridan holi bo`lgan (turg'unlashgan) bo`lishi kerak. Masalan, turbulent tartibda oqayotgan suyuqlik, laminar oqimli quvurga kirgandan keyin shunday masofani o`tishi kerakki, bunda tezlikning laminar oqimga tegishli taqsimlanishi vujudga kelishi kerak. Shuningdek, biror mahalliy qarshilikdan o`tayotganda buzilgan laminar oqimning yana turg'unlashuvi biror masofadan o`tganidan so`ng sodir bo`ladi.

Masalan, quvurlarning burilishlaridagi tartibning buzilishi quvur diametridan 50 marta katta masofada ham saqlanadi.

Turg'unlashuv masofasi l_{st} quyidagi formula bo`yicha hisoblanishi mumkin:

$$l_{st} = 0,693Re^{0,25} D$$

bu yerda D - quvurning ichki diametri

Quvurning kirish qismi juda yaxshi silliqlanganda laminar oqimning turg'unlashuv qismi $0,29 ReD$ gacha kamayadi.

Amalda mahalliy qarshiliklarni bir-biridan to`g`ri chiziqli bo`lak bilan ajratib, ular orasidagi masofani $l \leq (10 \div 20)D$ ga tenglashtirishga harakat qilinadi.

Odatda, gidrosistemalarda mahalliy qarshiliklar bizning ixtiyorimizga bog`liq bo`lmagan holda turli masofalarga o`rnatilgani uchun ularning o`zaro ta'sirini hisobga olib bo`lmaydi va mahalliy qarshiliklardagi energiya sarfi taxminiy hisoblanadi. Boshqacha aytganda, mahalliy qarshiliklarning o`zaro ta'siri kichik miqdor sifatida nazarga olinmaydi. Umumiy qarshilik oldida bu kuchlar juda kichik bo`lgani uchun hisoblash natijalariga sezilarli ta'sir ko`rsatmaydi.

Amaliy mashg`ulotlarni bajarishga doir ko`rsatma

Masala: Uzunligi $l=1,5$ km va diametri $d = 250$ mm li quvurda benzin oqib o`tmoqda. Benzinning harorati $t = 20^\circ\text{C}$, sarfi $Q = 0,026 \text{ m}^3/\text{s}$. Quvurda yo`qolgan dam (napor)ni aniqlang. Agar quvurning diametrini 20% kamaytirsak yo`qolgan dam (napor) miqdori qanchaga o`zgaradi? Quvurning g`adir-budurligi $\Delta=0,2$ mm.

Yechimi: I. Quvurdagi oqim tezligi:

$$g = \frac{4Q}{\pi d^2} = 0,53 \text{ m/s}$$

Suyuqlikning harakat rejimini aniqlaymiz: jadvaldan $t = 20^\circ\text{C}$ haroratdagi benzinning kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti $\nu = 0,75 \text{ mm}^2/\text{s}$.

Reynolds soni:

$$Re = \frac{Vd}{\nu} = 177 \cdot 10^3.$$

demak, harakat rejimi turbulent.

U holda gidravlik ishqalanish koeffitsiyentini Altshul formulasi yordamida aniqlaymiz:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25} = 0,02.$$

Bosimning yo‘qolishi: $\Delta P = \frac{\lambda \cdot \ell}{d} \cdot \frac{\rho V^2}{2} = 11,8 \cdot 10^3 \text{ Pa}$

II. Quvur diametrini 20% ga kamaytirsak:

$$d_1 = 0,8d = 200 \text{ mm}$$

U holda yo‘qolgan bosim miqdori:

Demak, quvur diametrini 20% ga kamaytirsak, bosimning kamayishi (yo‘qolgan napor) 3,2 marta oshar ekan.

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Uzunligi $l=5 \text{ km}$, diametri $d = 20 \text{ sm}$ bo‘lgan po‘lat quvurdan harorati $t = 20^\circ\text{C}$ bo‘lgan suv oqib chiqmoqda. Agar quvurdan o‘tayotgan suv sarfi $Q = 20 \text{ l/s}$ bo‘lsa, gidravlik ishqalanish koeffitsiyentini aniqlang.

2. Yuqoridagi masalada suv o‘rniga neft oqib o‘tayotgan bo‘lsa, gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti qanday bo‘ladi?

3. Laboratoriya sharoitida po‘lat quvurning gidravlik ishqalanish koeffitsiyentini aniqlash uchun, yangi po‘lat quvurda tajribalar o‘tkazadilar. Buning uchun uzunligi $l=6 \text{ m}$, diametri $d = 200 \text{ mm}$ bo‘lgan quvurga pezometr ulanib, ma’lum miqdor sarfni o‘tkazadilar. Agar suv sarfi $Q = 10 \text{ l/s}$ bo‘lib, pezometrlardagi suyuqliklar sathining farqi $\Delta h = 200 \text{ mm}$ bo‘lganda gidravlik ishqalanish koeffitsiyentini aniqlang.

4. Agar po‘lat quvurni a) cho‘yan; b) polietilen; v) asbestotsement quvurlar bilan almashtirsak pezometrda suyuqliklar sathining farqi o‘zgaradimi?

VII bob bo‘yicha nazorat savollari

1. Mahalliy qarshilikning asosiy turlari.
2. Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti
3. Bord teoremasi ta’rifi.
4. Tirsaklar
5. Kavitatsiya hodisasi
6. Mahalliy qarshiliklarning o‘zaro ta’siri

VIII BOB. SUYUQLIKLARNING TESHİK VA NAYCHALARDAN OQISHI

Texnikada juda ko'p hollarda suyuqliklarning tor va kalta naychalardan hamda teshiklardan oqish hollarini uchratish mumkin. Bu holning o'ziga hos hususiyati shundan iboratki, biror katta idishdagi suyuqliklarning potentsial energiyasi teshikdan chiqishda oqimchanning kinetik energiyasiga aylanadi. Albatta bu holda energiyaning bir qismi qarshiliklarni yengishga sarf bo'ladi. Bunday voqeani gidrouzatmalarda moylarning gidrosilindrlardan bosim ostida oqib chiqishi, yoqilg'ining yonish kamerasiga oqib o'tish va hokazolarda uchratish mumkin. Odatda bu masalalarni yechishda oqim fizikasiga bog'liq shartlar kiritiladi.

8.1. Suyuqlikning yupqa devordagi teshikdan o'zgarimas bosimda oqishi

Biror katta idishda suyuqlik p_1 bosim ostida saqlanayotgan bo'lib, u ozod sirtidan H_a masofadagi kichik teshikdan oqayotgan bo'lsin (8.1-rasm, a). Diametri idish o'lchamlariga qaraganda juda kichik bo'lgan teshik kichik teshik deb ataladi. Yupqa devor deb oqayotgan suyuqlik teshikning faqat ichki qirrasiga tegib, uning yon sirtiga tegmagan holga aytiladi. Bunday hol devor qalinligi teshik diametridan bir necha barobar kichik bo'lsa yoki teshik kesimining ichki qirrasidan tashqariga kengayib borsagina (8.1-rasm, b) o'rinli bo'ladi.

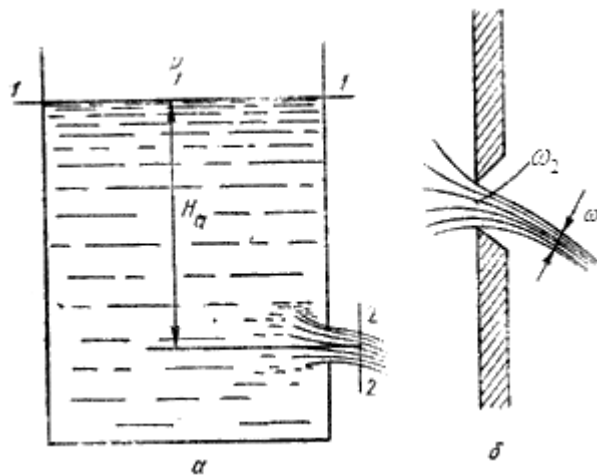
Bu holda suyuqlik zarrachalari teshik atrofidagi hajmdan tashqariga qarab harakat qiladi va teshikka yaqinlashgan sari tezlashib boradi. Shu bilan birga suyuqlikning oqayotgan zarrachalarning barchasi uchun bir xil sharoit bo'lib, ular silliq trayektoriya bo'yicha harakat qiladi va teshik qirrasida idish devoridan ajraladi. Bundan keyingi oqish davomida oqimchanning kesimi bir oz torayadi va silindrik shakl qabul qiladi. Ko'rilayotgan holda asosiy masala teshikdan iborat. Suyuqlikka to'ldirilgan idishda (8.1-rasm, a) yuzasi ω_1 bo'lgan 1-1 (erkin sirt) va ω_2 bo'lgan 2-2 oqayotgan suyuqlik oqimchasining teshik oldidagi kesimlari uchun Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$\frac{g_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{g_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \zeta \frac{g^2}{2g}. \quad (8.1.)$$

Bundan teshik uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyenti nolga teng bo'lgan holda $z_1 - z_2 = H$ va $v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2$ ekanligini hisobga olsak, ushbu tenglamani olamiz:

$$\left[1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \right] \frac{g_2^2}{2g} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H,$$

bu tenglamadan oqimchanning nazariy hisoblangan tezligi uchun quyidagi munosabat kelib chiqadi:



8.1-rasm. Suyuqlikning teshiklaridan oqib ketishiga doir chizma

$$g_n = g_2 \sqrt{\frac{2g \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2}}. \quad (8.2)$$

Agar idishning kesimi ω_1 ga qaraganda teshikning kesmi ω_2 juda kichik bo`lsa, u holda

$$g_n = g_2 \sqrt{2g \left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H\right)}$$

Idishdagi suyuqlik sirtida ham, teshik tashqarisida ham atmosfera bosimi bo`lsa yoki $p_1 = p_2$ bo`lsa, u holda

$$g_n = g_2 = \sqrt{2gH}. \quad (8.3)$$

Bu formula Torichelli formulasi deb ataladi, u suyuqlikning tor teshikdan oqishi tezlikni hisoblash uchun nazariy formuladir.

Suyuqlikning teshikdan oqish tezligi ma'lum bo`lgan holda sarfni hisoblash qiyin emas

$$Q_n = g_n \omega_2. \quad (8.4)$$

Lekin amalda oqimcha teshikdan chiqayotganda uning kesimining torayishi sababli ko`rilayotgan masala biz ko`rgandagiga qaraganda murakkabroq. Shuning uchun biz chiqargan tezlik formulalari tezlik va sarfni nazariy tekshirish uchun qo`l-lanib, amalda esa ularga ma'lum tuzatishlar kiritiladi.

8.2. Siqilish, tezlik va sarf koeffitsiyentlari

Biz yuqorida suyuqlikning teshikdan oqishini ko`rganimizda oqimchanning teshikdagi kesimini olganimiz uchun oqimchanning va teshikning kesimini bir xil deb qaradik. Aslida esa suyuqlik teshikka uning atrofidagi hajmdan har tomonlama oqib kelgani uchun uning tezligi oshib boradi. Suyuqlik oqimi teshikka yaqinlash-

gan sari torayib boradi va bu jarayon suyuqlik teshikdan o'tgandan keyin ham inertsiya kuchi ta'sirida ma'lum masofagacha davom etadi. So'ngra esa torayish to'xtab, oqim o'zgarimas ω_c kesimli oqimcha ko'rinishida harakat qiladi. Oqimchanning torayishi taxminan teshik diametriga teng masofada to'xtaydi. Torayishni hisoblash uchun, odatda siqilish koeffitsiyenti ε kiritiladi

$$\varepsilon = \frac{\omega_e}{\omega_2} \quad (8.5)$$

Bu koeffitsiyent yuqorida aytilganlarga asosan biridan kichik va tajribalarda aniqlanishicha $\varepsilon = 0,61 \div 0,64$ atrofida bo'ladi.

Biz teshikdan oqayotgan suyuqlik tezligi uchun formula chiqarishda $\zeta = 0$ deb qabul qilgan edik. Amaldagi tezlikni hisoblash uchun esa (8.1) dagi mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ζ ni hisobga olgan holda quyidagi formulani olamiz

$$g_a = \sqrt{\frac{2g\left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + h\right)}{1 + \zeta - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2}}.$$

Tor teshiklar uchun esa $\frac{\omega_2}{\omega_1} \ll 1$ bo'lganda sababli $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \approx 0$ deb hisoblab, quyidagini olamiz:

$$g_a = \sqrt{\frac{2g\left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + h\right)}{1 + \zeta}}.$$

Yuqorida ko'rganimizdek, $p_1 = p_2$ hol uchun

$$g_a = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}} \sqrt{2gH}. \quad (8.6)$$

Bu formulani (8.3) bilan solishtirsak, amaliy va nazariy tezliklar o'rtasida quyidagi munosabatni olamiz

$$g_a = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}} g_n. \quad (8.7)$$

Bundan ko'rinadiki, amaliy tezlik nazariy tezlikdan kichik ekan. Odatda, amaliy tezlikning nazariy tezlikka nisbatini tezlik koeffitsiyenti deb ataladi va φ bilan belgilanadi:

$$\varphi = \frac{g_a}{g_n} \quad (8.8)$$

(8.8) ni (8.7) bilan solishtirish natijasida tezlik koeffitsiyentini hisoblash uchun ushbu formulaga ega bo'lamiz:

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}}. \quad (8.9)$$

Ko`rinib turibdiki, $\varphi < 1$. Ideal suyuqliklar oqqanda esa $\zeta = 0$, $\varphi = 1$ bo`lib, oqish tezligi uchun nazariy formulani olamiz. Tajribalarning ko`rsatishicha suv uchun $\zeta \approx 0,06$, $\varphi \approx 0,97 \div 0,98$ bo`ladi.

Teshikdan oqayotgan suyuqlikning amaliy sarfi quyidagicha hisoblanadi:

$$Q_a = \vartheta_a \omega_e$$

(8.5) dan $\omega_e = \varepsilon \omega_2$ bo`lgani uchun (8.8) ni hisobga olib, oxirgi tenglikdan ushbu munosabatni olamiz:

$$Q_a = \varphi \vartheta_n \varepsilon \omega_2 = \varphi \varepsilon \vartheta_n \omega_1$$

Bu so`nggi formulani (8.4) bilan solishtirib, nazariy va amaliy sarflar uchun quyidagi bog`lanishni olamiz:

$$Q_a = \varphi \varepsilon Q_n = m \vartheta_n \omega_2. \quad (8.10)$$

(8.10) dagi $\varphi \varepsilon$ ko`paytmani m bilan belgilaymiz va sarf koeffitsiyenti deb ataymiz

$$m = \varphi \varepsilon \quad (8.11)$$

Bunday xulosa qilib, sarf koeffitsiyenti amaliy sarfning nazariy sarfga nisbatiga teng ekanligini ko`ramiz:

$$m = \frac{Q_a}{Q_n}$$

Yuqorida φ va ε uchun keltirilgan tajriba miqdorlaridan $m \approx 0,60 \div 0,63$ ekanligi ma'lum.

ε , φ , m larning keltirilgan qiymatlari Reynolds sonining katta miqdorlari uchun to`g`ri. Aslini olganda bu koeffitsiyentlar Re ning funktsiyasidir.

8.3. Suyuqlikning silindrik naychadan oqishi

Idish devoridagi teshikka o`rnatilgan kalta quvurlar *naychalar* deb ataladi. Odatda, naychalardan sarfini ko`paytirish yoki ixcham oqimchalar olish uchun foydalaniladi. Ko`p hollarda idish devori qalin bo`lib, u parma bilan teshilganda naycha shaklida teshik paydo bo`ladi.

Naychalardan oqadigan suyuqlikni hisoblashda yuqorida keltirilgan tezlik va sarf formulalardan foydalanamiz, lekin ε , φ , m koeffitsiyentlarning qiymatlari boshqacha bo`ladi.

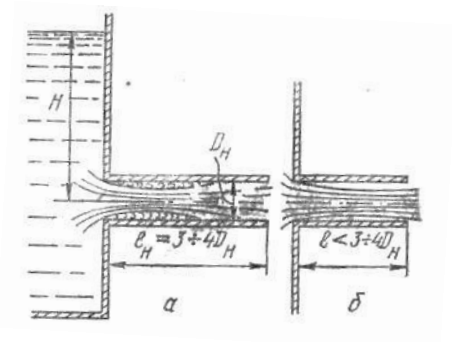
Silindrik naychalardan suyuqlik oqayotganda kirishda u devordan ajraladi va torayadi. Bu hodisa xuddi yupqa devordagi teshikdan oqish holidagi kabi bo`ladi. Lekin bu torayish to`xtab, toraygan oqimcha bilan naycha devori orasida uyurmali harakat vujudga kelganligi sababli kengayish boshlanadi va oqim naychaning butun kesimini egallab olguncha davom etadi. Natijada oqimcha naychaning

ko`ndalneg kesimiga teng kesimda chiqib ketadi. Bu hodisa naychanning uzunligi l uning diametridan $3\div 4$ marta katta bo`lganda to`liq amalga oshadi (8.2-rasm, a).

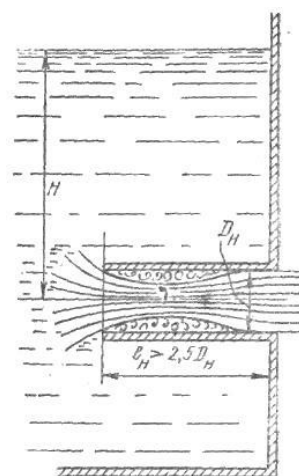
Bu holda oqimcha diametri naycha diametriga teng bo`lgani uchun siqilish koeffitsiyenti $\varepsilon = 1$, binobarin, $m = \varphi$ bo`ladi.

Agar naycha $l_n = (3\div 4)D_n$ dan kalta bo`lsa, bu holda toraygan oqimcha naycha kesimigacha kengayib ulgurmaydi va oqim teshikdan oqayotgan suyuqlik kabi bo`ladi (8.2-rasm, b). Naycha uzunligining uning diametriga nisbati $\frac{l_n}{D_n}$ va

Reynolds soni tezlik hamda sarf koeffitsiyentlariga ta'sir ko`rsatadi. Bu ta'sirni tajribalarda ko`p tekshirilgan bo`lib, φ , m va ζ larning o`rtacha qiymatlari silindriknaychalar uchun quydagicha bo`ladi:



8.2-rasm. Naychadan oqish.



8.3-rasm. Ichki silindrik naycha.

Yupqa devordagi teshikdan oqish holi bilan solishtirish natijasi shuni ko`rsatadiki, silindrik naychalardan oqishda oqimchanning siqilishi bo`lmagani uchun sarf ortadi, lekin qarshilik katta bo`lgani uchun tezlik kamroq bo`ladi. Ba'zi hollarda ichki silindrik naychalar qo`llanilib, ular idish devoridagi teshikka ichkari tomonidan kavsharlangan juda kichik quvur ko`rinishida bo`ladi. Bunday naychalarda oqimcha kirishdagi torayishdan keyin $l_H > 2,5D_H$ ga teng uzunlikda to`liq kengayadi (8.3-rasm). Bu holda ham $\varepsilon = 1$ bo`lib, $m = \varphi = 0,70$ bo`ladi $l_H \leq 1,5D$ da esa oqim to`liq kengayishiga ulgurmaydi, natijada sarf kamayib ketadi.

8.4. Turli xil naychalar

Silindrik naychalarning kamchiliklari shulardan iboratki, ularning uzunligi yetarli bo`lib, oqimcha to`liq kengayishga ulgursa (8.3-rasm a), u holda qarshilik ortib ketadi. Agar u kaltaroq bo`lsa, oqimcha to`liq kengaymasligi (8.3-rasm, b) natijasida sarf koeffitsiyeti kamayib ketadi. Shuning uchun, odatda, boshqa xildagi naychalar ham qo`llaniladi. Ular konussimon kengayuvchi (8.4-rasm, a), konussimon torayuvchi (8.4-rasm, b) va konoidal (8.4-rasm, v) naychalardir.

Konussimon kengayuvchi naychalarda (diffuzorlarda) kirishda oqimcha juda ko`p torayadi, so`ngra esa tez kengaya boshlaydi va naychani butunlay to`ldiradi. Shuning uchun siqilish koeffitsiyenti $\varepsilon=1$. Konuslik burchagi $\Theta>8^\circ$ bo`lganda esa oqimcha to`liq kengaya olmaydi va natijada naycha devorlariga tegmay oqadi. Bu holda oqish yupqa devordagi teshikdan oqish holidan farq qilmaydi.

Kengayuvchi naychalarda tezlik, siqilish va sarf koeffitsiyentlari ($\Theta>8^\circ$ da) konussimon kengayish burchagiga bog`liq bo`lib, ularning qiymatlari o`rtacha $m = \varphi = 0,45$ bo`ladi. Bunday naychalarda tezlik kamayib ketadi. Bunga sabab naychada oqimcha torayishi va so`ngra tez kengayishi natijasida qarshilik ko`payib ketishidir. Shunga qaramay suyuqlik sarfi ancha ko`payadi. Albatta, sarf koeffitsiyentidan buning aksi ko`rinadi, lekin bu koeffitsiyent kengaygan chiqish kesimiga tegishli ekanini hisobga olsak, sarfning ko`payishi tushunarli bo`ladi. Konussimon kengayuvchi naychalarda oqimcha toraygan yerda vakuum paydo bo`ladi va u so`rsh effektini vujudga keltiradi. Bu effekt silindrik naychalarda ham bo`ladi, lekin kengayuvchi naychalarda kuchli. Bunday naychalar past bosimlarda yaxshi natija beradi.

Konussimon torayuvchi naychalarda ham φ , m , ε koeffitsiyentlar konuslik burchagi Θ ga bog`liq. Bunday naychalarda kirishda oqimcha torayadi (bu hodisa silindrik naychalardagiga qaraganda kamroq bo`ladi) va so`ng kengayadi. Naychadan chiqishda esa, uning kesimi torayishda davom etgani uchun, oqimcha uchun ikkinchi (tashqi) torayish yuz beradi. Bu naychalarda ichki torayish kam bo`lgani uchun unga sarf bo`lgan energiya ham kam bo`ladi. Tajribadan ma'lumki torayuvchi naychalarda tezlik koeffitsiyenti konuslik burchagi ortishi bilan ortib boradi: sarf koeffitsiyenti esa avval ortib borib, $\Theta = 13^\circ$ da eng katta qiymatga ($m = 0,946$) erishadi, so`ngra esa kamayadi. Shuni aytish keraki sarf koeffitsiyenti ortganiga qaramay torayuvchi naychalarda sarf kamayadi, shunki barcha koeffitsiyentlar chiqish qismiga nisbatan olingan. Bu naychalarda chiqish kesimi kirish kesmiga nisbatan toraygani uchun katta tezliklar olish mumkin.

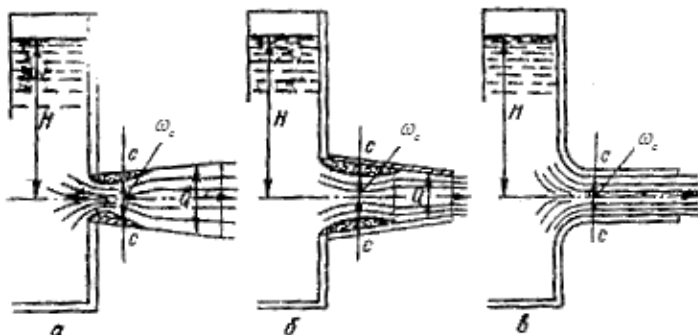
Konoidal naychalarning shakli yupqa devordagi teshikdan oqayotgan suyuqlik oqimi shakliga o`xshash bo`ladi. Shuning uchun ularda ichki torayish boshqa naychalarga qaraganda juda kichik bo`lib, qarshilik ham kam bo`ladi.

Demak tezlik sarf va siqilish koeffitsiyentlari eng katta bo`ladi. Tajribalarning ko`rsatishicha bu holda $m = \varphi = 0,97$, $\varepsilon = 1$ bo`ladi naycha devorlari juda silliqlanganda esa $m = \varphi = 0,995$ gacha yetadi. Konoidal naychalar eng katta tezlik va sarf beradi, lekin ularni yasash qiyin bo`lgani uchun amalda juda kam qo`laniladi.

Turli naychalarda suv uchun oqish koeffitsiyentlarining qiymatlari 7-jadvalda keltirilgan. Turli naychalar aktiv turbinalarning soplolarida gidravlik turbinalarning so`ruvchi quvurlarida, fontanlarning soplolarida, brandspoyt, gidromonitorlarda turli suyuqlikni so`ruvchi va sochuvchi va boshqa turli qurilmalarda ishlatiladi.

Naychalar katta idish devoriga emas, balki quvurning uchiga o`rnatilgan bo`lsa, (8.8) va (8.10) formulalarda kirishdagi tezlik V_1 ni hisobga olish kerak bo`ladi. Bu holda sarf formulasi quyidagicha yoziladi:

$$Q = m \frac{\pi D_n^2}{4} \sqrt{\frac{2gH}{1 - \left(\frac{D_n}{D_T}\right)^2}}, \quad (8.12)$$



8.4-rasm. a - konussimon kengayuvchi naycha, b - konussimon torayuvchi naycha, v - konoidal naycha.

7-jadval.

Har xil shakldagi naychalar va dumaloq teshik uchun siqilish, tezlik va sarf koeffitsiyentlari.

T №	Naychalar turi va teshiklar	Rasml ar	E	φ	m	ζ
1	Yupqa devordagi dumaloq teshik	77	0,64	0,97	0,62	0,06
2	Tashqi silindrik naycha	78	1	0,82	0,82	0,5
3	Ichki silindrik naycha	79	1	0,71	0,71	1,0
4	Konussimon kengayuvchi naycha $\Theta = 7^0$ bo`lganda	80-a	1	0,45	0,45	3÷4
5	Konussimon torayuvchi naycha $\Theta = 13^0 24'$ bo`lganda	80-b	0,982	0,963	0,946	0,09
6	Konoidal naycha	80-c	1	0,97	0,97	0,04

bu yerda D_n va D_t - naycha va quvur diametrlari.

Ba'zi hollarda katta sarf yoki tezlik olish uchun ikki xil naychani ketma-ket qo'yiladi. Masalan, brandspoytlarda quvurning uchiga oxiri silindrik naycha bilan tugaydigan konussimon torayuvchi naycha qo'yiladi.

8.5. Suyuqliklarning teshikdan o'zgaruvchan naporda (bosimda) oqishi

O'zgaruvchan bosimda oqish yoki idishlarning teshikdan yoki naychadan oqish hisobiga bo'shashi masalasini ko'ramiz. Idishning tubida teshik yoki naycha bo'lib, undan suyuqlikning oqish hisobiga bosim kamayib boradi. Natijada oqish tezligi ham kamayib boradi. Shuning uchun bu masala beqaror harakatga misol bo'ladi. Lekin bosim ham, tezlik ham vaqt davomida sekin o'zgargani uchun harakatni qisqa vaqt oraliqlarda barqaror harakatdek ko'rish mumkin. Bu holda masalani yechish uchun Bernulli tenglamasidan foydalansak bo'ladi.

Idishdagi suyuqlikning o'zgaruvchan balandligini H , shu balandlikdagi suyuqlik kesimi yuzini ω , teshikning yuzini ω_0 bilan belgilaymiz (8.5-rasm). Kichik vaqt oralig'i dt davomida idishdagi suvning sathi (teshikdan oqish hisobiga) dH ga o'zgaradi. Bu vaqt ichida oqib ketgan suyuqlik miqdori idishdagi suyuqlikning kamayishi Qdt ga teng, ya'ni

$$\omega dH = -Qdt \quad (8.13)$$

Bu yerda manfiy ishora idishdagi suyuqlikning kamayganini bildiradi. Ko'rilayotgan vaqt oralig'ida (yuqorida aytilganidek) Bernulli tenglamasidan foydalanish mumkin bo'lgani uchun sarf (8.10) formula bilan hisoblanadi. U holda (8.13) quyidagicha yoziladi

$$\omega dH = -m\omega_0\sqrt{2gH}dt.$$

oxirgi tenglikdan ko'rinadiki,

$$dt = -\frac{\omega dh}{m\omega_0\sqrt{2gH}}. \quad (8.14)$$

Agar sarf koeffitsiyenti m ni idish bo'shashi davomida o'zgarmaydi desak, u holda idishning bo'shash vaqti quyidagicha hisoblanadi

$$t = -\frac{1}{m\omega_0\sqrt{2g}} \int_H^0 \omega \frac{dH}{\sqrt{H}}. \quad (8.15)$$

Vaqt davomida suyuqlik sirti yoki idish kesimi yuzi ω ning sathi H ning o'zgarishiga qarab qanday o'zgarishi $\omega = f(H)$ ma'lum bo'lsa, u holda (8.15) tenglikning o'ng tomonidan integralini hisoblash mumkin. Prizmatik idishlar uchun $\omega = const$ ekanligini nazarda tutib idishning ixtiyoriy sathi suyuqlikdan bo'shash vaqtini hisoblaymiz.

$$t = -\frac{\omega}{m\omega_0\sqrt{2g}} \int_H^0 \omega \frac{dH}{\sqrt{H}}.$$

yoki

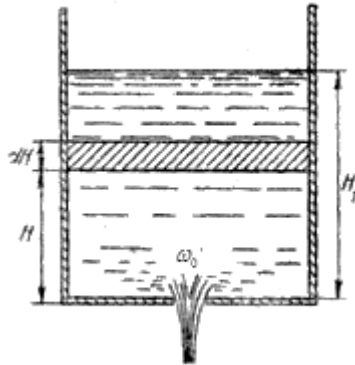
$$t = \frac{2\omega}{m\omega_0\sqrt{2g}} \sqrt{H} = \frac{2\omega H}{m\omega_0\sqrt{2gH}} \quad (8.16)$$

Idishdagi suyuqlikning dastlabki sathini H_d desak, dastlabki hajm $V_d = \omega H_d$ bo`ladi. U holda idishning dastlabki sathi H_d suyuqlikdan bo`shash vaqti bilan quyidagicha bog`lanadi

$$t = \frac{2g_d}{Q}$$

Bu formuladan ko`rinadiki, o`zgaruvchan bosimda idishning bo`shash vaqti shu bo`shagancha hajmli suyuqlikning o`zgarmas H_d bosimda oqib ketishi uchun ketgan vaqtga qaraganda ikki baravar ko`p ekan. Bunday masalalar benzin baklarning bo`shab borishini hisoblashda kerak bo`ladi. Masalan, (8.15) tenglamadan suyuqlik sathining H_1 dan H_2 gacha o`zgarishi uchun ketgan vaqtni quyidagicha hisoblash mumkin.

$$t = \frac{2\omega}{m\omega_0\sqrt{2g}} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}) \quad (8.17)$$



8.5-rasm. Idishning suyuqlikdan bo`shashiga doir chizma

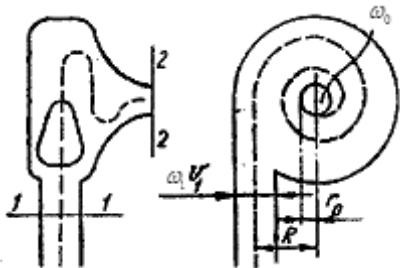
Shuningdek, o`xshash yopiq idishlarning kichik diametrli teshiklardan oqishi hisobiga bo`shashi masalasini ham ko`rish mumkin. Suyuqlikning bosimi ko`p idishdan bosimi kam idishga o`tishi masalasini ham xuddi shunday ko`rish mumkin.

8.6. Oqimcha texnikasi haqida tushuncha

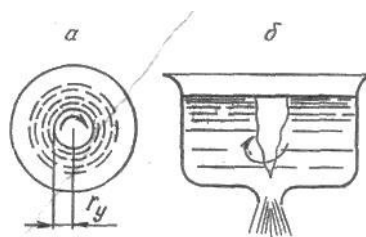
Yuqorida aytib o`tilgandek, oqimchali harakatlar (xususan suyuqliklarning teshik va naychalardan oqishi) texnikaning turli sohalarida qo`llaniladi. Bularga misol sifatida forsunkalar, bosimni boshqaruvchi apparatlar, tashqi zarbani

susaytiruvchi qurilmalar, soplolar va boshqalarni ko`rish mumkin. Ulardan ba'zilari haqida qisqacha to`xtalib o`tamiz.

Forsunkalar suyuqlikni changitish, ya'ni suyuqlik atmosferaga (yoki yuqori bosimli gaz bilan to`la fazoga) oqib chiqishi bilan uning oqimchasing mayda zar-rachalarga parchalanib ketishini vujudga keltirish uchun ishlatiladigan maxsus naychalardir. Bunday forsunkalar yonish kameralariga yoqilg`ini yuqorida aytilgan usul bilan yetkazib berib, u yerda uning yonishiga yordam beradi. Ularning ishlash printsiipi quyidagicha avval suyuqlikning uyurma harakati vujudga keltiriladi, so`ngra esa hosil bo`lgan oqim toraytiriladi (8.6-rasm).



8.6-rasm. Forsunka kesimining sxemasi.



8.7-rasm. Forsunka uyurmali oqimchanning hosil bo`lish sxemasi.

Suyuqlik forsunka ichiga urinma bo`yicha kiritilishi natijasida uning harakat miqdori momenti deyarli o`zgarmaydi, ammo oqimning torayishi natijasida aylanma tezlik ortib borib, markazdan qochma kuchning ortishiga sabab bo`ladi. Bu kuch suyuqlikni chiqishida devorga shunday siqadiki, natijada uning yupqa qavati vujudga kelib, forsunkadan chiqishda mayda tomchilarga aylanib ketadi. Bu harakat vaqtida forsunkaning o`qi bo`yicha sirdagi bosim bir atmosferaga teng havo (gaz) uyurmasi vujudga keladi (8.7-rasm,a). Bu uyurma idishlarning bo`shashidagi uyurma varonkasi (8.7-rasm,b) ga o`xshaydi, lekin forsunkada tezkorroq bo`ladi. Forsunkada suyuqlik sarfi formulasi (8.10) quyidagicha yoziladi:

$$Q = m\omega_0 \sqrt{2g \frac{p}{\gamma}}$$

bu yerda p - forsunka ichida suyuqlikning bosimi m - sarf koeffitsiyenti, u maxsus formula bilan topiladi. ω_0 forsunkadan chiqishdagi kesim yuzi. Prof. G.N. Abramovich yaratgan nazariya bo`yicha sarf koeffitsiyenti m forsunkaning o`lchamlari va shakliga bog`liq bo`lib, quyidagicha hisoblanadi:

$$m = \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 + \frac{A^2 - \varepsilon^2}{1 - \varepsilon}}}$$

$$A = \frac{\omega_0 R}{\omega_1 r_0} \quad (8.18)$$

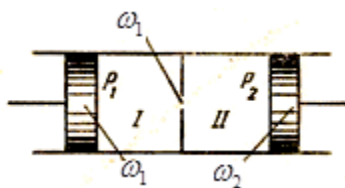
Bu yerda ω_l - forsunkaga kirishdagi kesim yuzi R - kirishdagi oqimning aylanish radiusi r_0 - chiqishdagi kesim radiusi.

Oqimchanning siqilish ε va tezlik koeffitsiyentlari φ uchun quyidagi formulalari chiqarilgan:

$$\varepsilon = 1 - \frac{r^2 y}{r_0^2} \quad (8.19)$$

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{A^2 \varepsilon^2}{1 - \varepsilon}}}$$

bu yerda r_y - havo uyurmasining tashqi radiusi.



8.8-rasm. Drossellarni tushuntirishga oid chizma

Shunday qilib, prof, G.N. Abromovich nazariyasi bo`yicha sarf Q va forsunkadan chiqishdagi o`q bo`yicha tezlik V quyidagicha hisoblanadi

$$Q = \frac{\varepsilon \omega_0}{\sqrt{1 + \frac{A^2 \varepsilon^2}{1 - \varepsilon}}} \sqrt{2gH}. \quad (8.20)$$

$$g = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{A^2 \varepsilon^2}{1 - \varepsilon}}} \sqrt{2gH}. \quad (8.21)$$

Suyuqlik reaktiv dvigatellaridagi forsunkalardan uyurma harakat suyuqlikni urinma bo`yicha keltirish o`rniga, vintli uyurma hosil qiluvchi qurilma yordamida vujudga keltiriladi.

Drossellar va klapanlar (gidrouzatmalarda) bosim ma'lum chegaradan ortib ketganda uni kamaytirish uchun ishlatiladi. Bularning turlari juda ko`p bo`lib, ular to`g`risida maxsus bo`limlarda to`xtalib o`tiladi. Biz quyidagi drosselni soddalashtirilgan shaklda keltiramiz (8.8-rasm). Bu holda bosimlari p_1 va p_2 bo`lgan bo`limlar teshik (yoki jikler deb ataluvchi tor bo`g`izcha) orqali tutashtirilgan bo`lib, birinchi bo`lmada bosim oshib ketganida suyuqlik ikkinchi bo`lmaga oqib o`tadi. Bu jarayon ikkala bo`lmada bosim tenglashguncha davom etadi. Bunday qurilmalarda suyuqlik tezligi va sarfi quyidagicha hisoblanadi:

$$g = \varphi \sqrt{2g\Delta p / \gamma} = \varphi \sqrt{2g(H_1 - H_2)} \quad (8.22)$$

$$Q = m\omega_r \sqrt{2g\Delta p / \gamma} = m\omega_r \sqrt{H_1 - H_2} \quad (8.23)$$

bu yerda $\Delta p = p_1 - p_2$; ω_T - teshikning kesim yuzi; H_1, H_2 – birinchi va ikkinchi kameralardagi bosimlar.

Birinchi bo`lmadan ikkinchi bo`lmaga suyuqlikning oqib o`tish vaqti quyidagicha hisoblanishi mumkin:

$$t = \frac{2\omega_1\omega_2}{m\omega_T(\omega_1 + \omega_2)} \left(\sqrt{\frac{p_1}{\gamma}} - \sqrt{\frac{p_2}{\gamma}} \right) = \frac{2\omega_1\omega_2}{m\omega_T(\omega_1 + \omega_2)} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}) \quad (8.24)$$

bu yerda ω_1, ω_2 - birinchi va ikkinchi bo`lmalarning ko`ndalang yuzi; ω_1 va ω_2 teng bo`lganda $S_1 = S_2 = S$ deb belgilab, (8.24) ni ushbu ko`rinishga keltirish mumkin:

$$t = \frac{\omega}{m\omega_T} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2})$$

(8.22), (8.23) va (8.24) formulalar gidravlikaga doir adabiyotlarda idishdagi suyuqlikning cho`ktilgan teshik orqali oqib o`tish masalasi sifatida keltiriladi.

Amaliy mashg`ulotlarni bajarishga doir ko`rsatma:

Masala: Yuqoridagi idishdan tushayotgan suv (sarfi $Q = 0,6$ l/s), idish tubidagi teshik orqali ($d = 30 - 15$ mm) pastki idishga tushmoqda va pastki idish tubidagi teshik orqali ($d = 25$ mm) atmosferaga oqib chiqmoqda. Idishlardagi suv naporini (damlarini) aniqlang.

Yechimi: Idishlardagi suv sathi o`zgarmasligini inobatga olib, har bir idishlardan tushayotgan suv sarfi bir xil bo`lishini hisobga olib, idishlardagi suv damlarini quyidagicha aniqlaymiz:

$$Q = \mu\omega_1\sqrt{2gH_1};$$

$$Q = \mu\omega_2\sqrt{2gH_2};$$

bu yerdan

$$H_1 = \frac{Q^2}{(\mu\omega_1)^2 2g} = 2,13 \text{ m};$$

$$H_2 = \frac{Q^2}{(\mu\omega_2)^2 2g} = 0,76 \text{ m};$$

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Suyuqlik diametri $d = 10$ mm teshik orqali $H = 3$ m dam (napor) ostida atmosferaga oqib chiqmoqda. Teshikdan oqib chiqayotgan suv sarfini aniqlang, agar siqilish, tezlik va qarshilik koeffitsiyentlari quyidagicha bo`lsa: $\varepsilon = 0,62$; $\varphi = 0,97$ $\xi = 0,06$.

2. Sisternadan diametri $d = 100$ mm bo'lgan teshikdan atmosferaga oqib chiqayotgan suv sarfini aniqlang. Agar sisterna diametri $D = 250$ mm, sisternaga o'rnatilgan manometrning ko'rsatishi $R_m = 0,2$ MPa va manometrning o'rnatish balandligi $h = 1,3$ m bo'lsa.

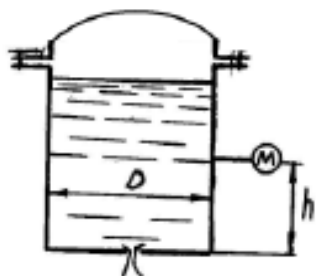
Agar teshikka xuddi shu diametrdagi naycha ulansa suyuqlik sarfi qanday o'zgaradi? Teshikning qarshilik koeffitsiyenti $\xi = 0,04$

3. To'g'on devoriga o'rnatilgan silindrik naycha orqali $Q = 2,5$ m³/s sarfini pastki b'efga o'tkazish kerak. B'eflardagi suyuqliklar sathining farqi $H = 10$ m, naychani sarf koeffitsiyenti $\mu = 0,82$. Naycha diametrini aniqlang

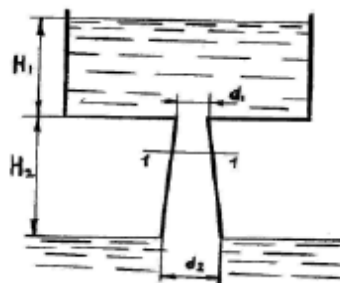
4. Suv yuqori rezervuardan pastki rezervuarga diametrlari $d_1 = 150$ mm va $d_2 = 200$ mm li tesyik va diffuzor orqali oqib o'tmoqda. Teshik va diffuzorning qarshilik koeffitsiyentlari: $\xi_1 = 0,06$; $\xi_2 = 0,03$.

Agar 1-1 kesimdagi absolyut bosim nolga teng bo'lib, $H_2 = 1.5$ m bo'lsa, yuqori rezervuardagi suv sathining balandligi – H_1 nimaga teng bo'ladi (8.9-rasm)?

5. Eni $b = 2,6$ m li tarnovdagi darvoza tagidan oqib chiqayotgan suv sarfini aniqlang. Darvozaning ko'tarilish balandligi $a = 0,7$ m yuqori b'efdagi suv dami (napori) $H = 6,0$ m. Siqilish va tezlik koeffitsiyentlari: $\varepsilon = 0,67$; $\varphi = 0,97$ (8.11-rasm)



(8.10 - rasm).



(8.9-rasm).

VIII bob bo'yicha nazorat savollari

1. Suyuqlikning yupqa devordagi teshikdan o'zgarimas bosimda oqishi
2. Siqilish, tezlik va sarf koeffitsiyentlari
3. Suyuqlikning silindrik naychadan oqishi
4. Suyuqliklarning teshikdan o'zgaruvchan bosimda oqishi
5. Oqimcha texnikasi haqida tushuncha

IX BOB. QUVURLARNI GIDRAVLIK HISOBLASH

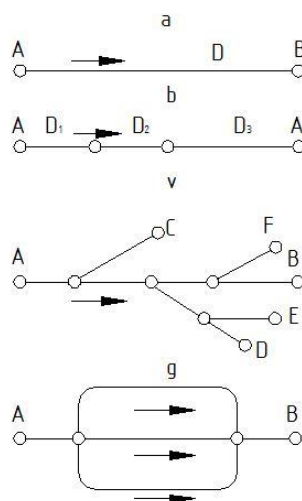
Quvurlarning geometrik o'lchamlari (diametiri, uzunligi) ni ma'lum sarfga moslab hisoblash yoki berilgan bosimda o'lchamlari berilgan quvurlarning sarflarini hisoblash quvurlarni gidravlik hisoblash deyiladi.

Gidravlik hisoblash vaqtida quvurlarning uzunligi yoki hisoblashning gidravlik shartlariga qarab, ular ikki turga bo'linadi: uzun va qisqa quvurlar.

Uncha uzun bo'lmagan va mahalliy qarshiliklari sezilarli bo'lib, umumiy qarshilikning kamida 5 – 10% ni tashkil etadigan quvurlar *qisqa quvurlar* deb ataladi. Bularga misol qilib, nasoslarning so'rish quvurini, benzobakdan karbyuratorga benzin o'tkazuvchi quvurni avtotraktor va boshqa qurilmalar dvigatelarining moy o'tkazuvchi quvurlarini, gidrouzatmalardagi tutashtiruvchi quvurlar va hokazolarni keltirish mumkin.

Ancha uzoq masofaga cho'zilgan va gidravlik qarshiliklarda majmuida asosiy qismni ishqalanish qarshiligi tashkil qilgan quvurlar uzun quvurlar deb ataladi. Bunday quvurlarda mahalliy qarshiliklar alohida hisoblanmaydi va ishqalanish qarshiligining 5 – 10% iga teng deb qabul qilinadi. Bularga vodoprovod quvurlari, neft va gazlarni tarqatuvchi quvurlar va boshqalar misol bo'ladi.

Quvurlar ishlash sxemasiga qarab ikki turga bo'linadi *sodda quvurlar* (9.12-rasm, a, b); *murakkab quvurlar* (9.12-rasm v, g). Sodda quvurlar hech qanday tarmoqlarga ega bo'lmagan quvurlardir. Murakkab quvurlar esa bir necha tarmoqlarga ega bo'lgan quvurlardir. Bundan tashqari, quvurlar tupik va yopiq quvurlarga ajraladi. Bir yo'nalishda suyuqlik oqadigan quvurlar tupik quvurlar deyiladi. Suyuqlikning biror va undan ortiq yo'nalish bo'yicha berish mumkin bo'lgan quvurlar yopiq quvurlar deyiladi. Yopiq quvurlar ishonchli bo'lib, uning ayrim qismlari buzilib, tamirlash davomida ham suv ta'minoti to'xtamaydi.



9.12-rasm. Quvurlarni klassifikatsiyalashga doir chizma

Yuqorida aytilganlardan tashqari tranzit sarfli quvurlar ham mavjud bo`lib, ularda suyuqlik yo`l bo`yicha o`zgarmay qolishi yoki tekis taqsimlanib borishi mumkin.

9.1. Sodda quvurni hisoblashning asosiy tenglamasi

Quvurlarni hisoblashda biz yuqorida keltirilgan ishqalanish va mahalliy qarshiliklar uchun chiqarilgan formulalardan foydalanamiz. Shuning uchun biz suyuqlik quvurda qaysi tartibda oqishini ham bilishimiz kerak.

Avvalo o`zgarmas diametrli sodda quvur olamiz. Bunday quvur ketma-ket joylashgan bir qancha to`g`ri quvur bo`laklaridan tashkil topgan deb qarash mumkin. (9.13-rasm). Bularda bosimning pasayishini barcha qarshiliklarning yig`indisi ko`rinishida hisoblaymiz

$$H = H_{l_1} + H_{M_1} + H_{l_2} + H_{M_2} + \dots + H_{l_n} + H_{M_n}.$$

Yuqorida keltirilgan formuladan foydalanib quyidagi

$$H = \lambda \frac{l_1}{D} \frac{g^2}{2g} + \zeta_1 \frac{g^2}{2g} + \lambda \frac{l_2}{D} \frac{g^2}{2g} + \zeta_2 \frac{g^2}{2g} + \dots + \lambda \frac{l_n}{D} \frac{g^2}{2g} + \zeta_n \frac{g^2}{2g}.$$

munosabatni chiqaramiz. Bu formula bo`yicha bosimning pasayishini hisoblash murakkab va ko`p vaqtni oladi, chunki quvur juda ko`p bo`laklarga ajratilgan bo`lishi mumkin. Oxirgi munosabatda tezlikni sarf orqali ifodalab $\left(g = \frac{4Q}{\pi D^2} \right)$ va o`xshash hadlarni guruhlab, quyidagini olamiz:

$$H = (l_1 + l_2 + \dots + l_n) \frac{\lambda}{D} \frac{g^2}{2g} + (\zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n) \frac{g^2}{2g} = \lambda \frac{\sum l_i}{D} \frac{g^2}{2g} + \sum \zeta_i \frac{g^2}{2g} + \frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} \sum l_i Q^2 + \frac{8}{g\pi^2 D^4} \sum \zeta_i Q^2$$

Yoki

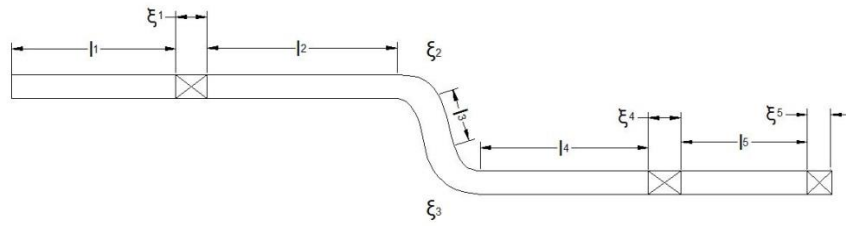
$$H = \left(\frac{8\lambda}{g\pi^2 D_5} \sum l + \frac{8}{g\pi^2 D_4} \sum \zeta_i \right) Q^2.$$

Qavs ichidagi miqdorni a bilan belgilasak, u holda

$$H = \alpha Q^2. \quad (9.2)$$

O`lchov birligi $s^2 \cdot m^5$ bo`lgan a miqdor quvurning solishtirma qarshiligi deb ataladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\alpha = \frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} \sum l_i + \frac{8}{g\pi^2 D^4} \sum \zeta_i \quad (9.3)$$



9.13-rasm. Sodda quvurning sxemasi.

α miqdor quvurning uzunligi, diametri, mahalliy qarshiliklar koeffitsiyentlariga bog`liq bo`lib, kvadrat qarshilik sohasida o`zgarmas bo`ladi.

(9.3) dagi birinchi hadning yig`indi oldidagi miqdorini

$$\frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} = A_e \frac{c^2}{m^6}$$

ko`rinishda, ikkinchi hadning yig`indi oldidagi miqdorni

$$\frac{8\lambda}{g\pi^2 D^4} = A_m \frac{c^2}{m^5}$$

ko`rinishda belgilaymiz va ularni o`zaro quyidagicha aytamiz A_l – solishtirma ishqalanish qarshiligi (ya'ni 1 m quvurning ishqalanish qarshiligi) va A_m – solishtirma mahalliy qarshilik (quvurning shakli o`zgargan qismining $\zeta = 1$ bo`lgandagi qarshiligi).

U holda

$$\alpha = A_e \sum l_i + A_m \sum \zeta_i$$

Bu yerda A_l va A_m – umumlashgan parametrlar bo`lib, quvurlarni hisoblashda maxsus jadvallardan olinadi.

Bazi umumlashgan parametrlar bir oz boshqacharoq ko`rinishda olinadi. Bu holda mahalliy qarshilikni ekvivalent uzunlik bilan almashtirsak

$$H = \lambda \frac{l + l_{ekv}}{D} \frac{g^2}{2g} = \frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} (l + l_{ekv}) Q^2$$

hosil bo`ladi. Oxirgi tenglikka

$$A = \sqrt{\frac{g\pi^2 D^5}{8\lambda}}$$

belgilashni kiritamiz va uni quvurning sarf xarakteristikasi deb ataymiz. U holda

$$H = \frac{l + l_{ekv}}{A^2} Q^2 \quad (9.4)$$

Bu belgilashdan ko`rinib turibdiki

$$A^2 = \frac{1}{A_e}$$

A^2 ning turli hollardagi miqdori ham A_l va A_m kabi jadvallardan olinadi.

Yuqorida ko`rganimizdek $\frac{H}{l} = J$ ekanligini hisobga olsak, (9.4) dan prof.

B.A.Baxmetov formulasini olamiz

$$Q = A\sqrt{J}$$

Uzun quvurlar uchun bosimning pasayishi osonroq hisoblanadi va ushbu ko`rinishda yoziladi:

$$H = A_e L Q^2 \text{ yoki } H = \frac{1}{A^2} Q^2.$$

Ko`p hollarda quvurlarni hisoblash formulasi quyidagi ko`rinishda ifodalanadi:

$$Q = K\sqrt{H} \quad (9.5)$$

va K ni sarf koeffitsiyenti deb ataladi.

(9.5) va (9.4) bilan solishtirsak, sarf koeffitsiyenti uchun ushbu munosabatni olamiz:

$$K = \frac{A}{\sqrt{l + l_{ekv}}} \quad (9.6)$$

uzun quvurlar uchun esa

$$K = \frac{A}{\sqrt{L}} \quad (9.7)$$

(9.5) formulani boshqacha ham yozish mumkin:

$$H = \frac{1}{K^2} Q^2 \quad (9.8)$$

bu holda $\frac{1}{K^2} = \alpha$ bo`ladi. Suyuqlik kvadratik qonunga bo`ysunganda λ va ζ Reynolds soniga bog`liq bo`lmagani uchun yuqorida aytganimizdek K^2 va A_v lar uchun quvurning diametri va g`adir-budirligiga qarab jadval ko`rinishida ifodalanadi, A_m esa bu jadvalda faqat diametrga bog`liq.

Laminar soha uchun yuqoridagi formulalardagi quvurning qarshiligi α va qarshilik koeffitsiyenti K (9.3) formula yordamida hisoblab topiladi. Bunda λ Puazeyl formulasi bo`yicha hisoblanadi:

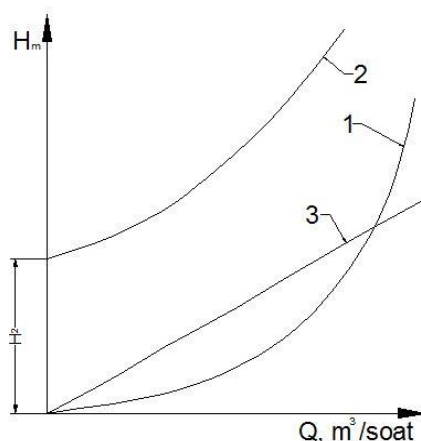
$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

Quvurlarni hisoblash uchun umumlashgan parametrlar
(kvadratik qarshilikqonuni uchun)

Quvurning ichki diametri, D, mm	Quvurning absolyut g`adir-budurligi						$A_m \frac{c^2}{m^6}$
	$\Delta = 0,2$ mm		$\Delta = 0,5$ mm		$\Delta = 1,0$ mm		
	$K^2 \frac{m^5}{c^2}$	$A_e \frac{c^2}{m^6}$	$K^2 \frac{m^5}{c^2}$	$A_e \frac{c^2}{m^6}$	$K^2 \frac{m^5}{c^2}$	$A_e \frac{c^2}{m^6}$	
50	0,000132	7570	0,000100	10000	0,0000776	12900	13200
75	0,00113	886	0,000863	1160	0,000686	1460	2610
100	0,00516	194	0,00397	252	0,00319	313	826
125	0,0160	62,6	0,0125	800	0,0105	95,2	338
150	0,0434	23,1	0,0341	29,3	0,0276	36,2	163
200	0,197	5,08	0,155	6,45	0,128	7,81	51,5
250	0,643	1,58	0,504	1,98	0,416	2,40	21,1
300	1,65	0,607	1,41	0,709	1,09	0,917	10,2
400	7,41	0,135	5,98	0,167	4,97	0,201	3,23
500	23,7	0,0422	19,3	0,0518	16,1	0,0620	1,32

Kvadratgacha bulgan sohada esa λ (silliqliquvurlar uchun) Blazius formulasi bo`yicha hisoblanadi:

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$$



9.14-rasm. Quvurning xarakteristikasi.

Quvurlarni hisoblashni osonlashtirish uchun (9.2) yoki (9.5) formula bo`yicha jadval tuzib olish mumkin. U holda bosim pasayishining turli qiymatlariga tegishli sarf miqdorlarini shu jadvaldan olish mumkin bo`ladi.

(9.2) tenglama (9.5) bilan birgalikda sodda quvurni hisoblashning asosiy tenglamasi deyiladi. Bu tenglama bosim va sarf orasidagi bogʻlanishni grafik koʻrinishda ifodalashga imkon beradi. Koʻrinib turibdiki, bu grafik koordinatalar boshidan oʻtuvchi kvadratik parabola koʻrinishida ifodalanadi (9.14-rasm, 1 grafik). Agar quvurning hisoblash tekisligidan qancha balandda joylashgan H_g ni hisobga olsak, u holda H va Q oʻrtasidagi munosabat koordinatalar boshidan H_g balandlikda joylashadi (9.14-rasm, 2 grafik). U holda umumiy bosim H va H_g ning yigʻindisidan iborat boʻladi:

$$H_y = H_g + H = H_g + \alpha Q^2 \quad (9.9)$$

Harakat laminar boʻlsa, u holda H grafigi toʻgʻri chiziqqa aylanadi (8.14-rasm, 3 grafik).

$H - Q$ grafigi yordamida berilgan bosim uchun sarfni topish mumkin. Buning uchun ordinata oʻqidan berilgan bosimga tegishli kesmani olib, uning uchidan abstsissa oʻqiga parallel chiziq oʻtkazamiz. Bu chiziqning xarakteristikasi bilan kesishgan nuqtasidan abstsissa oʻqiga tushirilgan perpendikulyar undan quvurda berilgan bosimda sarfning miqdoriga toʻgʻri keladigan kesma ajratadi. Agar quvurdan oʻtishi kerak boʻlgan sarf maʼlum boʻlib, bosimni topish kerak boʻlsa, sarfni topish uchun qoʻllangan usulni teskari tartibda bajaramiz.

9.2. Quvurning iqtisodiy tejamliligi diametrini topish haqida tushuncha

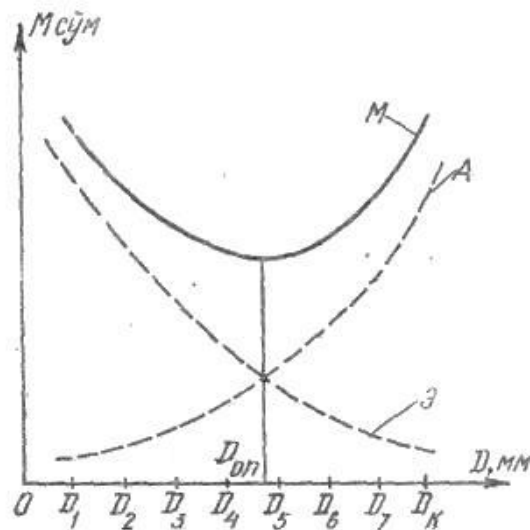
Quvurlar sistemasini loyihalashda berilgan uzunlikdagi quvurdan suyuqlikni oqizib, berilgan sarfni olish uchun kerak boʻlgan bosimni hisoblash masalasi muhim oʻrin tutadi. Quvurning asosiy tenglamasidan koʻrinadiki, berilgan uzunlik va sarfga diametr ortishi bilan qarshilik koeffitsiyenti kamayib boradi, demak, shu sarfni taʼminlovchi bosim ham kamayadi. Bu oʻz navbatida suvni quvurdan oqizish uchun sarf boʻladigan energiyaning kamayishiga olib keladi, yaʼni suyuqlikni quvurdan haydovchi nasos kamroq elektroenergiyasi sarflaydi. Ikkinchidan, quvur diametrining ortishi unga sarf boʻladigan kapital mablagʻning ortishiga olib keladi (diametri katta quvurga koʻproq metal sarf boʻladi). Shunday qilib, quvurning eng qulay diametrini tanlash masalasi texnik-iqtisodiy hisoblash, yaʼni quvurlar sistemasini yaratishga sarf boʻladigan mablagʻ (quvurlar, nasos stansiyasi va h.) ning qiymati va undan foydalanishdagi harajatlar (elektr energiyasi, odamlar xizmati va h.) qiymatini solishtirish yoʻli bilan hal qilinadi.

Bu masala xususiy holda shunday hal qilinadi: quvurlarning standart diametrlarini hisobga olgan holda diametrning turli variantlari uchun butun sistemaning (uning oʻz harajatini oʻzi qoplashini vaqtini nazarga olib) bir yillik qiymati (amortizatsiyaga boʻladigan harajat) A hisoblanadi. Soʻngra quvur diametrining har bir varianti uchun uni foydalanishiga sarf boʻlgan harajat M ni

hisoblab chiqiladi, bunga elektr energiya, odamlarni ishlatish, doimiy harajatlar va hokazolar kiradi. Quvurning yillik harajati M amortizatsiya A ekspluatatsiya E harajatlarning yig'indisiga teng. Quvurning yillik harajatining minimal qiymatiga to'g'ri kelgan diametri eng tejamli diametr D_{op} bo'ladi.

9.15-rasmda $A = f_1(D)$, $E = f_2(D)$ va $M = f_3(D)$ larning grafigini chizish yo'li bilan D_{op} ni topish yo'li ko'rsatilgan. Agar D_{op} ikki standart diametri orasiga to'g'ri kelib qolsa, tegishli diametr uchun D_{op} ga eng yaqin standart diametr (iloji bo'lsa ikki diametrning kichigi) olinadi. (9.15-rasmda eng tejamli diametr uchun D_5 ni olish kerak). Quvurning diametri D topilgandan keyin, Q va l ma'lum bo'lgan holda bosimni topish qiyin emas. Yuqorida ko'rsatilgan usul juda murakkab va qiyin bo'lgani uchun undan odatda katta va murakkab quvur sistemalarini loyihalashda foydalaniladi. Odatdagi hisoblashlarda ko'rilayotgan quvurga o'xshash quvurlar uchun juda ko'p texnik-iqtisodiy hisoblar davomida aniqlangan optimal tezlik v_{opt} yoki optimal qiyalik l_{opt} ning qiymatini berish yo'li bilan aniqlanadi. Suyuqlikning sarfini Q va V ma'lum bo'lgan holda diametrini topish qiyin emas.

$$Q = v_{opt} \frac{\pi D^2}{4} \quad (9.10)$$



9.15-rasm. Tejamli qulay diametrni hisoblashga oid chizma.

bundan

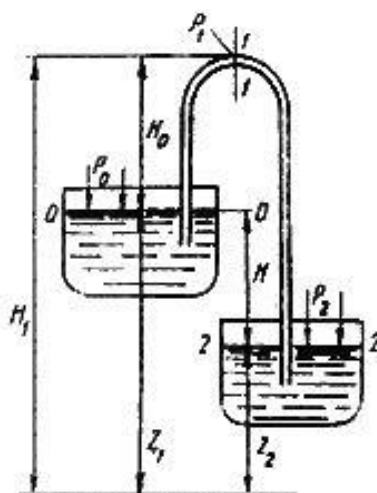
$$D = \sqrt{\frac{4Q}{\pi v_{opt}}} \quad (9.11)$$

Ba'zi hollarda taqribiy hisoblash uchun sodda formulardan ham foydalanish mumkin. Quvurdagi bosimning katta-kichikligiga qarab turli materiallardan qilingan quvurlar ishlatish mumkin. Masalan, bosim 1 MH/m^2 gacha bo'lganda vodoprovod quvurlari uchun cho'yan quvurlar, katta bosimlar uchun esa po'lat

quvurlardan foydalaniladi. Bundan shuni hisobga olish kerakki, GOST da cho`yan quvur uchun ichki diametr, po`lat quvur uchun esa tashqi diametr qabul qilingan.

9.3. Sifon quvur

Bir qismi suyuqlik bilan ta'minlovchi idishdan yuqorida joylashgan sodda quvur sifon quvur deb ataladi (9.16-rasm). Sifonni sodalashtirib ikki (ta'minlovchi va qabul qiluvchi) idishlarni tutashtiruvchi U ko`rinishdagi quvur sifatida tasvirlash mumkin. Bu holda uning egilgan qismi idishlardagi suyuqlik sathlaridan H balandlikda bo`lib, undagi suyuqlik idishdagi suyuqliklar sathlarining farqi H hisobiga oqib turadi. Shuni aytish kerakki, suyuqlik sifonda avval birinchi idish sathidan H balandlikka ko`tarilib, so`ngra ikkinchi idishga tushadi. Bunday quvurning o`ziga xos xususiyati shundaki, unda bosim ko`tariluvchi qismida ham, pastga tushuvchi qismida ham atmosfera bosimidan pastdir. Sifon quvurlardan asosan neft mahsulotlarini sisternalardan quyib olish, suv sig`imlarini bo`shatish, do`nglik yerlarda vodoprovod o`tkazish va hokazolardan foydalaniladi. Suv ta'minotida ba'zan maxsus sifonlar ishlatiladi. Sifon ishlay boshlashi uchun avval uni suyuqlik bilan to`ldirish kerak. Sifon sifatida kichik o`lchamli shlanglar ishlatilsa, uni to`ldirish oson bo`lib, bu suyuqlikka botirish yoki pastki uchidan havoni so`rib olish yo`li bilan amalga oshiriladi. Agar sifon mahkamlangan metall quvurdan iborat bo`lsa, uning yuqori nuqtasida havoni so`rib olish uchun maxsus jo`mrak o`rnatiladi.



9.16- rasm. Sifon quvur.

Havoni nasoslar yoki ejetorlar yordamida so`rib olish mumkin. Sifonlarni hisoblash boshqa quvurlarni hisoblashdan farq qilmaydi. Masalan, sifonning ikkita kesimi uchun Bernuli tenglamasini yoziladi. Bu kesmalar 0-0 va 2-2 bo`lsa, u holda

$$z_1 + \frac{p_0}{\gamma} + \frac{g_0^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{g_2^2}{2g} + h_{0-2} \quad (9.12)$$

bo`ladi. $p_0 = p_2 = p$ atm, va $v_1 = v_2 = 0$ deb hisoblasak, bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$z_1 = z_2 + h_{0-2} \quad (9.13)$$

yoki $z_1 - z_2 = H$ ekanligini nazarga olib, h_{0-2} qarshilikni hisoblash uchun esa ishqalanish va mahalliy qarshiliklar formulasidan foydalanib, oxirgi tenglamani ushbu ko`rinishga keltiramiz:

$$H = \alpha Q^2 \quad (9.14)$$

Shunday qilib, sifonlarda sarf oddiy quvurlardagidek qarshilik va sathlar farqi orqali aniqlanadi. Uning ko`tarilishi balandligi H_0 esa sarfga ta'sir qilmaydi. Lekin bu qonun H_0 ning ma'lum chegarasigacha bo`ladi. H_0 ning ortib borishi bilan sifonning yuqoridagi *1-1* kesimida absolyut bosim p_1 kamayib boradi. Bu bosim to`yingan bug` bosimiga tenglashishi bilan kavitatsiya boshlanadi. Bu avval sarfning kamayishiga so`ngra, bug`larning to`planishiga (bug` tiqini hosil bo`lishiga) va suyuqlik oqimining to`xtashiga olib keladi. Shuning uchun sifonlarni hisoblashda va qurishda uning yuqori nuqtasidagi bosim p_1 juda kamayib ketmasligini nazarda tutish kerak. Agar sifonning sarfi, uning o`lchamlari ma'lum bo`lsa, absolyut bosim p_1 ni hisoblash mumkin. Buning uchun *0-0* va *1-1* kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{g_0^2}{2g} = H_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{g_1^2}{2g} + h_{0-1} \quad (9.15)$$

Agar tezliklar kichikligi uchun ularni nolga tenglasak:

$$\frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma} - H_1 - h_{0-1} \quad (9.16)$$

bo`ladi. Bosimning mumkin bo`lgan minimum qiymati ma'lum bo`lsa, p_1 ni unga tenglashtirib oxirgi tenglamadan H_1 ni oshirish uchun yana bir usulni qo`llash mumkin. Buning uchun sifonning pastga ketgan uchida mahalliy qarshiliklar (eshikcha va h.) yordamida umumiy qarshilikni oshirish kerak. Bu holda albatta sarf kamayadi.

9.4. Quvurlarni ketma-ket va parallel ulash

Ketma-ket va parallel ulangan quvurlarni hisoblash sodda quvurlarni hisoblashga qaraganda murakkab bo`lib, u qaysi tartibda ulanganiga bog`liq. Shuning uchun bu ikki ulash usulini alohida ko`rib chiqamiz.

Ketma-ket ulash. Bir necha har xil diametrli quvurlardan tashkil topgan quvurni ko`ramiz. Ular ketma-ket ulangan bo`lib, qarshiliklari $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$, uzunliklari L_1, L_2, \dots, L_n bo`lsin (9.17-rasm).

Bu quvurlarning har birida sarflar teng bo`lishi uzilmaslik tenglamasidan ko`rinadi. U holda quvurlardagi bosimning kamayishi (9.2) ga asosan aniqlanadi.

$$H_1 = \alpha_1 Q^2$$

$$H_2 = \alpha_2 Q^2$$

.....

.....

.....

$$H_n = \alpha_n Q^2$$

Ko`rilayotgan quvurda esa qarshiliklarni qo`shish printsiptiga asosan quyidagicha hisoblanadi.

$$H = H_1 + H_2 + \dots = H_n = (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n) Q^2. \quad (9.16)$$

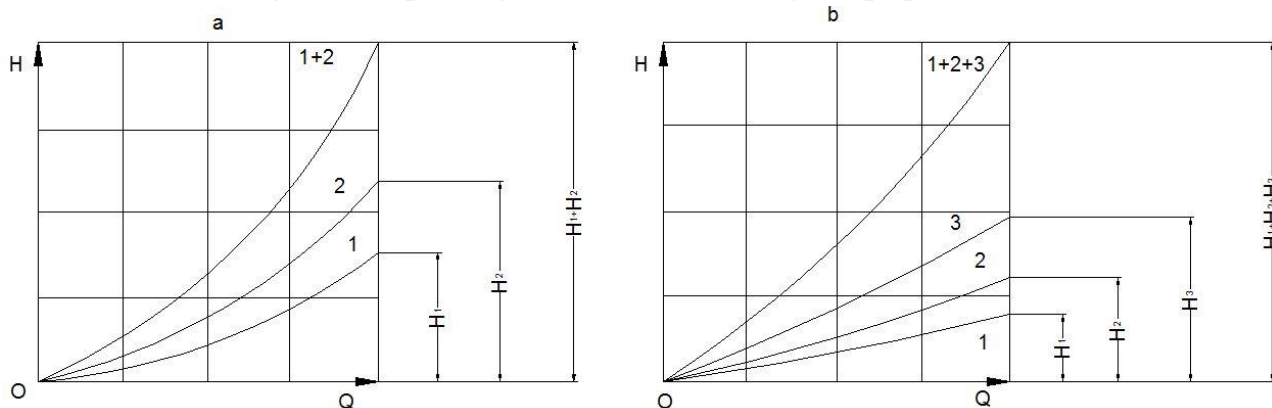
Shunday qilib, quvurlar ketma-ket ulanganda umumiy qarshilik xususiy qarshiliklar yig`indisidan iborat.

$$\alpha = \sum_1^n \alpha_n \quad (9.17)$$

Bu ikki (9.16) va (9.17) tenglama quvurlarni ketma-ket ulashda xarakteristika tuzish uchun asos bo`ladi.

Avval ketma-ket ulangan ikkita quvurni ko`ramiz. Bu quvurlarning xarakteristikalari 9.18-rasm, a da 1 va 2 grafiklar orqali ifodalangan. Ikki quvurning xarakteristikasini tuzish uchun (9.16) tenglamaga asosan bir xil sarfda ikki quvurdagi bosim kamayishlarini qo`shamiz, ya'ni bir xil abstsissalarda ikkala egri chiziqning ordinatalarini qo`shamiz.

Ketma-ket ulangan uchta quvurning umumiy xarakteristikasini tuzish uchun avval 1,2,3 quvurlarning xarakteristikasini tuzib olamiz (9.18-rasm, b). So`ngra bir xil abstsissada ularning ordinatalarini qo`shib, bir chiziq bilan tutashtiramiz n ta ketma-ket ulangan quvurning umumiy xarakteristikasini tuzish ham shu usulda bajariladi. Ko`rilayotgan holda kirishdagi va chiqishdagi tezlik bosimlari har xil bo`lgani sababli, quvur uchun talab qilinadigan bosim formulasida (9.9) dan farqli ravishda, kirishdagi va chiqishdagi tezlik damlarining farqi qatnashadi:



9.18 - rasm. Ketma-ket ulangan quvurlarning xarakteristikasi

$$H = z_A - z_B + \frac{\alpha_A g_A^2 - \alpha_B g_B^2}{2g} + \sum H_n + \frac{P_B}{\gamma} = H_g + cQ^2 + \alpha Q^2 \quad (9.18)$$

bu yerda

$$c = \frac{1}{2g} \left(\frac{\alpha_A}{\omega_A^2} - \omega \frac{\alpha_B}{\omega_B^2} \right),$$

$$\alpha = \sum_{i=1}^n \alpha_i,$$

$$H_g = z_A - z_B + \frac{P_B}{\gamma}$$

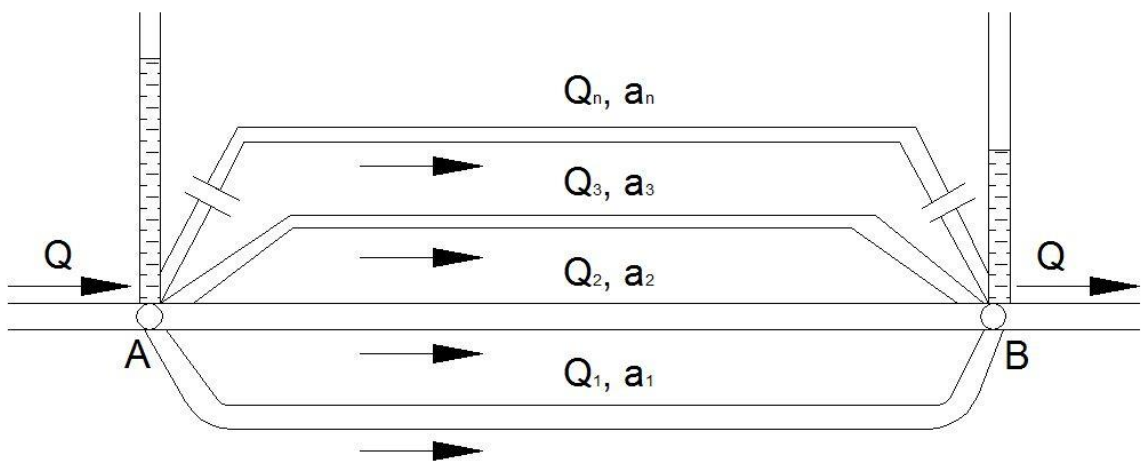
ω_A, ω_B - kirish va chiqishdagi kesim yuzalari.

Parallel ulash. Endi bir qancha parallel ulangan sodda quvurlardan tashkil topgan murakkab quvurni ko`ramiz (8.19-rasm). Sodda quvurlarning sarflari $Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_n$, qarshiliklari $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$ bo`lsin. Umumiy sxemadan ko`rinib turibdiki, murakkab quvurning sarfi sodda quvurlar sarflarining yig`indisiga teng.

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n = \sum Q_n. \quad (9.19)$$

Har bir sodda quvurdagi bosimning kamayishi ham, murakkab quvurdagi bosimning kamayishi ham A va B nuqtalardagi to`la bosimlarning ayirmasiga teng:

$$H_A - H_B = H_1 = H_2 = H_3 = \dots = H_n = H. \quad (9.20)$$



9.19-rasm. Quvurlarni parallel ulash.

Har bir quvurdagi bosimning kamayishi (9.2) ga asosan quyidagicha aniqlanadi:

$$H_1 = \alpha_1 Q_1^2$$

$$H_2 = \alpha_2 Q_2^2$$

.....

.....

.....

$$H_n = \alpha_n Q_n^2$$

Bulardan sarflarni topib, (9.19) ga qo`yamiz:

$$Q = \frac{\sqrt{H_1}}{\sqrt{\alpha_1}} + \frac{\sqrt{H_2}}{\sqrt{\alpha_2}} + \frac{\sqrt{H_3}}{\sqrt{\alpha_3}} + \dots + \frac{\sqrt{H_n}}{\sqrt{\alpha_n}}. \quad (9.21)$$

va (9.20) dan foydalanib, quyidagi munosabatni olamiz:

$$Q = \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_1}} + \frac{1}{\sqrt{\alpha_2}} + \frac{1}{\sqrt{\alpha_3}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{\alpha_n}} \right) \sqrt{H}. \quad (9.22.)$$

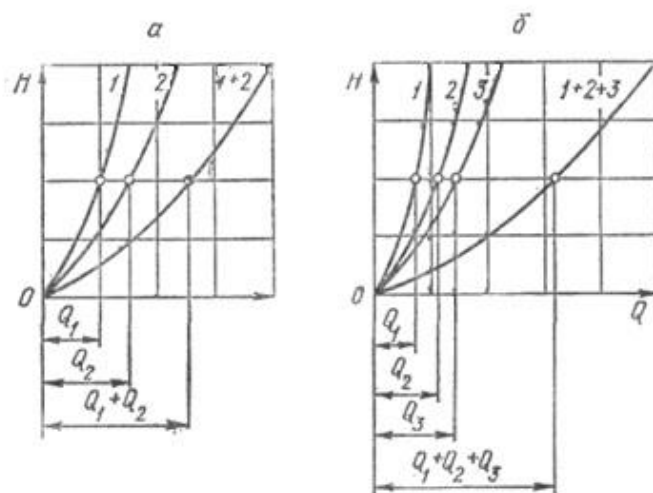
Bu tenglikdan murakkab quvur uchun bosim kamayishi tenglamasini chiqaramiz:

$$H = \frac{Q}{\left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_1}} + \frac{1}{\sqrt{\alpha_2}} + \frac{1}{\sqrt{\alpha_3}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{\alpha_n}} \right)^2}. \quad (9.23)$$

Shunday qilib, parallel ulangan murakkab quvurning qarshiligi uchun quyidagi formulani olamiz:

$$\alpha = \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{\alpha_i}} \right)^2}. \quad (9.24)$$

Parallel ulangan quvurning xarakteristikasini tuzish uchun (9.19) va (9.20) tenglamalardan foydalanamiz. Avval ikki parallel quvurdan iborat murakkab quvurni ko`ramiz (9.20-rasm, a) Parallel quvurlarning xarakteristikalari 1 va 2 grafiklar ko`rinishida ifodalangan. Murakkab quvurning xarakteristikasini hosil qilish uchun (9.20) ga asosan bosimning biror qiymatida birinchi va ikkinchi quvurlarda sarflarni qo`shamiz, ya'ni ordinata o`qining biror qiymatida 1 va 2 ga to`g`ri kelgan abstsissa o`qining kesimlarini qo`shamiz. Bu ishni bosimning barcha qiymatlari uchun bajarib, murakkab quvur uchun xarakteristika hosil qilamiz. Uchta parallel quvurdan tashkil topgan murakkab quvurning xarakteristikasi ham 1, 2, 3 quvurlarning xarakteristikalarini tuzishdan boshlanadi.



9.20-rasm. Parallel ulangan quvurlarning xarakteristikasi.

Bu holda ham bir xil bosimda I quvurning sarfiga avval 2 quvur sarfini, so`ng 3 quvur sarfini qo`shish yo`li bilan murakkab quvurning xarakteristikasini tuzamiz. n ta parallel quvurdan tuzilgan murakkab quvurning xarakteristikasi ham xuddi shu usulda hosil qilinadi.

9.5. Murakkab quvurlar

Murakkab quvurlar quvurlar xilma-xil usullarda tutashtirilgan bo`b, ular ketma-ket, parallel ulangan va tarmoqlarga ajralgan bo`laklardan tashkil topgan bo`ladi. Biz yuqorida ketma-ket va parallel ulangan quvurlardan tashkil topgan bo`laklarni ko`rdik. Endi quvurning tarmoqlangan bo`lagini ko`ramiz. Asosiy quvur A nuqtadan uchta $1, 2, 3$ tarmoqlarga ajralsin (9.21-rasm). Ularning oxirgi nuqtalarining balandliklari z_1, z_2, z_3 , bosimlari p_1, p_2, p_3 , sarflari Q_1, Q_2, Q_3 bo`lsin. U holda bu sarflarning yig`indisi asosiy quvurdagi sarfga to`g`ri keladi:

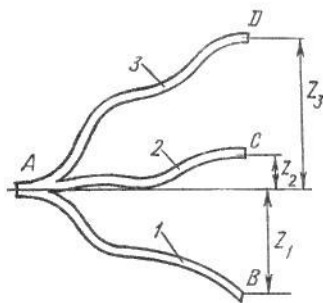
$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$$

Har bir tarmoq uchun Bernulli tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{p_A}{\gamma} = z + \frac{p_1}{\gamma} + H_1$$

$$\frac{p_A}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + H_2$$

$$\frac{p_A}{\gamma} = z_3 + \frac{p_3}{\gamma} + H_3$$



9.21-rasm. Quvurlarning tarmoqlarga bo`linishi.

Bu tengliklarda p_1, p_2, p_3 , larni atmosfera bosimiga teng deymiz va $\frac{p_A}{\gamma} = H_A$ ekanini hisobga olib hamda $1, 2, 3$ quvurlar uchun (9.2) formuladan foydalanib, quyidagilarni yozamiz:

$$H_A = z_1 + \alpha_1 Q_1^2; \quad H_A = z_2 + \alpha_2 Q_2^2; \quad H_A = z_3 + \alpha_3 Q_3^2 \quad (9.25)$$

Yoki $H_A - z_1 = H_1$ ekanligini hisobga olib va $z_2 - z_1 = z_{1-2}$, $z_3 - z_1 = z_{1-3}$ belgilashlarni kiritib, oxirgi tengliklarni o`zgartiramiz:

$$H_1 = \alpha_1 Q_1^2; H_1 - z_{1-2} = \alpha_2 Q_2^2; H_1 - z_{1-3} = \alpha_3 Q_3^2 \quad (9.26)$$

Bu tenglamalardan 1, 2, 3 quvurlardagi sarflarni topib va qo`shib umumiy harjni topamiz:

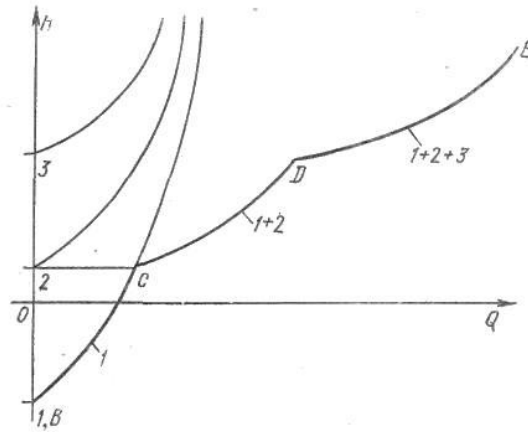
$$Q = \left(\frac{\sqrt{H_1}}{\sqrt{\alpha_1}} + \frac{\sqrt{H_1 - z_{1-2}}}{\sqrt{\alpha_2}} + \frac{\sqrt{H_1 - z_{1-3}}}{\sqrt{\alpha_3}} \right) \quad (9.27)$$

yoki

$$Q = \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_1}} + \frac{\sqrt{1 - z'_{1-2}}}{\sqrt{\alpha_2}} + \frac{\sqrt{1 - z'_{1-3}}}{\sqrt{\alpha_3}} \right) H_1 \quad (9.28)$$

bu yerda $z'_{1-2} = \frac{z_{1-2}}{H_1}$, $z'_{1-3} = \frac{z_{1-3}}{H_1}$ bo`lib, ular uchun $z'_{1-2} < 1$, $z'_{1-3} < 1$ tengsizliklar

o`rinlidir. Agar uchala quvurning ham ikkinchi uchi bir xil balandlikda bo`lsa ($z_1 = z_2 = z_3$), u holda $z'_{1-2} = 0$; $z'_{1-3} = 0$ va H_1, H_2, H_3 lar teng bo`ladi hamda sarf uchun quvurlar parallel ulangan hol uchun chiqarilgan munosabatini olamiz. Endi yuqorida keltirilgan formulalarga asosan tarmoqlangan quvur uchun xarakteristika hosil qilish mumkin (9.22-rasm). Buning uchun ularning xarakteristikalarini quvurlarni parallel ulash dagi kabi qo`shamiz.



9.22-rasm. Tarmoqlarga bo`lingan quvurning xarakteristikasi.

Natijada 9.22-rasmda tasvirlangandek siniq egri chiziq *BSDE* ni olamiz. Bu chiziq tarmoqlangan quvur uchun xarakteristika bo`lib, u 2 va *BSDE* ni olamiz. Bu chiziq tarmoqlangan quvur uchun xarakteristika bo`lib, u 2 va 3 quvurlarning ikkinchi uchi balandligida *C* va *D* nuqtalarda sinadi. Agar suyuqlik *A* nuqtadan *B*, *C*, *D* nuqtalarga qarab emas, teskari yo`nalishda oqsa unda 1, 2, 3 quvurlarning xarakteristikalari (sarflar Q_1, Q_2, Q_3 manfiy bo`lgani uchun) *H* o`qining chap tomonida (ya'ni *Q* o`qining manfiy yo`nalishida) qo`shiladi. Bordinyu, bu quvurlarning ba'zilaridan oqim o`nga, boshqalarida chapga bo`lganda ham o`nga oqayotgan suyuqlik uchun xarakteristika *H* o`qidan o`ngga chapga oqayotganlari uchun esa xarakteristika chapga quriladi va so`ng qo`shiladi.

Quvur sistemasi bir qancha qismlardan iborat bo`lib, ular ketma-ket va parallel ulangan quvurlardan tashkil topgan bo`lsa, u holda bu qismlarning har biriga ketma-ket va parallel ulash qoidalarini qo`llab, xarakteristikalarini yoki tenglamalarni tuzib olamiz. So`ngra bu qismlarning har birini ayrim quvur sifatida qarab va parallel yoki ketma-ket ulash qoidasidan foydalanib sistema uchun xarakteristika yoki tenglama tuzamiz. Bu qoidaga asosan har qanday murakkab quvurlar sistemasini hisoblash mumkin.

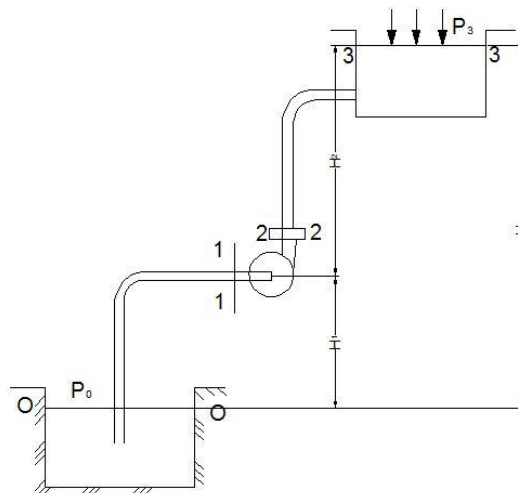
9.6. Nasosdan ta'minlanuvchi quvur

Yuqorida biz turli usulda ulangan quvurlar sistemasini ko`rdik, biroq ularning suv bilan ta'minlanishi qanday amalga oshirilishi haqida to`xtalib o`tmadik. Bunday hol balandlikka o`rnatilgan katta idishdan ta'minlanuvchi quvurlar sistemasi uchun yoki nasosdan ta'minlanuvchi sistemalarning qismlari uchun o`rinli. Sanoat va qishloq xo`jaligida quvurlarni nasos orqali ta'minlash hollari ko`p uchrab turadi. Bu holda quvurlar sistemasidagi bosim ustiga nasos hosil qilgan bosimni ham qo`shish kerak bo`ladi. Shu maqsadda nasosdan ta'minlanuvchi sodda quvurlarni (9.23-rasm) ko`ramiz.

Nasos pastki idishdan p_0 bosimli suyuqlikni so`rib, yuqoridagi p_1 bosimli idishga chiqarib bersin. Nasos o`qining pastki sathdan balandligi H_1 geometrik so`rish balandligi deyiladi va bu balandlikkacha suyuqlik harakat qilayotgan quvur so`rish quvuri deyiladi. Suyuqlikning yuqori sathining balandligi H_2 zo`riqish geometrik balandligi deyiladi va suyuqlikni bu balandlikka ko`tarishda qatnashuvchi quvur haydash (nagnetatelnaya ili napornaya) quvuri deyiladi.

So`rish quvuri uchun ($0 - 0$ va $1 - 1$ kesimlar uchun) Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$\frac{p_0}{\gamma} = H_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 q_1^2}{2g} + h_{0-1}$$



9.23-rasm. Nasosdan ta'minlanuvchi quvurga oid chizma.

Bu tenglamadan ko`rinadiki, nasosning suyuqlikni H_1 balandlikka ko`tarish, unga kinetik energiya berishi va gidravlik qarshiliklarni yengishi birinchi idishdagi p_0 bosimdan foydalanish hisobiga amalga oshiriladi. Shuning uchun bu bosimdan shunday foydalanish kerakki, nasosga kirish oldidan suyuqlikda kavitatsiya hodisasini vujudga keltirmaydigan darajadagi chegirma bosim (p_1) saqlanib qolsin. Bu nasoslarning so`rish quvurlarini nihoyatda aniq va puxta hisoblash kerak. (9.29) tenglama so`rish quvurlarini hisoblashda asosiy tenglama hisoblanadi. Bunda hal qilinishi kerak bo`lgan masalalar sifatida quyidagilarni keltirish mumkin.

1) barcha o`lchamlar va sarf berilgan. Suyuqlikning nasosga kirish oldidagi bosimni hisoblash kerak.

Bu masalani yechishda nasosga kirishdagi suyuqlik bosimini (p_1) hisoblab, uni kavitatsiya hosil qilmaydigan minimal bosim bilan taqqoslash yo`li bilan bajariladi.

2) eng kichik (kavitatsiya hosil qilmaydigan) joiz bosim berilgan. Boshqa parametrlarning eng katta joiz qiymatlari ($H_{1 \max}$, Q_{\max} , d_{\min}) ni hisoblash talab qilinadi.

Agar p_0 atmosfera bosimiga teng bo`lsa, u holda so`rish quvuridagi bosim atmosfera bosimidan kichik bo`ladi. p_0 bosimning ortishi bilan so`rish quvuridagi bosim ortadi. Bu esa geometrik so`rish balandligining ortishiga yordam beradi.

Haydash quvuridagi suyuqlikning harakati (2 – 2 va 3 – 3 kesimi uchun ham Bernulli tenglamasini yozish mumkin.

$$\frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 \mathcal{Q}_2^2}{2g} = H_2 + \frac{p_3}{\gamma} + \frac{\alpha_3 \mathcal{Q}_3^2}{2g} + h_{2-3} \quad (9.30)$$

Agar haydash quvurining ikkinchi uchidan biror idish bo`lsa, u holda (9.30) tenglamaning o`ng tomonida tezlik bosim bo`lmaydi, lekin bunday harakat vaqtida bosimning kengayishga sarf bo`lishini hisobga olish kerak. (9.30) tenglamaning chap tomoni nasosdan chiqishdagi solishtirma energiyani ko`rsatadi. Nasosga kirishdagi solishtirma energiyani (9.29) tenglama yordamida hisoblash mumkin:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 \mathcal{Q}_1^2}{2g} = \frac{p_0}{\gamma} - H_1 - h_{0-1} \quad (9.31)$$

Bu oxirgi tenglama va (9.30) dan foydalanib suyuqlikning nasosdan o`tganda oladigan energiyasini hisoblash mumkin. Bu energiya suyuqlikka nasos orqali beriladi va u suyuqlikni tegishli balandlikka ko`tarish uchun sarflangan energiyani ifodalab, H_{nas} ko`rinishida belgilanadi va quyidagicha hisoblanadi:

$$H_{\text{nac}} = \left(\frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 \mathcal{Q}_2^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 \mathcal{Q}_1^2}{2g} \right) = H_1 + H_2 + \frac{p_3 - p_0}{\gamma} + \frac{\alpha_3 \mathcal{Q}_3^2}{2g} + h_{0-1} + h_{2-3}$$

yoki

$$H_{\text{nac}} = H_g + \frac{p_3 - p_0}{\gamma} + cQ^2 + \alpha Q^2 \quad (9.32)$$

bu yerda H_g - suyuqlikning pastki sathdan yuqori sathga ko'tarilish balandligi; sQ^2 – yuqori sathdagi tezlik bosimi; αQ^2 – so'rish va haydash quvurlardagi qarshiliklar yig'indisi; V_3 – yuqori sathdagi tezlik. Agar pastki va yuqori sathlardagi bosimlar p_0 va p_3 atmosfera bosimiga teng bo'lsa, u holda

$$H_{nac} = H_g + cQ^2 + \alpha Q^2 = H_g + \frac{\alpha_3 Q_3^2}{2g} + \alpha Q^2$$

bo'ladi. Bu formuladan ko'rinadiki, suyuqlikka nasosning bergan bosimi suyuqlikni yuqori sathda harakat qildirish uchun zarur bo'lgan bosim H_3 ga teng bo'ladi:

$$H_{nac} = H_3. \quad (9.33)$$

Bu qoidani nasoslar barqaror ish tartibining hamma hollari uchun qo'llash mumkin. Nasosning ishlash xarakteristikasi uning aylanish soniga bog'liq bo'lib, bu son nasosning quvvatiga bog'liq bo'lmagan hollar uchun to'g'ridir. Agar nasos yopiq sistemada ishlasa, ya'ni pastki va yuqori idishlar bo'lmay, so'rish va haydash quvurlari tutashtirilgan bo'lsa, u holda (9.32) formula o'rnida quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$H_{nac} = H = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} = H_3.$$

ya'ni zarur bosim bilan nasos hosil qilgan bosim teng bo'ladi. Bu holda yopiq sistemada albatta qo'shimcha kengayuvchi kesim va tenglashtiruvchi idishlar bo'lib, ular odatda suyuqlikning nasosdan chiqish kesimi bilan tutashtirilgan bo'ladi.

9.7. Elektrogidravlik o'xshashlik (analogiya) haqida tushuncha

Biz yuqorida quvurlarni hisoblash uchun (9.4) va (9.5) tenglamalarni chiqardik va ularni quyidagi ko'rinishlarda ifodaladik:

$$H = \lambda \frac{8(l + l_{ekv})}{g\pi^2 D^5} Q^2 \quad (9.34)$$

$$Q = \sqrt{\frac{g\pi^2 D^5}{8\lambda(l + l_{ekv})}} H. \quad (9.35)$$

Laminar harakat vaqtida bu formulalarda qovushqoqlik ishqalanish koeffitsiyenti λ quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$\lambda = \frac{64}{Re} = \frac{64\nu}{gD} = \frac{16\nu\pi D}{Q},$$

u holda

$$H = \frac{128\nu}{gD^2} = \frac{l + l_{ekv}}{\pi D^2} Q$$

yoki

$$H = \alpha \frac{L}{\omega} Q = BQ \quad (9.36)$$

bu yerda $L = l + l_{e3kv}$; $\omega = \frac{\pi D}{4}$; $\alpha = \frac{32\nu}{gD^2}$.

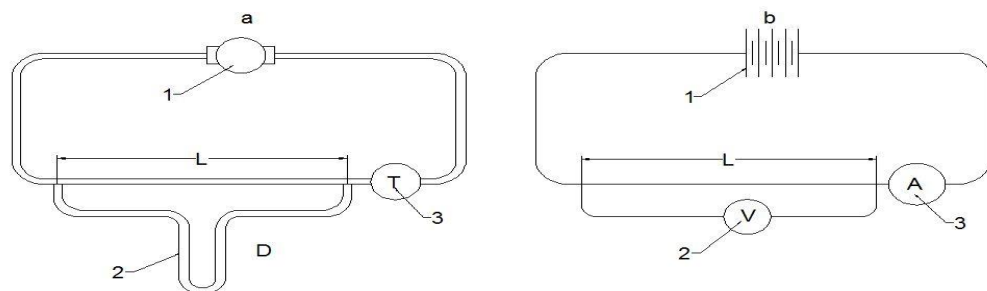
B - hisoblash yo`li bilan aniqlanadigan koeffitsiyent. (9.36) tenglama fizikaning elektr bo`limida o`tkazgichlarning bir qismi uchun Om qonuniga juda o`xshab ketadi. Agar bosim H ni kuchlanish U ga, α ni solishtirma qarshilik ρ ga, sarf Q ni tok kuchi I ga qiyoslasak, u holda (9.36) ni Om qonuni

$$U = \rho \frac{L}{S} I = RI \quad (9.37)$$

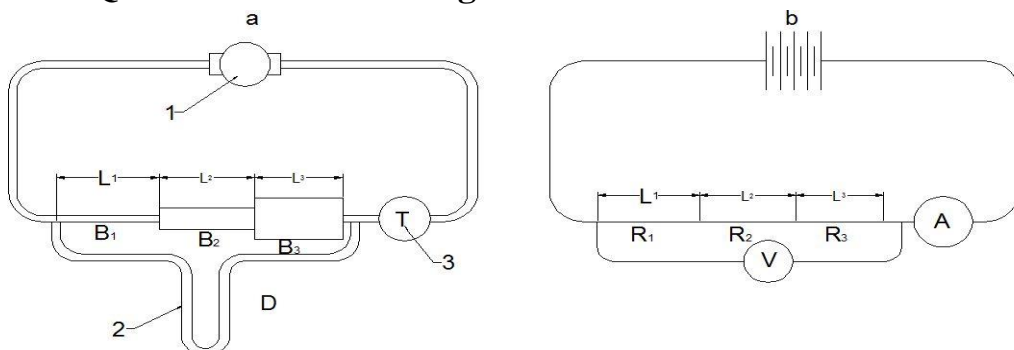
ga qiyoslash mumkin.

(9.36) bilan (9.37) ning o`xshashligidan foydalanib elektrogidravlik o`xshashlikni tuzish mumkin. Bu o`xshashlikka asosan o`tkazgichlardan tok o`tkazib, uning kuchlanishi U ni voltemetr va tok kuchi I ni ampermetr yordamida aniqlash mumkin. Bunda voltmetr quvurlardagi difmanometrni, ampermetr esa sarf o`lchash asbobi o`rnini bosadi (9.24-rasm). Tok manbai sifatida esa energiya manbai nasosni ifodalash mumkin.

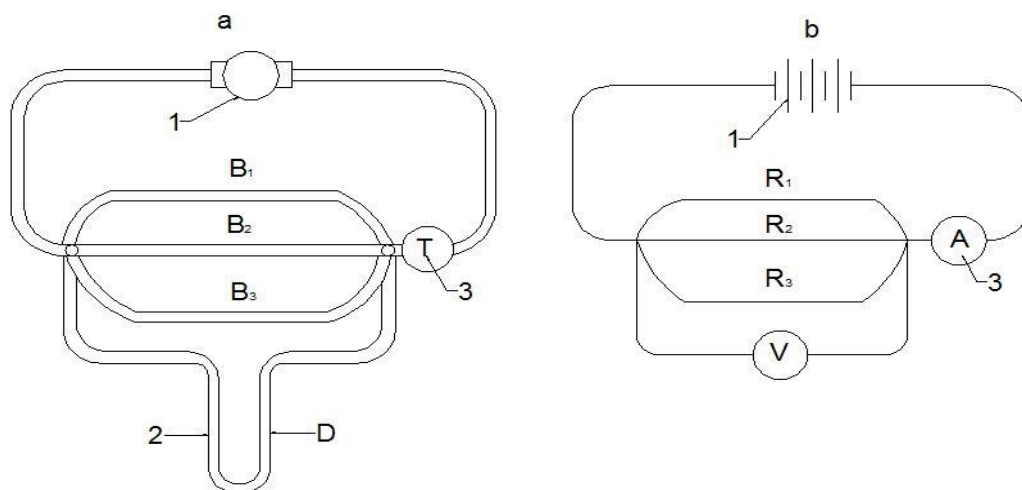
9.24-rasmda 1-manba (a - rasmda nasos, b - rasmda batareya), 2 - (a - rasmda difmanometr, b - rasmda voltmetr), 3 - (a - rasmda sarf o`lchash asbobi, b - rasmda ampermetr) ifodalangan bo`lib, quvur va o`tkazgich uzunliklari L orqali ifodalangan. Shu usul bilan quvurlarni ketma-ket (9.24-rasm) va parallel (9.25-rasm) ulashni o`tkazgichlarni ketma-ket va parallel ulash bilan taqqoslash mumkin. Quvurlarni ketma-ket ulashda (9.24-rasm) umumiy qarshilik.



9.24.-rasm. Quvurlar va tok o`tkazgichlarni ketma-ket ulashda o`xshashlik.



9.25-rasm. Suyuqlik va tok o`tkazgichlarda o`xshashlikka doir chizma.



9.26-rasm. Quvurlar va tok o'tkazgichlarni parallel ulashdagi o'xshashlik.

$$H_k = B_k Q$$

$$H_k = H_1 + H_2 + H_3 \quad (9.38)$$

va

$$Q = Q_1 = Q_2 = Q_3$$

bo'lib, (9.38) da

$$B_k = B_1 + B_2 + B_3$$

O'tkazgichlar uchun esa

$$U_k = R_k$$

$$U_k = U_1 + U_2 + U_3 \quad (9.39)$$

va

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

bo'lib, (9.39) da

$$R_k = R_1 + R_2 + R_3$$

Quvurlarni parallel ulashda esa (1.99-rasm) umumiy qarshilik

$$H = B_n Q_n \quad (9.40)$$

$$H = H_1 = H_2 = H_3$$

va

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$$

bo'lib, (9.40) da

$$\frac{1}{B_n} = \frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2} + \frac{1}{B_3}$$

o'tkazgichlar uchun esa

$$U = R_n I_n \quad (9.41)$$

$$U = U_1 = U_2 = U_3$$

va

$$\frac{1}{I_n} = \frac{1}{I_1} + \frac{1}{I_2} + \frac{1}{I_3}$$

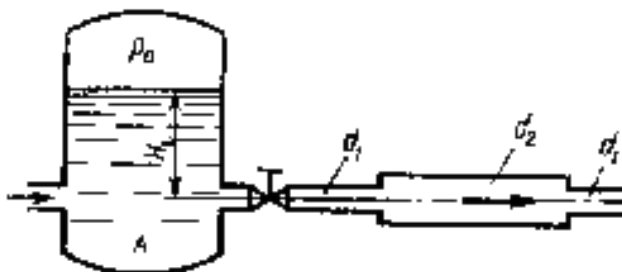
bo`lib, (9.41) da

$$\frac{1}{R_n} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}$$

Bu qonuniyatlar quvurlarni va o`tkazgichlarni parallel hamda ketma-ket ulashdagi o`xshashlikni ko`rsatadi.

Amaliy mashg`ulotlarni bajarishga doir ko`rsatma:

Masala. Berilgan quvurlar tizimi orqali, rezervuardan atmosferaga oqib chiqayotgan suv sarfining miqdorini aniqlash lozim bo`lsin (9.27-rasm).



9.27-rasm.

Quvurlarning diametrlari, uzunligi va materiali ($\Delta; \lambda$) ma'lum bo`lib, quyidagi qiymatlarga ega bo`lsin:

$$d_1 = 150 \text{ mm}; \quad d_2 = 200 \text{ mm}; \quad d_3 = 250 \text{ mm}; \quad l_1 = 20 \text{ m} \quad l_2 = l_3 = 15 \text{ m};$$
$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0,02 \quad H = 3,0 \text{ m};$$

Jo`mrakning qarshilik koeffitsiyenti $\xi = 0,4$;

Yechimi: Masalani yechish uchun Bernulli tenglamasidan foydalanamiz. Bernulli tenglamasidan foydalanish quyidagi tartibda amalga oshiriladi:

1) Kesimlarni tanlaymiz:

I-I va II-II

2) Taqqoslash tekisligini o`tkazamiz:

0-0,

3) Oqim uchun Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} + h_f$$

4) Tenglamalardagi hadlarni aniqlaymiz:

$$z_1 = H; P_1 = P_a; V_1 = 0; \alpha_1 = \alpha_2 = 1$$

$$z_2 = 0; P_2 = P_a; V_2 = ?$$

5) Aniqlangan hadlarni tenglamaga qo'yamiz:

$$H + \frac{P_a}{\gamma} + 0 = 0 + \frac{P_a}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + h_f$$

bu yerdan:

$$H = \frac{V_2^2}{2g} + h_f$$

Endi quvurlar tizimida yo'qolgan dam $- h_f$ miqdorini aniqlaymiz:

Ma'lumki,

$$h_f = \sum h_e + \sum h_M$$

Quvur uzunligi bo'ylab yo'qolgan dam Darsi-Veysbax formulasi bo'yicha:

$$\sum h_e = h_{f1} + h_{f2} + h_{f3} = \frac{\lambda l_1}{d_1} \frac{V_1^2}{2g} + \frac{\lambda l_2}{d_2} \frac{V_2^2}{2g} + \frac{\lambda l_3}{d_3} \frac{V_3^2}{2g}$$

Uzilmaslik tenglamasidan

$$V_1 = \frac{\omega_3}{\omega_1} V_3; V_2 = \frac{\omega_3}{\omega_2} V_3$$

$$V_1 \omega_1 = V_2 \omega_2 = V_3 \omega_3$$

ekanligidan foydalanib, hamda $V_3 = V_2$

$$\sum h_e = \left[\frac{\lambda_1 l_1}{d_1} \left(\frac{\omega_3}{\omega_1} \right)^2 + \frac{\lambda_2 l_2}{d_2} \left(\frac{\omega_3}{\omega_2} \right)^2 + \frac{\lambda_3 l_3}{d_3} \right] \frac{V_2^2}{2g}$$

yoki

$$\sum h_e = \xi_1 \frac{V_2^2}{2g}$$

Mahalliy qarshiliklarda damning yo'qolishi ko'rilayotgan misolda, quyidagi joylarda sodir bo'ladi: quvurning kirish qismida $- (\xi_1)$; keskin kengayishda $- (\xi_2)$; keskin torayishda $- (\xi_3)$; berkitgichda $- (\xi_4)$.

U holda

$$\sum h_M = \xi_1 \frac{V_1^2}{2g} + \xi_2 \frac{V_2^2}{2g} + \xi_3 \frac{V_3^2}{2g} + \xi_4 \frac{V_4^2}{2g}$$

Uzilmaslik tenglamasidan va $V_3 = V_2$ ekanligidan foydalanib

$$\sum h_M = \xi_1 \frac{V_1^2}{2g} + \xi_2 \frac{V_2^2}{2g} + \xi_3 \frac{V_3^2}{2g} + \xi_4 \frac{V_4^2}{2g}$$

Yoki

$$\sum_1^1 h_M = \xi_M \frac{V_2^2}{2g}$$

Jadvaldan mahalliy qarshilik qiymatlarini olib, ξ_M ni hisoblaymiz. Tizimda yo‘qolgan dam uchun quyidagi ifodani olamiz.

$$h_f = \xi_M \frac{V_2^2}{2g} + \xi_1 \frac{V_2^2}{2g} = (\xi_M + \xi_1) \frac{V_2^2}{2g}$$

Yoki

$$h_f = \xi_S \frac{V_2^2}{2g} \quad (5)$$

bu yerda: ξ_S – tizimning qarshilik koeffitsiyenti.

(5) ifodani (2) ga qo‘yib

$$H = \frac{V_2^2}{2g} + \xi_S \frac{V_2^2}{2g}$$

bu yerdan

$$V_2 = \frac{1}{\sqrt{1+\xi_S}} \sqrt{2gH}$$

Yoki

$$V_2 = \varphi \sqrt{2gH};$$

bu yerda φ – tezlik koeffitsiyenti.

U holda quvurlar tizimi orqali oqib chiqayotgan sarf

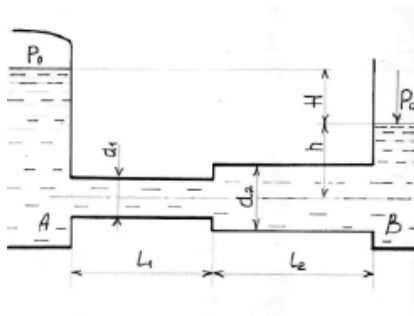
$$Q = \mu \omega_3 \sqrt{2gH} = 0,17 \cdot \frac{\pi d_3^2}{4} \cdot \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 3} = 0,06 \text{ m}^3/\text{s}$$

bu yerda μ – sarf koeffitsiyenti.

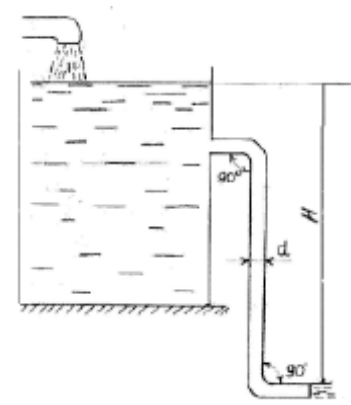
Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Suv bir rezervuardan ikkinchisiga ketma-ket ulangan ikkita quvurlar orqali uzatiladi. Quvurlarning diametri va uzunligi mos ravishda $d_1 = 150$ mm; $l_1 = 25$ m; $d_2 = 200$ mm; $l_2 = 35$ m; gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti $\lambda_1 = \lambda_2 = 0,03$. Agar $H_1 = 3,0$ m; $H_2 = 10$ m; $P_M = 20$ kPa bo‘lsa, quvurdagi suv sarfi – Q ni aniqlang. Pezometrik va dam (napor) chiziqlarini chizing (9.28-rasm).

2. Rezervuarga quyilayotgan sarf $Q = 0,05$ m³/s. Rezervuarda o‘zgarmas suv sathini aniqlash uchun quvur orqali suv atmosferaga oqib chiqadi. Agar quvur uzunligi $\lambda = 0,025$ bo‘lib, rezervuarga kelayotgan va chiqayotgan sarf bir xil bo‘lishi uchun H -miqdorni aniqlang (9.29-rasm).

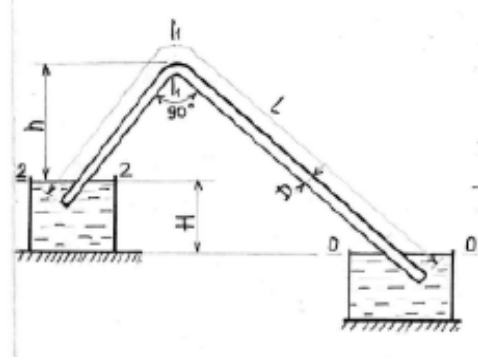


9.28-rasm.



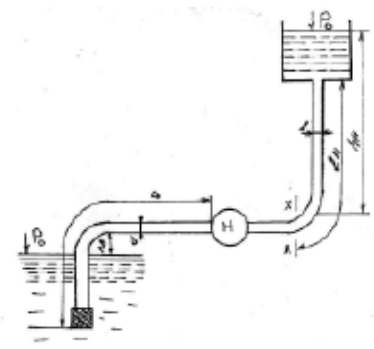
9.29-rasm.

3. Magistral kanaldan novga harorati $t = 20^{\circ}\text{C}$ suv po‘lat sifon orqali uzatiladi. Sifonning diametri $D = 30 \text{ mm}$: uzunligi m , sarfi $Q = 0,5 \text{ l/s}$, $h = 4,0 \text{ m}$ bo‘lsa, kanal va novdagi suvlar sathining farqini aniqlang (9.30-rasm).



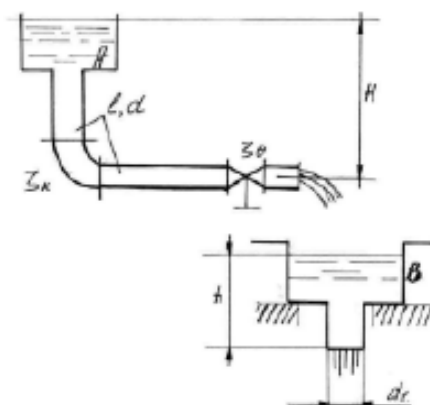
9.30-rasm.

4. Markazdan qochma nasos harorati $t = 20^{\circ}\text{C}$ suvni diametri $d = 100 \text{ mm}$ va uzunligi m li po‘lat quvur orqali $N = 30 \text{ m}$ balandlikka uzatmoqda. Agar $x-x$ kesimdagi bosim $P_x = 0,2 \text{ mPa}$ bo‘lsa quvurdagi suv sarfini aniqlang (9.31-rasm).



9.31-rasm.

5. Suv A-rezervuardan B-rezervuarga diametri $d = 80 \text{ mm}$ va uzunligi $l = 10 \text{ m}$ quvur orqali uzatiladi. B-rezervuardan suv naycha orqali (sarf koeffitsiyenti $\mu = 0,82$) atmosferaga oqib chiqmoqda. Agar B-rezervuardagi suyuqlik sathi $h = 2,0 \text{ m}$ bo‘lsa, gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti $\lambda = 0,03$; burilish va jo‘mrakning qarshilik koeffitsiyentlari: $\xi_1 = 0,4$; $\xi_2 = 3,0$ bo‘lsa, A-rezervuarda qanday dam (napor) H bo‘lishi kerak (9.32-rasm)



9.32-rasm.

IX bob bo'yicha nazorat savollari

- 1.Sodda quvurni hisoblashning asosiy tenglamasi
- 2.Quvurlarni ketma-ket va parallel ulash
- 3.Murakkab quvurlar
- 4.Quvurlarning tarmoqlarga bo`linishi.
- 5.Nasosdan ta'minlanuvchi quvur

X BOB. GIDRAVLIKANING ALOHIDA MASALALARI (MAXSUS KURS)

SUYUQLIKNING BEQAROR HARAKATI

Suyuqliklar harakat qilayotgan vaqtida uning tezligi va bosimi, odatda, vaqtga bogʻliq boʻlib, bunday harakatni beqaror harakat deb atagan edik. Xususiyl holda vaqt oʻtishi bilan harakat barqarorlashib tezlik va bosim vaqtga bogʻliq boʻlmay qoladi. Yuqorida koʻrib oʻtilgan suyuqlikning quvurlardagi harakatlari va teshiklardan oqishiga koʻrilgan misollar barqaror harakatlarning asosiy masalalari qatoriga kiradi. Lekin har qanday harakat holatini oʻzgarishi beqaror harakatni vujudga keltiradi. Bir harakat holatidan ikkinchisiga oʻtish asta-sekin yoki keskin oʻzgarish bilan sodir boʻlishi mumkin. Masalan, biror idishdagi suyuqlik teshik orqali oqqanda vaqt davomida bosimning oʻzgarib borishi natijasida tezlik va sarfning ham oʻzgarishi harakat holatining asta-sekin oʻzgarib borishiga misol boʻlsa, quvurlarda joʻmraklarni yoki oʻzanlarda toʻsiqlarning keskin ochib-yopilishi vaqtidagi oʻzgarishi harakat holatining keskin oʻzgarishiga misol boʻladi. Bunday harakat vaqtida inertsia kuchlari asta-sekin yoki keskin oʻzgarib boradi. Barqaror harakat vaqtida esa inertsia kuchining oʻzgarishi sezilarsiz boʻlib, harakat holatiga deyarli taʼsir qilmaydi. Shuning uchun barqaror harakat bilan beqaror harakatni nazariy tekshirish birinchi holda inertsia kuchining oʻzgarishi hisobga olinmasligi ikkinchi holda bu oʻzgarish hisobga olinishi bilan farqlanadi.

Ideal va real suyuqliklar barqaror harakatining umumiy tenglamalari (3.25) va (3.28) koʻrinishda yoziladi. Turbulent harakat uchun esa (3.28) tenglama umumlashtirib hosil boʻlgan tenglamani Reynolds tenglamasi deyiladi.

Barqaror harakat uchun uzilmaslik tenglamasi boʻyicha oqimchani ixtiyoriy ikki kesimidagi sarflari oʻzaro teng ekanligi koʻrsatilgan edi. Barqaror harakat uchun esa bu qonun vaqtning biror aniq qiymatida toʻgʻri boʻlib, vaqt oʻtishi bilan tezlik oʻzgarganidek, sarf ham oʻzgarib boradi. Shuningdek, vaqt davomida oqim chizigʻi ham, elementar oqimcha ham oʻzgarib boradi. Bu holda 10.1-rasmda tasvirlangan sxema elementar oqimchanning biror aniq vaqtdagi holatiga toʻgʻri keladi deb hisoblaymiz. Agar 1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi masofa cheksiz kichrayib borib, dl uzunlikni qabul qilsa, u holda (3.12) tenglamani quyidagicha yoza olamiz.

$$q_1 - q_2 = 0 \text{ yoki } dq = 0 \quad (10.1)$$

Bu tenglamada chap tomondagi ifoda sarfdan olingan toʻliq diferentsial boʻlib, q vaqt va yoʻl boʻyicha oʻzgarib borgan uchun, matematikada quyidagicha ifodalanadi.

$$\frac{\partial q}{\partial t} dt + \frac{\partial q}{\partial l} dl = 0. \quad (10.2.)$$

Hosil boʻlgan tenglamaning ikki tomoni dt ga boʻlamiz va tezlikning ta'rifidan

$u = \frac{dl}{dt}$ ekanligini hisobga olib, ushbu koʻrinishda yozamiz:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial l} = 0. \quad (10.3.)$$

Bu hosil qilingan tenglama beqaror harakat elementlar oqimchasi uchun uzilmaslik tenglamasidir. Barqaror harakatdagi kabi beqaror harakat uchun ham oqimning uzilmaslik tenglamasini yozish mumkin:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + g \frac{\partial Q}{\partial l} = 0. \quad (10.4)$$

Beqaror harakatni tekshirish juda murakkab boʻlib, biz ikki soddalashtirilgan xususiy hol ustida toʻxtalib oʻtamiz.

1) deformatsiyalanmaydigan quvurdagi siqilmaydigan suyuqlikning harakati. Bu holda harakat holati asta-sekin oʻzgarib borishi hisobga olinadi, lekin quvur deformatsiyasidan hosil boʻladigan kuchlar boʻlmaydi.

2) gidravlik zarba masalasi boʻlib, bunda quvur deformatsiyalanadi, lekin soddalashtirish harakat holatining keskin oʻzgarishi va quvur kesimining oʻzgarmasligi bilan ifodalanadi. Beqaror harakatining umumiy masalalari yechish shu turdagi harakatlarga bagʻishlangan maxsus kurslarda koʻrilib, koʻp hollarda (3.25), (3.28) yoki Reynolds tenglamalar sistemalarini yechish bilan bogʻliq.

10.1. Siqilmaydigan suyuqlikning deformatsiyalanmaydigan quvurlarda inertsiya bosimi hisobga olingan beqaror harakati

Beqaror harakatni tekshirish uchun avval bu harakatga Bernulli tenglamasini chiqaramiz. Buning uchun kinetik energiyaning oʻzgarishi qonunidan foydalanamiz. Beqaror harakatda tezlik va bosim yoʻl boʻyicha ham, vaqt boʻyicha ham oʻzgargani uchun (3.39) tenglamadagi kinetik energiyaning dt vaqtida oʻzgarishi quyidagicha yoziladi:

$$d\left(\frac{mu^2}{2}\right) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dt + \frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dl \quad (10.5)$$

Barqaror harakatda elementlar oqimchani ifodalovchi 9.1-rasmdagi sxema beqaror harakat uchun elementlar oqimchani biror aniq vaqtdagi holatni ifodalasin. Bu rasmdagi 1-1 va 2-2 kesimlar orasida masofani cheksiz kichraytirib borib, dl ga intiltirsak, (3.39) tenglama yuqoridagi oxirgi munosabatni hisobga olgan holda quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dt + \frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dl = \sum Pdl \quad (10.6)$$

Siqilmaydigan suyuqlik uchun massa o'zgarish bo'lgani sababli oxirgi tenglik ushbu ko'rinishda yoziladi:

$$m \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u^2}{2} \right) dt + \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2} \right) dl \right] = \sum P dl \quad (10.7)$$

tenglamaning ikki tomonini dt ga bo'lamiz va $\frac{\partial l}{\partial t} = u$ ekanligini nazoratga olsak

$$mu \frac{\partial u}{\partial t} + mu \frac{\partial u}{\partial l} u = \sum Pu$$

yoki

$$m \frac{\partial u}{\partial t} + mu \frac{\partial u}{\partial l} = \sum P \quad (10.8)$$

bo'ladi. 3.41 tenglamaga asosan

$$m = \rho q dt \quad (10.9)$$

(3.41) ga asosan 1-1 va 2-2 kesimlarga ta'sir qiluvchi bosim kuchlari bajargan ishlarning yig'indisi

$$A_1 - A_2 = (p_1 - p_2) g dt$$

bo'ladi yoki 1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi masofa cheksiz kichik ekanligini nazoratga olsak va

$$p_1 - p_2 = -dp = -\frac{dp}{dl} dl$$

desak, u holda

$$A_1 - A_2 = -\frac{dp}{dl} q dl dt \quad (10.10)$$

suyuqlikning 1-1 kesimdan 2-2 kesimga o'tishida og'irlik kuchining bajargan ishi

$$A_3 = Q(z_1 - z_2) = \gamma q dt (z_1 - z_2) \quad (10.11)$$

yoki

$$A_3 = -\gamma q dt dz = -\gamma \frac{dz}{dl} dl dt$$

ko'rinishda ifodalanadi.

Endi (10.9), (10.10) va (10.11) munosabatlarni hisobga olgan holda (10.7) tenglamani quyidagicha yoza olamiz:

$$\rho q dt \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u^2}{2} \right) dt + \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2} \right) dl \right] = -\frac{\alpha p}{\partial l} q dl dt - \gamma \frac{dz}{dl} q dl dt$$

Bu tenglama (10.8) dagi ko'rinishga keltirilsa,

$$\rho q dt \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial l} \right) = -\frac{\partial p}{\partial l} q dt - \gamma \frac{dz}{dl} q dt$$

bo'ladi. Oxirgi tenglamaning ikki tomoni $\gamma q dt$ ga bo'lib, quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$\frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{g} \frac{\partial u}{\partial l} = -\frac{1}{\gamma} \frac{dp}{dl} - \frac{dz}{dl}$$

Ba'zi o'zgarishlardan so'ng esa beqaror harakat uchun Bernulli tenglamasini differentsial ko'rinishda olamiz:

$$\frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2g} \right) + \frac{1}{\gamma} \frac{dp}{dl} + \frac{dz}{dl} = 0 \quad (10.12)$$

Bu tenglamani oralaridagi masofa chekli l ga teng bo'lgan ikki kesim uchun integrallasak

$$\int_{u_2}^{u_1} \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} dl + \int_{u_2}^{u_1} d \left(\frac{u^2}{2g} \right) + \int_{p_2}^{p_1} \frac{dp}{\gamma} + \int_{z_2}^{z_1} dz = 0$$

va hosil bo'lgan tenglamani chekli oraliqdagi kesimlar uchun yozsak, u holda beqaror harakat uchun Bernulli tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \frac{1}{g} \int_{u_2}^{u_1} \frac{\partial u}{\partial t} dl$$

Bu tenglamaning o'ng tomonidagi integral inertsiya bosimi deb ataluvchi miqdordir:

$$h_{in} = \frac{j}{g},$$

bu yerda

$$j = \frac{1}{l} \int_{u_1}^{u_2} \frac{\partial u}{\partial t} dl$$

u_1 va u_2 ni $\frac{\partial u}{\partial t}$ ning birinchi va ikkinchi kesimlardagi qiymatlari bilan ifodalasak,

Bernulli tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{in} \quad (10.14)$$

Bernulli tenglamasini oqim uchun yozsak, u holda tezlikning qiymatlarini uning o'rtacha qiymatlari bilan almashtirib yozamiz

$$\frac{\alpha_1 \mathcal{Q}_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 \mathcal{Q}_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{in} \quad (10.15)$$

Beqaror harakatning Bernulli tenglamasini real suyuqliklar uchun ushbu ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{\alpha_1 \mathcal{Q}_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 \mathcal{Q}_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{1-2} + h_{in} \quad (10.16)$$

Shuni nazarda tutish kerakki, h_{in} ni birinchi va ikkinchi kesimlardagi inertsiya kuchlari bajargan solishtirma ishlarning farqini ko'rsatadi.

Agar olingan tenglamalarni quvurlar sistemasiga qo‘llasak, u holda ikki kesim orasidagi ishqalanish va mahalliy qarshiliklarga bo‘lgan sarf va inertsiya qarshiligiga bo‘lgan sarfni hisoblab yozamiz:

$$\frac{\alpha_1 g_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 g_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \sum h + \sum h_{in} \quad (10.17)$$

Inertsiya bosimi quvurlarda kranlar va turli asta-sekinlik bilan ochib-yopiladigan hollarda shu ochib-yopilishning suyuqlik harakatiga ko‘rsatgan qarshiliklari sifatida namoyon bo‘ladi. Gidravlik mashinalar, gidrouzatkich va gidrouzatmalarda esa porshenlar harakati vaqtida hosil bo‘ladigan o‘zgarishlar ham inertsiya bosimi yordamida hisobga olinadi.

Misol uchun ikki idish biror quvur orqali tutashtirilgan bo‘lib, quvurga tutashtirilgan porshen harakat qilayotgan bo‘lsin. Bu holda birinchi idishdagi suyuqlik sathi (0-0) kesim bilan quvurdagi biror 1-1 kesim uchun yozilgan Bernulli tenglamasi quyidagicha bo‘ladi.

$$\frac{p_o}{\gamma} + z_o = \frac{g_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g} + \frac{j}{g} l \quad (10.18)$$

Quvurdagi 2-2 kesim bilan ikkinchi idishdagi suyuqlik sathi 3-3 kesim uchun yozilgan Bernulli tenglamasi esa quyidagicha yoziladi:

$$\frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_3}{\gamma} + z_3 + \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g} + \frac{j}{g} l \quad (10.19)$$

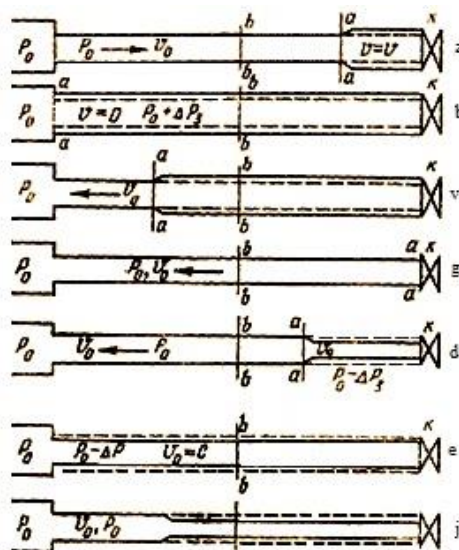
Bu yerda inertsiya bosimi porshenning musbat yoki manfiy tezlikni oshiruvchi yoki susaytiruvchi yo‘nalishda harakat qilishiga qarab musbat yoki manfiy ishora bilan olinadi.

10.2. Gidravlik zarba hodisasi

Quvurlarda gidravlik zarba hodisasi deformatsiyalanuvchi quvurlardagi kam siqiluvchi suyuqlikning tezligi yoki bosimi keskin o‘zgarganda hosil bo‘ladigan tebranma harakatdan iboratdir. Bu hodisa tez sodir bo‘lib, bosimning keskin ortishi va kamayishi bilan xarakterlanadi. Bosimning bunday o‘zgarishi suyuqlikning va quvur devorlarining deformatsiyalanishi bilan bog‘liqdir.

Gidravlik zarba ko‘p hollarda jo‘mrak yoki oqimning boshqaruvchi biror boshqa qurilmaning tez ochilishi yoki yopilishi natijasida sodir bo‘ladi. Unga boshqa hodisalar ham sabab bo‘lishi mumkin. Quvurlardagi gidravlik zarbani birinchi marta prof. N.E. Jukovskiy nazariy asoslagan va tajribada tekshirib ko‘rgan va uning “O gidravlicheskom udare” nomli asarida (1899 y) e‘lon qilingan. Suyuqlik V_o tezlik va p_o bosim bilan harakat qilayotgan quvurning oxiridagi kran jo‘mrak “J” bir onda yopilsin deylik (10.1-rasm, a). U holda kranga (yopilgandan so‘ng) birinchi yetib kelgan suyuqlik zarrachalarning tezligi so‘nib

ularning kinetik energiyalari quvur devorlarining va suyuqlikni deformatsiyalash ishiga aylanadi. Bu yerda gidravlikaning avval ko‘rilgan bo‘limlaridagi kabi suyuqlik siqilmaydi deb hisoblamay, uning siqilishi oz miqdorda bo‘lsa ham hisobga olishga to‘g‘ri keladi, chunki shu siqilish katta va chekli miqdordagi zarba bosimi Δp_3 ni vujudga keltiradi. Shunday qilib, jo‘mrak oldida hosil bo‘lgan Δp_3 qo‘shimcha bosimga mos ravishda quvur devorlari cho‘zilib, suyuqlik siqiladi. Jo‘mrak oldida to‘xtatilgan suyuqlik zarrachalariga qo‘shni bo‘lgan zarrachalar ham yetib keladi va ularning ham tezliklari so‘nadi. Natijada bosim ochish chegarasi (*a-a* kesim) jo‘mrakdan ta‘minlovchi idish tomonga, zarba to‘lqinining tezligi deb ataluvchi *a* tezlik bilan siljib boradi. Bosimi Δp_3 ga o‘zgargan sohaning o‘zi esa zarba to‘lqini deb ataladi. Bu to‘lqin idishga yetib borganda esa, suyuqlik butun quvur bo‘yicha to‘xtagan va siqilgan bo‘lib, quvur devorlari esa butunlay cho‘zilgan bo‘ladi. Bosimning zarbali ortishi Δp_3 esa quvur bo‘yicha butunlay tarqalgan bo‘ladi. (10.1-rasm, b). Lekin quvurdagi suyuqlik teng vaznli holatda bo‘lmaydi. Bosimlar farqi Δp_3 ta‘sirida suyuqlik quvurdan idishga oqa boshlaydi. Bu oqim idishning bevosita oldida turgan zarrachalardan boshlanib, uning chegarasi (*a-a* kesim, teskari yo‘nalishda) kran tomonga *a* tezlik bilan harakat qiladi va ketida tiklangan p_0 bosimli V_0 tezlikka ega suyuqlik oqimini qoldiradi (10.1-rasm, v). Suyuqlik va quvur devorlari elastik deb qaralib, p_0 bosimi tiklanishi bilan o‘z holiga qaytadi. Deformatsiya ishi qayta kinetik energiyaga aylanib, suyuqlik yana avvalgi V_0 tezligiga ega bo‘ladi va teskari yo‘nalishda oqa boshlaydi. Suyuqlik ustuni ana shu tezlik bilan oqishda davom



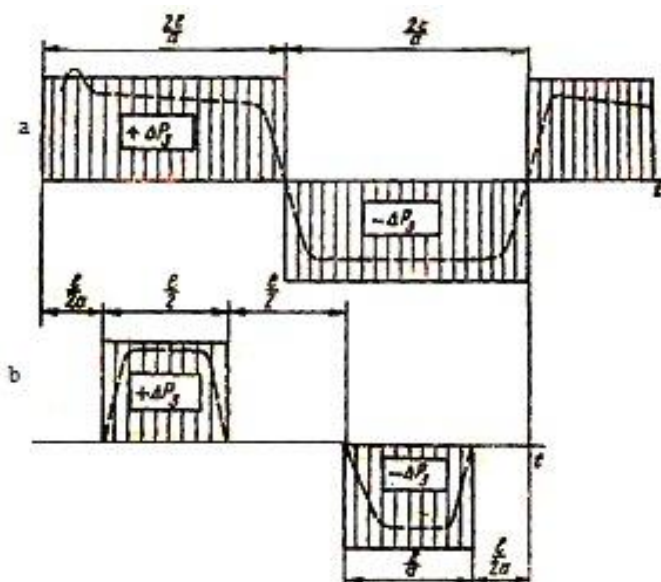
10.1 rasm. Gidravlik zarba hodisasini tushuntirishga doir chizma

etib, jo‘mrakdan uzilishga intiladi (10.1-rasm, g). Natijada krandan idishga *a* tezlik bilan harakat qiluvchi manfiy zarba to‘lqini vujudga keladi va u bosimni p_0 ga kamaytirib, quvur devorini toraytirib, suyuqlikni kengaytiradi (10.1-rasm, d).

Suyuqlikning kinetik energiyasi esa yana deformatsiya ishiga aylanadi, lekin bu ish endi manfiy bo‘ladi. Bu harakat davom etib borib, manfiy zarba to‘lqini ham idishgacha yetib keladi (10.1-rasm, e). Musbat zarba to‘lqinidagi kabi bu holat ham teng vaznli bo‘lmaydi va natijada quvurda yana bosim tiklana boshlaydi, suyuqlik esa V_0 tezlikka erishadi (10.1- rasm, j). Idishdan qaytgan zarba to‘lqini jo‘mrakka yetib borishi bilan jo‘mrak yopilgandagiga o‘xshash hodisa yana vujudga keladi. Shundan so‘ng butun sikl takrorlanadi.

N. E. Jukovskiy tajribalarida bunday siklning 12 marta takrorlanishi qayd qilingan, lekin har bir navbatdagi siklda, ishqalanish kuchi va energiyaning idishdagi suyuqlikka o‘tishi natijasida Δp_3 kamayib borgan. Gidravlik zarbaning vaqt davomida o‘tishi 9.2-rasmda diagramma ko‘rinishida tasvirlangan (10.2-rasmdagi a) diagrammada jo‘mrak bir onda yopilgan deb qarab, jo‘mrakning oldidagi k nuqtadagi bosimning nazariyadagi o‘zgarishi Δp_3 tutash chiziq bilan tasvirlangan. Quvurning o‘rtasidagi v nuqtaga zarba bosimi $\frac{l}{2a}$ vaqtga kechikib keladi va to‘lqinning bu nuqtadan idishga borib qaytib kelgunicha, ya’ni $\frac{l}{2a}$ vaqt saqlanib turadi. So‘ng v nuqtada bosim p_0 ga tiklanadi (ya’ni $\Delta p_3 = 0$) va shu holda teskari to‘lqin yetib kelguncha, $\frac{l}{d}$ vaqt saqlanadi (10.2-rasm, b).

Bu haqiqiy bosim grafiqi emas. Bundan tashqari, tebranish so‘nib boradi, ya’ni uning amplitudasi energiyaning sarf bo‘lish hisobiga kamayib boradi.



10.2-rasm. Gidravlik zarbada bosimning vaqt davomida o‘zgarishi

10.3. To'g'ri zarba uchun N. E. Jukovskiy formulasi

Gidravlik zarba vaqtida bo'ladigan o'zgarishlarni va zarba kuchini hisobga olish uchun zarba bosimi Δp_3 ning qiymatini aniqlash kerak. Buning uchun zarba bosimi ostida suyuqlikning siqilgan holi uchun harakat miqdorining o'zgarishi haqidagi teoremani qo'llaymiz. Shu maqsadda quvurdagi suyuqlikning elementar masofaga dt vaqtda siljishini ko'ramiz (10.3-rasm). Buning uchun biror vaqtda quvurdagi suyuqlikning jo'mrak oldidagi Δl bo'lagi zarba ta'sirida siqilgan bo'lsin. U holda suyuqlikka idish tomonidan $P_1 = p_0 \omega$ bosim kuchini, kran tomonidan esa $P_2 = (p_0 + \Delta p_3) \omega$ kuchi dt vaqt ta'sir qiladi. Suyuqlikning zarba yetib kelmagan qismining harakat miqdori $\rho \omega V_0 dx$ zarba ta'siri ostidagi qismining harakat miqdori $\rho \omega Q dx$ bo'ladi. Shunday qilib, ko'rilayotgan holda harakat miqdorining o'zgarishi haqidagi teorema qo'llanganda muvozanat tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$(p_0 + \Delta p_3) \omega dt - p_0 \omega dt = \rho \omega \vartheta_0 dx \quad (10.20)$$

Bu tenglikdan

$$\Delta p_3 \omega dt = \rho \omega \vartheta_0 dx$$

Yoki

$$\Delta p_3 = \rho \vartheta_0 \frac{dx}{dt} \quad (10.21)$$

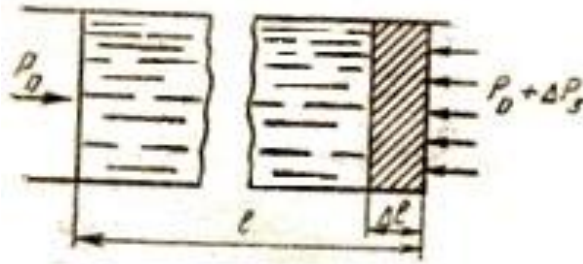
Bu yerda zarba to'lqinining tarqalish tezligi.

$$\alpha = \frac{dx}{dt} \quad (10.22)$$

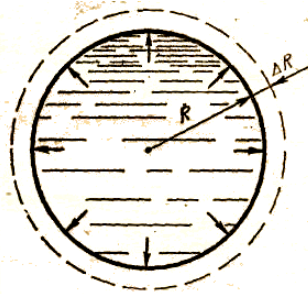
dan iborat va oxirgi tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\Delta p_3 = \rho V_0 \alpha \quad (10.23)$$

Bu formula N. E. Jukovskiy formulasidir. Undan ko'rinadiki, gidravlik zarba bosimi suyuqlikning zichligi, tezligi va shu suyuqlikda to'lqin tarqalishi tezligiga proporsional bo'lib, ularning ko'paytmasiga teng. Agar suyuqlikda to'lqin tarqalish tezligini aniqlasak, tezlikni o'lchab (zichlik jadvallardan ma'lum), (10.23) formula yordamida zarba bosimini topa olamiz. Shuni aytish kerakki, α suyuqlikning va quvurning elastiklik xossalariga bog'liq. Bu bog'liqlikni aniqlash uchun quvurdagi suyuqlik kinetik energiyasining deformatsiyaga sarf bo'ladigan ishga aylanishini tekshiramiz. Radiusi R bo'lgan quvurdagi suyuqlikning kinetik energiyasi quyidagiga teng:



10.3 rasm. Hidravlik zarba uchun N.E. Jukovskiy formulasini chiqarishga doir chizma



10.4 rasm. Hidravlik zarba vaqtida quvur devorining cho`zilishi

$$\frac{m g_0^2}{2} = \frac{1}{2} \pi R^2 l \rho g_0^2 \quad (10.24)$$

Quvurni deformatsiyalashga ketgan ish A_1 kuchning cho`zilishga ko`paytmasining yarmiga teng. Deformatsiya ishini zarba kuchining ΔR (10.4-rasm) yo`lga sarf bo`lgan ish sifatida topamiz:

$$A_1 = \frac{1}{2} \Delta p_3 2\pi R l \Delta R \quad (10.25)$$

Guk qonuniga asosan

$$\sigma = E \frac{\Delta R}{R} \quad (10.26)$$

Bu yerda σ -quvur devoridagi normal zo`riqish, u quvurning qalinligi δ va zarba kuchi Δp_3 bilan quyidagicha bog`langan:

$$\sigma = \frac{\Delta p_3}{\delta} R \quad (10.27)$$

Bu munosabatlardan foydalanib quvurni deformatsiyalash ishini quyidagicha yozamiz:

$$A_1 = \frac{\Delta p_3^2 \pi R^3 l}{\delta E} \quad (10.28)$$

Endi quvurdagi suyuqlikni Δl masofadagi (9.3-rasm) siqish ishi A_2 ni topamiz. Bunda siqilgan suyuqlik sarfi $\omega \Delta l$ desak,

$$A_2 = \frac{1}{2} \omega \Delta l \Delta p_3 = \frac{\pi R^2}{2} \Delta l \Delta p_3 \quad (10.29)$$

Guk qonuniga o'xshash, suyuqlikning chiziqli cho'zilishi zarba kuchi bilan quyidagicha bog'langan:

$$\Delta p_3 = K \frac{\Delta l}{l}$$

bu yerda K – suyuqlikning elastiklik moduli. U holda

$$A_2 = \frac{1}{2} \frac{\Delta p_3^2 \pi R^3 l}{K} \quad (10.30)$$

Kinetik energiya A_1 , va A_2 ishlarning yig'indisiga teng, ya'ni

$$\frac{1}{2} \pi R^2 \rho g_0^2 = \frac{\Delta p_3^2 \pi R^3 l}{\delta E} + \frac{\Delta p_3^2 \pi R^2 l}{2K} \quad (10.31)$$

Bu tenglamani Δp_3 , ga nisbatan yechsak

$$\Delta p_3 = \rho g_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho}{K} + \frac{2\rho R}{\delta E}}} \quad (10.32)$$

N. E. Jukovskiy formulasini umumiyroq ko'rinishda topdik.

(10.32) ni (10.23) bilan solishtirsak, suyuqlikda to'liqin tarqalish tezligi uchun quyidagi formulani olamiz:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho}{K} + \frac{2\rho R}{\delta E}}} \quad (10.33)$$

Bu miqdorning o'lchovi tezlik o'lchoviga tengdir. Uning fizik ma'nosini aniqlash uchun quvurni deformatsiyalanmaydigan (ya'ni $E = \infty$) deb qaraymiz. U holda ildiz ostidagi ikkinchi had nolga aylanadi va

$$\alpha = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (10.34)$$

bo'lib qoladi. Oxirgi formula zichligi ρ va elastiklik moduli K bo'lgan bir jinsli suyuqlik uchun tovush tezligidan iboratdir. Shunday qilib, quvurlarda gidravlik zarba to'liqinining tarqalish tezligi (10.33) formula yordamida hisoblanadi. Bu tezlik suv uchun 1435 m/s, benzin 1116 m/s, yog'lar uchun 1400 m/s deb taxminiy hisoblash mumkin. Albatta, quvurning materialiga qarab u ko'proq yoki kamroq bo'ladi.

10.4. Teskari gidravlik zarba haqida tushuncha

Agar jo‘mrak to‘liq yopilmasa va suyuqlikning tezligi butunlay so‘nmasa hamda u v_0 dan v ga kamaysa, bunda chala gidravlik zarba hosil bo‘ladi. Bunday zarba uchun N. E. Jukovski formulasi quyidagicha yoziladi:

$$\Delta p_3 = \rho(v_0 - v)\alpha \quad (10.35)$$

Bu formula jo‘mrakning bir onda (juda tez) yopilgan holi uchun to‘g‘ri bo‘ladi. Agar jo‘mrakning yopilish vaqtini t_δ desak va gidravlik zarbaning jo‘mrakdan idishga borib, undan qaytib kelish vaqtini t_0 desak, u holda

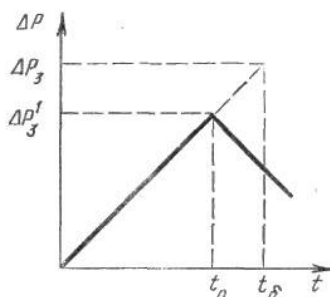
$$t_\delta < t_0$$

bo‘lganda kranning yopilishi oniy bo‘lgan deb qarash mumkin. Bunda t_0 gidravlik zarbaning fazasi deyiladi, zarbaning o‘zini esa to‘g‘ri gidravlik zarba deyiladi. $t_\delta > t_0$ bo‘lganda esa teskari gidravlik zarba deyiladi va zarba to‘lqini kran butunlay yopilib ulgurmasidan oldin idishdan qaytib jo‘mrakka yetib keladi. Tabiiyki bu holda bosimning ortishi Δp_3 to‘g‘ri zarba holdagi Δp_3 ga qaraganda kichik bo‘ladi.

Agar oqim tezligi jo‘mrak yopilishiga qarab kamayib boradi, bosim esa vaqt bo‘yicha chiziqli ortadi deb hisoblasak (9.5-rasm), u holda

$$\frac{\Delta p'_3}{\Delta p_3} = \frac{t_0}{t_\delta}$$

munosabat o‘rinli bo‘ladi. Bundan:



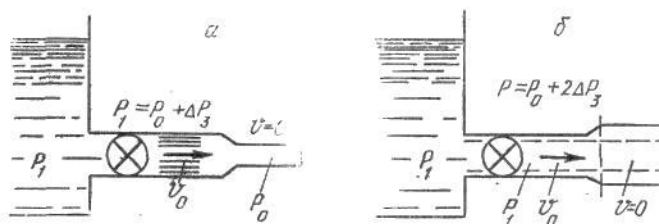
$$\Delta p'_3 = \Delta p_3 \frac{t_0}{t_\delta} = \rho v_0 \alpha \frac{2l}{\alpha t_\delta} = \frac{2\rho V_0 l}{t_\delta} \quad (10.36)$$

10.5-rasm. To‘g‘ri va noto‘g‘ri zarbada bosimning ortishi

Shunday qilib, teskari gidravlik zarba bosimi $\Delta p'_3$ to‘g‘ri gidravlik zarba bosimi Δp_3 dan farqli ravishda quvurning uzunligiga bog‘liq, α tezlikka bog‘liq emas.

Tupiksimon quvurlarda zarba bosimi ikki baravar ortib ketadi. Bu hodisani 10.6-rasm yordamida tushuntiramiz. Boshlang‘ich bosimi p_0 bo‘lgan suyuqlikka to‘la quvur katta $p_1 = p_0 + 2\Delta p_3$ bosimli bo‘lgan quvurdan jo‘mrak yordamida ajratilgan bo‘lsin. Jo‘mrak ochilishi bilan quvurda bosim $\Delta p_3 = p_1 - p_0$ miqdorga

keskin ortadi, quvurdagi suyuqlikning tezligi esa noldan v_0 ga ortadi. Buning natijasida hosil bo'lgan zarba to'liqini a tezlik bilan quvurning ikkinchi uchi tomonga qarab harakat qiladi (10.6-rasm, a).



10.6-rasm Noto'g'ri gidravlik zarbani tushuntirishga doir chizma

N. E. Jukovskiy formulasidan:

$$v_0 = \frac{\Delta p_3}{\rho a}$$

Zarba to'liqini tupiksimon quvurning oxiriga kelganda butun quvur bo'yicha bosim Δp_T ga ortadi, tezlik esa quvur oxirigacha v_0 qiymatga ega bo'ladi. Suyuqlik bundan nariga oqa olmagan uchun uning tezligi so'nib, kinetik energiyasi, yangi qo'shimcha zarba to'liqinining hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Yangi zarba to'liqinining bosimi ham, N. E. Jukovskiy formulasiga asosan $\Delta p_3 = \rho v_0 a$ bo'lib, quvurdagi bosimning umumiy oshishi $2\Delta p_3$ ga teng bo'ladi (10.6-rasm, b), suyuqlikning tezligi esa $v = 0$ bo'ladi.

Quvurning ikkinchi uchida yana bir idish bo'lsa (bu kuch gidrosilindrlarida bo'ladi), u holda ikkinchi zarba to'liqini kichikroq bo'lib, bosimning umumiy ortishi $2\Delta p_3$ dan kichik bo'ladi.

Ikkinchi idish hajmi juda katta bo'lsa, ikkinchi zarba to'liqini deyarlik bo'lmaydi. Zarba bosimining ikki baravar ortish holi kuch gidrosilindrlarini yuqori bosimli suyuqlikka keskin tutashtirilgan hollarda sodir bo'ladi, bunga sabab gidrosilindrdagi suyuqlik miqdori (porshen silindr tubiga taqalgan bo'ladi) juda kam bo'lib, tupiksimon quvurga o'xshagan bo'ladi. (10.23) formula bir qancha taxminlardan foydalanib chiqarilgan, ya'ni suyuqlik va quvur deformatsiyasiga Guk qonuni o'rinli, ishqalanish kuchi va boshqa turlardagi energiyaning tarqalishi yo'q, quvur kesimida tezlik bir tekis tarqalgan deb qabul qilinadi. Tajribalar ko'rsatishicha, agar suyuqlikda havo pufakchalari aralash bo'lmasa va p_0 bosim juda katta bo'lmasa, yuqorida aytilgan taxminlarga qaramay N. E. Jukovskiy formulasi amaliy hisoblashlarga juda yaqin keladi. Boshlang'ich bosim katta bo'lganida Δp_3 ning (10.23) formula yordamida hisoblangan qiymatidan tajriba natijalari 10—20% dan ko'p ortiq bo'ladi. Bunga sabab katta bo'lgan suyuqlikning elastiklik moduli K , demak, a tezlik ortadi. Bundan ko'rinadiki, Guk qonunidan chetga chiqish, ya'ni deformatsiyaning chiziqliligi buzilishi sodir bo'ladi. Hozirgi

vaqtda gidrosistemalarda tez ishlaydigan boshqarish uskunalari (elektromagnit joʻmraklar va h.) qoʻllanishi sababli, ularning ishga tushish vaqti juda qisqa (taxminan 0,008—0,002 s) boʻlib, Δp_3 juda katta qiymatlar (bir nasha va hatto oʻnlarcha mH/m^2) ga erishadi. Bosimning bunday ortishi gidrosistemalar ayrim boʻlaklarining ishdan chiqishiga sabab boʻladi. Bundan tashqari, gidravlik zarbada bosim impulslari butun gidrosistema boʻyicha tarqalib, uning ayrim boshqaruv qurilmalari (bosim relesi, gidroqulflar va h.) ning toʻsatdan ishlay boshlashiga sabab boʻladi. Bunday hollarda gidravlik zarbaga qarshi kurash usullaridan foydalanish kerak boʻladi.

10.5. Gidravlik zarbani susaytirish usullari

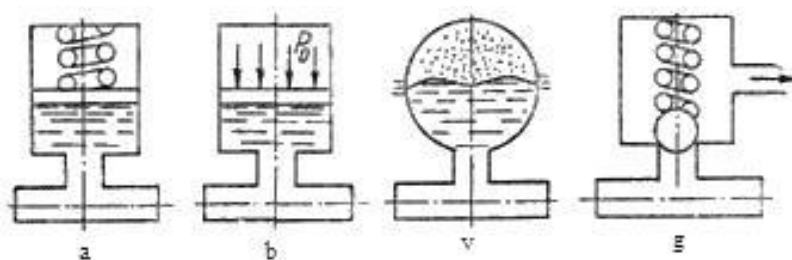
Gidravlik zarba taʼsirini susaytirish turli usullar bilan amalga oshiriladi.

Birinchi usul – joʻmrakning keskin ochilish yoki yopilish vaqti t ni uzaytirib, $t > \frac{2l}{\alpha}$ ga yetkazish yoʻli bilan toʻgʻri gidravlik zarbani yoʻqotib, Δp_3 ni kamaytirish. Bu ish, odatda, drosselli rele yordamida bajariladi. Odatda, joʻmrakning holati (ochiq yoki yopiq) oʻzgartirilganda suyuqlik quvurga rele orqali oʻtgan uchun uning sarfi (demak, tezligi) prujinali klapanlar yordamida asta-sekin oʻzgarib, maʼlum vaqtdan keyin kerakli qiymatga yetadi. Tajribalarning koʻrsatishicha, quvurlarni zarbasiz tutashtirish bosimning oʻzgarishi 22 MH/m^2 atrofida va $t \approx 0,1\text{s}$ boʻlganda ishonchli taʼminlanadi.

Ikkinchi usul quvurlarga gidravlik zarbani soʻndirgich (kompensator)lar oʻrnatish. Soʻndirgichlar quvurdagi suyuqlikka nisbatan yuqori siqiluvchanlik xususiyatiga ega boʻlgan elastik elementli idishlar boʻlib, turli konstruktiv tuzilishga ega (10.7-rasm). Eng koʻp tarqalgan soʻndirgichlar elastik elementi prujina (10.7-rasm, *a*) va gaz (10.7-rasm, *b*) boʻlgan porshenli, membranali (10.7-rasm, *b*) va klapanli (10.7-rasm, *g*) soʻndirgichlardir. Soʻndirgichlar, odatda, zarba tugʻdiruvchi (joʻmrak) yoki zarbadan himoyalovchi qism yoniga oʻrnatiladi. Ular yordamida zarba bosimining kamayishi soʻndirgichga suyuqlik oqimi bilan birga kelgan kinetik energiyaning elastik elementlar tomonidan yutilishi hisobiga amalga oshadi. Soʻndirgichning elastik elementi qancha koʻp deformatsiyalansa, yutilgan energiya ham shuncha koʻp boʻladi. Shuning uchun elastik elementning elastiklik xarakteristikasi imkon bergan chegarada mumkin boʻlgan deformatsiyaning oʻzgarishiga harakat qilish kerak boʻladi. Bu esa gazli soʻndirgichlarda gaz boʻlmasligini shunday tanlab olishni taqozo qiladiki, zarba

to'liqining yutilishida bosimning o'zgarishi minimal bo'lishi kerak. Amalda bunday so'ndirgichlarda gaz bo'lmasining hajmi quvurdagi suyuqlikning ikki sekundlik sarfiga teng qilib olinadi, boshlang'ich bosimi esa magistraldagi maksimal bosimdan ko'proq bo'lishi zarur.

Porshenli so'ndirgichlarning kamchiligi ularning inertligi bo'lib, bu porshenning massasi va ishqalanish kuchiga bog'liqligi va unga quvur bilan so'ndirgichni tutashtiruvchi kanaldagi suyuqlikning inertligi qo'shiladi. Bu kuchlar zarba to'liqining so'ndirgich porsheniga ta'siri natijasida garmonik tebranish vujudga kelishiga sabab bo'ladi va natijada so'ndirgich hamda quvurdagi bosim tebranishi qo'shib, kanaldagi bosim zarba bosimidan oshib ketishi



10.8 - rasm. Turli so'ndirgichlar

mumkin. Natijada so'ndirgich zarba energiyasini yutish o'rniga kuchaytirishi mumkin. Inertlikni kamaytirish maqsadida so'ndirgichni gaz va suyuqlikni ajratuvchi elastik membrana bilan ta'minlanadi (10.8-rasm, v). Yuqorida aytilganidek, so'ndirgichda tebranma harakatning bo'lish va zarba to'liqining kuchayishiga quvur bilan so'ndirgichni tutashtiruvchi kanalning uzunligi va diametrining ta'siri bor ekanligi tajribalarda tekshirilgan. Shuning uchun kanalning uzunligini va diametrini to'liqlarga kamroq ta'sir qiladigan qilib tanlab olinadi. Zarba to'liqlarini klapanli so'ndirgichlar (10.8-rasm,g) yordamida ham susaytirish mumkin. Bu holda klapan va energiyani yutuvchi elastik elementlarining inertligini iloji boricha kamaytiriladi.

Klapanli susaytirgichga kirgan suyuqlikning elastik elementga ta'sirini kamaytirish va uning yaxshiroq ishlashini ta'minlash uchun suyuqlikning atmosferaga oqib ketishiga xizmat qiluvchi qismi bo'ladi.

Uchinchi usul – gidravlik zarba paydo bo'lishi kutiladigan quvurning uzunligini oshirish. Bu holda qarshilik kuchining hisobiga energiya kamayishi va zarba to'liqini davrining ortishi natijasida to'g'ri zarbani yo'qotish yo'li bilan zarba to'liqining ta'siri kamaytiriladi

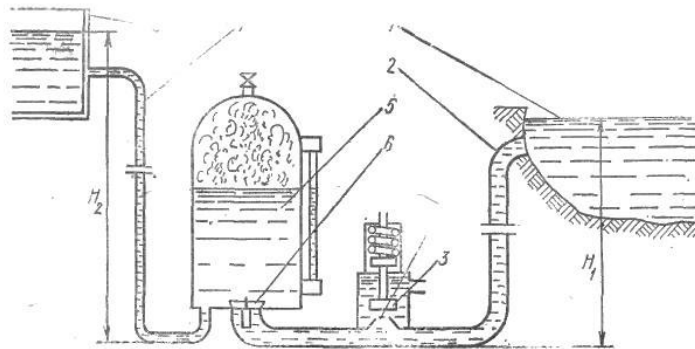
10.6. Gidravlik zarbadan amalda foydalanish

Texnikada ba'zi hollarda gidravlik zarbadan foydalanish ham mumkin. Masalan, gidravlik zarba energiyasidan suyuqliklarni yuqoriga ko'tarish uchun foydalaniladi. Shu maqsadda ishlatiladigan qurilma *gidravlik taran* deyiladi.

Gidravlik taranning tuzilishi juda sodda bo'lib, uning asosiy qismlari havo qalpog'i va xabarchi klapandan iboratdir (10.9- rasm).

Ta'minlovchi idish 1 dan quvur 2 orqali oqayotgan suyuqlik klapan 3 orqali oqayotgan bo'ladi.

Gidrotaran ish siklining bu davri tezlanish davri deyiladi. Klapan 3 ga kirishda oqimning kesimi torayib boradi (tirqish 4) va Bernulli printsiptiga asosan suyuqlikning tezligi ortib, bosimi kamayib boradi. Natijada kesimning eng toraygan yerida bosim shunchalik kamayadiki, klapan 3 prujinaning qarshiligini yengib, tirqish 4 ni yopib qo'yadi. Bu yopilish bir onda (sekundning kichik ulushlarida) bo'lgani uchun sistemada gidravlik zarba tarqaladi. Gidravlik zarba bosimi ta'sirida klapan 6 ochilib, havo qalpog'iga suyuqlik zarb bilan kiradi va undagi havoni siqadi. Shu bilan birga zarba kuchi suyuqlikning bir qismini haydash quvuri 7 orqali qabul qiluvchi idish 8 ga chiqarib beradi. Gidrotaran ish siklining bu davri haydash davri deyiladi. Zarba bosimi havo qalpog'ida so'nib va quvurda ta'minlovchi idishdagi sath balandligi H_1 , bilan ifodalanuvchi normal bosim tiklanadi yoki teskari zarba hosil bo'lib, quvurda bosim kamayadi. Natijada klapan 3 ochilib, gidrotaranda sikl yana takrorlanishi uchun sharoit vujudga keladi. Gidrotaranlarni hisoblashda foydali ish koeffitsiyentini aniqlash uchun Eytelveyn quyidagi formulani taklif qilgan



10.9-rasm. Gidravlik taran

$$\eta = 1,12 - 0,2 \sqrt{\frac{H_2 - H_1}{H_1}} \quad (10.37)$$

bu yerda H_1 , H_2 - ta'minlovchi va qabul qiluvchi idishdagi suyuqlik sathining balandligi.

Ba'zida zarba bosimi Δp_3 ni kamaytirishdan ko'ra sistemaning zaif qismlarining mustahkamligini oshirishni afzal ko'riladi.

X bob bo'yicha nazorat savollari

1. Siqilmaydigan suyuqlikning deformatsiyalanmaydigan quvurlarda inertsiya bosimi hisobga olingan beqaror harakati
2. Hidravlik zarba hodisasi
3. To'g'ri zarba uchun N. E. Jukovskiy formulasi
4. Hidravlik zarbadan amalda foydalanish
5. Hidravlik taran.

XI BOB. OQIMNING DEVORLAR BILAN O`ZARO TA`SIRLASHUVI

Quvurda oqayotgan suyuqlik undan chiqqandan keyin ham o`z harakatini davom etdiradi. Quvurdan chiqqan bunday oqimcha biror to`siqqa uchrasa, o`z shaklini o`zgartirib, to`siqni aylanib oqib o`tishga intiladi. Bunday harakatlarni tekshirish texnikada muhim ahamiyatga ega bo`lib, turbinalarni hisoblash, gidromashinalarning boshqaruv apparatlari, tusiqlarni oqimcha bilan buzish va boshqa ishlarda qo`llaniladi.

11.1. Oqimchanning to`siqlarga ta'siri

Oqimchanning o`z yo`lida uchragan to`siqqa ta'siri uning ta'sir etuvchi kuchi bilan baholanadi. Bu kuch oqimchanning tezligi, uning ko`ndalang kesimi o`lchamlari, to`siqning shakli va o`lchamlariga bog`liq. Bu masalaning to`g`ri yechilishini D. Bernulli ko`rib chiqqan bo`lib, uning ichi oqimchanning dinamik xarakteristikalarini tekshirishga asos bo`ldi. Biz quyida D. Bernulli qo`llagan yo`ldan borib, oqimchanning to`siqqa ta'siri kuchini aniqlash uchun harakat miqdorining saqlanish qonunidan foydalanamiz.

Umumiy holda oqimchanning yo`nalishiga simmetrik joylashgan qo`zgalmas to`siqqa ta'sir qiluvchi kuchini aniqlashdan boshlaymiz (11.1-rasm). Bu holda oqimcha to`siq bo`ylab $x-x$ o`qiga nisbatan a burchak ostida, ikki tomonga tarqaladi. Uning simmetrikligini hisobga olib, ikkala yo`nalishda tezlik va sarflar teng deb hisoblash mumkin. Oqimchada 1, 2 va 3 kesimlar bilan chegaralangan hajm olamiz. Bu hajm dt vaqt o`tganidan keyin oqimchanning yangi holatda 1, 2, 3 kesim bilan chegaralangan bo`ladi. Harakat miqdorining o`zgarishi kuch impulslarining yig`indisiga teng bo`ladi. Bu qonunni yuqorida aytilgan hajmga qo`llasak, u holda va kesim orasidagi massa (m_1) uchun harakat miqdori, 2 va 2` kesimlar orasidagi massa (m_2) uchun va 3 va 3` kesimlar orasidagi massa (m_3) uchun esa m_3u_3 ekanini hisobga olgan holda $x-x$ o`qi bo`yicha harakat miqdorining o`zgarishi qonunidan quyidagi tenglikka ega bo`ladi.

$$m_2u_2 \cos\alpha + m_3u_3 \cos\alpha - m_1u_1 = -Rdt \quad (11.1)$$

bu yerda R – oqimchaga devorning reaksiya kuchi.

Ko`rilayotgan hajmi uchun $m_2 = m_3$, $u_2 = u_3$ ni nazarga olib, bu tenglikni quyidagicha yozamiz:

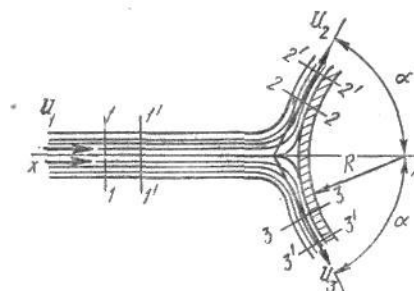
$$2m_2u_2 \cos\alpha - m_1u_1 = -Rdt \quad (11.2.)$$

Yuqorida aytilganga asosan, to`siqning simmetrikligidan $m_1 = 2m_2$ ekanligi ko`rinadi. Bu holda (11.2) tenglamani bunday ifodalaymiz:

$$Rdt = m_1u_1(1 - \cos\alpha) \quad (11.3)$$

Ikkinchi tomondan,

$$m_1 = \rho q dt = \frac{\gamma q}{g} dt$$



11.1-rasm. Oqimchanning to'siqqa urilishi

bo'lganligi uchun

$$R dt = \frac{\gamma q}{g} u_1 (1 - \cos \alpha) dt \quad (11.4)$$

Shunday qilib, oqimchaga devorning reaksiya kuchini quyidagi formula bilan hisoblash mumkin:

$$R = \frac{\gamma q}{g} u_1 (1 - \cos \alpha) \quad (11.5)$$

Oqimchanning devorga ta'sir kuchi esa reaksiya kuchiga teng va teskari yo'nalgan bo'lib, $q = d\omega u_1$ ni hisobga olsak, quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \frac{\gamma u_1^2}{g} d\omega (1 - \cos \alpha) \quad (11.6)$$

11.2. Oqimning devorga ta'sir kuchi

Yuqorida keltirilgan oqimchanning to'siqqa bo'lgan ta'sir kuchidagi tezlikni o'rtacha tezlik V bilan, elementar yuza $d\omega$ ni oqimning yuzasi ω bilan almashtirsak, oqimning devorga ta'sir kuchi uchun quyidagi formulani olamiz:

$$P = \frac{\gamma g^2}{g} \omega \quad (11.7)$$

Bu formula o'lchamlari katta bo'lmagan dumaloq plastinka (11.2-rasm, a) va yarimsfera (11.2-rasm, b) uchun ham to'g'ri. Agar devor bilan oqim yo'nalishi orasidagi burchak $\alpha = 90^\circ$ bo'lsa (11.2-rasm, v), u holda (11.7) formula quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

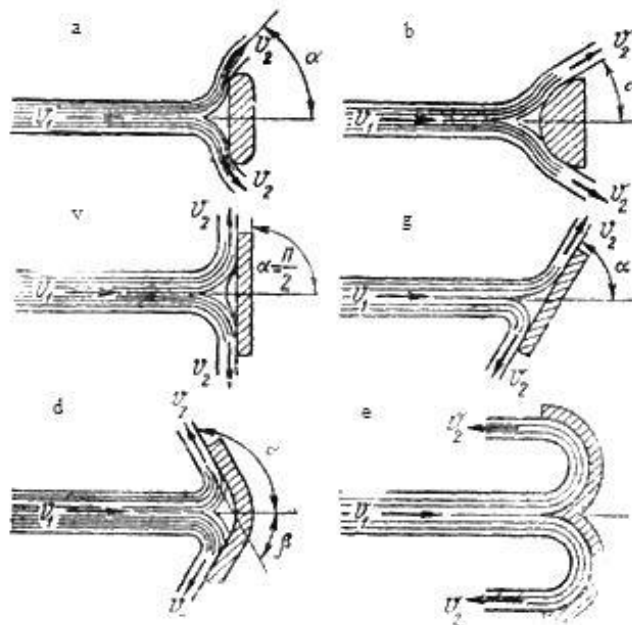
$$P = \frac{\gamma g^2}{g} \omega \quad (11.8)$$

Devor oqim chiqayotgan teshikka juda yaqin bo'lganda oxirgi formulaga oqimning teshikdan yoki naychadan oqib chiqish formulasini qo'yish mumkin.

$$g = \varphi \sqrt{2gH} \quad (11.9.)$$

Tezlik koeffisientini taxminan birga teng deb qabul qilsak, u holda bo'ladi.

$$p = 2\gamma H \omega \quad (11.10.)$$



11.2-rasm. Oqimning devorga urilishning turlari

Demak, bu holda oqimning devorga ta'sir kuchi asosiy oqim kesmiga, balandligiga ikkilangan tezlik bosimga teng bo'lgan suyuqlik ustuni og'irligiga teng

Agar burchakka 90 dan ortiq bo'lsa (11.2-rasm, d), $180-\alpha$ -ni β bilan belgilab, (11.7) formulani quyidagicha yozamiz:

$$P = \frac{\gamma g^2}{g} \omega (1 + \cos \beta) \quad (11.11)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, α burchagi ortishi bilan oqimning devorga bosimi ortadi. Devorga tushadigan maksimal bosim suyuqlik to'liq orqaga qaytganda yoki $\alpha = 183^\circ$ ($\beta = 0$) da yuzaga keladi

$$P = \frac{2\gamma g^2}{g} \omega \quad (11.12.)$$

ya'ni bu holda devorga tushadigan bosim oqimning perpendikulyar tekislikka ta'sir kuchidan ikki baravar katta bo'ladi.

Bu hodisa texnikada cho'michli turbinalarda qo'llaniladi, ya'ni turbinaning cho'michini oqimni 180° orqaga qaytaradigan qilib loyihalanadi. Oqim uning yo'nalishiga α burchak ostida qo'yilgan tekis devorga urilganda esa (11.3- rasm, g) bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \frac{\gamma g^2}{g} \omega \sin \alpha \quad (11.13)$$

Bu holda oqimning devorga zarbasi qiya zarba deyiladi. Devorga tushadigan normal bosim esa bunday hisoblanadi:

$$P_N = P \sin \alpha = \frac{\gamma g^2}{g} \omega \sin^2 \alpha \quad (11.14)$$

Agar devor oqimga yoki qarama-qarshi tomonga qarab biror g' tezlik bilan harakat qilsa, unda birinchi holda oqimchaning tezligi $\frac{g+g'}{g}$ nisbatda ortib, ikkinchi holda esa $\frac{g-g'}{g}$ nisbatda kamayadi. Bu hollarda bosim ham tegishli miqdorda ortadi yoki kamayadi:

$$P = \frac{\gamma (g \pm g')^2}{g} \omega.$$

XI bob bo'yicha nazorat savollari

1. Oqimning devorga ta'sir kuchi
2. Oqimning devorga urilishning turlari
3. Oqimchaning to'siqlarga ta'siri

ILOVA

Ilova, 1 - jadval

Suvning kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti ν , cm^2 / sek , haroratga bog'liq xolda

t^0	ν	t^0	ν	t^0	ν
1	0,017321	11	0,012740	22	0,009892
2	0,016740	12	0,012396	24	0,009186
3	0,016193	13	0,012067	26	0,008774
4	0,015676	14	0,011756	28	0,008394
5	0,015188	15	0,011463	30	0,008032
6	0,014726	16	0,011177	35	0,007251
7	0,014289	17	0,010888	40	0,006587
8	0,013873	18	0,010617	45	0,006029
9	0,013479	19	0,010356	50	0,005558
10	0,013101	20	0,010105	55	0,005147
				60	0,004779

FOYDALANILGAN ADABIYOT

1. Bashta' T. M., Rudnev S. S., Nekrasov B. I. va boshqalar, *Gidravlika i gidravlicheskiye mashini* M., "Mashinostroyeniye" 1980 g.1.
2. Latipov Q.SH. *Gidravlika , gidromashinalar va gidroyuritmalar.*- Toshkent: O'qituvchi, 1992 y.
3. Shtrenlixt D.V. *Gidravlika.* M., Energoatomizdat, 1992 g.
4. Kiselev P. G. *Gidravlika osnovi mexaniki jidkosti.* M., Energiya 1980 g.
5. Osipov P. Ye. *Gidravlika i gidravlicheskiye mashini,* M., "Lesnaya promishlennost, 1965 g.
6. Uginshus A. A. *Gidravlika i gidravlicheskiye mashini,* Xarkov, izd. Xarkovskogo Gosuniversiteta im. A. M. Gorkogo 1966g
7. Kostyushenko E.V.,Laptyev V.I., Xolodok L.A. *Praktikum po gidravlike I gidromxanizatsii selskoxozyaystvennix protsessov.*- Minsk urojay, 1991g.
8. Yufin A. P. *Gidravlika, gidravlicheskiye mashini i gidroprivodi* M., "Visshaya Shkola", 197 1965g
9. A.Arifjanov, I.Axmedxodjayeva, A.Fatxullayev. *Suv resurslari.*TIMI, 2008y.
10. Nekrasov B.B. *Zadachnik po gidravlike, gidromashinam i gidroprivodu-M „Visshaya shkola“.* 1995g.
11. Yesman I. G. *Nasosi.* Izd. Neftyanoy i Gorno-toplivnoy literaturi. M., 1954 g.
12. Tumarkin M. B. *Gidravlicheskiye sledyashie privodi* M., "Mashinostroyeniye", 1966 g.
13. Krivshyenko G.I., *Gidravlicheskiye mashini,* M., Energiya 1978 g.
14. Prokofyev V.N., Danilov Yu.A., Kondakov L.A., Luganskiy A. S., Syelin Yu. A. *Aksialno-porshnevoy reguliruyemiy privod,* M., "Mashinostroenie" M., 1969 g.
15. Geyyer V. G., Dumin V. S, Borsmenskiy A. G., Zorya A. N. *Gidravlika gidroprivod "Nedra"* M., 1970 g.
16. K.Sh. Latipov - *Suyuqliklarda ichki ishqalanish kuchlanishi haqida UzSSR FA Axborotlari, texnika fanlari seriyasi,* 1980 y. № 6. 43-47- bet.
17. K.Sh. Latipov - *Gidravlik qarshilik koeffitsiyentini aniqlashga doir.* UzSSR FA Doklidlari 1982 y. № 8; 16-19-bet.
18. Norkin P. K., Latipov K. Sh. *Gidrodinamicheskiye peredachi i ob'yemniy gidroprivod (konspekt lektsiy)* Izd-vo TashPI Tashkent - 1980 y.

MUNDARIJA

KIRISH	4
I BOB. SUYUQLIKLARNING ASOSIY FIZIK XOSSALARI	7
1.1-§. Suyuqlik to`g`risida asosiy tushunchalar	7
1.2-§. Suyuqliklarga ta'sir qiluvchi kuchlar	8
1.3-§. Suyuqliklarning fizik xossalari	8
1.4-§. Suyuqliklardagi ishqalanish kuchi Nyuton qonuni. Qovushqoqlik	12
1.5-§. Sirt taranglik (kapillyarlik)	16
1.6-§. Suyuqlik to`yingan bug`ining bosimi	17
1.7 §. Gazlarning suyuqlikda erishi. Kavitatsiya hodisasi haqida tushuncha	18
1.8-§. Ideal suyuqlik modeli	18
1.9-§. Nyuton qonuniga bo`ysunmaydigan suyuqliklar	19
II BOB. GIDROSTATIKA	22
2.1-§. Suyuqliklarda bosim	22
2.2-§. Tinch turgan suyuqlikdagi bosimning xossalari	23
2.3-§. Muvozanatdagi suyuqlikning differentsial tenglamasi (Eyler differentsial tenglamasi)	24
2.4-§. Bosimi teng sirtlar. Erkin sirt	26
2.5-§. Eyler tenglamasining integrallari	27
2.6-§. Hidrostatikaning asosiy tenglamasi	29
2.7-§. Absolyut, manometrik, vakuummetrik va atmosfera bosimlari. Bosim o`lchov birliklari	31
2.8-§. Bosim o`lchash asboblari	32
2.9-§. Paskal qonuni	35
2.10-§. Hidrostatik mashinalar	36
2.11-§. Tekis sirtga ta'sir qiluvchi bosim kuchi	46
2.12-§. Egri sirtlarga ta'sir qiluvchi bosim	65
2.13-§. Bosim epyurasi	68
2.14-§. Arximed qonuni	74
2.15-§. Jismlarning suyuqlikda suzishi. Suzuvchanlik	76
2.16-§. Nisbiy tinchlik	78
III BOB. SUYUQLIKLAR KINEMATIKASI VA DINAMIKASI ASOSLARI. SUYUQLIKLARDA HARAKAT TURLARI	80
3.1-§. Hidrodinamikaning asosiy masalasi. Harakat turlari	80
3.2-§. Oqimchali harakat haqida asosiy tushunchalar. Oqim chizig`i,	

oqim naychasi va oqimcha. Suyuqlik oqimlari.	82
3.3-§. Oqimning asosiy gidravlik elementlari	83
3.4-§. Suyuqlikning barqaror harakati uchun uzilmaslik tenglamasi	86
3.5-§. Ideal suyuqliklar uchun harakat tenglamasi. Suyuqlik harakati uchun Eyler tenglamasi	88
3.6-§. Real suyuqliklarda ichki kuchlar. Nave-Stoks tenglamasi	90
3.7-§. Elementar oqimcha uchun Bernuli tenglamasi	94
3.8-§. Bernulli tenglamasining geometrik, energetik va fizik mazmunlari	98
3.9-§. Real suyuqliklar elementar oqimchasi uchun Bernulli tenglamasi	102
3.10-§. Real suyuqliklar oqimi uchun Bernulli tenglamasi. Koriolis koeffitsiyenti	104
3.11-§. Real gazlar oqimi uchun Bernulli tenglamasi	105
3.12-§. Gidravlik va pezometrik qiyaliklar haqida tushuncha	107
3.13-§. Gidravlik yo`qotish haqida tushuncha. Gidravlik yo`qotishning turlari	108
3.14-§. Tezlik va sarf o`lchash usullari hamda asboblari	109
IV BOB. SUYUQLIK HARAKATINING TARTIBLARI VA GIDRODINAMIK O`XSHASHLIK ASOSLARI	116
4.1-§. Suyuqlik harakatining ikki tartibi. Reynolds kritik soni	116
4.2-§. Gidrodinamik o`xshashlik asoslari. Gidrodinamik hodisalarni modellashtirish	119
V BOB. SUYUQLIKLARNING LAMINAR HARAKATI	125
5.1-§. Tezlikning silindrik quvur kesimi bo`yicha taqsimlanishi	125
5.2-§. Quvur uzunligi bo`yicha bosimning pasayishi (Puazeyl formulasi)	127
5.3-§. Oqimning boshlang`ich bo`lagi	128
5.4-§. Tekis va xalqasimon tirqishlarda suyuqlikning laminar harakati	130
5.5-§. Laminar oqimning maxsus turlari (o`zgaruvchan, qovushqoqlik, obliteratsiya)	135
VI BOB. SUYUQLIKLARNING TURBULENT HARAKATI	139
6.1-§. Suyuqlik turbulent harakatining xususiyatlari	139
6.2-§. Tezlik va bosim pulsatsiyalari	140
6.3-§. Tenglashtirilgan tezliklarning kesim bo`yicha taqsimlanishi	142
6.4-§. Turbulent harakatda urinma zo`riqish	144
6.5-§. Quvurlarda bosimning kamayishi	148
6.6-§. Darsi formulasi va uzunlik bo`yicha ishqalanishga yo`qotish koeffitsiyenti (Darsi koeffitsiyenti)	149
6.7-§. Quvur devorining g`adir-budirliigi. Absolyut va nisbiy g`adir-	151

	budirlik	
6.8-§.	Nikuradze va Murin grafiklari	152
6.9-§.	Gidravlik silliq va g`adir-budir quvurlar	154
6.10-§.	Darsi koeffitsiyentini aniqlash uchun formulalar va ularning qo`llanish sohalari	155
6.11-§.	Nosilindrik quvurlardagi harakatlar	157
VII BOB.	MAHALLIY GIDRAVLIK QARSHILIKLAR	160
7.1-§.	Mahalliy qarshilikning asosiy turlari. Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti	160
7.2-§.	Reynolds sonining katta qiymatlari uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyentlari	164
7.3- §.	Quvurning keskin kengayishi (Bord teoremasi)	165
7.4-§.	Diffuzorlar	167
7.5-§.	Quvurlarning torayishi	169
7.6-§.	Tirsaklar	170
7.7-§.	Reynolds sonining kichik qiymatlarida mahalliy qarshilik koeffitsiyenti	171
7.8-§.	Mahalliy gidravlik qarshiliklarda kavitatsiya hodisasi	173
7.9-§.	Kavitatsiyadan amalda foydalanish	174
7.10-§.	Mahalliy qarshiliklarning o`zaro ta'siri	175
VIII BOB.	SUYUQLIKLARNING TESHİK VA NAYCHALARDAN OQISHI	178
8.1-§.	Suyuqlikning yupqa devordagi teshikdan o`zgarmas bosimda oqishi	179
8.2-§.	Siqilish, tezlik va sarf koeffitsiyentlari	179
8.3-§.	Suyuqlikning silindrik naychadan oqishi	181
8.4-§.	Turli xil naychalar	183
8.5-§.	Suyuqliklarning teshikdan o`zgaruvchan bosimda oqishi	185
8.6-§.	Oqimcha texnikasi haqida tushuncha	186
IX BOB.	QUVURLARNI GIDRAVLİK HISOBLASH	191
9.1-§.	Sodda quvurni hisoblashning asosiy tenglamasi	192
9.2-§.	Quvurning tejamli diametrini topish haqida tushuncha	196
9.3-§.	Sifon quvur	198
9.4-§.	Quvurlarni ketma-ket va parallel ulash	199
9.5-§.	Murakkab quvurlar	203
9.6-§.	Nasosdan ta'minlanuvchi quvur	205
9.7-§.	Elektrogidravlik o`xshashlik (analogiya) haqida tushuncha.	207

X BOB. GIDRAVLIKANING ALOHIDA MASALALARI (MAXSUS KURS) SUYUQLIKNING BEQAROR HARAKATI	215
10.1-§. Siqilmaydigan suyuqlikning deformatsiyalanmaydigan quvurlarda inertsiya bosimi hisobga olingan beqaror harakati	216
10.2-§. Gidravlik zarba hodisasi	219
10.3-§. To`g`ri zarba uchun N. E. Jukovskiy formulasi	222
10.4-§. Teskari gidravlik zarba haqida tushuncha	225
10.5-§. Gidravlik zarbani susaytirish usullari	229
10.6-§. Gidravlik zarbadan amalda foydalanish	230
XI BOB. OQIMNING DEVORLAR BILAN O`ZARO TA`SIRLASHUVI	231
11.1-§. Oqimchaning to`siqlarga ta'siri	231
11.2-§. Oqimning devorga ta'sir kuchi	232
ILOVA	235
FOYDALANILGAN ADABIYOT	236
MUNDARIJA	237

Rahimov Qudrat Toshbotirovich
Xodjiev Alisher Kuldoshevich
Apakxujayeva Tursunoy Ubaydullayevna
Ibragimova Zaytuna Iskandarovna
Otaxonov Maqsud Yusufovich
Allayorov Davronjon Shamsiddin o‘g‘li

“GIDRAVLIKA”

/ O‘QUV QO‘LLANMA /

*Ushbu o‘quv qo‘llanma institut Ilmiy Kengashining “31” oktyabr 2019 yilda bo‘lib o‘tgan 3-sonli majlisida ko‘rib chiqildi va nashr qilishga ruxsat berilgan.
Ro‘yxatga olish raqami: 5.38.24*

Muharrir: M. MUSTAFAYEVA

Musahhih: D. ALMATOVA

*Bosishga ruxsat etildi: 2019 y. Qog‘oz o‘lchami 60x84 - 1/16
Hajmi 15 bosma taboq. 15 nusxa. Buyurtma №____
TIQXMMI bosmaxonasida chop etildi.
Toshkent-100000. Qori Niyoziy ko‘chasi 39 uy.*

