TURSUNOVA E.A., MUKOLYANS A.A.

SUYUQLIK VA GAZ MEXANIKASI

Toshkent - 2014

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY
VA O‘RTA MAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI

TURSUNOVA E.A., MUKOLYANS A.A.

SUYUQLIK VA GAZ MEXANIKASI

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi Muvofiqlashtiruvchi kengashi qaroriga asosan o‘quv yurtlari talabalari uchun o‘quv qo‘llanma sifatida nashirga tavsiya etilgan

Toshkent-2014

Suyuqlik va gaz mexanikasi. O‘quv qo‘llanma / Tursunova E.A., Mukolyans A.A. – Toshkent:. TDTU, 2014. 188 b.

O‘quv qo‘llanma gidravlika kursiga oid dasturlar asosida tuzilgan, hamda o‘z ichiga quyidagi bo‘limlarni qamrab olgan: suyuqlikni qattiq jismdagi va gazlardan farqlanishi, suyuqliklarning asosiy fizik xossalari, gidrostatikaning asosiy qonuniyatlari, gidrodinamika asoslari hamda suyuqliklar kinematikasi.

O‘quv qo‘llanma bakalavr – talabalarning:

5580000 – Qurilish ta’lim yo‘nalishi;

5310100-Energetika (tarmoqlar bo‘yicha);

5312000-Neft va gazni qayta ishlash sanoati obyektlarini loyihalashtirish,qurish va foydalanish;

5310500-Avtomobilsozlik va traktorsozlik;

5310600-Yer usti transporti tizimlari va eksplutatsiiyasi (transport turlari bo‘yicha);

5320200-Mashinsozlik texnologiyasi, mashinsozlik, ishlab chiqariishni jihozlash va avtomatlashtirish.;

5311800-Gidrogeologiya va injenerlik geologiyasi, shuningdek texnologik uskunallarda gidroyuritmalari va suyuqlik nazariyalari bilan bog‘liq mutaxassislarni qayta tayyorlash uchun ham mo‘ljallangan.

Toshkent davlat texnika universiteti ilmiy-uslubiy kengashining qaroriga asosan chop etildi.

Taqrizchilar:

1. TDTU “Neft va gazni qayta ishlash texnologiyasi” kafedrasi t.f.n., dots. D.K. Ergasheva
2. TAQI “Qurilish materiallari va kimyo” kafedrasi mudiri, t.f.n., dots. S.M.Maxkamov.

1 BOB

1.1. KIRISH. SUYUQLIK VA GAZ MEXANIKASI (GIDRAVLIKA) FANI VA UNING QISQACHA TARIXIY TARAQQIYOTI

Gidravlika gidroenergetika, irrigatsiya, tog‘-kon transporti, metallurgiya, suv ta’minoti va kanalizatsiya, neft mexanikasi kabi bir qancha fanlarga asos bo‘ladi.

Gidravlika, gidromashinalar (turbinalar, nasoslar va kompressorlar) va gidrouzatmalarning umumiy masalalari hozirgi zamon fan va texnikasining har xil sohalarida e’tiborga olinadi. Bularga: gidrotexnik va gidroenergetik inshootlar qurilishi, neft quvurlari, suv bilan ta’minlash tarmoqlari, sug‘orish, metall qirquvchi stanoklarning loyihalari, avtomatlashgan liniyalar, robotlar, qurilish va yo‘l mashinalarini, tog‘ kon mashinalari, gidropnevmomashinalar va boshqalarni yaratish va ishlatishlar kiradi.

Gidravlika ikki qismga bo‘linadi: gidrostatika va gidrodinamika.

Gidrostatika – suyuqliklarning nisbiy tinch holat qonuniyatlarini o‘rganib, ularni amaliyotda qo‘llash uchun uslubiyatlar yaratadi.

Gidrodinamika – suyuqlikning harakat qonuniyatlarini va ularning paydo bo‘lish sabablarini o‘rganish bilan birgalikda ularning tuzilish strukturalarini ham o‘rganadi.

Bu fanning tashkil topish tarixi ancha uzoq bo‘lib, bir necha ming yillik tarixni o‘z ichiga oladi. Umuman, insoniyat, suyuqliklar bilan ma’lum ma’noda munosabat o‘rnatishi bilan suyuqliklar haqidagi qonuniyatlarni o‘rganishga kirishgan.

Gidravlika fani tarixida birinchi ilmiy asar – Arximed tomonidan yozilgan (eramizdan avvalgi 287-212 yillar), «Suzuvchi jismlar» trakti hisoblanadi. Arximeddan keyingi 17 asr mobaynida Gidravlika fani taraqqiyotida sezilarli yutuqlar bo‘lmagan.

XV-XVI asrlarda Leonardo da Vinchi (1452-1519 yillar) - “Suvning harakati va o‘lchanishi” asarini yozdi, ammo bu asar 400 yildan keyin nashr etildi. S.Steven (1548-1620 yillar) -

“Boshlang‘ich gidrostatika”, Galileo Galiley (1564-1642 yillar), - 1612 yilda “Suvdagi jismlar tushunchasi va ularning harakati” maqolasini yozdi, E.Torrichelli (1608-1647 yillar) - kichik teshikdan oqayotgan yopishqoq bo‘lmagan suyuqlikning tezligini aniqladi, B.Paskal (1623-1662 yillar) – suyuqliklarda bosimning tarqalish qonunini yaratdi, I.Nyuton (1643-1727 yillar) – 1686 yil suyuqliklardagi ichki ishqalanish tushunchasini berdi.

Nazariy jihatdan, Gidravlika fani Peterburg Akademiyasining haqiqiy a’zolari D.Bernulli (1700-1782 yillar), L.Eyler (1707-1783 yillar) va M.V.Lomonosov (1711.1765 yillar) tomonidan rivojlantirildi. Gidravlika fani rivojida katta xizmat qilgan olimlardan - D.Poleni (1685-1761 yillar), A.SHezi (1718-1798 yillar), P.Dyubua (1734-1809 yillar), D.Venturi (1746-1822 yillar), YU.Veysbax (1806-1871 yillar), O.Reynolds (1842-1912 yillar) va boshqalarni keltirish mumkin.

XIX asrning ikkinchi yarmidan Rossiyada Gidravlika fani yanada taraqqiy etishiga quyidagi olimlar katta hissa qo‘shdilar. I.S.Gromika (1851.1889 yillar), D.I.Mendeleev (1834-1907 yillar), N.P.Petrov (1836-1920 yillar), N.E.Jukovskiy (1847-1921 yillar), N.N. bilan shug‘ullangan. Peterburg akademiyasining haqiqiy Pavlovskiy (1884-1937 yillar) va keyingi yillarda I.I.Agroskin, E.A.Zamarin, I.I.Levi, K.A.Mixaylov, M.D.Chertausov, R.R.Chugaev, A.A.Uginchus va boshqalar. Shuni ta’kidlash lozimki, fanning «Gidrodinamika» bo‘limi asoschisi D.Bernulli matematika qonuniyatlari asosida inson organizmida qonning harakatini o‘rganish akademigi D.Bernulli «Nafas olish» nomli dissertatsiya yozgan bo‘lib, tabiatni matematika bilan uzviy bog‘liqlikda o‘rganish g‘oyasini targ‘ibot qilgan. Fikrimizning asosi sifatida uning zamondoshi L.Blyumentrostga yozgan xatidan quyidagilarni keltirish mumkin:

«Nazarimda muskullar harakati, nafas olish, oziqlanish, ko‘rish, ovoz paydo bo‘lishi va boshqalarni o‘rganish borasida juda ko‘p kuzatishlar o‘tkazdim. …»

Bundan tashqari uning zamondoshi L.Eyler ham «Gidrodinamika» fani rivojlanishiga o‘zining salmoqli hissasini qo‘shgan. U ham tabiatda suyuqlik harakatini matematik qonuniyatlar bilan asoslab o‘rgangan. Uning «Arteriyalardagi qon harakati trakti» ilmiy ishi bunga yaqqol dalildir.

«Suyuqliklar mexanikasi» fanining eng rivojlangan davri sifatida XIX-XX asrlarni ko‘rsatish mumkin. Bu davrning mashhur tadqiqotchilari F.Forxgeymer (1852 – 1933 yillar), M.Veber (1871 – 1951 yillar), Prandtl (1875 – 1953 yillar), M.A.Velikanov, (1879 – 1964 yillar), B.A.Baxmetov (1880 – 1951 yillar), N.N.Pavlovskiy (1886 –1937 yillar), N.M.Bernadskiy (1882 – 1935 yillar) Rebok (1864 – 1950 yillar), Kox (1852 – 1923 yillar) va boshqalardir.

Gidravlika fani, asosan, ikki yo‘nalishda rivojlangan:

1. Nazariy yo‘nalish – nazariya asoslarini matematik qonuniyatlar asosida o‘rganish.

2. Texnik yo‘nalish, ya’ni suyuqliklarning nisbiy tinch holati va harakat qonuniyatlarini amaliyotda qo‘llashga doir tadqiqotlarni o‘tkazish va o‘rganish.

Texnik yo‘nalish – suyuqliklarning texnik atamasi, ya’ni “Gidravlika” deb atala boshlagan. Amaliyotdagi muammolarni yechishni engillashtirish uchun ayrim cheklanishlar va taxminlarga yo‘l qo‘yiladi. Ko‘pgina hollarda suyuqliklar bilan bog‘liq fizik jarayonlarni o‘rganishda ma’lum masshtabdagi tadqiqot va eksperimentlar o‘tkazilib, ular natijasida, asosan, emperik va yarim emperik formulalar olinadi hamda hisob-kitob va loyixalashtirishda ulardan keng foydalaniladi.

Gidravlika so‘zi grekcha “xyudor” va “aulos” so‘zlari birikmasidan olingan bo‘lib, “suv” va “quvur” degan ma’nolarni bildiradi.

Gidravlika qonunlari texnikaning barcha sohalarida qo‘llanilganligi uchun bu fanning amaliy ahamiyati benihoya kattadir. Gidravlika fanini qo‘llanish sohalari – gidrotexnika, suv xo‘jaligi va melioratsiya, gidroenergetikani suv bilan ta’minlash va kanalizatsiya, mashinasozlik, aviatsiya va hokazo.

Ko‘p yillik arxeologik qazilmalar – yer sharining ko‘p qismida katta - katta gidrotexnik inshootlar bizning eramizdan ancha ilgari qurilganligini ko‘rsatadi. qadim zamonlarda, tajriba va kuzatishlarga asosan ko‘plab gidrotexnik inshootlar Markaziy

Osiyo, Xitoy, Egipet, Vavilon, Rim va Gretsiyada qurilgan. Ashxoboddagi (Annau) nurab ketgan injenerlik inshooti qadimda quruvchilar katta sug‘orish sistemalarini qurishni bilganliklaridan dalolat beradi. Masalan, juda qadimiy, hozirda ham ishlayotgan sug‘orish sistemasi – «Shoxrud» ming yillar ilgari O‘rta Osiyoda qurilgani bizni hayratga soladi. 861 yilda Abul Abbos Axmad ibn Muhammad ibn al-Farg‘oniy (taxminan 797-865 yillar) qohira yaqinidagi Ravzo orolida nilometrni, ya’ni Nil daryosi suvi sathini belgilovchi uskunani yasagan. O‘zbek davlatchiligi asoschilaridan biri Amir Temur saroyida qurilgan favvora inshooti ko‘pchilik yevropalik elchilarni hayratga solganligi tarixiy manbalarda ta’kidlangan. Fikrimizning isboti sifatida fransuz yozuvchisi Lyusen Keren tomonidan yozilgan «Amir Temur saltanati» asarida Ispaniya xukmdori Genri III ning Vatanimizga jo‘natgan elchisi Rui Gonsales de Klavixoning kundaligida 1404 yil 8 sentyabrdagi Ulug‘ Amir Temurning Samarqand shahri tashqarisidagi uchrashuvini quyidagicha ta’riflagan: Hukmdor (Amir Temur) hashamatli uy oldidagi shohsupa ustida o‘tirardi. Uning yonidagi favvora suvlari ancha balandga otilib, hovuzga qaytib tushar, hovuzda esa qizil olmalar suzib yurardi. Bu ma’lumotlar suyuqlik va suyuqlik oqimini o‘rganish va undan foydalanish bizning Vatanimizda qadimdan boshlanganligi haqida so‘z yuritishimizga asos bo‘ladi.

Suyuqlik va suyuqlik oqimi muammolarini o‘rganuvchi Gidravlika fani – fizika va nazariy mexanika qonunlariga asoslangan. Gidravlika fanida uchraydigan murakkab masalalarni hamma vaqt nazariya asosida yechib bo‘lmaydi. Nima uchun? Chunki, ro‘y berayotgan jarayonlarni matematik differensial tenglamalar yordamida tavsiflash mumkinligini bilamiz. Bu fizik jarayon matematik differensial tenglamalar yordamida yozilganda sistema tarkibidagi tenglamalar soni va bu tenglamaga kiruvchi noma’lum parametrlar orasida nomutanosiblik mavjud bo‘ladi hamda bu nomutanosiblikni hozirgi tafakkurimiz doirasida faqat amaliy tajribalar natijasiga asoslanib, talqin qilish mumkin. Shuning uchun gidravlikada amaliy tajribadan keng foydalaniladi, ya’ni ilmiy tajriba keng qo‘llaniladi. Gidravlikada amaliy tajriba yo‘li bilan birinchidan, nazariy formulalarga kiruvchi koeffitsientlar va tuzatishlar, ikkinchidan, tajribaga asoslangan yangi formulalar kashf etiladi. Nazariya bilan amaliy tajribaning o‘zaro aloqasi va ilmiy-tekshirish ishlarini keng tashkil etilishi gidravlika fanini kelgusida yuqori ko‘rsatkichlarga erishishida, xalq xo‘jaligida muhim masalalarni yechimini topishda amaliy imkoniyat yaratadi.

Shunday qilib, gidravlika faniga qisqacha quyidagicha ta’rif berish mumkin:

Gidravlika — tabiiy fanlardan biri bo‘lib, suyuqlikning nisbiy tinch holat va harakat qonuniyatlarini o‘rganadi va bu qonuniyatlarni kishilar jamiyatining mehnat faoliyatida qo‘llash uchun uslublar yaratadi.

Umuman, fan, o‘zining o‘rganilish jarayonida o‘ziga xos yo‘nalishlarga bo‘linadi. Masalan, qurilish mutaxassisliklarida gidravlik inshootlar qurilishiga va ekspluatatsiyasiga bog‘liq bo‘lgan muammolar bilan shug‘ullanadi yoki mashinasozlik, aviasozlik mutaxassisliklarida – bu sohalarga bog‘liq bo‘lgan fizik hodisalarni loyixalashtirish va ekspluatatsiya jarayonini o‘rganadi.

Fanning rivojlanishi bilan hozirda, gidravlika fanida o‘rganiladigan obyekt sifatida, nafaqat suvni, balki, barcha tabiatda mavjud bo‘lgan suyuqliklar qabul qilingan. Bo‘lg‘usi shifokorlarning ham fiziologiya fanini gidravlika fani bilan qo‘shib o‘rganishi foydadan holi emas. Fikrimizning dalili sifatida Belgiyaning Gent universiteti «Gidravlika» kafedrasi olimlari tomonidan yaratilgan sun’iy inson yuragi modelidan sun’iy klapanlar sinovida keng foydalanayotganligini keltirish mumkin. Bu yo‘nalishda hozirda kafedramiz olimlari va ularning shogirdlari tomonidan izlanishlar olib borilayotganligini alohida ta’kidlash mumkin.

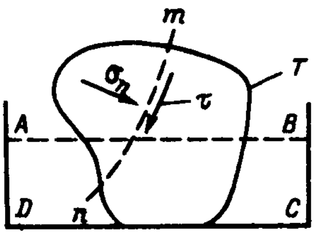
1.2. SUYUQLIK TO‘G‘RISIDA UMUMIY TUSHUNCHALAR

Bizga ma’lumki, tabiatda uch xil modda mavjud: qattiq, suyuq va gaz yoki plazma ko‘rinishda. Harorat va bosimning o‘zgarishi natijasida suyuq jism qattiq yoki gazsimon holatga o‘tishi mumkin. Masalan, yuqori bosim ostida suv – muz kristalli holatga o‘tadi yoki aksincha, past bosim ostida gazsimon holatni qabul qiladi.

Suyuqliklar qattiq jismlarga qaraganda o‘z shaklini ushlab tura olmaydi va egallab turgan idish shaklini oladi. Suyuqliklar qattiq jismlarga nisbatan o‘z zarrachalarining juda harakatchanligi bilan farq qiladi va oquvchanlik hususiyatiga ega bo‘ladi.

Gidravlikada suyuqliklar ikki turga bo‘linadi: tomchilanuvchi va gazsimon. Suyuqlik deganda tomchilanuvchi suyuqlik tushuniladi. Ular gazsimonlarga qaraganda juda ham kichik va katta zichligi bilan farqlanadi; bularga, suv, spirt, neft, simob, turli moylar va boshqalar kiradi. Tomchilanuvchi suyuqliklar bir qancha hususiyatga ega:

1) hajmi bosim ta’sirida juda kam o‘zgaradi;
2) temperatura o‘zgarishi bilan hajmi o‘zgaradi;
3) cho‘zuvchi kuchlarga deyarli qarshilik ko‘rsatmaydi;
4) sirtida molekulalararo qovushqoqlik kuchi yuzaga keladi va u sirt taranglik kuchini vujudga keltiradi.



1.1 -rasm. Suyuqlik oquvchanligini o‘rganish sxemasi.

Suyuqlikka quyidagicha ta’rif berish mumkin – tashqi bosim va harorat ta’siri ostida o‘z hajmini o‘zgartirmaydigan va oquvchanlik hususiyatiga ega bo‘lgan fizik jismga suyuqlik deb ataladi.

Suyuqlikni oquvchanlik xususiyatining mohiyatini tushunish uchun quyidagi hisoblash sxemasidan foydalanamiz (1.1–rasm) *T* qattiq jism suyuqlikka botirilgan og‘irlik kuchi hisobiga ma’lum kuchlanishlar paydo bo‘ladi.

Agar jismda *mn* ixtiyoriy kesimni oladigan bo‘lsak, unda normal kuchlanishdan tashqari urinma kuchlanishlar ham mavjud bo‘ladi. Faraz qilaylik, *T* - jism tinch holatda urinma kuchlanish ta’siriga bardosh berolmay, emirila boshlaydi va idishning ko‘rinishini qabul qiladi. Boshqacha qilib aytganda, suyuqlik qattiq jismdan farqli o‘laroq, nisbiy tinch holatda turganida urinma kuchlanishiga ega bo‘lmaydi.

Suyuqliklar tomchi va gazlarga bo‘linadi. Gidravlika kursida biz asosan tomchisimon suyuqliklarning qonuniyatlarini o‘rganamiz.

Tomchisimon suyuqlik deb, oquvchanlik xususiyatiga ega bo‘lgan va biror idishga quyilganda shu idishni shaklini egallaydigan, amaliy siqilmaydigan fizik moddaga aytiladi.

Suyuqlik qattiq jismlardan molekulalar orasidagi tortishish kuchining juda kichikligi va oquvchanligi (siljuvchanligi) bilan farqlanadi. Shuningdek, suyuqlik, amalda o‘z hajmini o‘zgartirmaydi, tashqi kuchlar ta’sirida va haroratning o‘zgarishi bilan sezilmas darajada o‘zgaradi. Gazlar ham oquvchanlik xususiyatiga ega bo‘lish bilan bir qatorda, o‘z hajmlarini tashqi kuchlar ta’sirida o‘zgartiradilar. Tomchili suyuqliklarga - suv, benzin, kerosin, spirt va boshqalar kiradi.

Kursimiz davomida “**suyuqlik**” deganda, melioratsiya va gidrotexnika sohalarini qamrab olgan suv ko‘zda tutiladi. Suyuqliklar – ma’lum fizik xususiyatlari bilan bir-biridan farqlanadi. Bulardan, gidravlika fanini o‘rganishda asosiylari quyidagilar hisoblanadi.

1.3. SUYUQLIKLARNING ASOSIY FIZIK XOSSALARI

Suyuqlikning zichligi deb, hajm birligidagi suyuqlik massasiga yoki suyuqlik massasining uning hajmiga bo‘lgan nisbatiga aytiladi.

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

bunda, M – suyuqlik massasi;

V – suyuqlik hajmi;

ρ - zichlik.

$$M=\rho V. \tag{1.1'}$$

Solishtirma og‘irlik:

$$\gamma = \frac{G}{V}. \tag{1.2}$$

Hajm birligidagi suyuqlik og‘irligiga yoki suyuqlik og‘irligini uning hajmiga bo‘lgan nisbatiga **solishtirma og‘irlik** yoki **hajm og‘irligi** deb ataladi (1.2) dan

$$G=\gamma V. \tag{1.2'}$$

Bizga ma’lumki,

$$G=g\,M, \tag{1.3}$$

bunda, g - jismlarning erkin tutish tezlanishi.

(1.3)ni (1.1′) va (1.2′)ga qo‘ysak,

$$\gamma V = g\rho V, \tag{1.4}$$

bundan quyidagi ifodaga ega bo‘lishimiz mumkin:

$$\rho = \frac{\gamma}{g}, \qquad \gamma = \rho g; \tag{1.5}$$

ρ va γ o‘lchov birliklari:

$$\rho = \left[\frac{M^3}{L}\right]; \;\; \gamma = \left[\frac{F}{L^3}\right] = \left[\frac{M}{T^2L^2}\right], \tag{1.6}$$

bunda, M, L, F, T - masca, uzunlik, kuch va vaqt.

$$M \rightarrow kg = \frac{N\,s^2}{m};\; L \rightarrow m;\; F \rightarrow N; kN;\; T \rightarrow s$$

demak:

$$\gamma = \frac{N}{m^3} = \frac{kg}{m^2 s^2}.$$

1.1 –jadval

Distirillangan suv zichligining haroratga bog‘liq ravishda o‘zgarishi

t, °C	0	2	4	6	10	30	40	60
ρ, kg/m³	999,87	999,97	1000	999,97	999,70	995,70	992,20	983,20

Siqiluvchanlik – suyuqliklarning tashqi kuchlari ta’sirida hajmining kamayishidir. Bu holat siqiluvchanlik koeffitsienti, β_s *(m^2/N)* bilan belgilanadi.

$$\beta_c = -\frac{1}{W}\frac{dw}{dp} \tag{1.7}$$

formuladagi minus hajm bosimining ortishi bilan suyuqlik kamayishini ko‘rsatadi.

Suyuqlik massasi o‘zgarmagan holda,

$$\beta_C = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dp}. \tag{1.8}$$

Hajm siqiluvchanlik koeffitsienti β_C teskari qiymati suyuqliklarning elastiklik moduli – E_j harfi bilan belgilanadi.

$$E_j = \frac{1}{\beta_c} \tag{1.9}$$

(1.8) formulani hisobga olsak, (1.9) ifoda quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$E_j = \rho\frac{dp}{d\rho}, \tag{1.10}$$

bundan,

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dp}{E_б}\ . \tag{1.11}$$

(1.10) ifoda Guk qonunini ifodalaydi va u harorat 0^0 dan 20^0 gacha va bosim 20 atmosfera bo‘lganda chuchuk suv (distillangan suv)ning o‘rtacha hajm siqilish koeffitsientiga teng. Suyuqliklarning siqilish imkoniyati juda kichik bo‘lganligi sababli, gidravlikaning amaliy masalalari yechilganda ular hisobga olinmaydi va ularni amalda siqilmaydigan deb qaraladi.

Suyuqliklarning qovushqoqligi deb, suyuqlik bir qatlamini ikkinchi qatlamiga nisbatan siljiganda ko‘rsatadigan qarshilikka aytiladi. Yoki suyuqlik harakatida qatlamlardagi ishqalanish kuchiga qovushqoqlik kuchi deb ataladi.

I.Nyuton 1687 yilda quyidagi gipotezani aytadi, ya’ni, suyuqlik qatlamlari harakat davomida ishqalanganda ichki ishqalanish kuchi quyidagiga teng:

$$T = \mu\omega\frac{du}{dh}, \tag{1.12}$$

bunda, T - qatlamlardagi ishqalanish kuchi;

ω - qatlam ishqalanish yuzasi;

$\frac{du}{dh}$ - tezlik gradienti, sirpanish tezligi;

μ - qovushqoqlik dinamik koeffitsienti.

N.P.Petrov 1876-1920 yillarda Nyuton gipotezasini tasdiqladi.

(1.12) formuladan dinamik qovushqoqlik koeffitsienti μ quyidagicha aniqlanadi.

$$\mu = \frac{\frac{T}{\omega_{иш}}}{\frac{du}{dh}} = \frac{\tau}{\frac{du}{dh}}, \tag{1.13}$$

bunda, τ - ishqalanish kuchlanishi.

μ - o‘lchov birligi quyidagicha:

$$\mu = \frac{\text{m}}{\text{LT}};\quad \frac{\text{Ns}}{\text{m}^2};\ \frac{\text{kg}}{\text{m}\cdot s}\quad \text{yoki}\quad \frac{\text{g}}{\text{sms}} = \text{puaz.}$$

Har xil haroratdagi suv uchun μ qiymatlari

1.2-jadval

t, °C	0	10	20	30
μ, 10^4 Pa· s	17,92	13,04	10,01	8,00

Gidravlika fanini o‘rganishda dinamik yopishqoqlik koeffitsienti bilan bir qatorda **kinematik qovushqoqlik koeffitsiyentidan** ham foydalaniladi:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} . \qquad (1.14)$$

Bu kattalik o‘zida uzunlik, vaqt, kinematik qiymatlarni mujassamlashtiradi.

Uning o‘lchov birligi: $\left[\nu\right] = \frac{L^2}{T};\ \frac{m^2}{s};\ \frac{sm^2}{s} =$ stoks.

Amaliy tajribalar ko‘rsatishicha, suyuqlikning qovushqoqlik suyuqlik turiga va uning haroratiga bog‘liq. Harorat ko‘tarilishi bilan suyuqliklarning qovushqoqligi kamayadi. Suyuqliklarning kinematik qovushqoqlik koeffitsienti quyidagi jadvallarda keltirilgan.

1.3 jadval

t, °C	ν, 10^4 m^2/s	t, °C	ν, 10^4 m^2/s
0	0,0179	18	0,0106
2	0,0167	20	0,0101
4	0,0157	25	0,0090
6	0,0147	30	0,0080
8	0,0139	35	0,0072
10	0,0131	40	0,0065
12	0,0124	45	0,0060
14	0,0118	50	0,0055
16	0,0112	60	0,0048

1.4-jadval

Suyuqlik	t, ^oC	ν, 10^4 $m^2 \cdot s$	Suyuqlik	t, ^oC	ν, 10^4 $m^2 \cdot s$
Sifatli sut	20	0,0174	AMG – 10 moyi	50	0,1
Suv	18	600	Neft:		
Kerosin	15	0,027	yengil	18	0,25
Mazut	18	20,0	og'ir	18	1,40
Suvsiz glitserin	20	11,89	Simob	15	0,0011

Suyuqliklarning qovushqoqlik koeffitsienti viskozimetr yordamida o'lchanadi.

Suyuqliklarning maydonni uzluksiz to'la egallash modeli. Biz o'rganadigan suyuqliklar bir jinsli suyuqliklar bo'lib, ularni o'z maydonlarini uzluksiz to'la egallaydi, deb qaraymiz. Haqiqatda esa, molekulalar oralig'i mavjud bo'lib, uzlukli bo'lsada, matematik usulda gidromexanikaning murakkab masalalarini yechishda ko'rsatilgan suyuqliklarning to'la uzluksiz maydonni egallashi qo'l keladi. Uzluksiz to'la maydon lotincha ***"contunuum"*** deb ataladi. Amaliyotda suyuqliqlarning uzluksiz maydoni to'la egallash modeli tasdiqlangan.

Real va ideal suyuqliklar. Suyuqliklarning harakat qonuniyatlarni o'rganishda qovushqoqlik, ichki ishqalanish kuchlari asosiy rol o'ynaydi. Ideal suyuqliklar tabiatda uchramaydi, ularni absolyut siqiluvchan emas va ko'ndalang kuchlanishlarni qabul qilmaydi, qovushqoqlikka ega emas deb hisoblanadi. Bunday holatda, matematik qonuniyatlarni keltirib chiqarishda suyuqliklar harakati bilan bog'liq bo'lgan qiymatlar bizga qo'l keladi. Real suyuqlik zarrachalari harakatchan deb qaralsada, ular cho'zilish va siljish kuchlariga qarshilik ko'rsatadilar. Ko'ndalang kuchlanishlar suyuqliklar harakatida asosiy masalalardan biri hisoblanadi.

Ideal suyuqliklar – suyuqliklarning muvozanat va harakat qonuniyatlarini matematik keltirib chiqarishda asosiy omillardan biri hisoblanadi. Haqiqiy suyuqliklarga tajribaga asosan topilgan koeffitsiyentlar yoki kuchlanishlarni o‘zgarishini bilgan holda o‘tiladi. Shunday qilib amaliyot nazariya bilan bog‘lanadi.

2-BOB

2.1. SUYUQLIKLARNING MUVOZANAT (TINCH) VA HARAKATI DAVOMIDA TA’SIR ETUVCHI KUCHLAR

Suyuqliklarga ta’sir etuvchi kuchlarni ikki turga bo‘lish mumkin:

Massa kuchlari – suyuqliklar tomchisi (zarrasi) massasiga proporsional kuchlar. Bir jinsli suyuqliklarda massa kuchlarini hajmga proporsional kuchlar deb atash mumkin. Bunday kuchlarga – og‘irlik kuchlari, inersiya kuchlari va boshqalar kiradi.

$$F = mA, \tag{2.1}$$

bunda, m – W hajmdagi suyuqlikning massasi;
A – nisbiy solishtirma massa birligidagi kuch, ya’ni tezlanish.

Tashqi yuzaga ta’sir etuvchi kuchlar – suyuqlik tashqi yuzasiga proporsional bo‘lgan kuchlar. Bu kuchlar turkumiga - sirtga normal yo‘nalgan siquvchi bosim kuchlari va ko‘ndalang ishqalanish kuchlari kiradi.

Masalan:

$$P = \mathrm{P}\omega = \sigma\omega \tag{2.2}$$

$$T = \tau\omega\,, \tag{2.3}$$

bunda, P - bosim kuchi;
T - ishqalanish kuchi;
σ - suyuqliklar harakatidagi siqiluvchan normal kuchlanish;
τ - suyuqliklar harakatidagi ko‘ndalang ichki kuchlanish;
ω - kuch ta’sir etayotgan yuza.

Yuqorida zikr etilgan kuchlar tashqi kuchlar turkumiga kiradi. Ichki kuchlar esa suyuqliklarning zarralarini bir-biriga ta’sirini ko‘rsatadi va berilgan hajmda juft kuchlar bo‘lganligidan ularning yig‘indisi hamma vaqt nolga teng bo‘ladi.

2.2. SUYUQLIKLARDA SIRT TARANGLIK KUCHI

Bu hodisa suyuqlik va gaz qatlamlarining o‘zaro ta’siri natijasida sodir bo‘ladi. Bu kuch ta’sirida suyuqlik qatlamining shakli sferik ko‘rinishda bo‘ladi va suyuqliklarda qo‘shimcha bosim hosil qiladi. Lekin bu bosim oz hajmda ko‘proq bilinadi va quyidagi formula orqali ifodalanishi mumkin:

$$p = \frac{2G}{r}. \tag{2.4}$$

G - sirt taranglik koeffitsienti, $\left[\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m}}\right]$;

r - sfera radiusi, m.

Uchta - qattiq, suyuq va gaz qatlamlarining ta’sirida menisk hodisasi kuzatiladi. Suyuqliklarning shisha quvurlarida ko‘tarilish balandligi h ushbu formuladan topiladi:

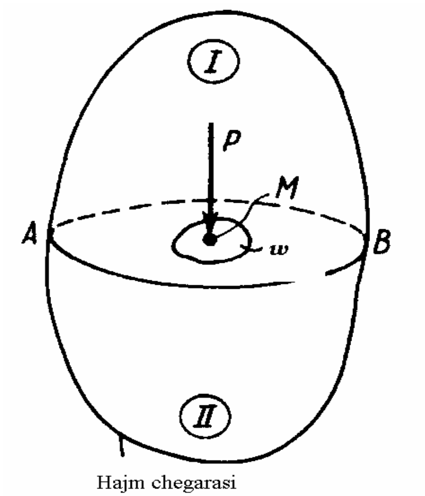
$$h = \frac{4 \cdot G}{\gamma \cdot d}, \tag{2.5}$$

bunda, d - sfera diametri, γ - suyuqlik solishtirma og‘irligi.

2. 3. GIDROSTATIK BOSIM VA UNING XOSSALARI

Suyuqliklar o‘zlarining fizik hossalariga ko‘ra, ko‘ndalang va cho‘ziluvchan kuchlanishlarni qabul qilmaydi. Shu sababli suyuqliklar faqat normal yo‘nalgan siqiluvchan kuchlanishlar «σ», ya’ni gidrostatik bosim r ta’sirida bo‘ladi.

Suyuqlik ichida biror hajmini ajratib olamiz va uning muvozanat holatini kuzatamiz. (2.2-rasm).



2.2-rasm. Barqaror suyuqlik hajmi

Ushbu hajmdagi suyuqlikni hayolan AV kesma orqali ikki qismga ajratamiz. II qism ustiga muvozanatni saqlab turish uchun tashqi kuch R ni qo‘yamiz. Bu kuch o‘zi ta’sir etayotgan ω yuzaga ta’sir etadi va o‘rtacha gidrostatik bosimni hosil qiladi, ya’ni

$$p = \frac{P}{\omega} = \frac{\Delta P}{\Delta\omega}.$$

Yuza ω nolga intilganda o‘rtacha gidrostatik bosim – nuqtadagi **gidrostatik bosim** deb ataladi.

$$p = \lim_{\omega - 0} \frac{|P|}{\omega} = \lim_{\Delta\omega - 0} \frac{\Delta P}{\Delta\omega}.$$

Gidrostatik bosimning o‘lchov birliklari: $\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m}^2} = \mathrm{Pa}$ yoki $\frac{kg}{ms^2}$;

texnik atmosfera bosimi R_{at} = 98100 $\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ = 98100 Pa = 98,1 kPa

yoki suyuqlik balandligida $h = \frac{P}{\rho g}$;

suv balandligida atmosfera bosimi $h_{H_2 0}$=10 m ga, simob ustuni balandligida esa h_{sim} = 735 mm simob ustuniga teng.

Gidrostatik bosim ikkita asosiy xossaga ega:

- doim ichki normal bo'yicha, suyuqliklarda sodir bo'ladigan ichki siqilish kuchlanishi bo'lganligi sababli o'zi ta'sir etayotgan yuzaga tik (perpendikulyar) yo'nalgan bo'ladi;

- miqdori esa berilgan nuqtada shu nuqta atrofida yuzaning o'zgarishi bilan o'zgarmaydi. Berilgan suyuqlik ichida olingan nuqtada gidrostatik bosim hamma tomondan shu nuqtaga bir xil miqdorda ta'sir etadi, ya'ni:

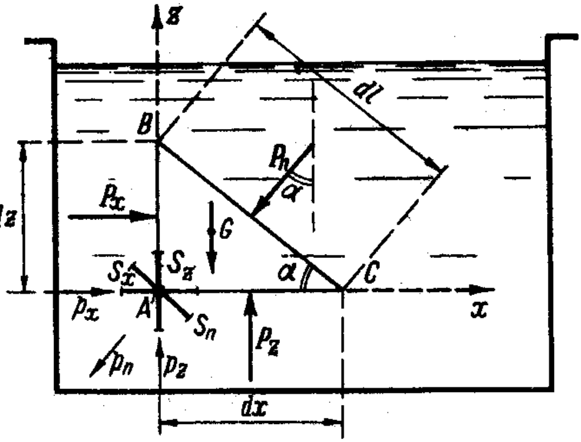
$$R_x = R_u = R_z = R_p,$$

bunda, R_x, R_u, R_z, va R_p koordinata o'qlariga nisbatan $0x$, $0u$, $0z$ va ixtiyoriy yo'nalishdagi «pp»ga nisbatan gidrostatik bosim.

Ushbu hossani tasdiqlash uchun suyuqlik ichidan tetraedr shaklidagi kichik hajmni ajratib olamiz. Uning tomonlari dx, dy, dz bo'lsin, massasi esa $\rho\ \frac{1}{6}\ dx, dy, dz$ ga teng (2.3-rasm).

Muvozanatlik tenglamasiga asosan:

$$\left.\begin{array}{l}\sum \text{P}_x = 0\\ \sum \text{P}_y = 0\\ \sum \text{P}_z = 0\end{array}\right\}. \qquad (2.6)$$



2.3-rasm. *A* nuqtadagi *r* bosim miqdorining *S* yuzani joylashishiga bog'liq emasligini isbotlashga doir

0x o'qi bo'yicha muvozanat tenglamasida, ta'sir etuvchi kuchlar tashqi bosim kuchlari, *AVO* yuza tomonidan

$$R_x = R_x \frac{1}{2} \, dx, dz \, , \tag{2.7}$$

bunda, R_x – *AVO* yuzaga ta'sir etuvchi o'rtacha gidrostatik bosim. $\frac{1}{2} dy,\ dz$ yuzaga ta'sir etib, *0x* o'qi bo'yicha yo'nalgan, demak tenglamaga musbat qiymat bilan kiradi; dR_y va dR_z – bosim kuchlari.

VOS va *AOS* yuzalarga ta'sir etuvchi *0u* va *0z* parallel o'qlar bo'lganidan, *0x* o'qiga nisbatan proyeksiyasi nolga teng.

AVS yuzaga ta'sir etayotgan dR_n - bosim kuchi $dR_n = P_n d\omega$ ga teng (bunda R_n – *AVS* yuzadagi $d\omega$ o'rtacha gidrostatik bosim.) Bu kuchning *0x* o'qiga nisbatan proyeksiyasi $dR_n \cos(n^x) = P_n \, d\omega \cos(n^x)$ muvozanatlik tenglamasiga uning *0x* o'qiga proyeksiyasi manfiy qiymat bilan kiradi. $d\omega \cos(n^x)$ bu yuza *AVS* uchburchakning *y0z* tekisligidagi proyeksiyasi, u:

$$d\omega \cos(n^x) = \frac{1}{2} dy,\ dz$$

ga teng.

Demak,

$$dR_n \cos(n^x) = P_n \frac{1}{2} dy\, dz. \qquad (2.8)$$

Tetraedrga ta'sir etayotgan kuchlar teng ta'sir etuvchisi dF_x ning$0x$ o'qiga proyeksiyasi quyidagiga teng:

$$dF_x = dmF_x\,,$$

bunda, *dm* - tetraedrning massasi, ya'ni $\rho\frac{1}{6}dx\, dy\, dz.$

F_x – shu *dm* massadagi suyuqlikning $0x$ o'qiga bo'lgan tezlanishining proyeksiyasi (xususiy holda yerning tortish kuchi tezlanishi).

Demak, massa kuchining proyeksiyasi:

$$dF_x = dm\, F_x = \rho\frac{1}{6}\, dx\, dy\, dz\;\; F_x\,. \qquad (2.9)$$

Shunday qilib, $0x$ o'qi buyicha muvozanatlik tenglamasi:

$$\sum R_x = dR_x - dR_n\, cosx + dF_x = 0 \qquad (2.10)$$

yoki,

$$R_x\frac{1}{2}dy\, dz - P_n\frac{1}{2}\, dy\, dz + \rho\frac{1}{6}dx\, dy\, dz\, F_x = 0.$$

$\frac{1}{2}dy\, dz$ ga qisqartirilgandan so'ng:

$$P_x - P_n + \rho\frac{1}{3}dx\, F_x = 0$$

ifodaga ega bo'lamiz. $dx \rightarrow 0$ ga intilganda 0 nuqtada

$$P_x - P_n = 0$$

$$P_x = P_n\,.$$

Xuddi shunday $0u$ va $0z$ o'qlariga nisbatan isbotlasak,

$$P_y = P_n\,.$$

Demak:

$$P_x = P_y = P_z = P_n\,. \qquad (2.11)$$

Shunday qilib, nuqtadagi gidrostatik bosim – shu nuqta atrofida yuzaning o‘zgarishi bilan o‘zgarmaydi. Suyuqlik ichida olingan har xil nuqtalarda bosim har xil bo‘ladi. Nuqtadagi gidrostatik bosim koordinata o‘qlarining funksiyasidir

$$r = f(x, y, z).$$

Umumiy holda, u vaqtning ham funksiyasi bo‘ladi:

$$r = f(x, y, z, t)\ . \tag{2.13}$$

2.4. TINCH HOLATDAGI SUYUQLIKNING ASOSIY DIFERENSIAL TENGLAMASI (L.EYLER TENGLAMASI)

Tashqi hajmiy kuch ta’sir etayotgan tinch holatdagi suyuqlikni ko‘rib chiqamiz. Aytaylik, suyuqlikning birlik massasiga ϕ miqdordagi hajmiy kuch ta’sir etayotgan bo‘lsin (2.4-rasm), uning $0x$, $0u$, $0z$ o‘qlardagi proyeksiyalarini mos ravishda ϕ_X, ϕ_Y, ϕ_Z deb belgilaymiz.

Umuman, suyuqlikning ixtiyoriy nuqtalaridagi bosim (r) ni quyidagicha ifodalaymiz:

$$r = f\,(x, u, z). \tag{2.14}$$

Endi, bu kattaliklar orasidagi bog‘liqlikni aniqlaymiz.

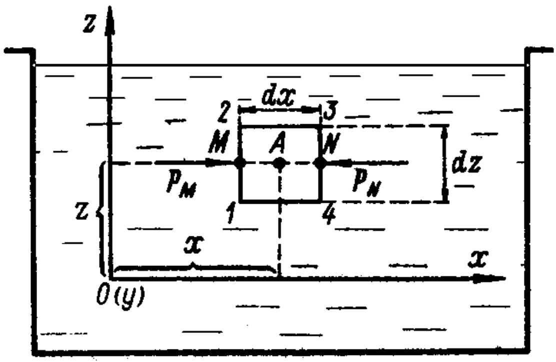
Koordinatalar sistemasi $0x$ va $0z$ o‘qlarining yo‘nalishini belgilab olib, nihoyatda kichik parallelipiped ko‘rinishidagi *1-2-3-4* suyuqlik hajmini ko‘rib chiqamiz.

Parallelipipedning tomonlari dx, dz, dy larni cheksiz kichik deb qabul qilamiz. Parallelipipedning markazida x, y, z koordinatadan A nuqtani tanlab olib, undagi bosimni r nuqta orqali MN chizig‘ini $0x$ o‘qqa parallel qilib o‘tkazamiz hamda gidrostatik bosim shu chiziq bo‘ylab o‘zgaradi deb qabul qilamiz.

Bu o‘zgarishni $\frac{\partial p}{\partial \text{›}}$ ko‘rinishida qabul qilish mumkin. M va N nuqtalardagi bosimning o‘zgarishini ifodalaymiz.

$$\left.\begin{aligned} p_M &= p - \frac{1}{2} dx \frac{\partial p}{\partial x} \\ p_N &= p + \frac{1}{2} dx \frac{dp}{dx} \end{aligned}\right\}. \qquad (2.15)$$

Bunda ikkinchi had *r* bosimning $\frac{1}{2}dx$ oraliqdagi o‘zgarishini bildiradi.



2.4-rasm. 2.16 ifodaga doir sxema

Endi quyidagicha mulohaza yuritamiz:

a) avvalambor, elementar parallelipipedga ta’sir etuvchi barcha kuchlarni aniqlaymiz;

b) parallelipiped tinch holatda bo‘lganligi uchun bu kuchlarning *0x* o‘qqa proyeksiyalarini olib, ularni nolga tenglaymiz. Natijada birinchi differensial tenglamaga ega bo‘lamiz.

v) ikkinchi va uchinchi differensial tenglamalarni olish uchun mos ravishda *0u* va *0z* o‘qlarga proyeksiyalarini olib, ularni nolga tenglaymiz.

Yuqoridagi mulohazalarga asosan, faqat birinchi tenglamani keltirib chiqaramiz.

Parallelipipedga (1-2-3-4) ta’sir etuvchi kuchlarni aniqlaymiz.

- hajmiy kuchlar

$$\phi\ (dx\ dy\ dz)\ \rho \qquad (2.16)$$

bu kattalik parallelipipeddagi suyuqlik massasi, uning *0x* o‘qqa proyeksiyasi

$$\phi_x\ (dx\ dy\ dz)\ \rho \tag{2.17}$$

- tashqi kuchlar. Elementar parallelipipedning 1-4 va 2-3 qirralariga ta’sir etuvchi kuchlar farqi nolga teng. 1-2 va 3-4 qirralarga ta’sir etuvchi kuchlar farqi esa quyidagiga teng:

$$P_M - P_N = p_M\left(dzdy\right) - p_N\left(dzdy\right) =$$
$$\left(p - \frac{1}{2}dx\frac{\partial p}{\partial x}\right)dydz - \left(p + \frac{1}{2}dx\frac{\partial p}{\partial x}\right)dydz = -\frac{\partial p}{\partial x}dxdydz. \tag{2.18}$$

Hamma kuchlar yig‘indisini topamiz.

$$\phi_x\left(dxdydz\right)\rho - \frac{\partial p}{\partial x}\left(dxdydz\right) = 0\,. \tag{2.19}$$

Xuddi shunday tarzda qolgan tenglamalarni hosil qilamiz.

$$\begin{cases} \phi_x - \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \phi_y - \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial y} = 0\cdot \\ \phi_z - \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial z} = 0 \end{cases} \tag{2.20}$$

Bu tenglama 1755 yili L.Eyler tomonidan yozilganligi sababli **Eyler tenglamasi** deb ataladi.

2.5. TINCH HOLATDAGI SUYUQLIKNING DIFFERENSIAL TENGLAMASINI INTEGRALLASH

(2.20) tenglamalar sistemasini mos ravishda *dx*, *dy*, *dz* larga ko‘paytirib, chap va o‘ng tomonlarini qo‘shamiz:

$$\phi_X dx + \phi_Y dy + \phi_Z dz - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) = 0 \tag{2.21}$$

Nuqtaga ta’sir etuvchi *r* bosim, koordinatalarga bog‘liq bo‘lgan funksiya ekanligini hisobga olib, ya’ni,

$$r = f\,(x,\ u,\ z) \tag{2.22}$$

(2.22) tenglamadagi qavs ichidagi ifoda *r* ning to‘liq differensiali deb olsak,

$$dp = \rho\left(\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz\right) \tag{2.23}$$

u holda, Eyler tenglamasining chap tomoni bir funksiyaning to‘liq differensiali ekan, ikkinchi tomonini ham funksiyaning to‘liq differensiali deb qabul qilish mumkin. ρ = const bo‘lganligi uchun

$$dr = \rho\, dU \tag{2.24}$$

bunda

$$dU = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz \tag{2.25}$$

Umuman, *dU* differensialni boshqacha ifodalash ham mumkin:

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x}dx + \frac{\partial U}{\partial y}dy + \frac{\partial U}{\partial z}dz \tag{2.26}$$

(2.25) ni (2.26) ga qo‘yib yozish mumkin:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \phi_x; \qquad \frac{\partial U}{\partial y} = \phi_u; \qquad \frac{\partial U}{\partial z} = \phi_z \tag{2.27}$$

Yuqoridagi mulohazadan ko‘rinib turibdiki, *U* koordinatalarga bog‘liq bo‘lgan funksiya bo‘lib, hususiy hosilalari birlik hajmdagi og‘irlik kuchining proyeksiyalarini (ϕ_x; ϕ_y; ϕ_z) ifodalaydi.

Demak, ϕ kuch ma’lum potensialga ega bo‘lgan kuch bo‘lib, suyuqliklar shunday kuch ta’siri ostida tinch holatda bo‘lishi mumkin.

(2.24) tenglamani integrallab,

$$p = \rho U + C \tag{2.28}$$

ifodaga ega bo‘lamiz. Bunda, *C* - doimiy o‘zgarmas kattalik (integral doimiysi).

Bu kattalikni aniqlash uchun ixtiyoriy nuqtadagi ma’lum

$$r = r_o \quad \text{va} \quad U = U_o \tag{2.29}$$

kattaliklarni qabul qilamiz. Bu nuqta uchun (2.27) tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi.

$$r_o = \rho\, U_o + C \tag{2.30}$$

bundan,

$$S = r_o - \rho\, U_o \tag{2.31}$$

(2.28) ni (2.31) ga qo‘yib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$r = \rho\, U + r_o - \rho\, U_o \tag{2.32}$$

yoki

$$r = r_o + \rho\, (U - U_o) \tag{2.33}$$

(2.33) formula zichligi o‘zgarmas bo‘lgan ρ = const suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasiga ta’sir qilayotgan bosimni ifodalaydi.

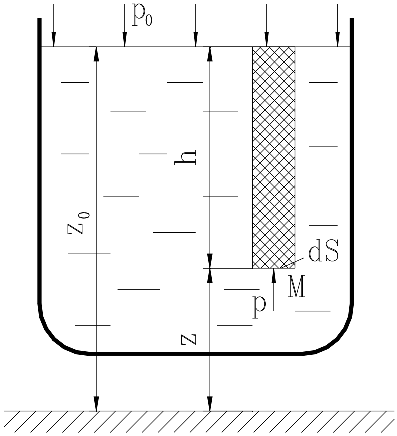
2.6. SUYUQLIKLARDA BOSIMNING UZATILISHI. PASKAL QONUNI

Suyuqliklarda bosimning uzatilishini kuzatish uchun og‘zi porshen bilan yopilgan idish olamiz. Bu porshen suyuqlik erkin sirtida bosim r_0 ni hosil qiladi (2.5-rasm). U holda gidrostatik bosim kattaligi idishning har bir nuqtasida gidrostatikaning asosiy tenglamasidan topiladi:

$$p = p_0 + \gamma h \tag{2.34}$$

Agar porshenni Δl masofaga siljitilsa, suyuqlik erkin sirtidagi bosim Δr ga o‘zgaradi. Suyuqlikning solishtirma og‘irligi bu holda deyarli o‘zgarmaydi:

$$r = \Delta r + r_0 + \gamma h. \tag{2.35}$$



2.5 – rasm. Suyuqliklarda bosimning uzatilishi.

Unda bosimning o‘zgarishi hamma suyuqlik nuqtalari uchun bir xil bo‘ladi:

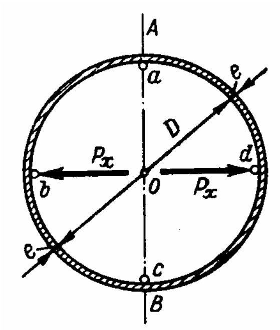
$$\Delta r = r - r_0 \ - \gamma h \qquad (2.36)$$

Bundan quyidagicha hulosa chiqarish mumkin. Yopiq idishdagi tinch holatdagi suyuqlikning erkin sirtiga ta’sir qiladigan tashqi bosim suyuqlik hamma nuqtalariga hamma yo‘nalishda bir xilda uzatiladi. Bu Paskal qonunidir.

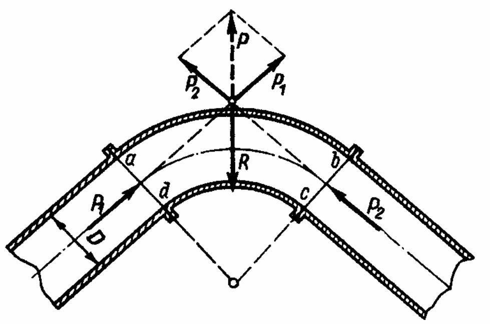
2.7. DUMALOQ SHAKLDAGI QUVURLARDAGI SUYUQLIKLARNING QUVUR DEVORLARIGA BO‘LGAN GIDROSTATIK BOSIM KUCHI

Dumaloq shakldagi quvurlardagi suyuqliklarning quvur devorlariga bo‘lgan gidrostatik bosim kuchini o‘rganamiz. 2.6-rasmda suyuqlik bilan to‘ldirilgan gorizontal quvurning ko‘ndalang kesimi ko‘rsatilgan.

Agar $\dfrac{D}{2}\gamma$ ni r ga nisbatan nihoyatda kichikligini hisobga olsak, butun kesim bo‘ylab bosimni r = const deb qabul qilish mumkin.



2.6-rasm. Ichki gidrostatik bosim (R_x)



2.7-rasm.quvurning egilgan nuqtasiga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim

Bu bosim ta'sirida *AV* o'q bo'ylab quvur bo'linadi deb faraz qilsak, bunda mustahkamlikni ta'minlovchi R_x kuchga bo'lishimiz kerak. Bu kuch *abc* yoki *adc* silindrik shakldagi sirtga ta'sir etuvchi kuchga teng.

$$P_x = Dlp \tag{2.37}$$

bunda, l - quvur uzunligi R_x kuch ikkiga bo'linib, yo'nalganligi uchun quvur qalinligi aniqlanayotganda $\frac{P_x}{2}$ kuch qabul qilinib, hisob olib boriladi. Bundan tashqari quvur bukilgan holatda ham bo'lishi mumkin. Masalan, *abcd* quvur (2.7-rasm).

Bu shakldagi quvur *R* kuch yo'nalishida bukilishga intiladi. Gidrostatik bosim kuchi ikki gidrostatik bosim kuchi ayirmasi bilan aniqlanadi. *ab* yo'nalishga ta'sir etuvchi R_1 va *cd* yo'nalishga ta'sir etuvchi R_2 kuchlar. Demak, quvurning bu qismi

$$P_1 = \frac{\pi D^2}{4} p \quad \text{va} \quad P_2 = \frac{\pi D^2}{4} p \tag{2.38}$$

va reaksiya kuchlari *(/R/=/R/)* ta'siri ostida muvozanat holatida bo'ladi. R_1 va R_2 kuchlarning geometrik yig'indisidan, asosan, anker tayanchlarini joylashtirish vaziyatlarini aniqlashda foydalaniladi.

Gidravlik mashinalar amaliyotida ko‘pgina hollarda, bosimni uzatishda suyuqliklardan foydalaniladi. Bunday prinsipda ishlatiladigan uskunalar – gidravlik mashinalar deyiladi. Gidravlik presslar, multiplikatorlar, gidravlik mashinalar boshqaruv sistemalari, ko‘targichlar, domkratlar shular jumlasiga kiradi.

Har xil konstruksiyaga ega bo‘lgan va turli yo‘nalishlarda ishlatiladigan bu mashinalarda, asosan, bir xil ifodaga asoslangan qonuniyatdan foydalaniladi. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasiga uzatilgan tashqi bosim - uning boshqa hamma nuqtalariga o‘zgarmasdan uzatiladi.

Yuqorida qayd etilgan mashinalarning ayrimlari bilan tanishamiz.

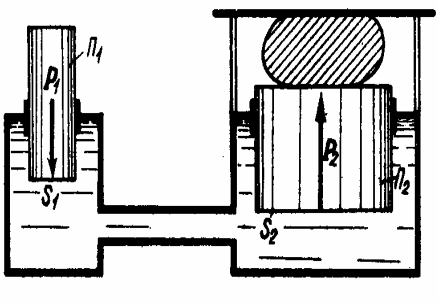
2.9-rasmda esa multiplikator tasvirlangan, agar *A* kamerada r_1 bo‘lsa, *V* kameradagi r_2 bosim ajratilsa, quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$r_2 S_2 = r_1 S_1 \qquad (2.39)$$

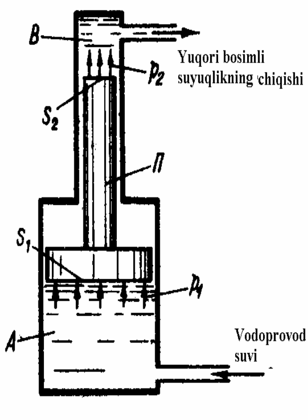
bunga asosan,

$$p_2 = p_1 \frac{S_1}{S_2} \qquad (2.40)$$

qurilma yordamida bosim $(S_1 : S_2)$ marotaba oshiriladi.



2.8-rasm. Gidravlik press



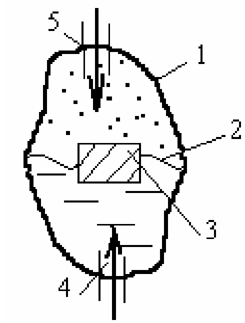
2.9-rasm. Multiplikator

2.8. GIDRAVLIK AKKUMULYATORLAR

Gidropresslarning ishlash paytida gidroakkumu-lyatorlardan foydalaniladi. Gidroakkumulyatorlar yordamida suyuqlik sarfi yoki bosimi ortib ketganda yuqori bosimdagi suyuqlikning bir qismini oʻziga olib, tizimdagi bosim va sarfni kamaytiradi va ishlash paytida tizimga oʻzidagi suyuqlikni berish yoʻli bilan bosimni va sarfni oshiradi.

Gidroakkumulyatorlar nasosning bir xil rejimda ishlashini ta’minlaydi. Undan tashqari, akkumulyator tizimida statik bosim regulyatori vazifasini bajaradi. Gidroakkumulyatorlar, gidrotormozlar, koʻtargichlar, presslar, chiziqlar va boshqa gidrostatik mashinalarda ishatiladi.

Katta bosim olishda pnevmatik gidroakkumulyatorlardan foydalaniladi. U korpus 1 va diagrammadan 2 iborat boʻlib, shtutser 4 orqali gidrotizimga ulangan (2.10-rasm).



2.10-rasm. Gidravlik akkumulyatorlar tasviri

Shtutser 5 gidroakkumulyatorni gaz bilan toʻldirish uchun xizmat qiladi. Shayba 3 esa gidroakkumulyatorda bosim pasayganda gazning rezina diafragmani korpusga bosib, ezib qoʻyishidan saqlaydi.

Diafragmani harakatga keltiruvchi kuch:

$$P_1 = (P_1 - P_2) \cdot W$$

Suyuqlikda ishqalanish kuchi F mavjud bo‘lgani uchun diafragmaga ta’sir etuvchi kuchdan hosil bo‘ladigan haqiqiy bosim ushbuga teng bo‘ladi:

$$\rho = \frac{(P_1 - P_2) + F}{W}$$

Haqiqiy bajarilgan ish:

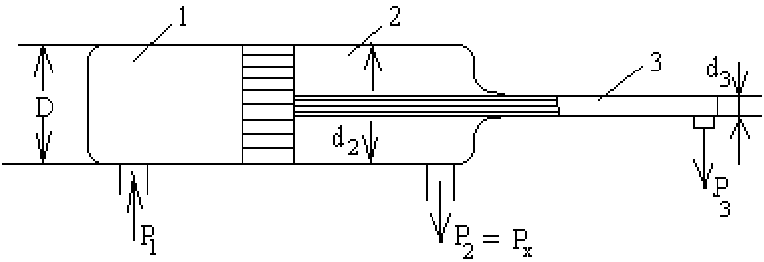
$$A\kappa = \eta An = \eta \int p \cdot W \cdot dh$$

η – gidroakkumulyatorning F.I.K.

2.9. GIDROMULTIPLIKATORLAR

Gidrostatik bosimni tizimning biror qismida orttirish uchun ishlatiladi.

Gidroakkumulyatorlar differensial silindrda harakatlanuvchi differensial porshendan iborat.



2.11-rasm. Gidromultiplikator tasviri

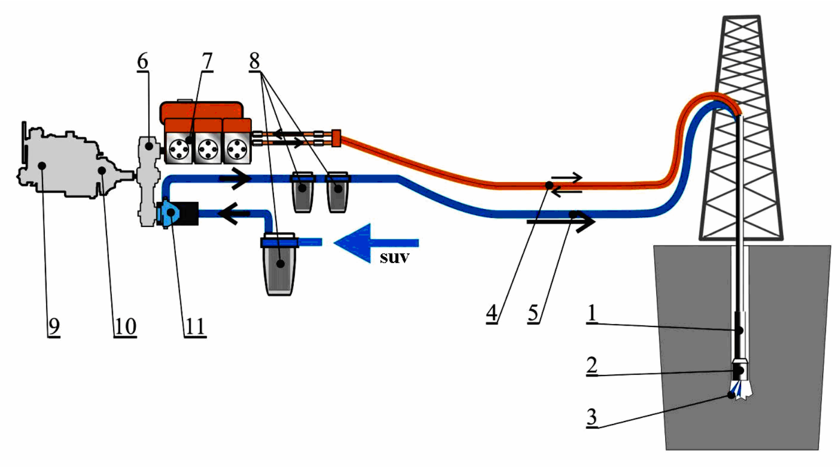
1-bo‘shliq gidrotizimga ulangan, 2-bo‘shlik ortiqcha suyuqlik oqib ketishi uchun mo‘ljallangan, 3-bo‘shlik suyuqlikni gidrotizimning ish bajaruvchi organiga bog‘laydi (2.11-rasm).

$$P_3 = P_1 \left(\frac{D_1}{d_3} \right) \cdot \eta_2 \cdot \eta_{mx}$$

bu yerda η_2 – gidravlik qarshilikni hisobga oluvchi koeffitsienti; η_{mx} – mexanik qarshilik koeffitsienti.

Gidromultiplikatorning sarfi suyuqlik sarfining miqdoriga qarab hisobga olinadi va ular suyuqlik sarfining kichik qiymatlarida ishlatiladi.

Masalan, bosimni rostlovchi gidravlik yuritmali burg'ilash asbobning tarkibiga gidromultiplikator kiradi (2.12-rasm).



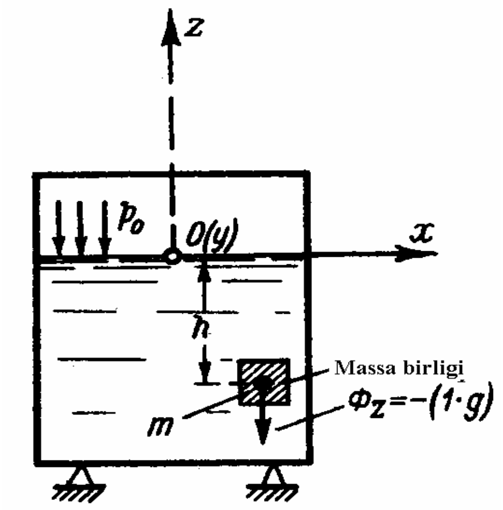
2.12-rasm. Gidromultiplikator

1- gidravlik yuritmali burg'alash asbobi gidromultiplikator bilan;
2- gidrokavitasion generatorli burg'alash asbobi;
3- tog' jinslarini yemiruvchi kavitasion suv oqishi;
4- burg'alash asbobi va gidromultiplikatorga ishchi quyuqlikni to'g'ri va teskari magistrali (yo'nalishi);
5- Gidromultiplikatorga payt bosimni suvning berish magistrali (yo'nalishi);
6- reduktor kamaytiruvchi (uzatuvchi);
7- nasos blokning yo'nalishi;
8- filtiri;
9- ichki yonish dvigateli;
10- o'chiruvchi mufta;
11- past bosimli suv nasos bilan;

3-BOB

3.1. OG‘IRLIK KUCHI TA’SIRIDA BO‘LGAN TINCH HOLATDAGI SUYUQLIKDAGI GIDROSTATIK BOSIM

Bundan keyin suyuqlikka faqat bitta hajmiy kuch — og‘irlik kuchi ta’sir etyapti deb qabul qilamiz. Yopiq idishga solingan suyuqlik sathiga r_o tashqi kuch ta’sir etayotgan holatni qabul qilib, uning ixtiyoriy h chuqurlikdagi nuqtasi *(m)* atrofida birlik massani ajratib olamiz (3.1-rasm).



3.1-rasm. Og‘ir suyuqlikka r bosim ta’siri

Faraz qilaylik, bu massaga ϕ kuch ta’sir etmoqda. Yuqorida ta’kidlangan holatimiz uchun

$$\phi_x=0,\ \ \phi_y=0,\ \ \phi_z= - g \tag{3.1}$$

bunda, g – og‘irlik kuchi ta’siri ostidagi tezlanish;

$\phi_x,\ \phi_u,\ \phi_z$ – ϕ kuch proyeksiyalari.

Bizning holat uchun

$$dU = \phi_x\, dx+\phi_y\, dy+\phi_z\, dz= - g\, dz \tag{3.2}$$

bundan

$$dr = - \rho\, g\, dz \tag{3.3}$$

ifodani olamiz. Bu ifodani integrallasak,

$$r = - \rho g z + C \tag{3.4}$$

yoki

$$r = - \gamma z + C \tag{3.5}$$

S - boshlang‘ich funksiya doimiysini topish uchun, sathdagi nuqtani ko‘rib chiqamiz:

$$z = 0 ; \quad r = r_o \tag{3.6}$$

$$S = r_o \tag{3.7}$$

natijada quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$r = r_o - \gamma z. \tag{3.8}$$

Bunda chuqurlikni

$$h = - z \tag{3.9}$$

deb qabul qilsak,

$$r = r_o + \gamma h \tag{3.10}$$

bunda, r – nuqtaga ta’sir etuvchi to‘liq absolyut bosim;

r_o – tashqi bosim

$$\gamma h = r_{og} \tag{3.11}$$

Ko‘rilayotgan nuqtadan yuqoridagi suyuqlik qatlamini nuqtaga bo‘lgan bosimi bo‘lib og‘irlik bosimi deb ataladi.

Agar idishning qopqog‘i ochiq bo‘lsa,

$$r_o = r_a \tag{3.12}$$

deb qabul qilinadi. Bunda, r_a — atmosfera bosimi.

Nuqtaga ta’sir etayotgan bosimlarning farqi (r_o - r_a) ayrim hollarda **manometrik bosim** deb ataladi (agar bu farq musbat bo‘lsa, ya’ni ($r_o > r_a$)).

Ko‘pgina holatlarda, amaliyotda to‘liq bosim - absolyut bosim bilan emas, balki, atmosfera bosimidan yuqori bo‘lgan bosim bilan ishlashga to‘g‘ri keladi, shu sababli ularni aniq belgilab olamiz.

r_A – absolyut to‘liq bosim;

r – atmosfera bosimidan yuqori bo‘lgan bosim.

Demak,

$$p = p_A - p_a \qquad (3.13)$$

Absolyut to‘liq bosim quyidagicha aniqlanadi:

Yopiq idishlar uchun:

$$p_A = p_o + \gamma h = p_o + p_{oг} = p_o + p \qquad (3.14)$$

Ochiq idishlar uchun:

$$p_A = p_a + \gamma h = p_a + p_{oг} = p_a + p \qquad (3.15)$$

bunda, r_{og} – og‘irlik bosimi.

Yuqoridagi mulohazadan ko‘rinib turibdiki, ochiq idishlar uchun, atmosfera bosimidan yuqori bo‘lgan kattalik va og‘irlik bosimi degan tushunchalar bir-biriga mos keladi. Yopiq idishlar uchun ular har xil qiymatga ega.

$$p = p_{oг} + (p_O - p_a) \qquad (3.16)$$

Xuddi shunday gidrostatik bosim kuchi haqida ham aniqlik kiritib olamiz.

Ochiq idish uchun

$$P_M = P_A - P_o \qquad (3.17)$$

R_A — absolyut to‘liq gidrostatik bosim kuchi;

R_M — atmosfera bosimidan yuqori bo‘lgan monometrik bosim.

Yopiq idish uchun

$$P_M = P_A - P_a \qquad (3.18)$$

Ma’lumki, ochiq idishdagi suyuqlik sathiga atmosfera bosimi ta’sir qiladi. U holda manometr ortiqcha gidrostatik bosimni o‘lchaydi

$$p_M = p = jh \qquad (3.19)$$

Bu yerda h – suyuqlikling sathidan qaralayotgan nuqtagacha bo‘lgan chuqurlik.

Agar mutlaq bosim atmosfera bosimidan past bo‘lsa, suyuqlik solingan idish ichidagi holat vakuum deb ataladi. Vakuumning o‘lchaydigan asbob vakuummetr deyiladi.

$$p_{vak} = p_a - p_A \tag{3.20}$$

4-BOB

4.1. SUYUQLIK BOSIM KUCHINING DEVOR YUZASIGA TA’SIRI. SUYUQLIKNING TEKIS DEVORGA BOSIMI

Faraz qilaylik, ma’lum qiyalikka ega bo‘lgan tekis sirtli, devorli *(OM)* ochiq idish suyuqlik bilan to‘ldirilgan. *0x* va *0u* koordinatalar sistemasining o‘qlarini belgilab olamiz. *0x* o‘qini rasm tekisligiga tik yo‘nalishda (4.1- rasm) qabul qilamiz.

OM devorda ixtiyoriy ko‘rinishga ega bo‘lgan *S* yuzani tanlab olamiz. Gidrostatik bosimning birinchi hossasiga asosan, bu yuzaga ta’sir etuvchi bosimlar unga tik yo‘nalgan bo‘ladi, demak, ixtiyoriy ko‘rinishdagi *S* yuzaga ega bo‘lgan shaklga ta’sir etuvchi to‘liq gidrostatik bosim kuchi ham P_A bu yuzaga tik yo‘nalgan bo‘ladi. Bu kuchning kattaligini topish uchun shaklda ixtiyoriy *m* nuqtani tanlab olib, uning chuqurligi *h* va koordinatasini esa *u* deb qabul qilamiz. Bunda,

$$h = z \sin\theta \tag{4.1}$$

bunda, θ - idish yon devori qiyaligi

m - nuqta atrofidagi *dS* yuzaga

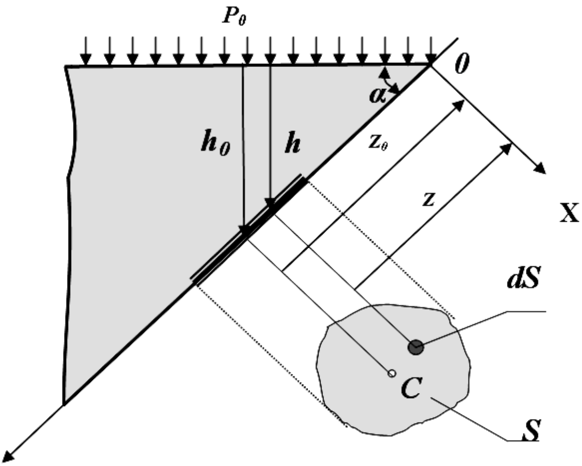
$$dP_A = p_A \, dS \tag{4.2}$$

kuch ta’sir etadi yoki (2.44) ga asosan:

$$dP_A = \left(p_a + \gamma h\right) dS = p_a dS + \gamma h dS = p_a dS + \gamma z \sin\theta dS \tag{4.3}$$

Bu ifodani butun *S* yuza bo‘ylab integrallaymiz.

$$P_A = p_a \int_S dS + \gamma \sin\theta \int_S z dS \tag{4.4}$$



4.1-rasm. Yassi qiya sirtga ta'sir qiluvchi suyuqlik bosimi

Bundan:

$$\int_S dS = S \; ; \; \int_S zdS = (St)_{Ox} = z_C S \qquad (4.5)$$

bunda, $(St)_{Ox}$ — tekis shaklning $0x$ o'qqa nisbatan statik momenti;

z_C — shaklning og'irlik markazi koordinatasi.

(4.5) ifodani hisobga olib, (4.4) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$P_A = p_a S + \gamma S z_C \sin\theta \qquad (4.6)$$

yoki

$$z_C \sin\theta = h_C \qquad (4.7)$$

bo'lganligi uchun

$$P_A = P_a S + \gamma h_C S \qquad (4.8)$$

yoki

$$P_A = (p_a + \gamma h_C)S = S(p_A)_C \qquad (4.9)$$

bunda, h_C - og'irlik markazi chuqurligi.

(4.8) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$R_A = R_a + R \quad (4.10)$$

bunda, R_a - atmosfera bosimi ta’siri ostidagi gidrostatik bosim kuchi.

$$R_a = r_a S \quad (4.11)$$

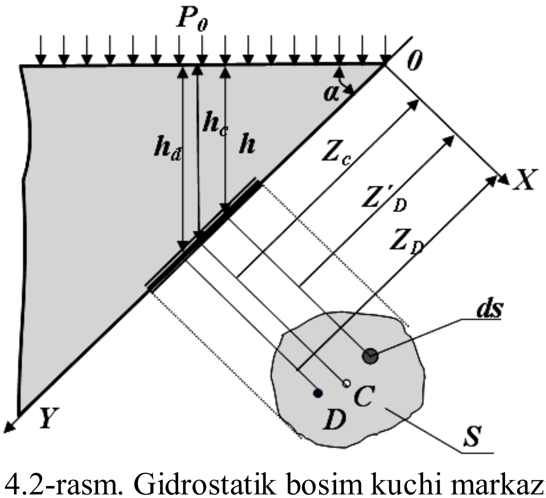
bunda, R - atmosfera bosimidan yuqori bo‘lgan (og‘irlik) bosim hisobiga paydo bo‘ladigan gidrostatik bosim kuchi.

$$R = \gamma h_S S = r_S S \quad (4.12)$$

Shunday qilib, xulosa qilish mumkinki, gidrostatik bosim kuchi ta’sir etayotgan shakl yuzasi kattaligini shu shakl og‘irlik markaziga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kattaligiga ko‘paytmasiga teng.

Endi bu kuchning qo‘yilish nuqtasini aniqlaymiz:

Yuqorida ta’kidlanganidek, R_A – to‘liq gidrostatik bosim kuchi R_a va R kuchlar yig‘indisiga teng.



4.2-rasm. Gidrostatik bosim kuchi markazi

R_a - gidrostatik bosim kuchining qo‘yilish nuqtasi shaklning og‘irlik markazi bilan ustma-ust tushadi. R kuchniki esa, undan pastda, aytaylik, D nuqtada bo‘ladi. R_A kuchning qo‘yilish nuqtasi esa bu ikkalasining o‘rtasida bo‘ladi (4.2-rasm).

Bu D nuqtani topish uchun R_a va R kuchlarni geometrik yig'indisini topamiz.

Shundan keyin D_A nuqtani topishga imkoniyat yaraladi. Buning uchun quyidagi qoidadan foydalanamiz. *pds* kuchlarning *0x* o'qqa nisbatan momentlar yig'indisi *R* kuchning shu o'qqa nisbatan momentlar yig'indisiga teng. Demak,

$$\int_S (pdS)z = Pz_D \tag{4.13}$$

deb yozish mumkin yoki

$$\int_S (\gamma h dS)z = (\gamma h_C S)z_D \tag{4.14}$$

To'liq ifodalasak,

$$\int_S (\gamma \sin\theta z dS)z = (\gamma \sin\theta z_C S)z_D \tag{4.15}$$

bundan,

$$z_D = \frac{\int_s z^2 dS}{Sz_C} = \frac{I_{0x}}{(St)_{ox}} \tag{4.16}$$

Bunda *0x* o'qqa nisbatan tekis shakl inersiya momenti

$$I_{0x} = \int_S z^2 dS \tag{4.17}$$

$$(St)_{ox} = Sz_C \tag{4.18}$$

Tekis shaklning statik momenti (4.16) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$z_D = \frac{I_{0x}}{(St)_{0x}} = \frac{I_C + Sz_C^2}{Sz_C} = z_C + \frac{I_C}{Sz_C} \tag{4.19}$$

yoki

$$e = \frac{I_C}{(St)_{0x}} = \frac{I_C}{Sz_C} \tag{4.20}$$

bunda, e – **ekssentrisitet** deyiladi.

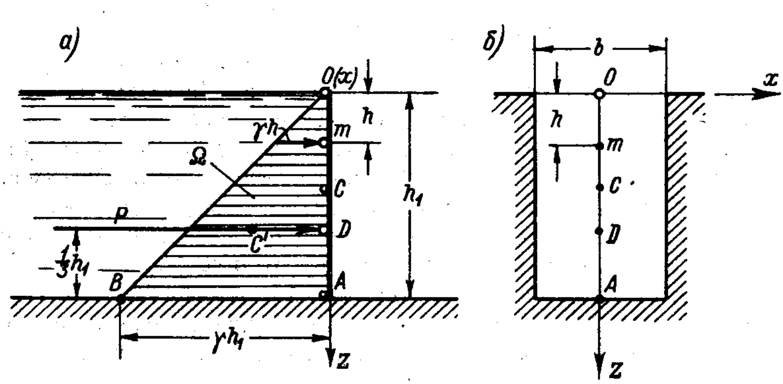
Kuchning qo'yilish koordinatasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$z_D = z_C + e \tag{4.21}$$

Buning uchun *OA* ko‘rinishdagi *b* kenglikka ega bo‘lgan shaklni qabul qilamiz (4.3, a-rasm). Bunda atmosfera bosimi hisobiga paydo bo‘ladigan gidrostatik bosim kuchini hisobga olmasak, faqat og‘irlik hisobiga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchini qarashga to‘g‘ri keladi. Ixtiyoriy *m* chuqurlikda

$$r = \gamma h \tag{4.22}$$

bosim mavjud bo‘ladi.



4.3-rasm. To‘g‘ri burchakli vertikal sirti tekis jismga bir tomonlama gidrostatik bosim ta’siri

0 nuqtada esa bu bosim

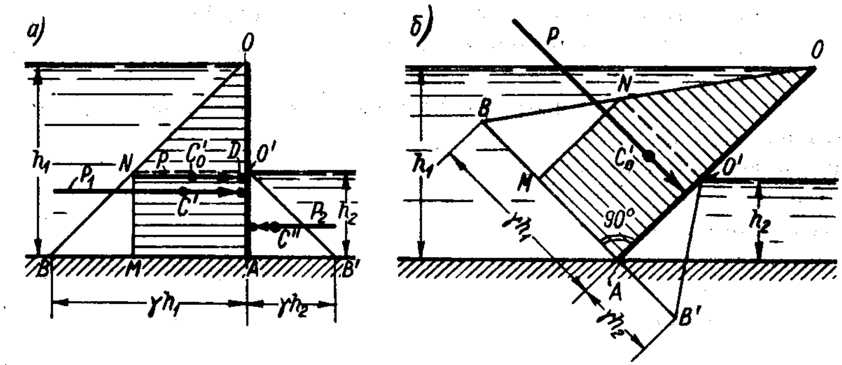
$$r = 0 \tag{4.23}$$

ga teng bo‘ladi. *h* chuqurlikda esa

$$p = \gamma h_1 \tag{4.24}$$

ga teng bo‘ladi.

γh_1 kattalikni *OA* devorga tik yo‘nalishda qo‘ysak (4.3, b-rasm), *V* nuqta paydo bo‘ladi, buni *O* nuqta bilan tutashtirsak, *OAV* uchburchak paydo bo‘ladi. Natijada olingan bu uchburchak **gidrostatik bosim epyurasi** deb ataladi. Bu epyura gidrostatik bosimning chuqurlik o‘zgarishi bilan o‘zgarishini ko‘rsatadi.



4.4-rasm. To‘g‘ri burchakli tekis shakllarning bosim epyurasi
a) vertikal shakl; b) qiya shakl.

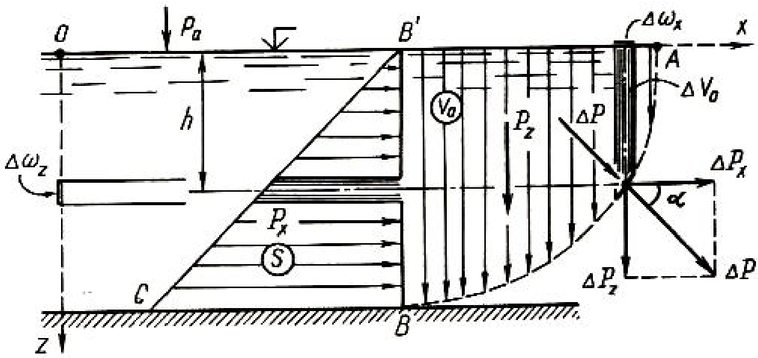
Shu uchburchak yuzasini *b* kenglikka ko‘paytmasi bizga *R* kuch kattaligini beradi.

$$P = \Omega b = \frac{1}{2} h_1^2 \gamma b \tag{4.25}$$

R kuch *OA* devorga tik yo‘nalgan bo‘lib, gidrostatik bosim epyurasi og‘irlik markazidan o‘tadi. Agar to‘siqning ikkala tomonida suyuqlik mavjud bo‘lsa, gidrostatik bosimlar farqi aniqlanib, ularning og‘irlik markazidan gidrostatik bosim kuchining teng ta’sir etuvchisi o‘tadi. 4.4-rasmda *OAMN* trapetsiyaning og‘irlik markazidan o‘tadi.

4.2. EGRI SIRTLARGA TA’SIR QILUVCHI BOSIM KUCHI

Solishtirma og‘irlikni suyuqlik tomonidan AV egri yuzaga ta’sir qiluvchi kuchni topamiz.



4.5-rasm. Egri sirtlarga ta'sir qiluvchi bosim kuchi

AV yuzaga $d\omega$ yuzaning maydonchani ajratib unga ta'sir qilayotgan dP ortiqcha bosim kuchini topamiz. $dP = \gamma h d\omega$ ning proyeksiyalari

$dPx = \gamma h \cos\alpha d\omega$

$$\cos\alpha\, d\omega = d\omega_z$$

$$dPz = \gamma h\, d\omega z$$

$d\omega z$- yuzaning vertikal proyeksiyasi.

$$P_x = \int_{\omega z} \gamma h d\omega z = \gamma \int_{\omega z} h d\omega z$$

$\int_{\omega z} h d\omega z$ ning buyicha ωz- ω yuzaning o'qiga nisbatan statik momentdir.

$$\int_{\omega z} \gamma h d\omega z = \omega z h_c$$

Bu yerda ωz- ω yuzaning vertikal proyeksiyasi.

h_c–vertikal proyeksiyasining markazini chuqurligi.

Endi egri sirtga tushayotgan ortiqcha bosimning vertikal tashkil etuvchisini topamiz.

$$dPz = \gamma h d\omega \quad \mathrm{Sin}\alpha = \gamma h d\omega_x = \gamma dW$$

dW - elementar silindrning hajmi.

$$Pz\int_{\omega} \gamma dW = \gamma W$$

Bu yerda W bosim jismning hajmi. $Pz = \gamma W$

Egri sirtda tashayotgan bosimning vertikal tashkil etuvchisi bosim jism hajmi bilan suyuqlik solishtirma og‘irligining ko‘paytmasiga teng.

Bosim jismi – egri sirt, uning chegar asidagi vertikal sirt va erkin sirt orasidagi xajmdan iborat.

Silndrik sirtga tushayotgan bosimning tashkil etuvchilari va kvadratlarning yigindisidan ildizga teng

$$P = \sqrt{Px^2 + Pz^2}$$

Silindrik sirtga tushayotgan bosimning yo‘nalishi quyidagi formula bilan aniqlanadi.

5-BOB

5.1. ARXIMED QONUNI. SUZIB YURUVCHI JISM MUVOZANATI

Tinch turgan suyuqlikdagi suzib yuruvchi jism muvozanati to‘g‘risidagi masala-jismning suzuvchanligi hamda uning suvda botmay tura olish qobiliyatini o‘rganish orqali yechiladi.

1. Ma’lum kuch ta’siri ostida jismning suzishi – jismning suzuvchanligini bildiradi. Masalan, kemalarning suzuvchanlik zaxirasiga ega bo‘lishi kerak.

Suzuvchanlik zahirasi deb, kemaning suv ustidagi qismi xajmidagi suv og‘irligiga teng bo‘lgan qo‘shimcha og‘irlik tushuniladi.

2. Egiluvchanlik – ya’ni jismning suyuqlikda egilgandan keyin dastlabki holatiga qaytish xususiyati tushuniladi.

Arximed qonuni suyuqlik ichidagi jism sirtiga suyuqlikning bosim kuchini aniqlashda qo‘llaniladi.

Aziz o‘quvchi, Arximed qonuni o‘rta maktab kursida quyidagicha keltiriladi: har qanday qattiq jism suyuqlikka botirilganda o‘zining og‘irligiga teng miqdorda suyuqlikni siqib chiqaradi.

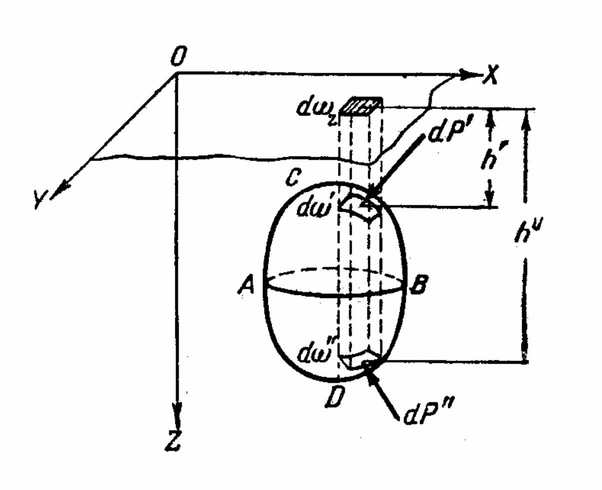
Jismning sirti ixtiyoriy to‘g‘ri chiziqning faqat ikki nuqtasida kesishadi deb qaraylik (5.1-rasm).

Jismning sirtini koordinata tekisligiga parallel bo‘lgan vertikal tekisliklar yordamida elementar maydonchalarga bo‘laylik.

U holda $d\omega'$ va $d\omega''$ maydonchalarga ta’sir qiluvchi elementar bosim o‘qlarning vertikal proyeksiyasi quyidagicha bo‘ladi:

$$(dP')_z = p'd\omega'\cos(dP',\ Z) = p'd\omega'_z \tag{5.7}$$

$$(dP'')_z = p''d\omega''\cos(dP'',\ Z) = p''d\omega''_z \tag{5.8}$$



5.1-rasm. Arximed qonuni

bu yerda p' va p'' - $d\omega'$ va $d\omega''$ maydonlar og‘irlik markazlaridagi bosim.

$$p' = \gamma h' \text{ va } p'' = \gamma h'' \tag{5.9}$$

bundan

$$dP'_z = \gamma h' d\omega'_z;\quad dP''_z = -\gamma h'' d\omega''_z \tag{5.10}$$

Bundan jismning sirtidagi bosimning 0z o‘qidagi proyeksiyasi

$$P_z = \gamma \int\limits_{\omega_z'} h' d\omega_2' - \gamma \int\limits_{\omega_z''} h'' d\omega_2'' = -\gamma \left(W'' - W' \right) = -\gamma W \qquad (5.11)$$

bunda W – jism siqib chiqargan suyuqlik hajmi

W' va W'' - prizmalarning hajmi

P_z kuchini - ko‘tarish kuchi deb ataymiz.

Elementar bosimning qolgan ikkita o‘qdagi proyeksiyasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi.

$$P_x = \gamma \int\limits_{\omega_x'} h' d\omega_x' - \gamma \int\limits_{\omega_x''} h'' d\omega_x'' = \text{O} \qquad (5.12)$$

$$P_y = \gamma \int\limits_{\omega_y'} h' d\omega_x' - \gamma \int\limits_{\omega_y''} h'' d\omega_y'' = \text{O} \qquad (5.13)$$

bunda $h' = h''$ $d\omega_x' = d\omega_x''$ $d\omega_y' = d\omega_y''$

Natijada quyidagi xulosaga kelamiz:

Ichiga jism tushirilgan suyuqlikka suyuqlik bosimi ko‘tarish kuchi – jism siqib chiqargan suyuqlik hajmidagi suv og‘irligi yo‘nalishiga qarama-qarshi miqdori bo‘yicha tengdir.

$$P = \gamma W \qquad (5.14)$$

bu yerda γ - suyuqlikning hajmiy og‘irligi

W – siqib chiqarilgan suyuqlik hajmi.

5.2. JISMNING SUZUVCHANLIGI

Agar G suyuqlik ichiga tushirilgan jism og‘irligi P ko‘tarish kuchidan $P = \gamma W$ kichik, ya’ni $G > P$ bo‘lsa, u holda jism qalqib chiqadi. Agar $G < P$ bo‘lsa, jism cho‘kadi.

Agar

$$G = P = \gamma W \qquad (5.15)$$

bo‘lsa, suyuqlik ichida muallaq holda suzib yuradi.

Agar jism suyuqlik sirtida suzib yursa, bunda suv yuzasida suzish deyiladi. Aksincha suv osti suzish deyiladi. Bunda har ikkala holatda ham ko‘tarish kuchi R jism og‘irligiga teng bo‘lishi kerak.

$$P = G \qquad (5.16)$$

Agar jism butun hajm bo‘yicha W_1 bir jinsli (masalan, g‘o‘la) hajmiy og‘irligi γ_1 bo‘lib, suyuqlikda γ hajmiy og‘irlik bilan suzib yursa, suv ustida suzishi uchun

$$\gamma_1 W_1 = \gamma W \tag{5.17}$$

bundan

$$\frac{W}{W_1} = \frac{\gamma_1}{\gamma} \tag{5.18}$$

Suv ustida suzishi uchun esa $W_1 = W$, chunonchi $\gamma_1 = \gamma$.

Bir jinsli jismlarning suv sirtida suzib yurishi holatidagi jismning botishini aniqlashda qo‘llaniladi.

Suzib yuruvchi jismlarning cho‘kishi deganda jism namlangan sirtining eng quyi nuqtasining botishi tushuniladi.

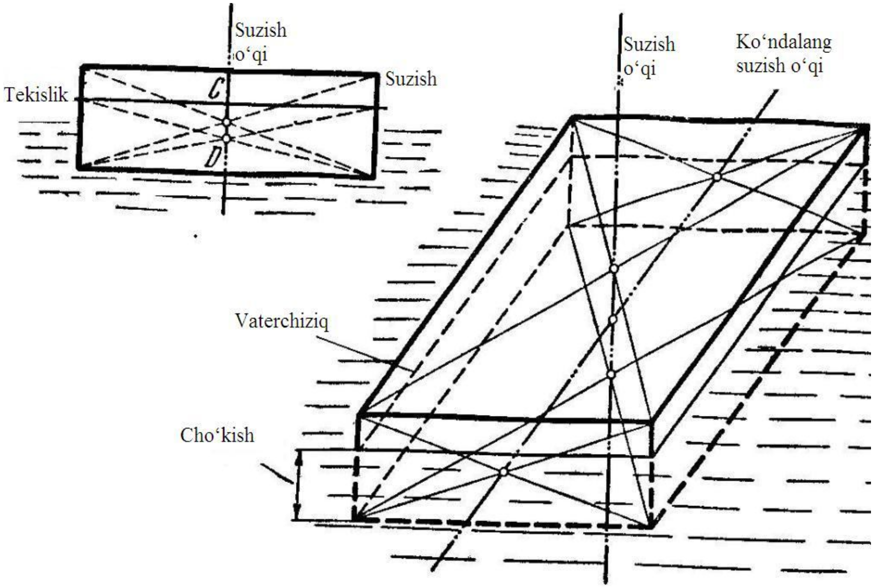
Suzib yuruvchi jismni kesib o‘tuvchi suyuqlik yuzasining erkin sirtiga suzish sirti tekisligi deyiladi.

Suzib yuruvchi jism yon sirtining suzish tekisligi bilan kesishish chizig‘iga vater chizig‘i deyiladi.

Jismning og‘irlik markazi *S* dan va suvning sig‘im markazi *D* dan o‘tuvchi chiziqqa suzish o‘qi deyiladi (5.2-rasm).

Vater chiziqlar bilan chegaralangan maydonning og‘irlik markazi orqali o‘tuvchi bo‘ylama chiziqqa vater chizig‘i maydonining bo‘ylama o‘qi deyiladi.

Bo‘ylama o‘qqa perpendikulyar yo‘nalishdagi shu nuqta-dan o‘tuvchi gorizontal chiziqqa vater chizig‘i maydoning ko‘ndalang o‘qi deyiladi.



5.2-rasm. Jismning suzuvchanligi

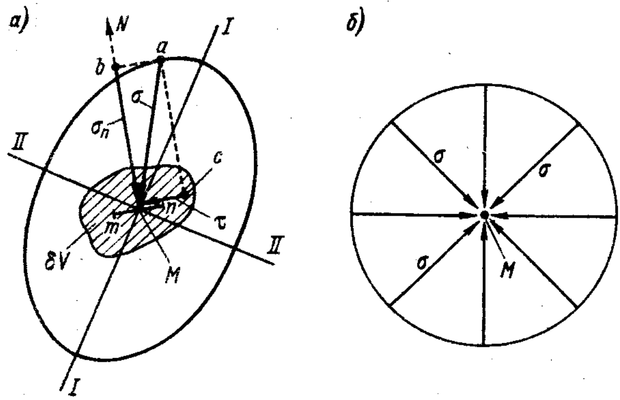
Agar suv ostida yoki suv sirtida suzayotgan jism muvozanatda bo‘lsa, u holda suzish yoki vertikal holatda bo‘lishi kerak. Kelgusida faqat simmetrik jismlarning suzishini ko‘rib chiqamiz.

6 BOB

6.1. GIDRODINAMIKA ASOSLARI. ASOSIY TUSHUNCHALAR

«Gidrodinamik bosim» (ya’ni fazoning biror nuqtasidagi bosim) tushunchasi gidrodinamikada asosiy tushunchalardan biri hisoblanadi.

Gidrodinamik bosim. Bizga ma’lumki, suyuqlik harakatlanishi natijasida unda τ urinma kuchlanishlarni hosil qiluvchi ishqalanish kuchlari paydo bo‘ladi. Shuning uchun harakatlanayotgan suyuqlikning M nuqtasidagi kuchlanganlik holati ellipsoid shaklida bo‘lsa, gidrostatikadagi «shar shaklidagi kuchlanish» (6.1, b-rasm) ko‘rinishida emas, balki uch o‘lchamli holatda, ikki o‘lchamli holatda esa ellips shaklidagi kuchlanganlik ko‘rinishida (6.1, a-rasm) ifodalanadi.



6.1-rasm. To‘liq muhitda berilgan m nuqtadagi kuchlanish
a) kuchlanishlar ellipsi; b) kuchlanishlarning sharsimon yuzasi

Shu mulohazaga asosan ta’kidlash mumkinki, σ_n – kuchlanishning tik tashkil etuvchisi kattaligi real holatdagi harakat vaqtida ta’sir etayotgan yo‘nalishiga ham bog‘liqdir.

Demak, gidrodinamikada ta’sir maydoniga qarab, bu kattalik qiymati har hil bo‘ladi. Shu bilan birga, gidrodinamikada masalalar yechimini soddalashtirish maqsadida, “nuqtadagi gidrodinamik bosim” – r degan tushuncha kiritilgan. Shartli ravishda nuqtadagi gidrodinamik bosim skalyar deb hisoblanib, ta’sir etayotgan maydon joylashishiga bog‘liq emas deb qabul qilinadi va uch o‘lchamli

$$p = \frac{1}{3}\left(|\sigma_1| + |\sigma_2| + |\sigma_3|\right) \qquad (6.1')$$

Ikki o‘lchamli tekislik

$$p = \frac{1}{2}\left(|\sigma_1| + |\sigma_2|\right), \qquad (6.1'')$$

ko‘rinishda aniqlanadi.

Bunda $|\sigma_1|$, $|\sigma_2|$, $|\sigma_3|$ - kuchlanishlar modulining mos kattaliklari.

Yuqoridagiga asoslanib, ta'kidlash mumkinki, gidrodinamik bosim gidrostatik bosimdan farqli o'laroq, harakatlanayotgan suyuqlik bosimining o'rtacha taqribiy qiymatini ko'rsatadi.

6.2. TEXNIK GIDRODINAMIKA MASALASINING UMUMIY QO'YILISHI

Suyuqlik oqimining asosiy gidrodinamik xarakteristikasi sifatida *r* – gidrodinamik bosimning skalyar kattaligi va zarrachaning harakat tezligining *(u)* vektor kattaligini ko'rsatish mumkin. Suyuqlik harakatlanayotgan muhitning turli qo'zg'almas nuqtalarida bosim turli qiymatlarga ega bo'lishi bilan birgalikda, vaqtning turli qiymatlarida ihtiyoriy qo'zg'almas nuqtada bu kattalik turli qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Ya'ni:

$$\begin{cases} p = f_1(x, y, z, t) \\ u_x = f_2(x, y, z, t) \\ u_y = f_3(x, y, z, t) \\ u_z = f_4(x, y, z, t) \end{cases} \qquad (6.2)$$

bunda, u_x, u_y, u_z – tezlikning dekart koordinatalar sistemasidagi proyeksiyalari.

Ma'lum bir t_1 - vaqtdagi f_1, f_2, f_3, f_4 funksiyalar qiymatini bilish orqali bosimning skalyar maydoni va tezlikning vektor maydoni haqida ma'lumot olish imkoniyatini beradi. Shuning uchun matematik gidrodinamikada *r* va *u* kattaliklarni bilish asosiy masala hisoblanadi.

Masalaning bunday quyilishida f_1, f_2, f_3, f_4 funksiyalar qiymatini hisoblash shu darajada qiyin masalaki, hatto real suyuqlikni ideal suyuqlik deb faraz qilinganda ham, masalani hal qilib bo'lmaydi. qolaversa amaliyotda bu masalani nihoyatda yuqori darajada hisoblashga ehtiyoj bo'lmaydi.

Shu sababli texnik gidrodinamikada (6.2) ifodadan foydalanilmasdan, gidravlik usuldan keng foydalaniladi. Gidravlik usul yordamida harakatlanayotgan suyuqlik joylashgan muhitning ixtiyoriy qo'zg'almas nuqtasidagi bosimni va tezlikni aniqlash oqimning ayrim o‘rtacha va integral xarakteristikalariga asoslangan. Shu usulga asoslanib tuzilgan asosiy tenglamalar quyidagilardir:

- suyuqlikning siqilmaslik va uzluksizlik gidravlik tenglamasi;
- real holatdagi «butun oqim» uchun kinetik energiyaning (Bernulli tenglamasi) gidravlik tenglamasi;
- real holatdagi suyuqlik uchun harakatlar soni gidravlik tenglamasi;
- suyuqlikning harakatida paydo bo‘ladigan ishqalanish kuchlarining miqdorini baholash uchun empirik va yarim empirik ifodalar (Darsi va Veysbax ifodalari)dan foydalaniladi.

Tenglamalarning hadlarini aniqlab, ularning yordamida gidravlik hodisalarni tahlil qilish natijasida suyuqliklar mexanikasiga oid nihoyatda qiyin amaliy muammolarni hal qilish mumkin bo‘lgan texnik nazariyani yaratish mumkin. Lekin, ayrim masalalarning yechimini topishda bu usullarni suyuqliklarning matematik mexanikasi bilan birgalikda qo‘llanilishini ham ta’kidlashimiz kerak.

Gidrodinamikaning ikki xil masalasi. Suyuqlikning harakati bilan tanishganda, asosan, ikki xil masalani yechimini topishga to‘g‘ri kelishi mumkin:

- tashqi masala, ya’ni, suyuqlik oqimi ma’lum bo‘lib, suyuqlikning o‘zi aylanib oqib o‘tayotgan qattiq jismga ta’siri;
- ichki masala, suyuqlikka ta’sir etayotgan kuchlar (hajmiy, masalan, og‘irlik kuchi) berilgan bo‘lib, oqimning gidrodinamik xarakteristikasi – bosim, tezlik va hokazolarni topish.

6.3. SUYUQLIK HARAKATINING KINEMATIKASI

Suyuqlik harakatini kuzatishning ikki asosiy analitik usuli mavjud:

Lagranj usuli. Harakatlanayotgan suyuqlikda K sohani ajratib olib (6.2-rasm), qo‘zg‘almas $0x$ va $0z$ koordinata o‘qlarini belgilaymiz. Boshlang‘ich vaqtda kirish chegarasidan M_1, M_2, M_3 harakatlanayotgan zarrachalarni ko‘rib chiqamiz. Ularning boshlang‘ich koordinatalarini x_o va z_o deb belgilab olamiz.

Demak,

$$\left.\begin{aligned} x &= f_1(x_o, z_o, t) \\ z &= f_2(x_o, z_o, t) \end{aligned}\right\} \tag{6.3}$$

Bu ifodalar yordamida har qanday belgilangan zarracha trayektoriyasini aniqlashimiz mumkin. Endi zarrachaning *dt* vaqtda bosib o‘tgan *ds* masofasini topib olishimiz mumkin. Bundan ixtiyoriy nuqtadagi tezlikni topishimiz mumkin. Belgilab olingan sohani bosib o‘tayotgan zarrachani bosib o‘tish uchun ketayotgan *t* vaqt davomida kuzatishimiz mumkin.

Lagranj fikriga asosan, zarrachalar trayektoriyalarining umumlashgan ko‘rinishi orqali oqimni o‘rganish mumkin. Ta’kidlash kerakki, *x* va *z* lar suyuqlik zarrachasining o‘zgaruvchan koordinatalari bo‘lib, *dx* va *dz* kattaliklar *ds* kattalik proyeksiyalari sifatida qaralishi mumkin.

Demak,

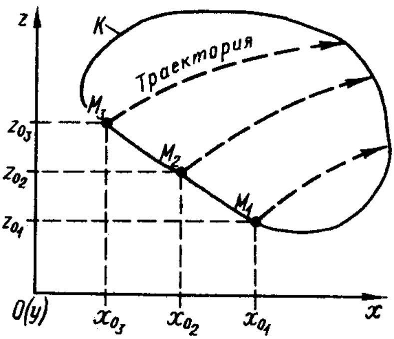
$$u_x = \frac{dx}{dt}; \qquad u_z = \frac{dz}{dt}; \tag{6.4}$$

Eyler usuli. Faraz qilaylik, harakatlanayotgan suyuqlik bilan muhitning bir bo‘lagini ajratib olish mumkin. Bu bo‘lakni dekart koordinatalar sistemasiga joylashtirib, unda *1, 2, 3, ...* nuqtalarni tanlab olamiz. Bunda, *x, z* – Lagranj usulidagi kabi, zarracha koordinatalari emas, balki, muhitning qo‘zg‘almas nuqtalaridir (6.3-rasm). t_1 vaqt oralig‘ini kuzatadigan bo‘lsak, *1* nuqtada $u_1 (t_1)$, *2* nuqtada $u_2(t_1)$ va hokazo tezliklarga ega bo‘lgan zarrachalar mavjud bo‘ladi.

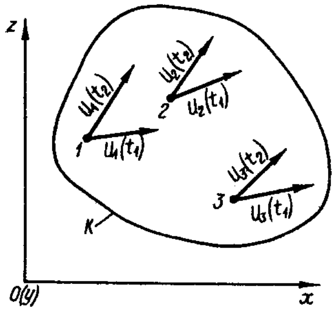
Ko‘rinib turibdiki, t_1 vaqtda oqim – tezlik vektori maydonlari ko‘rinishida ifodalanib, har qaysi vektorga ma’lum qo‘zg‘almas nuqta mos keladi. Ikkinchi boshqa vaqt oralig‘ida *1, 2, 3,...* nuqtalar uchun $u_1 (t_2), u_2(t_2), u_3 (t_2)$ va hokazo tezliklar maydoniga ega bo‘lamiz.

Umuman, xulosa qilib aytishimiz mumkinki, oqim ma’lum vaqt oralig‘ida muhitning qo‘zg‘almas nuqtalaridagi zarrachalarining tezlik maydonlari bilan ifodalanadi. t_1 va t_2 vaqt oraliqlariga mos keluvchi tezlik maydonlarini o‘zaro taqqoslash bilan aytish mumkinki, oqim vaqt o‘tishi bilan o‘zgaradi.

Yuqorida ta’kidlanganidek, *x* va *z* koordinatalar, Eyler usuliga asosan, muhitning qo‘zg‘almas nuqtalari bo‘lganligi sababli, *dx* va *dz* kattaliklarni *ds* kattalikning proyeksiyalari sifatida qarash mumkin emas, balki, oddiy erkin vaziyatlar sifatida qabul qilinishi mumkin. Shu sababli (6.4) ifodani bunday vaziyatda qo‘llab bo‘lmaydi.



6.2-rasm. Lagranj usulining tasviri
M_1, M_2, M_3 – suyuqlik zarrachalari

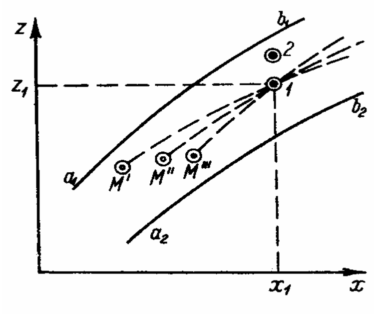


6.3-rasm. Eyler usulining tasviri
1, 2, 3, ... – muhitning qo‘zg‘almas nuqtalari

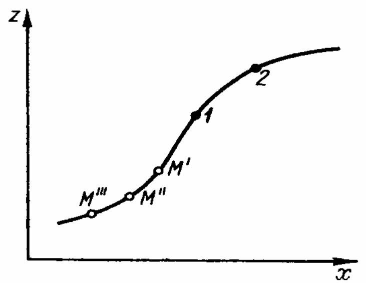
Suyuqlik harakatini tadqiq qilishning gidravlikada qo‘llaniladigan usuli. Lagranj usuli o‘ziga xos murrakkabligi sababli amaliyotda keng qo‘llanilmaydi. Bundan keyin asosan, Eyler usulidan foydalanamiz. Bunda, biz, suyuqlik zarrachasi harakatini *dt* ko‘rilayotgan nuqtadan o‘tgunga qadar bo‘lgan *dt* vaqt davomida kuzatamiz. Masalani bunday qo‘yilishida muhitning har qanday nuqtasida joylashgan zarracha *dt* vaqt davomida tashkil etuvchilari *dx* va *dz* bo‘lgan *ds* masofani bosib o‘tadi, deb qabul qilishimiz mumkin. Shu sababli, u_x va u_z tezlik tashkil etuvchilarini aniqlash uchun (6.4) ifodadan foydalanish mumkin.

6.4. SUYUQLIKNING BARQAROR VA BEQAROR HARAKATLARI

Bunday harakat turlari haqida tushuncha hosil qilishimiz uchun 6.4-rasmda ifodalangan a_1, b_1 va a_2, b_2 chiziqlar bilan chegaralangan suyuqlik oqimi bilan tanishamiz. Rasmda ifodalangan muhitda *1*-qo‘zg‘almas nuqtani tanlab, bu nuqta orqali bir necha suyuqlik zarrachalari *(M)*ning harakatini kuzatamiz.



6.4-rasm. Suyuqlik zarrachalarining beqaror harakati.



6.5-rasm. Suyuqlik zarrachalarining barqaror harakati.

Bu qo‘zg‘almas nuqtadan t' vaqtda M' zarracha, t'' vaqtda M'' zarracha va hokazolar mos ravishda u', u'', ... tezliklar bilan o‘tadi. Agar suyuqlik harakatlanayotganda muhitning biror nuqtasidagi tezlik vaqt davomida o‘zgarib tursa, bunday harakat **beqaror harakat** deyiladi.

$$u = f_1(x, y, z, t). \qquad (6.5)$$

Suyuqlik harakati davomida, u harakatlanayotgan muhitning har bir nuqtasida tezlik vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmasa, bunday harakat **barqaror harakat** deyiladi.

Bir qo‘zg‘almas nuqtadan o‘tayotgan *M* zarrachalarning harakat trayektoriyalari ustma-ust tushadi (6.5-rasm) va vaqt davomida ular o‘zgaradi.

Beqaror harakatda ikki xil holat bo‘lishi mumkin:

- alohida ayrim nuqtalarda tezlik sekin o‘zgarganligi sababli $\frac{\partial u_x}{\partial t}$, $\frac{\partial u_y}{\partial t}$ va $\frac{\partial u_z}{\partial t}$ hadlarni hisobga olmaslik mumkin, bunday holatdagi harakat **sekin o‘zgaruvchan harakat** deyiladi;

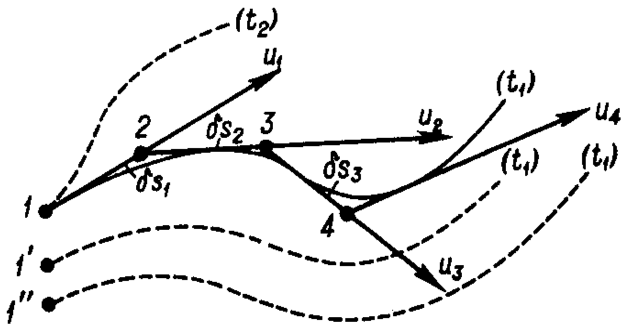
- alohida ayrim nuqtalarda tezlikni tez o‘zgarishi bilan kuzatiladigan harakat esa **tez o‘zgaruvchan harakat** deyiladi.

6.5. OQIM CHIZIG‘I VA ELEMENTAR OQIMCHALAR TO‘PLAMI

Barqaror va beqaror harakatlar bilan tanishamiz:

Barqaror harakat. Oqimning bunday harakatida vaqt davomida o‘zgarmaydigan va undan suyuqlik zarrachalari ketma-ket harakatlanganidagi trayektoriyasi tushuniladi (6.5-rasm.), *M'''–M''–M'–1–2* chiziq.

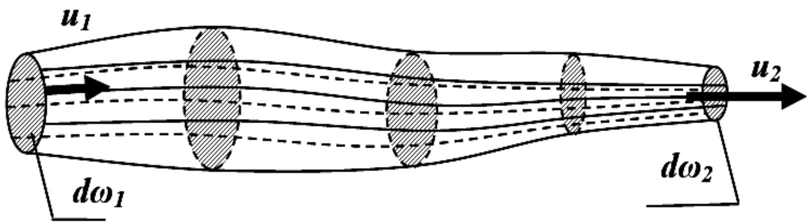
Beqaror harakat. Bunday harakatda suyuqlik harakatlanayotgan muhitning ixtiyoriy qo‘zg‘almas nuqtalaridan zarrachalarning tezlik vektorlariga o‘tkazilgan urinma chiziq - **oqim chizig‘i** deb ataladi (6.6-rasm).



6.6-rasm. Beqaror harakatdagi oqim chizig‘i

Beqaror harakatda *1, 1', 1''* nuqtalar orqali o‘tuvchi oqim chiziqlari harakatning oniy vaziyatini ko‘rsatadi. Vaqt o‘zgarishi bilan bu vaziyat o‘zgarishi mumkin. Endi oqimning ichki qismida tanlab olingan ixtiyoriy 1 nuqta olib, uning atrofida $\delta\omega$ elementar yuza tanlaymiz va bu yuza orqali oqim chiziqlarini o‘tkazamiz.

Xuddi mana shu chiziqlar bilan chegaralangan muhitni (6.7-rasm) **elementar oqimchalar to‘plami** deb ataymiz.



6.7-rasm. Oqim ichida ajratilgan oqimchalar to‘plami.

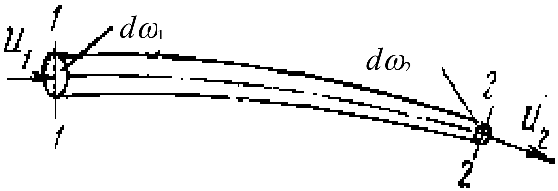
Oqimning barqaror harakatida elementar oqimchalar to‘plami quyidagi hususiyatlarga ega:

- oqimchalar chizig‘i barqaror harakatda vaqt davomida o‘zgarmas bo‘lganligi sababli, oqimchalar to‘plami shakli ham o‘zgarmasdir;
- elementar oqimchalar to‘plami oqim chiziqlari bilan chegaralangan bo‘lib (6.7-rasm), ular orqali suyuqlik zarrachalari sirpanib harakatlanganligi sababli, oqimchalar to‘plami ichiga tashqaridan zarrachalar kirmaydi va ichkaridagilari ham tashqariga chiqmaydi;
- $\delta\omega$ - elementar yuza bo‘lganligi sababli, butun yuza bo‘ylab *(u)* tezlik va gidrodinamik bosim o‘zgarmas bo‘lib, uzunlik bo‘ylab o‘zgarishi mumkin.

6.6. SUYUQLIKNING BARQAROR HARAKATIDA UZLUKSIZLIK TENGLAMASI

Elementar oqimcha uchun uzluksizlik tenglamasini chiqaramiz. Oqimcha harakat o‘qi $l - l$ bo‘lgan elementar oqimcha olib ular 1 - 1 va 2 - 2 kesimlardagi (6.8-rasm) bo‘lagini tekshiramiz. 1- 1 kesimni yuzasi $d\omega_1$ = tezligi U_1. 2 - 2 kesimni yuzasi $d\omega_2$ ning tezligi U_2 bo‘lsin va bu kesimlarga tegishli elementar sarflar

$$dq_1 = U_1 d\omega_1 \quad dq_2 = U_2 d\omega_2 \text{ ga teng bo‘lsin.} \qquad (6.6)$$



6.8-rasm.

Bu hamda $dq_1 = dq_2$ elementar oqimchalar barkaror harakat vaqtidagi xususiyatlarni nazarga olsak bu ifodani hisoblash mumkin.

Elementar sarflar tengligida $U_1 d\omega_1 = U_2 d\omega_2$ ekanligi kelib chiqadi 1-1 va

2 -2 kesimlar ixtiyoriy tanlab olinganligi uchun elementar oqimchani xohlagan kesimi uchun elementar sarf o‘zaro teng bo‘ladi.

$$U_1 d\Omega_1 = U_2 d\Omega_2 = \ \dots\ = U d\Omega = \text{const} \qquad (6.7)$$

(2) chi tenglama elementar oqimcha uchun uzluksizlik tenglamasi deb ataladi. Bu tenglamadan ko‘rinib turibdiki elementar oqimchani barcha kesimlarda elementar sarflar tengdir. (1) tenglamani qoshimcha yozish mumkin.

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{U\omega_2}{U\omega_1} \qquad (6.8)$$

Elementar oqimchani ixtiyoriy 2 ta kesimlari tezliklar bu kesimlar yuzasini teskari proporsional ekanligi kelib chikadi.

Oqim uchun uzluksizlik tenglamasini chiqaramiz. Bu maqsadda elementar oqimcha uchun olingan uzluksizlik tenglamasidan foydalanamiz. Oqim sarfi cheksiz ko‘p elementar oqimchalar sarflari yig‘indisidan iborat ekanligini nazarga olib (1) chi tenglama chap va o‘ng kesimni ω_1 va ω_1 yuzalari buyicha olingan piktogrammalar bilan almashtiramiz:

$$\int\limits_{\omega 1} U_1 d\omega_1 = \int\limits_{\omega 2} U_2 d\omega_2$$

$$\int\limits_{\omega 1} U_1 d\omega_1 = U_1\omega_1$$

$$\int\limits_{\omega 2} U_2 d\upsilon_2 = \upsilon_2\omega_2 .$$

Shuning uchun $\upsilon_1\omega_1 = \upsilon_2\omega_2$

Tanlab, olingan 1 - 1 va 2 - 2 kesimlar ixtiyoriy bo‘lgani uchun

$$\upsilon_1\ \omega_1 = \upsilon_2\ \omega_2 = \ldots\ldots\ \upsilon\omega = \text{const} \qquad (6.9)$$

Bu oqim uchun uzluksizlik tenglamasidir. Bu tenglamada ko‘rinmalarni oqimni yo‘nalish bo‘yicha ko‘ndalang kesimlar yuzasi va tezligi o‘zgarib boradi. Sarflari o‘zgarmaydi. (3) tenglama

$$\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}$$

Ya’ni oqimni ko‘ndalang kesimdagi o‘rtacha tezlik tegishli kesimlar yuzasida teskari proporsionaldir.

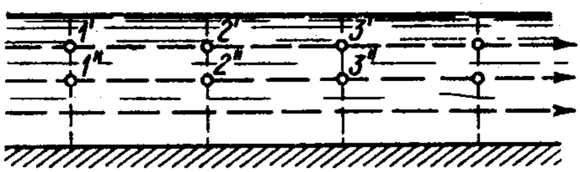
6.7. TEKIS VA NOTEKIS HARAKATLAR, ERKIN OQIMCHALAR, BOSIMLI VA BOSIMSIZ HARAKATLAR. HARAKATDAGI KESIMNING GIDRAVLIK ELEMENTLARI

Suyuqlikning tekis va notekis harakatlari

Barqaror va beqaror harakatlar bilan alohida tanishib o‘tamiz.

Barqaror harakat. 6.9-rasmda ifodalangan oqim bo‘ylab ω = const talabga mos keladigan silindr shaklidagi oqim bilan tanishamiz.

Bu oqimda bir xil bir necha harakatdagi kesim va to‘g‘ri chiziqlar tanlab olamiz. Bu chiziqlar bo‘ylab kesimlarda *1',2',3'* ... yoki *1'',2'',3''*, ... va hokazo nuqtalar begilaymiz, bularni *mos nuqtalar* deb ataymiz.



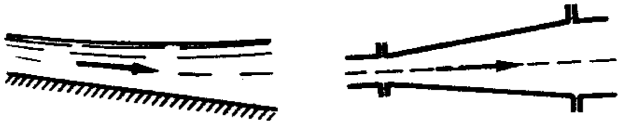
6.9-rasm. Mos nuqtalar *(1"; 2"; 3", ...; 1"; 2"; 3";...)*

Uzunlik bo‘ylab oqim harakatida harakatdagi kesim o‘zgarishi $\omega \neq \text{const}$ yoki mos nuqtalarda tezlik o‘zgarishi **oqimning beqaror harakati** deyiladi.

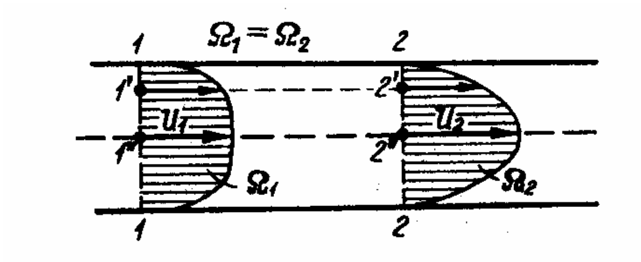
$$(u_1 \neq u_2 \neq u_3 \neq \ldots \neq u_n)$$

6.10-rasmda oqim harakatida harakatdagi kesim o‘zgarishi kuzatilsa, 6.11-rasmda tezlik o‘zgarib turibdi. Shunga bog‘liq holatda tezlik epyurasining shakli ham o‘zgarib turadi. Oqim harakatida uzunlik bo‘ylab harakatdagi tezlik o‘zgarmasa, bunday harakat **tekis harakat** deyiladi. Oqimning tekis harakatida tezlik epyurasi yuzasi doimiy bo‘lib qolmay, balki epyura shakli ham bir xil bo‘ladi. Bunday harakat ayrim hollarda **parallel oqimli harakat** deb ham tariflanadi. Tekis harakatda bundan tashqari harakatdagi kesim bo‘ylab o‘rtacha tezlik (υ) ham o‘zgarmasdir

$$\upsilon = \text{const} \qquad \text{(oqim bo‘ylab)} \qquad (6.10)$$



6.10-rasm. Beqaror harakat.



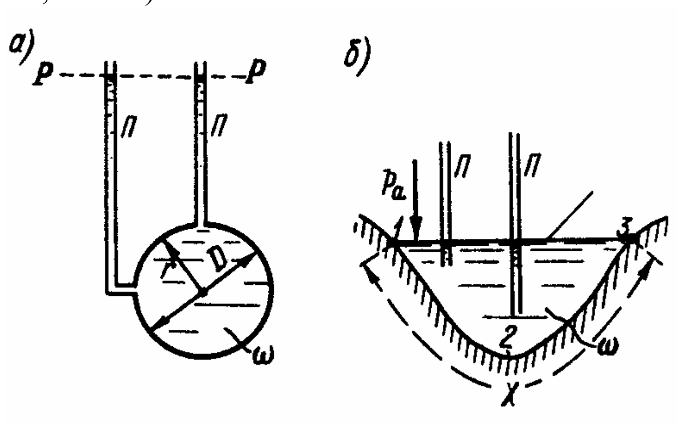
6.11-rasm. Silindrik quvurlardagi beqaror harakat

Oqimning notekis harakati o‘z navbatida ikki turga bo‘linadi:

- tekis o‘zgaruvchan harakat;
- tez o‘zgaruvchan harakat.

Bosimli va bosimsiz harakatlar (6.12, a va b-rasmlar). Bosimli harakat deganda, suyuqlik o‘z harakati davomida har tomondan qattiq devorlar bilan chegaralanishi tushunilanadi (6.12, a-rasm).

Agar, suyuqlik harakatida bir tomondan atmosfera bilan tutashgan bo‘lsa, bunday harakat bosimsiz harakat deyiladi (6.12, b-rasm).



6.12-rasm. Bosimli (a) va bosimsiz (b) harakatlar.
χ - ho‘llanganlik perimetri.

Oqim harakatdagi kesimining gidravlik elementlari. Harakatdagi kesimning asosan uchta asosiy gidravlik elementi mavjud.

1. ω - harakatdagi kesim yuzasi;
2. χ - ho‘llanganlik perimetri (6.16, b-rasm);
3. Gidravlik radius – harakatdagi kesim yuzasining ho‘llanganlik perimetri kattaligiga nisbati bilan aniqlanadi.

$$R = \frac{\omega}{\chi} \qquad (6.11)$$

Bu kattalikning fizik ma’nosi – harakatdagi kesim shaklining suyuqlik harakatiga ta’sirini aniqlashga ko‘maklashishidir.

Agar kesim aylana shaklida bo‘lsa.

$$R = \frac{\pi D^2}{4\pi D} = \frac{D}{4} = \frac{r}{2} \qquad (6.12)$$

bunda, D – aylana bosimli quvur diametri.

Suyuqlik harakati turlarining tasnifi.

1- tasnif:

a) potensial harakat, ya’ni oniy kichik masofada suyuqlikni tashkil etuvchi zarrachalar to‘g‘ri aylanmasdan harakatlanadi;

b) aylanma harakat.

2 - tasnif:

a) barqaror harakat, ya’ni statsionar (turg‘un) harakat;

b) beqaror harakat ya’ni nostatsionar (noturg‘un) harakat.

3 - tasnif:

a) tekis harakat;

b) notekis harakat.

Bu harakat ham o‘z navbatida quyidagicha tasniflanadi:

a) sekin o‘zgaruvchan harakat (harakatdagi kesim tekis deb qabul qilinadi);

b) tez o‘zgaruvchan harakat (harakatdagi kesim egri deb qabul qilinadi).

4 - tasnif:

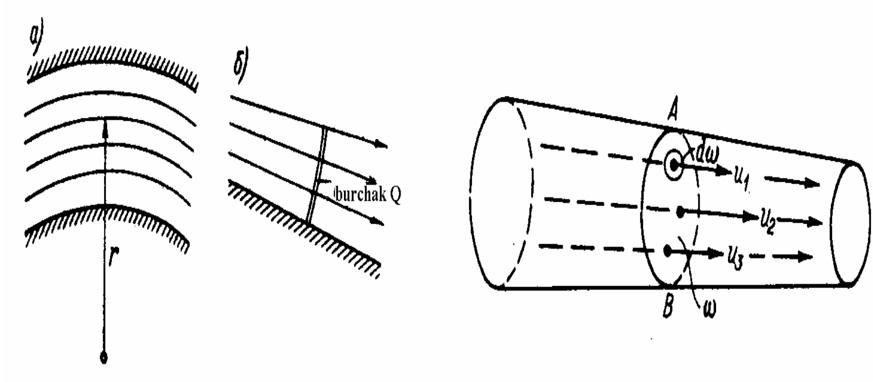
a) bosimli harakat (6.12, a-rasm);
b) bosimsiz harakat (6.12, b-rasm).
5 - tasnif:
a) laminar harakat;
b) turbulent harakat.
6 - tasnif:
a) tinch harakat;
b) notinch harakat.

7-BOB

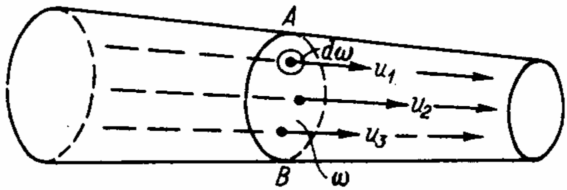
7.1. TEKIS O‘ZGARUVCHAN PARALLEL OQIMCHALI HARAKAT SUYUQLIK OQIMINING TEKIS O‘ZGARMAS, SEKIN O‘ZGARUVCHAN VA TEZ O‘ZGARUVCHAN HARAKATLARI. HARAKATDAGI KESIM, SARF VA O‘RTACHA TEZLIK. TEZLIK EPYURASI

Oqimning harakatida oqim chiziqlarining to‘liq parallel ko‘rinishidagi xususiy holati tekis o‘zgarmas harakati deyiladi. Lekin, amaliyotda ko‘pincha oqim chiziqlari parallelligi saqlanmaydi. Bunday harakatlar sekin o‘zgaruvchan va tez o‘zgaruvchan harakatlarga bo‘linadi.

Quyidagi ikki shartni qanoatlantiruvchi holatdagi oqimning harakati sekin o‘zgaruvchan harakat deyiladi.



7.1-rasm. Suyuqlikning sekin va tez o‘zgaruvchan harakati



7.2-rasm. *A-V* ko‘ndalang kesim yuzasi

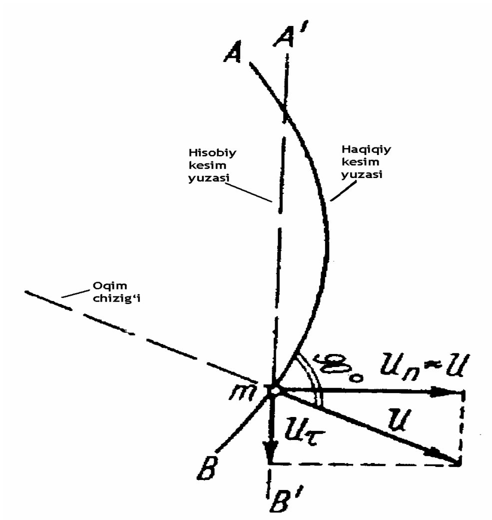
r – oqim chizig‘ining egrilik koeffitsiyenti (7.1, a-rasm).
θ - ko‘rilayotgan oqimning oqim chiziqlari tashkil etgan (*θ*) burchagi nolga yaqin qiymatga yoki nolga teng bo‘lishi kerak (7.1, б-rasm). Bu ikkala shartdan ixtiyoriy birini bajarilmagan holatidagi suyuqlik harakati tez o‘zgaruvchan harakati deyiladi.

Harakatdagi kesim. Elementar oqimchalar to‘plamining oqim chiziqlari perpendikulyar bo‘lgan (AV) yuza (7.2-rasm) harakatdagi kesim deb ataladi. Bu ω harfi bilan belgilanib, yuza o‘lchov birliklarida o‘lchanadi. Tekis o‘zgarmas harakatda bu kesim tekis bo‘lib, tekis o‘zgaruvchan harakatda tekis ko‘rinishga o‘xshash shaklga ega bo‘ladi (7.3-rasm). Tekis o‘zgaruvchan oqimlarning hisobi bajarilganda, bu kesim tekis shaklda deb qabul qilinadi.

AV kesimda joylashgan m nuqtadagi zarracha tezlik u ni A'B' kesimga perpendikulyar un tashkil etuvchiga va A'B' kesimda yotuvchi un tashkil etuvchilarga ajratamiz. Bunda uτ tezlik tashkil etuvchisi va uning tezlanishi wτ ni hisobga olmasdan

$$u_n \approx u; w_n \approx w$$

ko‘rinishda yozish mumkin.



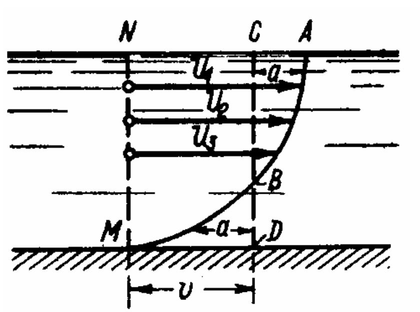
7.3-rasm. AV kesimni tekis hisobiy A'-V' kesim bilan almashtirish

Bunda, *w* – *m* nuqtadagi tezlanish, *wn* – yning A'B' yuzaga nisbatan proyeksiyasi.

Suyuqlik sarfi. Harakatdagi kesimdan birlik vaqt oralig'ida o'tgan suyuqlik hajmi suyuqlik sarfi deyiladi. Bu kattalik *Q* harfi bilan belgilanib, quyidagi o'lchov birliklarida o'lchanadi, m^3/s, dm^3/s, l/s.

Harakatdagi kesimni elementar yuzasini dω deb belgilab olsak, unda elementar sarfni quyidagicha yozib olish mumkin:

$$dQ = ud\omega \tag{7.1}$$



7.4-rasm. *u* tezlik epyurasi *υ* - o'rtacha tezlik.

Harakatdagi kesim bo'ylab, tezlik bir xil emasligini va (3.27) ifodani etiborga olib,

$$Q = \int_S u d\omega \tag{7.2}$$

deb yozish mumkin. Bunda, integral ω egri kesim yuzasi bo‘ylab olinadi.

O‘rtacha tezlik. Yuqorida ta’kidlanganidek, tezlik harakatdagi kesimning turli nuqtalarida turlichadir (7.2-rasm).

$$u_1 \neq u_2 \neq u_3 \neq \dots$$

Shu sababli o‘rtacha tezlik degan tushuncha kiritiladi va υ harfi bilan belgilanadi.

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega}; \quad \text{yoki} \quad \upsilon = \frac{\int_\omega u d\omega}{\omega} \tag{7.3}$$

Shunga asosan, sarf quyidagicha aniqlanadi:

$$Q = \omega\upsilon \tag{7.4}$$

Demak, tekis va tekis o‘zgaruvchan harakatlarni o‘rganishda qo‘llaniladigan υ – o‘rtacha tezlik tushunchasi deganda shu kesimdagi mavjud tezliklarning o‘rtacha arifmetik qiymati tushuniladi.

Tezlik epyurasi. Faraz qilaylik, 7.4-rasmdagi vertikal *MN* - biror bir harakatdagi kesimga mos keladi. Bu kesimda turlicha u_1, u_2, u_3, …, tezliklar mavjud. Bu tezlik vektorlari oxirini o‘zaro birlashtirib, *ABMN* shaklni olamiz, bu shakl u tezlikni *MN* vertikal bo‘ylab taqsimlanish tezligini ko‘rsatadi. Bu shakl tezlik epyurasi deyiladi. Shakl yuzasini Ω harfi bilan belgilaymiz. Ko‘rilayotgan kesimning ixtiyoriy tezliklari uchun epyura bir xil bo‘lganligi sababli,

$$Q = \Omega b \tag{7.5}$$

bundan,

$$\Omega = \frac{Q}{b} \tag{7.6}$$

Endi 7.4-rasmda C-D vertikalni shunday vaziyatdan o‘tkazamizki, *CDMN* yuza kattaligi Ω yuzaga teng bo‘ladi.

7.2. KINETIK ENERGIYANING GIDRAVLIK TENGLAMASI. IDEAL BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN ELEMENTAR OQIMCHALAR UCHUN BERNULLI TENGLAMASI

Bu tenglamani keltirib chiqarish uchun mexanika kursidan bizga ma’lum bo‘lgan kinetik energiyaning o‘zgarishi haqidagi teoremadan foydalanamiz. Eslatib o‘tamizki, bu teoremaga asosan harakatlanayotgan jismning kinetik energiyasi o‘zgarishi – unga shu oraliqda ta’sir ko‘rsatayotgan kuchlarning bajargan ishlari yig‘indisiga teng.

7.5-rasmda ifodalangan elementar oqimcha harakatini ko‘rib chiqamiz. Elementar oqimchaning *AV* bo‘lagini *1-1* va *2-2* kesimlar bilan chegaralab olamiz. Bu kesimlarni *00* taqqoslash tekisligidan ko‘tarilish balandligini mos ravishda *z1* va *z2* deb belgilab olamiz. *1-1* va *2-2* harakatdagi kesimlar yuzasini $\delta\omega 1$ va $\delta\omega 2$ deb belgilab olamiz.

dt vaqt oralig‘ida *AV* bo‘lak *A'V'* oraliq masofani bosib o‘tgan deb hisoblasak, *1-1* kesim $\delta s1$ va *2-2* kesim $\delta s2$ masofaga ko‘chgan bo‘ladi. Demak,

$$\delta s_1 = u_1 \delta t \quad \text{ва} \quad \delta s_2 = u_2 \delta t \tag{7.7}$$

bunda, u_1 va u_2 - *1-1* va *2-2* kesimlardagi tezliklar.

Mulohazaga asoslanib yozish mumkinki,

(AA') hajm = *(BB')* hajm = δV (belgi)

Demak,

$$\delta V = \delta\omega_1 \delta s_1 = \delta\omega_2 ds_2 = \delta Q\, \delta t \tag{7.8}$$

bunda, *dQ* - elementar oqimcha sarfi.

Elementar hajm masalasini quyidagicha hisoblashimiz mumkin:

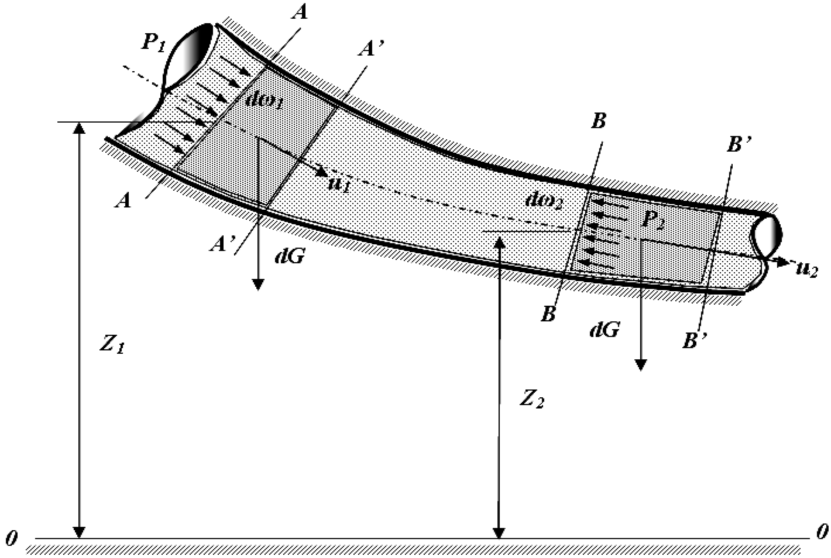
$$\delta M = \rho \delta V = \frac{\gamma}{g} \delta V \tag{7.9}$$

Endi *AV* bo‘lakni *A'B'* vaziyatini egallashida kinetik energiya o‘zgarishini va shu bo‘lakka ta’sir etuvchi kuchlar bajargan ishlar yig‘indisini topamiz.

AV bo‘lakni A'B' vaziyatga o‘tishida kinetik energiya bajargan ish.

$$\delta E_{КЭ} = E_{КЭ}^{A'B'} - E_{КЭ}^{AB} = E_{КЭ}^{(A'B+BB')} - E_{КЭ}^{(AA'+A'B)} =$$

$$= E_{КЭ}^{BB'} - E_{КЭ}^{AA'} = \frac{u_2^2 \delta M}{2} - \frac{u_1^2 \delta M}{2}$$



7.5-rasm. (7.14) tenglamani chiqarishga doir

$$\delta E_{КЭ} = \frac{\gamma}{g}\delta V \frac{u_2^2}{2} - \frac{\gamma}{g}\delta V \frac{u_1^2}{2} = \left(\frac{u_1^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g}\right)\gamma \delta V \tag{7.10}$$

Kuchlar bajargan ish.

1. Og‘irlik kuchi bajargan ish:

$$A_{og‘.k} = (z_1 - z_2)\gamma \delta V \tag{7.11}$$

2. 1-1 va 2-2 kesimning yon tomonlarida ta’sir etuvchi gidrodinamik bosim kuchlari bajargan ish:

$$A_{og‘.k} = (p_1 \delta\omega_1)\delta s_1 - (p_2 \delta\omega_2)\delta s_2 = (p_1 - p_2)\delta V \tag{7.12}$$

3. AV bo‘lakning yon sirtlariga ta’sir etayotgan tashqi kuchlar bajargan ish nolga teng, chunki bu kuchlar harakatlanayotgan zarracha yo‘nalishiga teng perpendikulyar yo‘nalgandir.

4. Ichki bosim kuchlari bajargan ishlar yig‘indisi nolga teng, chunki bu kuchlar juft bo‘lib, bir-biriga teskari yo‘nalgandir.

Xulosa. Yuqoridagi teoremaga asoslanib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}\gamma\delta V = (z_1 - z_2)\gamma\delta V + (p_1 - p_2)\delta V$$

yoki

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \qquad (7.13)$$

Bundan yozish mumkinki,

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = \text{const} \quad \text{(oqimcha bo‘ylab)} \quad (7.14)$$

Bu tenglama Daniil Bernulli tomonidan 1738 yilda yozilgan bo‘lib, **Bernulli tenglamasi** deyiladi.

Bu tenglamada quyidagilarga e’tiborni qaratishimiz kerak.

1. Tenglama quyidagi *z, r, u* parametrlarni o‘zaro bog‘liqligini ko‘rsatadi.

2. Ideal holatdagi suyuqliklar uchun $z, \frac{p}{\gamma}, \frac{u^2}{2g}$ hadlar yig‘indisi o‘zgarmasdir.

3. Ko‘rilayotgan oqimcha uchun bu hadlar yig‘indisi A_1 bo‘lsa, ikkinchi oqimcha uchun A_2 bo‘lib, $A_1 \neq A_2$.

4. Berilgan hadlar yig‘indisi *(A)*ni bilgan holda, bizga noma’lum bo‘lgan biror *(z, p, u)* kattalikni shu tenglama yordamida topishimiz mumkin.

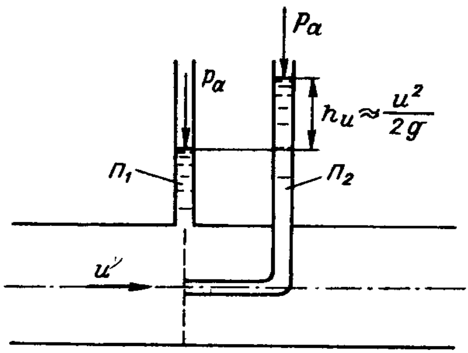
7.3. BERNULLI TENGLAMASI HADLARINING GEOMETRIK NUQTAI NAZARDAN MA'NOSI

z – belgi deb atalib, nisbiy gorizontal taqqoslash tekisligi *(00)*dan ko'rilayotgan oqimchaning harakatdagi kesimdan qancha balandlikda joylashganini ko'rsatadi.

$\frac{p}{\gamma}$ - harakatdagi kesim markazidagi gidrodinamik bosim ta'sirida suyuqlikning ko'tarilish balandligi – **pyezometrik balandlik** deyiladi.

$\frac{u^2}{2g}$- tezlik bosimi, ya'ni ko'rilayotgan kesim markazidagi tezlik hisobiga suyuqlikning ko'tarilish balandligi.

Pito naychasi yordamida $\frac{u^2}{2g}$ kattalikni o'rganishimiz mumkin.



7.6-rasm. P_1 – pyezometr, P_2 – Pito naychasi

Pito naychasi pyezometr yordamida h_u kattalik aniqlanadi.

$$h_u = \frac{u^2}{2g} \tag{7.15}$$

Bu ifodadan foydalanib, qaralayotgan nuqtadagi tezlik hisoblanadi.

$$u = \sqrt{2gh_u} \tag{7.16}$$

Bu ifodaga ko‘pgina hollarda φ - tuzatish koeffitsiyenti qo‘shib yoziladi, chunki (7.16) ifoda ayrim hollarda ancha noaniq natija berishi mumkin.

$$u = \varphi\sqrt{2gh_u} \tag{7.17}$$

8-BOB

8.1. REAL SUYUQLIKLARNING BARQAROR HARAKAT ELEMENTAR OQIMCHASI UCHUN BERNULLI TENGLAMASI

Barqaror holatdagi elementar oqimchalar uchun Bernulli tenglamasining energetik tahlili.

To‘liq naporni tashkil etuvchi Bernulli tenglamasi hadlarini energetik nuqtai nazardan ko‘rib chiqamiz. Birinchi ikki hadni potensial napor deb qabul qilishimiz mumkin, ya’ni,

$$H = z + \frac{p}{\gamma} \tag{8.1}$$

Bu ifoda suyuqlikning berilgan kesimdan o‘tayotgan birlik massasi uchun potensial energiyasini bildiradi. Uchinchi had, ya’ni $\frac{u^2}{2g}$ - tezlik bosimi suyuqlikning birlik massasiga mos keluvchi kinetik energiya miqdorini bildirib, solishtirma kinetik energiya deyiladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, M suyuqlik miqdorini u tezlik bilan harakatlanmoqda deb faraz qilamiz. Bu massa og‘irligini Mg deb qabul qilishimiz tabiiy. Bunda g q 9,81 m/s^2 - erkin tushish tezlanishi. Kinetik energiyani quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$КЭ = \frac{Mu^2}{2} \tag{8.2}$$

Bu energiyaning birlik massaga nisbatan miqdorini olamiz.

$$СКЭ = \frac{(КЭ)}{og‘irlik} = \frac{(КЭ)}{Mg} = \frac{Mu^2}{2Mg} = \frac{u^2}{2g}$$

Yuqoridagiga asoslanib, H'_e to‘liq bosim, ikkala potensial va tezlik bosimlar yig‘indisidan iborat. Yana boshqacharoq shaklda ifodalashimiz mumkin, ya’ni to‘liq bosim geometrik *(z)*, bosim $\left(\frac{p}{\gamma}\right)$ va tezlik $\left(\frac{u^2}{2g}\right)$ bosimlari yig‘indisidan iborat.

Yuqoridagi fikrlarimizdan xulosa qilishimiz mumkinki, **oqimchaning to‘liq bosimi** deganda berilgan kesimdan birlik vaqt oralig‘ida oqib o‘tayotgan suyuqlikning mexanik energiyasi miqdorini bildiruvchi kattalik tushuniladi. Ideal holatdagi suyuqliklar uchun bu kattalik o‘zgarmaydi.

8.2. KINETIK ENERGIYANING GIDRAVLIK TENGLAMASI. BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN REAL SUYUQLIKNING ELEMENTAR OQIMCHASI UCHUN BERNULLI TENGLAMASI. ELEMENTAR OQIMCHANING YON SIRTLARI ORQALI MEXANIK ENERGIYA «DIFFUZIYASI»

Yopishqoq real suyuqlik o‘z harakatida ishqalanish kuchi mavjudligi bilan harakatlanadi. Bu kuch ikki xil rol o‘ynaydi.

1. Ishqalanish kuchi hisobiga harakatlanayotgan suyuqlikning mexanik energiyasining bir qismi issiqlik energiyasiga aylanadi va u oqimcha bo‘ylab tarqaladi.

2. Ishqalanish kuchi mavjudligi tufayli oqimning elementar oqimchalari mexanik energiyalari biridan ikkinchisiga o‘tishi, ya’ni o‘ziga xos mexanik energiya diffuziyasi ro‘y beradi.

Bu vaziyat hisobiga oqim bo‘ylab energiya $\pm h'_{\Delta E}$ va h' miqdorda o‘zgarishi mumkin. Demak, muvozanat va Bernulli tenglamalarini real holati uchun quyidagicha yozish mumkin.

$$H'_{e_1} = H'_{e_2} \pm h'_{\Delta E} + h'_f \tag{8.3}$$

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} = \pm h'_{\Delta E} + h'_f \tag{8.4}$$

bunda, H'_{e_1} va H'_{e_2} - *1-1* va *2-2* kesimlar uchun to‘liq solishtirma energiyalar;

h'_f - yo‘qotilayotgan to‘liq energiyaning birlik miqdori;

$h'_{\Delta E}$ - bosimning diffuzion o‘zgarishi.

Bunda diffuzion o‘zgarishning musbat va manfiy miqdorlari o‘zaro teng deb qabul qilamiz.

$$\sum h'_{\Delta E} = 0$$

Shunga asoslanib, Bernulli tenglamasini yozishimiz mumkin.

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_f \tag{8.5}$$

Bu xususiy holda,

$$h'_f = H'_{e_1} - H'_{e_2} \tag{8.6}$$

Endi bundan keyingi muammo – bu tenglamani elementar oqimchalar uchun ko‘rinishini butun oqim uchun ifodalashga harakat qilamiz.

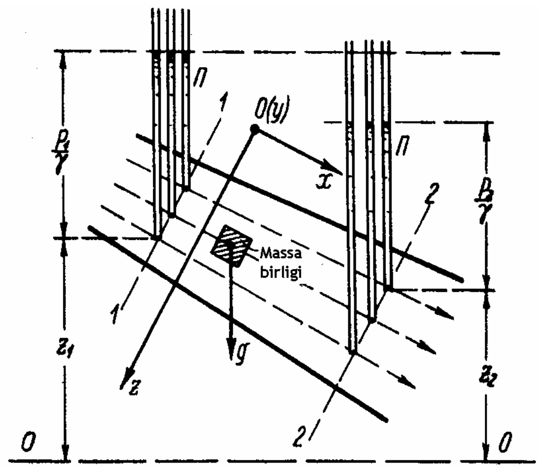
8.3. TEKIS VA TEKIS O‘ZGARUVCHAN HARAKATLANAYOTGAN SUYUQLIKNING HARAKATDAGI KESIMI BO‘YLAB BOSIM TAQSIMLANISHI. *(BIRINCHI KO‘MAKLASHUVCHI VAZIYAT)*

Barqaror harakat bilan tanishib, bunda hajmiy kuch sifatida, faqat og‘irlik kuchi mavjud deb hisoblaymiz, harakatdagi kesimni esa tekis deb qabul qilamiz.

8.1-rasmda tekis o‘zgaruvchan harakatdagi oqim tasvirlangan bo‘lib, unda *1-1* va *2-2* kesimlar tanlab olamiz, bu kesimlarning turli nuqtalariga pyezometrlar o‘rnatamiz.

Bu pyezometrlardagi suyuqlik sathi bir xil bo‘lib, bu holat z va r/γ kattaliklar – kesimlarning turli nuqtalarida har xil kattalikka ega bo‘lsada, ularning yig‘indisi bir xil ekanligini ko‘rsatadi.

$$z + \frac{p}{\gamma} = \mathrm{const} \quad \text{(qaralayotgan kesim uchun)} \tag{8.7}$$



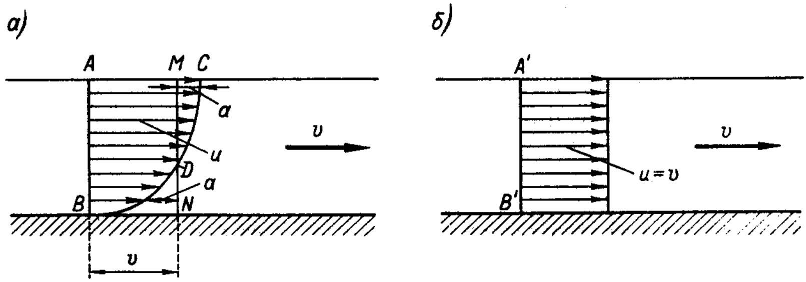
8.1-rasm. Tekis harakatdagi kesimlarda bosimning taqsimlanishi

Boshqa kesim uchun bu kattalik boshqa qiymatga ega bo‘ladi, lekin o‘sha kesimning hamma nuqtalari uchun o‘zgarmas bo‘ladi.

Demak, xulosa qilish mumkinki, tekis va tekis o‘zgaruvchan harakatda qaralayotgan kesim bo‘ylab bosim taqsimlanishi gidrostatik qonunga bo‘ysunadi. Bu holat – elementar oqimchadan butun oqimni o‘rganishga o‘tishdagi birinchi ko‘maklashuvchi vaziyat deyiladi.

8.4. IXTIYORIY HARAKATDAGI KESIM ORQALI OQIB O‘TAYOTGAN SUYUQLIK MASSASINING KINETIK ENERGIYASI MIQDORIGA VA HARAKAT SONI KATTALIGIGA HARAKATDAGI KESIM BO‘YLAB TEZLIK TAQSIMLANISHI NOTEKISLIGINING TA’SIRI *(IKKINCHI KO‘MAKLASHUVCHI VAZIYAT)*

8.2-rasmda ifodalangan oqimning uzunlik bo‘yicha qirqimida ikkita harakatdagi kesimni tanlab olamiz. *AB* va *A'B'* kesimlardagi *(Q)* sarfni va ularning geometrik o‘lchamlarini bir-xil deb qabul qilamiz. Suyuqlikning *M* massasi harakat sonini *XC* va kinetik energiyani *KE* deb belgilab olamiz. Bu miqdor *dt* oniy vaziyatda *AB* kesimdan oqib o‘tadi (8.2, a-rasm). Yuqorida keltirilgan parametrlarning o‘rtacha miqdorini *[XS(M)]*, *[KE(M)]*, $[XS(M)]_{o‘r}$ va $[KE(M)]_{o‘r}$ deb belgilab olamiz.



8.2-rasm. α_o va α koeffitsiyentlarning mohiyatini aniqlashga doir

Rasmdan ko‘rinib turibdiki, *XS(M)* va *KE(M)* kattaliklarni hisoblashda harakatdagi kesimning turli nuqtalaridagi *u* tezlik miqdori turlicha ekanligi hisobga olinadi, shu sababli yuqoridagi kattaliklar haqiqiy deb qabul qilinadi. $[XS(M)]_{o‘r}$ va $[KE(M)]_{o‘r}$ kattaliklarni hisoblashda esa, *u* tezlik kattaligi butun kesim bo‘ylab bir xil deb qabul qilinadi va o‘rtacha tezlikka tenglanadi. Yuqoridagi kattaliklar esa, υ o‘rtacha tezlik bo‘yicha hisoblangan o‘rtacha qiymatli kattaliklar deyiladi.

Bizning asosiy vazifamiz *a* va *b* sxemalar uchun aniqlangan *XS* va *KE* kattaliklarni miqdoriy taqsimlashdan iborat. Boshqacha qilib talqin qilinganda, *M* massaning *XS* va *KE* kattaliklariga harakatdagi kesim bo‘ylab tezlik taqsimlanishining notekisligi qanday ta’sir ko‘rsatishini o‘rganishimiz kerak. Buning uchun quyidagi munosabatni o‘rganishimiz kerak:

$$X_{,,}(M):\left[X_{,,}(M)\right]_{o‘r} \quad va \quad жсЭ(M):\left[жсЭ(M)\right]_{o‘r}$$

Buning uchun yuqoridagi ifodalar asosida tasdiqlangan quyidagi munosabatlarni yozib olamiz:

$$dQ = ud\omega; \qquad Q = \int_{\omega} ud\omega = \upsilon\omega \tag{8.8}$$

$$dV = dtdQ; \qquad V = dt\int_{\omega} ud\omega = \upsilon\omega dt \tag{8.9}$$

$$dM = \rho dV = \rho u d\omega dt \qquad (8.10)$$

$$M = \rho dt \int_{\omega} u d\omega = \rho \upsilon \omega dt \qquad (8.11)$$

bunda, $d\omega$ - harakatdagi kesimning elementar yuza kattaligi; V - dt vaqt oralig‘ida harakatdagi kesimdan o‘tgan suyuqlik hajmi; M - shu hajm massasi.

M massaning harakatlar soniga *(XS)* yassi harakatdagi kesim bo‘ylab u tezlik taqsimlanishi notekisliklígining ta’siri.

dM massaning haqiqiy harakatlar soni

$$XC(dM) = udM = \rho u^2 d\omega dt \qquad (8.12)$$

M massaning harakatlar soni esa

$$XC(M) = \int_{\omega} XC(dM) = \rho dt \int_{\omega} u^2 d\omega \qquad (8.13)$$

M massaning «o‘rtacha» harakatlar sonini quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$\left[XC(M)\right]_{o‘r} = \upsilon M = \upsilon(\rho \upsilon \omega dt) = \rho \upsilon^2 \omega dt \qquad (8.14)$$

bunda,

$$XC(M) > \left[XC(M)\right]_{o‘r} \qquad (8.15)$$

Haqiqatdan ham,

$$XC(M) = \rho dt \int_{\omega} u^2 d\omega = \rho dt \int_{\omega} (\upsilon + a)^2 d\omega \qquad (A)$$

bunda, a q $u - \upsilon$ - manfiy yoki musbat kattalik (qarang 8.8, a-rasm). Rasmga asosan,

$$\int_{\omega} a d\omega = 0 \qquad (B)$$

Harakat davomida *MSD* va *VDN* yuzalar tenglashishi mumkin. Shunga asosan,

$$XC(M) = \rho dt\left[\int_{\omega} \upsilon^2 d\omega + 2\int_{\omega} \upsilon a d\omega + \int_{\omega} a^2 d\omega\right] = \rho dt\left[\upsilon^2 \int_{\omega} d\omega + 2\upsilon \int_{\omega} a d\omega + \int_{\omega} a^2 d\omega\right] =$$

$$= \rho dt\left[\upsilon^2 \omega + \int_{\omega} a^2 d\omega\right] = \rho \upsilon^2 \omega dt + \rho dt \int_{\omega} a^2 d\omega = \left[XC(M)\right]_{yp} + \rho dt \int_{\omega} a^2 d\omega$$

oxirgi had doimo musbat bo‘lib, nolga yaqinlashadi, faqat *a q 0* bo‘lgan holda $u = \upsilon$ (ya’ni, haqiqiy tezliklar harakatdagi kesim bo‘ylab tekis taqsimlanadi).

Bu vaziyat (3.80) ifodaning to‘g‘riligini tasdiqlaydi.

Endi (8.13) ifodaning (8.14) ifodaga nisbatini α_o deb belgilaymiz. Ya’ni,

$$\frac{XC(M)}{\left[XC(M)\right]_{o‘r}} = \frac{\int\limits_{\omega} u^2 d\omega}{\upsilon^2 \omega} = \alpha_0 \quad \text{(belgi)} \tag{8.16}$$

Bunga asosan,

$$\int\limits_{\omega} u^2 d\omega = \alpha_0 \upsilon^2 \omega \tag{8.17}$$

$$XC(M) = \alpha_0 \left[XC(M)\right]_{yp} = \alpha_0 \rho \upsilon^2 \omega dt = \alpha_0 \rho \upsilon Q dt \tag{8.18}$$

Demak, ta’kidlash mumkinki, *dt* vaqt oralig‘ida harakatdagi kesimdan o‘tayotgan *M* massa harakatlar sonining haqiqiy kattaligi, kesimdan o‘tayotgan zarrachalar tezligi bir xil υ kattalikka teng deb hisoblab, aniqlangan harakatlar sonining shartli (o‘rtacha) qiymatini tuzatish koeffitsiyentiga *(*α_o*)* ko‘paytmasiga teng.

M massaning yassi harakatdagi kesim bo‘ylab tezlik taqsimlanishi bir xil emasligining kinetik energiyaga ta’siri.

dM massaning haqiqiy kinetik energiyasi [(8.10) ifodaga qarang]:

$$KЭ(dM) = \frac{u^2 dM}{2} = \frac{1}{2} \rho u^3 d\omega dt \tag{8.19}$$

M massaning haqiqiy kinetik energiyasini yozamiz.

$$KЭ(M) = \frac{1}{2} \rho dt \int\limits_{\omega} u^3 d\omega \tag{8.20}$$

M massaning «o‘rtacha» kinetik energiyasi qiymati:

$$\left[KЭ(M)\right]_{o‘r} = \frac{M\upsilon^2}{2} = \frac{1}{2} \rho \upsilon^3 \omega dt \tag{8.21}$$

bunda,

$$KЭ(M) \succ \left[KЭ(M)\right]_{o'r} \tag{8.22}$$

holatni hisobga olamiz.

Ularning nisbatlarini α deb belgilaymiz, ya'ni

$$\frac{KЭ(M)}{\left[KЭ(M)\right]_{o'r}} = \frac{\int_{\omega} u^3 d\omega}{\upsilon^3 \omega} = \alpha \quad \text{(belgi)} \tag{8.23}$$

Bunga asosan,

$$\int_{\omega} u^3 d\omega = \alpha \upsilon^3 d\omega \tag{8.24}$$

$$KЭ(M) = \alpha\left[KЭ(M)\right]_{o'r} = \alpha \frac{1}{2} \rho \upsilon^3 \omega dt \tag{8.25}$$

Demak, (3.90) ifodaga asosan *dt* vaqt oralig'ida qaralayotgan harakatdagi kesimdan oqib o'tgan *M* massaning haqiqiy kinetik energiyasi, υ o'rtacha tezlikka asosan hisoblangan shartli (o'rtacha) kinetik energiyaning α tuzatish koeffitsiyentining ko'paytmasiga teng.

α_0 va α tuzatish koeffitsiyentlarining sonli qiymatlari.

Bu koeffitsientlarning qiymatlari doimo birdan katta bo'lib, harakatdagi kesim bo'ylab tezlik taqsimlanishining bir xil emasligi qancha yuqori bo'lsa, bu koeffitsiyentlarning qiymati shuncha miqdorda birdan katta bo'ladi.

Tekis harakatda bu koeffitsiyentlar teng tajribalar natijasida aniqlangan qiymati quyidagicha olinishi mumkin.

$$\alpha_0 \approx 1{,}03 \div 1{,}05; \qquad \alpha \approx 1{,}10 \div 1{,}15$$

Oqimning notekis harakatida ayrim hollarda bu kattaliklar birdan keskin farq qilishi mumkin. Shu bilan birgalikda, ko'pincha amaliyotda bu kattalik qiymati birga yaqin bo'ladi. Shu sababli ko'pincha, amaliy hisoblarda bu kattaliklar birga teng deb qabul qilinadi, ya'ni hisobga olinmaydi.

α_0 - koeffitsiyentni oqimning harakatlar soni tuzatmasi yoki Bussinesk koeffitsiyenti, α esa, oqimning kinetik energiyasi korrektivi yoki **Koriolis koeffitsiyenti** deyiladi.

8.5. BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN REAL SUYUQLIK OQIMI KINETIK ENERGIYASINING GIDRAVLIK TENGLAMASI (BERNULLI TENGLAMASI)

Yon devorlari suv o‘tkazmas materialdan iborat ochiq o‘zanda harakatlanayotgan oqim bilan tanishamiz. Faraz qilaylik, o‘zanning yon devorlaridan qo‘shimcha miqdor qo‘shilmaydi va o‘ta olmagan oqimning ayrim miqdori ketmaydi. Ishqalanish kuchi bajargan ish hisobiga oqimning energiyasi oqim bo‘ylab kamayadi. Demak, real (yopishqoq) suyuqliklar uchun

$$H_{e_1} > H_{e_2} \tag{8.26}$$

munosabat o‘rinlidir. Bunda, H_{e_1} va H_{e_2} - qaralayotgan kesimlardagi to‘liq bosimlar (8.3-rasm).

Bu munosabatni hisobga olib, to‘liq oqimning gidravlik tenglamasini, ya’ni Bernulli tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha\upsilon_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha\upsilon_2^2}{2g} + h_f \tag{8.27'}$$

yoki energetik nuqtai nazaridan

$$H_{e_1}(\gamma Qt) - H_{e_2}(\gamma Qt) = h_f(\gamma Qt) \tag{8.27''}$$

bunda,

$$h_f = H_{e_1} - H_{e_2} \tag{8.28}$$

bosim yo‘qolishi deyiladi. Ya’ni, *1-1* va *2-2* kesimlar oralig‘ida ishqalanish hisobiga oqimning harakatiga bo‘lgan to‘sqinlikni yengib o‘tish uchun sarflangan bosim miqdoridir.

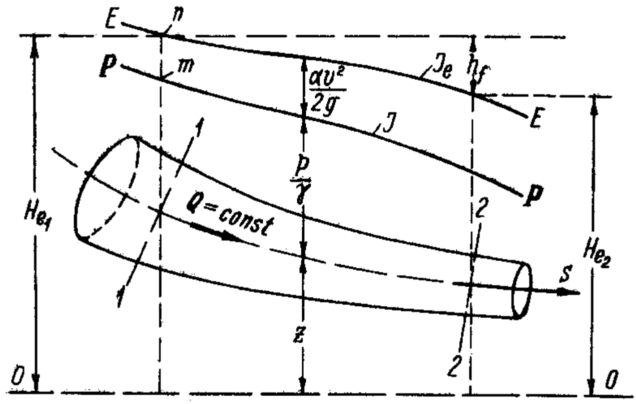
8.3-rasmda *R-R* pyezometrik va *E-E* napor chiziqlari ko‘rsatilgan. Bunda *E-E* chiziq oqim harakati bo‘ylab bosim qaynashi hisobiga gorizontal holatda bo‘lmaydi. Bu elementar yo‘qolishni $\left[-d\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon^2}{2g}\right)\right]$ birlik ds masofaga nisbatan qiymatini gidravlik qiyalik deb atab, J_e harfi bilan belgilaymiz

$$J_e = -\frac{dH_e}{ds} \tag{8.29}$$

yoki,

$$J_e = -\frac{d\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon^2}{2g}\right)}{ds} \tag{8.30}$$

$$J_e = +\frac{dh_f}{ds} \tag{8.31}$$



8.3-rasm. Barqaror harakatdagi real suyuqlik oqimi uchun.

Bernulli tenglamasining geometrik interpretatsiyasi. *0-0* taqqoslash tekisligi; *R-R* pyezometrik chiziq; *E-E* bosim chizig‘i; H_{e_1} va H_{e_2} - to‘liq bosimlar; h_f - bosim yo‘qolishi;

J_e – pyezometrik qiyalik.

Umuman, real suyuqliklar uchun gidravlik qiyalik musbat qiymatga ega bo‘ladi. Pyezometrik qiyalik tushunchasi bilan tanishamiz.

$$J = -\frac{d}{ds}\left(z + \frac{p}{\gamma}\right) \tag{8.32}$$

8.3-rasm orqali biz butun gidrodinamik ko‘rinishni ifodalashimiz mumkin.

a) *S* oqim o‘qi va *R-R* chiziq bilan chegaralangan shakl bizga r/γ ifodaning o‘zgarish epyurasini ko‘rsatib turibdi.

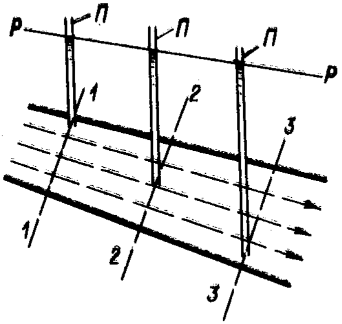
b) *R-R* va *E-E* chiziqlar bilan chegaralangan shakl esa $\frac{\alpha \upsilon^2}{2g}$ tezlik bosimini o‘zgarishini ko‘rsatadi.

c) *R-R* va *0-0* taqqoslash tekisligi orasidagi shakl esa oqim bo‘ylab potensial bosim o‘zgarishini ko‘rsatadi.

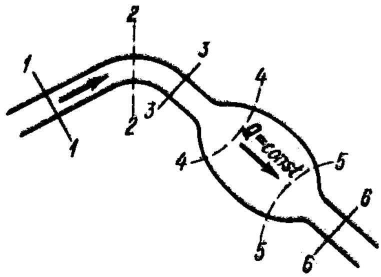
d) *E-E* chiziq va *0-0* taqqoslash tekisligi orasidagi shakl to‘liq bosim o‘zgarishini ko‘rsatadi.

Bernulli tenglamasi ikki kesimning gidrodinamik elementlari o‘rtasidagi bog‘liqlikni ko‘rsatishini ta’kidlashimiz mumkin. (8.27) ifodaga kiruvchi z_1 va z_2 hadlar *1-1* va *2-2* kesimlar nuqtalarining *0-0* taqqoslash kesimdan balandligini ko‘rsatsa, r_1/γ va r_2/γ hadlar bu kesimlarning nuqtalaridagi bosim hisobiga yaratilgan pyezometrik balandlikni bildiradi. Bu qanaqa nuqtalar degan savolga shunday savol izlashimiz mumkin:

Oqimning sekin o‘zgaruvchan va parallel harakatida $z + \frac{p}{\gamma} = \text{const}$ bo‘lib, kesimning qaysi nuqtasiga pyezometrik naycha o‘rnatilishidan qat’iy nazar, bu kattalik qiymati o‘zgarmaydi (8.4-rasm).



8.4-rasm. *R-R* chiziqni chizishga doir.



8.5-rasm. Bernulli tenglamasining qo‘llanilish sharti.

Shuni doimo yodda tutish kerakki, *R-R* va *E-E* chiziqlardan o‘tuvchi vertikalda yotuvchi har qanday nuqta juftligi ma’lum bir oqimning harakatdagi kesimiga taalluqlidir.

Yuqoridagilarni hisobga olganda, Bernulli tenglamasini qo‘llash uchun quyidagi uchta asosiy shartlar mavjuddir:

1 – shart. 1-1 va 2-2 kesimlar orasida oqim sarfi doimiy bo‘lishi kerak (Q = const).

2 – shart. (7.14) ifodani chiqarishda 1-1 va 2-2 kesimlar orasida oqimning kinetik energiyasi doimiy deb hisoblanganligi sababli, oqim harakati bu oraliqda barqaror bo‘lishi kerak.

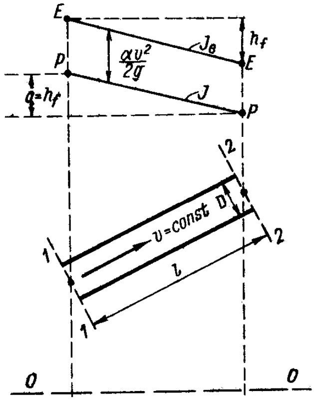
3 – shart. Kesimlar oralig‘ida harakat tez o‘zgaruvchan bo‘lsada, kesimlarda oqim harakati sekin o‘zgaruvchan yoki tekis bo‘lishi kerak. Chunki, $z+\dfrac{p}{\gamma}=const$ *sharti bajarilishi kerak.*

8.5-rasmda sekin o‘zgaruvchan harakat sohasi butun chiziqlar bilan va tez o‘zgaruvchan harakat sohasi shtrixlangan chiziqlar bilan ko‘rsatilgan. Ko‘rinib turibdiki, Bernulli tenglamasi bilan 1 va 3, 3 va 6 va h.k. kesimlarni birlashtirish mumkin, lekin 1 va 2 yoki 2 va 4 va h.k. kesimlarni Bernulli tenglamasi bilan birlashtirish mumkin emas.

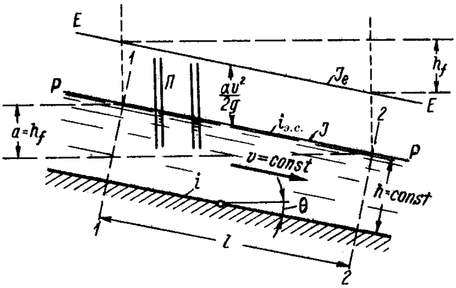
8.6. OQIMNING BARQAROR HARAKATIDA NAPOR VA PYEZOMETRIK CHIZIQLARNING KO‘RINISHLARI HAQIDA UMUMIY KO‘RSATMALAR. BERNULLI TENGLAMASIGA KIRUVCHI HADLAR HAQIDA QO‘SHIMCHA MULOHAZALAR

Tekis harakat bo‘lgandagi holat.

Bosimli va bosimsiz harakatlar bilan tanishamiz. Bosimli harakatni 8.6-rasmda ifodalangan *D* quvurning *l* uzunlikdagi bo‘lagida kuzatish mumkin. Oqimning oqishi har qanday kesimda o‘zgarmasligi sababli, yo‘qolish ham o‘zgarmaydi. Shu sababli, *E-E* bosim chizig‘i qiyaligi o‘zgarmasdir J_e=const (oqim bo‘ylab).



8.6-rasm. Oqimning tekis bosim ostidagi harakatida *R-R* va *E-E* chiziqlar.



8.7-rasm. Oqimning tekis bosimsiz harakatida *R-R* va *E-E* chiziqlar.

Xulosa qilish mumkinki,

$$\frac{\alpha \upsilon^2}{2g} = \text{const (oqim bo‘ylab)} \qquad (8.33)$$

bo‘lganligi sababli, oqimning bosim ostidagi tekis harakatida *R-R* pyezometrik chiziq ma’lum qiyalikdagi to‘g‘ri chiziq ko‘rinishida bo‘lib, bosim chizig‘iga parallel bo‘ladi. *E-E* chiziqning uzunlik bo‘ylab kamayishi shu uchastka oralig‘ida bosim yo‘qolishini ko‘rsatadi.

$$a = h_f \tag{8.34}$$

Bosim ostidagi tekis harakat uchun

$$J_e = J = \frac{h_f}{l} = \frac{a}{l} \tag{8.35}$$

ifoda o‘rinlidir.

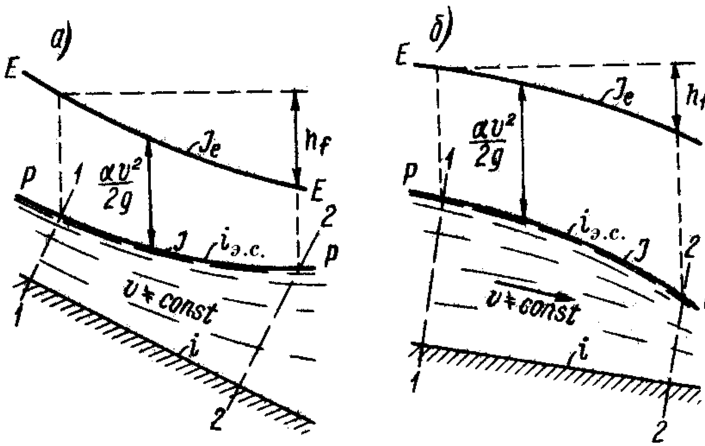
Bosimsiz harakat. Bu holatda (3.14-rasm) pyezometrik chiziq oqimning erkin sath chizig‘i bilan ustma-ust tushadi. Demak,

$$J_e = J = i_{e.s} = i = \frac{h_f}{l} = \frac{a}{l} \tag{8.36}$$

bunda i - o‘zan tubi qiyaligi.

$i_{e.s.}$-oqim erkin sathi qiyaligi,

a – erkin sathning l uzunlikdagi pasayishi.



8.8-rasm. Bosimsiz notekis harakatda *R-R* va *E-E* chiziqlar shakllari

Notekis harakatdagi holat.

Bunda faqat bosimsiz harakatni taxlil qilish bilan chegaralanamiz (8.8-rasm). Bunda quyidagi holatni kuzatish mumkin:

$$J_e \neq J = i_{e.s} \neq i \tag{8.37}$$

9-BOB

9.1. GIDRAVLIK QARSHILIKLAR. ASOSIY TUSHUNCHALAR

Bizga ma’lumki, suyuqlik oqimiga, uning harakati davomida har xil tashqi kuchlar ta’sir qiladi. Bu kuchlar bajargan ishlar hisobiga suyuqliknig mexanik energiyasi o‘zgarishi mumkin. Masalan, suv oqimi gidravlik turbinaning parraklarini harakatga keltirib, shuning hisobiga suvning mexanik energiyasi kamayadi yoki bosim ostidagi quvur devorlarida ham vibratsiyaning paydo bo‘lishi, suvning mexanik energiyasini kamayishiga olib keladi.

Biz, energiyaning yoki naporning bunday yo‘qolishlariga e’tibor bermasdan, balki oqimning o‘z harakati davomida ishqalanish kuchlarini yengib o‘tish uchun sarflagan energiyasini (yoki yo‘qolgan naporini) o‘rganish bilan shug‘ullanamiz. Yuqoridagi mavzularda Bernulli tenglamasini o‘rganish jarayonida biz energiya (bosim) yo‘qolishining mana shu shaklini nazarda tutganmiz. Bosim yo‘qolishi ikki xil bo‘lishi mumkin:

1) **Uzunlik bo‘yicha bosim yo‘qolishi**. Bu yo‘qolish oqimning tekis harakatida uzunlik bo‘ylab bir xil taqsimlansa, uning notekis harakatida uzunlik bo‘ylab har xil miqdorda taqsimlanishi mumkin. Bosimning uzunlik bo‘ylab yo‘qolishini h_l harfi bilan belgilaymiz.

2) **Mahalliy bosim yo‘qolishlari**. Bunday ko‘rinishdagi yo‘qolishlar – suyuqlik harakatlanayotgan o‘zanning ayrim qismlarida oqimning keskin turli xildagi deformatsiyaga uchrashi natijasida ro‘y beradi. Masalan, burilish, kengayish, turli

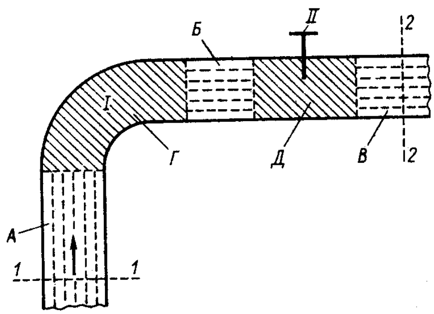
boshqaruv qurilmalari (kran, klapan, zadvijka va x.k.) o‘rnatilgan joylarda oqimning shu to‘siqlarni yengish uchun sarflagan bosimlari. Mahalliy yo‘qolishlar h_m harfi bilan belgilanadi.

9.1-rasmda quvur ifodalangan bo‘lib, bunda xususiy bo‘g‘inlar mavjud. *I* - burilish, *II* - qisman ochiq zadvijka (surilgich).

1-1 va *2-2* kesimlar orasida uzunlik bo‘yicha yo‘qolishdan tashqari mahalliy yo‘qolishlar ham mavjuddir. *G* va *D* uchastkalarda oqim mahalliy deformatsiyasi yuz berib, unda suyuqlikning tez o‘zgaruvchan beqaror harakati amalga oshadi.

Shuni ta’kidlash kerakki, oqimning uzunlik bo‘ylab yo‘qolishi mavjud bo‘lgan sohalarda τ kuchlanish oqim bo‘ylab tekis taqsimlansa, mahalliy yo‘qolishlar mavjud bo‘lgan sohalarda bu taqsimlanish notekis bo‘ladi.

Ko‘pgina hollarda, *G* va *D* sohalardagi oqim uzunligi uning umumiy uzunligidan ancha kichik bo‘lganligi sababli, amaliy hisoblarda mahalliy bosim yo‘qolishini hisobga olmasdan, uzunlik bo‘yicha yo‘qolishni oqimning uzunligi bo‘yicha yo‘qolishi sifatida qabul qilinadi.



9.1-rasm. Ishqalanish kuchlanishi τ taqsimlangan sohalar:

a) *A, B, V,* - tekis taqsimlanish bo‘lib, bu sohalarda oqim harakatida bosimning uzunlik bo‘yicha yo‘qolishi mavjud; b) notekis taqsimlanish. *G* va *D* sohalarda oqim bosimining notekis yo‘qolishi mavjud

Umumiy holda, ikki qaralayotgan kesim oralig‘idagi oqim bosimining yo‘qolishi quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$h_f = h_l + \sum h_j \qquad (9.1)$$

Mexanik energiya yo'qolishini quyidagicha tushuntirish mumkin:

Ishqalanish kuchlari bajargan ish hisobiga mexanik energiya issiqlikka aylanadi va suyuqlik isiydi. Issiqlik vaqt o'tishi bilan tarqalib ketadi. Yuqoridagiga asolanib, aytish mumkinki, suyuqlik harakatida ishqalanish kuchlari bajargan ish hisobiga va alohida bo'g'inlardan mahalliy ishqalanish kuchlari bajargan ish hisobiga issiqlikka aylanib, keyin yo'qolib ketgan miqdor bosim yo'qolishi h_f dir. Gidravlika kursini o'rganish jarayonida ko'pincha «gidravlik qarshilik» atamasiga duch kelamiz. Bunda, real holatdagi suyuqliklarning harakatida paydo bo'ladigan ishqalanish kuchlarini tushunish o'rinlidir. Ideal suyuqliklarda ishqalanish kuchlarini nolga teng deb qabul qilganligimiz sababli, gidravlik qarshiliklar mavjud emas, deb qaraladi.

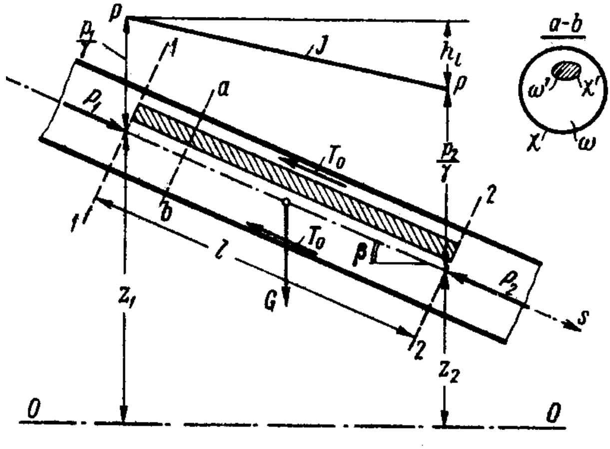
Real suyuqliklarda ishqalanish qancha yuqori bo'lsa, qarshilik shuncha ko'p bo'ladi. Bu ikki tushuncha orasida o'zaro bog'liqlik mavjuddir. Oqimda bu kuchlanish taqsimlanishini, *u* tezlikni bilsak, ishqalanish kuchi bajargan ishni va bundan bosim yo'qolishini aniqlash mumkin. Lekin, bu masala ancha murakkab muammo. Bu muammoni hal qilish bilan biz, keyingi mavzularda shug'ullanamiz. Bunda dastlab, suyuqlik harakatining eng oddiy holati - tekis barqaror harakat bilan tanishamiz. Bu harakatdagi ishqalanish kuchlari va bosim yo'qolishi orasidagi bog'liqlikni ifodalovchi tenglamadan foydalanamiz. Bu tenglama asosida, Nyutonning ichki ishqalanish kuchi haqidagi qonuniyatidan foydalanib, oqim harakatida yo'qolgan napor va tezligi orasidagi bog'liqlikni ko'rsatuvchi ifodani topamiz. Bu masala laminar holatda harakatdagi suyuqliklar uchun ancha oson hal qilinsa, turbulent holatda harakatlanayotgan suyuqlik oqimlari uchun uni aniqlashda ayrim eksperimental koeffitsiyentlardan foydalanishga to'g'ri keladi.

Oqimning beqaror harakatida bosim yo'qolishini aniqlash ancha muammo bo'lib, u juda murakkab masaladir. Shu sababli, ko'pgina hollarda tekis barqaror harakatlar uchun bosim yo‘qolishi aniqlanib, unga ayrim tuzatmalar kiritish usulidan foydalaniladi.

9.2. SUYUQLIK OQIMINING BARQAROR TEKIS HARAKATINING ASOSIY TENGLAMASI

O‘zan devorlariga ta’sir etayotgan uzunlik bo‘yicha urinma kuchlanishini τ deb belgilab olamiz. Shu urinma kuchlanish qiymati uzunlik bo‘ylab va o‘zanning ho‘llanganlik perimetri bo‘yicha o‘zgarmas bo‘lsa ($\tau_o \approx$ const), bunday o‘zanlar «to‘g‘ri o‘zanlar» deyiladi.

Endi, o‘z oldimizga suyuqlikning ishqalanish kuchi ta’siri bilan uzunlik bo‘yicha bosim yo‘qolishining bog‘liqligini o‘rganish masalasini topish deb qo‘yamiz. Silindrik shakldagi quvurda bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimidan *l* uzunlikdagi *1-1* va *2-2* kesimlar bilan chegaralangan uchastkani ajratib olamiz (9.2-rasm).



9.2-rasm. Oqimning tekis harakati asosiy tenglamasini chiqarishga doir.

S o‘qni quvurda harakatlanayotgan suyuqlik oqimi bo‘ylab harakatlantiramiz. Suyuqlikning tekis harakatida *l* uzunlikdagi suyuqlik oqimining *RR* - pyezometrik chizig‘i qiya chiziq bo‘lib, uning pasayishi h_l - napor yo‘qolishini ko‘rsatadi. Ko‘rilayotgan sohaga ta’sir etayotgan tashqi kuchlar bilan tanishib chiqamiz. Shundan so‘ng, oqimning barqaror tekis harakatlanayotganligini hisobga olib, bu kuchlarni S o‘qqa proyeksiyalari yig‘indisini nolga tenglab, izlayotgan tenglamani olamiz.

Ko‘rilayotgan sohaga ta’sir etayotgan kuchlar.

1. Bu hajmdagi suyuqlik og‘irligi

$$G = \omega l \gamma \tag{9.2}$$

bunda, ω - harakatdagi kesim yuzasi kattaligi.

s o‘qqa bu kuch proyeksiyasini yozamiz

$$G_s = \omega l \gamma \sin \beta \tag{9.3}$$

bunda, β - quvur o‘qining gorizontga nisbatan qiyaligi.

Rasmdan ko‘rinib turibdiki,

$$l \sin\beta = z_1 - z_2 \tag{9.4}$$

shu sababli,

$$G_s = \gamma\omega(z_1 - z_2) \tag{9.5}$$

2. Ajratilgan suyuqlikka yon tomondagi suyuqlik kuchlari tomonidan bo‘layotgan ta’sir.

$$P_1 = p_1\omega; \qquad P_2 = p_2\omega \tag{9.6}$$

bunda, p_1 va p_2 – *1-1* va *2-2* kesimlarning og‘irlik markazlariga ta’sir etuvchi gidrodinamik bosim. Bu bosim kuchlari s o‘qqa o‘zgarishsiz proyeksiyalanadi.

3. Normal bosimlarning s o‘qqa proyeksiyasi nolga teng deb qabul qilinadi.

4. Devorlarga ishqalanish kuchi T_0 ham o‘zgarishsiz proyeksiyalanadi. Bundan tashqari, ichki ishqalanish kuchlari *(T)* ham mavjud.

Agar 9.3-rasmda ifodalanganidek, oqim ichida ikkita *a* va *b* oqimchalarni olsak, ularda, agar, $u_a \neq u_b$ terminlar mavjudligini hisobga olsak, oqimchalar o‘rtasida o‘zaro ishqalanish kuchlari paydo bo‘ladi.

Bular o‘zaro ma’lum juftlikni tashkil qiladi.

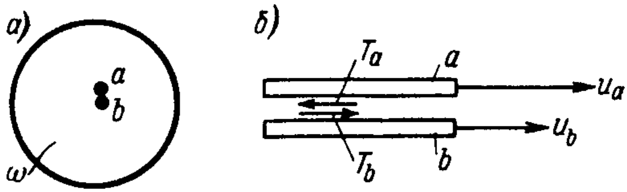
$$|T_a| = |T_b| \quad \text{va} \sum T = 0$$

Butun ta'sir etuvchi kuchlarning s o'qiga proyeksiyasi yig'indisini topamiz.

$$G_s + P_1 - P_2 - T_0 = 0 \tag{9.7}$$

bu tenglamaga (9.5) va (9.6) ifodalarni qo'ysak

$$\gamma\omega(z_1 - z_2) + p_1\omega - p_2\omega - T_0 = 0 \tag{9.8}$$



9.3-rasm. Ichki ishqalanish kuchlari.

Hosil bo'lgan ifodani $\gamma\omega$ ga bo'lsak, quyidagini olamiz:

$$(z_1 - z_2) + \frac{p_1 - p_2}{\gamma} - \frac{T_0}{\gamma\omega} = 0$$

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = \frac{T_0}{\gamma\omega} \tag{9.9}$$

9.2-rasmga asosan

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = h_l \tag{9.10}$$

Demak,

$$h_l = \frac{T_0}{\gamma\omega} \tag{9.11}$$

Bundan tashqari,

$$T_0 = \chi l \tau_0 \tag{9.12}$$

ekanligini e'tiborga olsak,

$$h_l = \frac{\chi l}{\gamma \omega} \tau_0 \qquad (9.13)$$

$$\frac{h_l}{l} R = \frac{\tau_0}{\gamma} \qquad (9.14)$$

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ \qquad (9.15)$$

bunda,

$$J = \frac{h_l}{l}; \qquad R = \frac{\omega}{\chi} \qquad (9.16)$$

9.15 ifoda oqimning **barqaror tekis harakati asosiy tenglamasi** deb ataladi. «To‘g‘ri o‘zanlar» uchun:

$$h_l = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l}{R} \quad . \qquad (9.17)$$

Ichki va tashqi ishqalanish kuchlari tufayli paydo bo‘layotgan bosim yo‘qolishi xuddi shunday aniqlanishi mumkin.

Qo‘shimcha eslatmalar. Ta’kidlash kerakki, (9.15) va (9.17) tenglama nafaqat silindrik shakldagi bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimi uchun, balki tekis barqaror harakatlanayotgan har qanday oqim uchun o‘rinlidir.

9.3. SUYUQLIK LAMINAR VA TURBULENT XARAKATI. REYNOLDS SONI VA UNI KRITIK QIYMATI

Ko‘p hollarda quvurlardagi harakat tekis harakat bo‘ladi. Ya’ni tezlik oqim yo‘nalish bo‘yicha o‘zgarmaydi. Bu holda harakatni qanday bo‘lishga, asosan, ichki ishqalanish kuchi tasir qiladi. Bu holda uning ikki kesimidagi bosimlari farqi ishqalanish kuchinining va geometrik balandliklar farqining katta yoki kichikligiga bog‘lik bo‘ladi. Bu kuchlar ta’sirida quvurlardagi harakat tezligi har xil bo‘lishi mumkin. Tezlikni katta kichikligiga qarab suyuqlik zarrachalari tartibli yoki tartibsiz harakat qiladi. Bu harakat asosan ikki xil bo‘ladi. Laminar harakat va turbulent harakat.

Laminar harakatni tajribada kuzatish uchun suyuqlik oqayotgan shisha quvurning boshlang‘ich kesimiga shisha naycha oqkali rangli suyuqlik quyib yuboriladi. Bunda rangli suyuqlik aralashmasdan to‘g‘ri chiziq bo‘yicha oqimcha ko‘rinishida ketadi. Agar suyuqlikni tezligini oshirib borsak harakat tartibi o‘zgarib boradi. Tezlik ma’lum bir chegaradan o‘tgandan keyin zarrachalarni kinetik energiyasini ko‘payib ketish natijasida ular ko‘ndalang yo‘nalishda harakat qila boshlaydi.

Natijada zarrachalar o‘zi harakat qilayotgan qavatdan qo‘shni qavatdan o‘tib, energiyasining bir qismini yo‘qotib, o‘z qavatiga qaytib keladi. Oqimning tezligi juda oshib ketsa zarrachalar bir qavatdan ikkinchi qavatga tez o‘ta boshlaydi. Natijada suyuqlik harakatining tartibi buziladi.

Bunday harakat turbulent harakat deyiladi.

Suyuqlik harakatining bu ikki tartibini ingliz olimi O.Reynolds tajribada har tomonlama tekshirgan va natijalarni 1883 yilda e’lon qilgan. O.Reynolds suyuqliklar harakatining muhim qonuniyatini kashf qildi. Suyuqlik harakatining tezlikning oqim o‘lchamiga ko‘paytmasining qovushqoqlik kinematik koeffitsientiga nisbatidan iborat o‘lchovsiz miqdor harakterlar ekan.

Bu miqdor olimning sharafiga Reynolds soni deb ataladi va Re bilan belgilanadi. Silindrik quvurlardagi oqim uchun Reynolds soni quyidagicha belgilanadi.

$$\mathrm{Re} = \frac{\upsilon \cdot d}{\nu}$$

Turli shakldagi nosilindrik quvurlar va o‘zanlardagi oqimlar uchun Reynolds soni quyidagicha o‘lchanadi.

$$\mathrm{Re} = \frac{\upsilon \cdot 4R}{\nu}$$

R – gidravlik radius.

Suyuqlikning laminar harakatdan turbulent harakatga o‘tishi Reynolds soni Re – ma’lum kritik miqdori bilan aniqlanadi va u Reynolds quyi kritik soni deb ataladi.

Re $_{k.k.r.}$

Bu son silindirlik quvurlar uchun 2320 teng. Reynolds soni ma’lum bir qiymatdan o‘tgandan keyin harakat albatta turbulent bo‘ladi. Bu son Reynolds yuqori kritik soni deb ataladi va

$Re_{yu.k.k.r.}$ = (4000 - 10000)

Suyuqlik xarakatida asosan 2 tartib laminar va turbulent.

Laminar tartib $Re < Re_{k.r.} = 2320$

Turbulent tartib $Re > Re_{k.k.r.} = 10000$

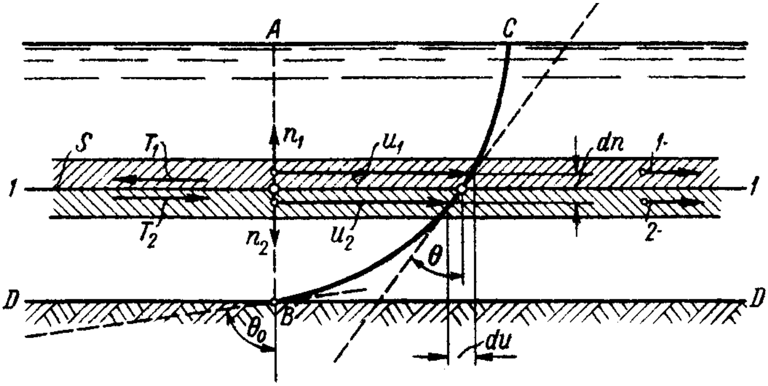
Agar $Re > Re_{k.k.r.}$ yoki $Re_{yu.k.k.r.} > Re$ bo‘lsa o‘tkinchi zona bo‘ladi. Bu zonada laminar va turbulent tartib bo‘lishi mumkin.

9.4. SUYUQLIKDA ICHKI ISHQALANISH KUCHLARI QONUNI. OQIMNING LAMINAR HARAKATIDA URINMA KUCHLANISH KATTALIGI

Oqim harakatida (9.4-rasm) uzunlik bo‘yicha qirqim olib, unda *AV* harakatdagi kesim va *AVS* tezlik epyurasini ajratib olamiz. Bunda u_1 va u_2 tezlik bilan harakatlanayotgan ikki qatlam bilan tanishamiz. Bu ikki qatlam tutashgan *1-1* sirt *S* yuzaga ega deb olamiz. Bu sirtda har ikkala qatlam tomonidan o‘sib boruvchi T_1 va T_2 ishqalanish kuchlari ta’sir qiladi.

$$|T_1| = |T_2| \tag{9.18}$$

Real suyuqlik oqimida bu kuchlar hisobiga paydo bo‘layotgan τ urinma kuchlanish haqida oldingi mavzularda tanishdik. Biz bu holda faqat uzunlik bo‘yicha urinma kuchlanishlar bilan tanishamiz. Bu holatga taalluqli ishqalanish kuchlar bo‘yicha qonun Nyuton tomonidan 1686 yil kashf etilgan. Bu qonunni quyidagicha ifodalash mumkin.



9.4-rasm. Suyuqlik oqimining harakatida uzunlik bo‘yicha ishqalanish kuchlari uchun sxema.

O‘zaro parallel oqimchalarning ishqalanishi natijasida paydo bo‘ladigan *T* ishqalanish kuchi:

1) Tezlik gradientiga to‘g‘ri proporsional;
2) Suyuqlikning bu qatlamlari *S* yuzasiga to‘g‘ri proporsional;
3) Bosimga bog‘liq emas;
4) Suyuqlikning fizik xossasiga (turiga) va haroratiga bog‘liq.

Ya’ni,

$$T = \mu S \left|\frac{du}{dn}\right|, \tag{9.19}$$

bunda, μ - dinamik qovushqoqlik koeffitsiyenti. Bu koeffitsiyent kattaligi – viskozimetr deb ataluvchi asboblar yordamida tajriba o‘tkazish yo‘li bilan aniqlanadi.

$\frac{du}{dn}$ - tezlik gradiyenti, *1-1* sirtga nisbatan o‘tkazilgan *n* normal bo‘yicha $|u|$ tezlikdan olingan hosila

$$\frac{du}{dn} = \mathrm{tg}\theta \tag{9.20}$$

VS urinma va vertikal orasidagi burchak. Bundan keyin yozuvni soddalashtirish uchun $\left|\frac{du}{dn}\right|$ gradientni $\frac{du}{dn}$ deb yozamiz va bunda absolyut qiymatni tushunishimiz kerak.

Shunga e'tibor berish kerakki, oqim tezligining tekis taqsimlanishida $\frac{du}{dn}=0$ real suyuqlik uchun ishqalanish bo'lmasligi kerak. Bunda, kuchlanish ellipsoidi (9.5, a-rasm) o'rniga sharsimon sirt ko'rinishdagi (9.5, b-rasm) kuchlanish bo'lishi mumkin.

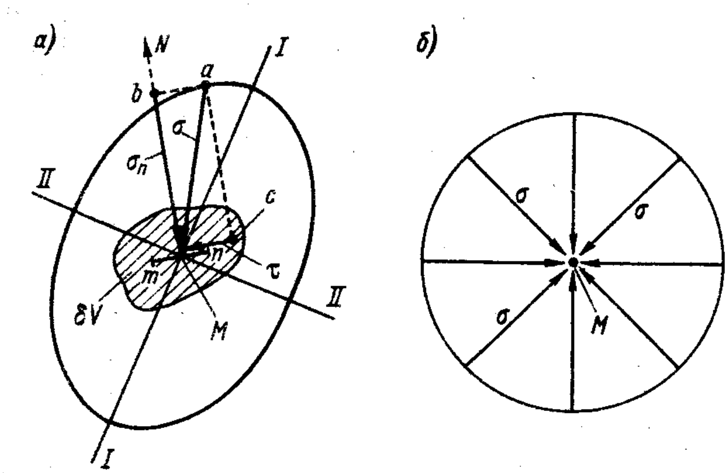
Uzunlik bo'yicha ichki ishqalanishning laminar harakatdagi urinma kuchlanishi quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$\tau=\frac{T}{S}=\mu\frac{du}{dn}=\mu \mathrm{tg}\theta \tag{9.21}$$

Agar oqim tubi-ning *D-D* sirti bilan tanishsak, ko'pchilik tadqiqotchilar fikriga asosan, *u q 0*. Tezlik gradienti esa,

$$\left(\frac{du}{dn}\right)_0=\mathrm{tg}\theta_0 \tag{9.22}$$

bunda, burchak θ_0 rasmda ko'rsatilgan.



9.5-rasm. To'liq muhitda berilgan *M* nuqtadagi kuchlanish.
a) kuchlanishlar ellipsi; b) kuchlanishlarning sharsimon yuzasi

Laminar harakat uchun:

$$T_0 = \mu S_0 \left(\frac{du}{dn} \right)_0 ; \qquad \tau_0 = \mu \left(\frac{du}{dn} \right)_0 = \mu \mathrm{tg}\theta_0 \qquad (9.23)$$

Agar oldingi mavzuda τ (yoki τ_0) kuchlanish bilan h_l kattalik orasidagi bog'liqlikni o'rgangan bo'lsak, bu mavzuda laminar tartibdagi oqim harakati uchun τ kuchlanish bilan u tezlik o'zgarishi intensivligi orasidagi bog'liqlik o'rganildi.

Jadval 9.1.

Ayrim suyuqliklar uchun μ (puazda) va ν (stoksda) yopishqoqlik koeffitsientlari qiymatlari.

Suyuqliklar nomi	t,°S	μ		ν	
		Pa s	P	m^2/s	St
Suv	0	0,001792	0,01792	$1{,}792\ 10^{-6}$	0,01792
	10	0,001306	0,01306	$1{,}306\ 10^{-6}$	0,01306
	20	0,001004	0,01004	$1{,}006\ 10^{-6}$	0,01006
	30	0,000802	0,00802	$0{,}805\ 10^{-6}$	0,00805
	40	0,000654	0,00654	$0{,}659\ 10^{-6}$	0,00659
	50	0,005490	0,00549	$0{,}556\ 10^{-6}$	0,00556
Benzin	15	0,000650	0,00650	$0{,}930\ 10^{-6}$	0,00930
Etil spirti	20	0,001190	0,01190	$1{,}540\ 10^{-6}$	0,01540
Simob	15	0,001540	0,01540	$0{,}110\ 10^{-6}$	0,00110
Skipidar	16	0,001600	0,01600	$1{,}830\ 10^{-6}$	0,01830
Kerosin	15	0,002170	0,02170	$2{,}700\ 10^{-6}$	0,02700
Glitserin (50 % -li)	20	0,006030	0,06030	$5{,}980\ 10^{-6}$	0,05980
Moy:					
Transfor-mator"AU"	20	0,027500	0,27500	$31{,}000\ 10^{-6}$	0,31000
veretin	20	0,042700	0,42700	$48{,}000\ 10^{-6}$	0,48000
turbina	20	0,086000	0,86000	$96{,}000\ 10^{-6}$	0,96000

10-BOB

10.1. SUYUQLIKLARNING LAMINAR VA TURBULENT HARAKATI. LAMINAR HARAKATDAGI OQIMNING KESIMI BO‘YICHA TEZLIKLARNING TAQSIMLANISHI

R_0 radiusli silindrik quvurda bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimi bilan tanishamiz (10.1-rasm). *AV* kesimning *AVS* epyurasini ko‘rsatamiz va *AVS* egrilik tenglamasini aniqlashga harakat qilamiz. Buning uchun harakatlanayotgan suyuqlik ichida *r* radiusli silindrik to‘plamni belgilab olamiz.

1) Bu to‘plam uchun yon sirtlar bo‘yicha τ ishqalanish kuchlanishlarini ikki xil ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\tau = \gamma R'J = \gamma \frac{r}{2} J \tag{10.1}$$

bunda, ko‘rilayotgan to‘plam gidravlik radiusi:

$$R' = \frac{\omega'}{\chi'} = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} \tag{10.2}$$

2) Nyuton qonuniga asosan:

$$\tau = \mu \left| \frac{du}{dn} \right| = -\mu \frac{du}{dr} \tag{10.3}$$

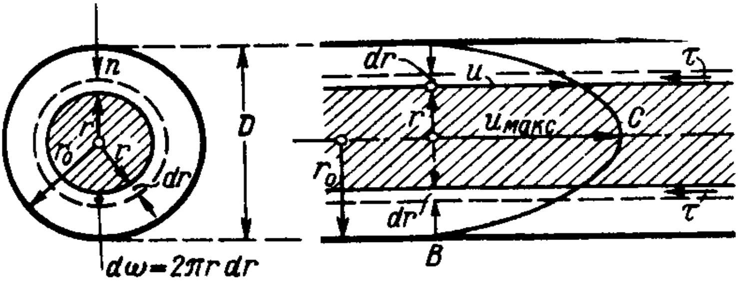
Tanlangan yo‘nalishda *(r)* (10.1-rasmga qarang) $\frac{du}{dn}$ - manfiydir.

(10.1) va (10.3) ni birgalikda yechib,

$$\gamma \frac{r}{2} J = -\mu \frac{du}{dn} \tag{10.4}$$

yoki,

$$du = -\frac{1}{2} \frac{\gamma}{\mu} Jrdr \tag{10.5}$$



10.1-rasm. Dumaloq quvurdagi suyuqlikning tekis barqaror laminar tartibdagi harakati.

Bu tenglamani integrallab, quyidagini hosil qilamiz:

$$u = -\frac{\gamma}{4\mu} J r^2 + C \tag{10.6}$$

S doimiylikni $r = r_0$ va $u = 0$ boshlang‘ich shart uchun topamiz.

$$0 = -\frac{\gamma}{4\mu} J r_0^2 + C \tag{10.7}$$

$$C = \frac{\gamma}{4\mu} J r_0^2 \tag{10.8}$$

(10.8) ifodani (10.6) tenglamaga qo‘yamiz.

$$u = \frac{\gamma}{4\mu} J\left(r_0^2 - r^2\right), \tag{10.9}$$

bunda, J - pyezometrik qiyalik.

Demak, *ASV* (10.9) ifodaga asosan, barobardir. (10.9) ifodaga $r = 0$ kattalikni qo‘yib, tezlikning maksimal qiymatini yozishimiz mumkin

$$u_{maks} = \frac{1}{4}\frac{\gamma}{\mu} J r_0^2. \tag{10.10}$$

Laminar harakatda korrektivlar kattaliklarini quyidagicha yozish mumkin

$$\alpha_0 = 1{,}33\ ; \qquad \alpha = 2{,}0$$

10.2. SUYUQLIK OQIMNING LAMINAR HARAKATI PAYTIDA O‘ZANNING UZUNLIGI BO‘YCHA YO‘QOTILGAN BOSIM

Suyuqlik oqimining silindrik quvur orqali bosim ostidagi harakatini ko‘rib chiqamiz (10.1-rasm). quvur orqali harakatlanayotgan oqimning Q sarfini aniqlaymiz. r radiusli elementar yuza ($d\omega$) orqali o‘tayotgan sarfni aniqlaymiz

$$dQ = ud\omega = u2\pi rdr \tag{10.11}$$

bunda,

$$d\omega = 2\pi rdr$$

(10.11) ifodaga (10.9) ifodani qo‘ysak,

$$dQ = \frac{\gamma}{4\eta} J\left(r_0^2 - r^2\right)2\pi rdr \tag{10.12}$$

Bu ifodani yuza bo‘yicha integrallasak, umumiy sarfni aniqlaymiz

$$Q = \frac{\pi}{2}\frac{\gamma}{\eta} J \int_{r=0}^{r=r_0} \left(r_0^2 - r^2\right) rdr = \frac{\pi}{8}\frac{\gamma}{\eta} Jr_0^4 = \frac{\pi}{128}\frac{\gamma}{\eta} JD^4$$

yoki

$$Q = MJD^4 \tag{10.13}$$

bunda, M koeffitsient suyuqlik turiga bog‘liq:

$$M = \frac{\pi}{128}\frac{\gamma}{\mu} \tag{10.14}$$

O‘rtacha tezlik esa,

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega} = \left(\frac{\pi}{128}\frac{\gamma}{\eta} JD^4\right) : \frac{\pi D^2}{4} = \frac{1}{32}\frac{\gamma}{\eta} JD^2 \tag{10.15}$$

yoki,

$$\upsilon = \frac{1}{32}\frac{\gamma}{\eta}\frac{h_l}{l} D^2 = \frac{1}{8}\frac{\gamma}{\mu} Jr_0^2 = \frac{1}{2} u_{maks} \tag{10.16}$$

bundan ko‘rinib turibdiki,

$$h_l = 32\frac{\eta}{\gamma}\frac{l}{D^2}\upsilon \tag{10.17}$$

(10.13) ifoda 1840 yilda meditsina sohasi bo‘yicha doktor Puazeyl tomonidan yozilgan bo‘lib, bu ifodani u kapillyar naychalarda suyuqlik harakatini o‘rganib, tadqiqot qilish natijasida kashf qilgan. (10.17) ifodani kuzatib, quyidagi asosiy xulosalarni qilish mumkin.

Oqimning laminar tartibdagi harakatida bosim yo‘qolishi quyidagilarga bog‘liq:

1) Suyuqlikning qovushqoqligini *(μ)* va hajmiy og‘irligini *(γ)* hisobga oluvchi fizik xossasiga;
2) O‘rtacha tezlikning birinchi darajasiga to‘g‘ri proporsional;
3) O‘zanning g‘adir-budurligiga bog‘liq emas.

Ayrim hollarda silindrik quvurlarda laminar tartibda harakatlanayotgan oqim energiyasi (bosimi)ning yo‘qolishi (h_l) quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$h_l = 32\frac{\mu}{\gamma}\frac{\upsilon}{D^2}l = 32\frac{\nu}{D}\frac{l}{D}\frac{\upsilon}{g}\frac{2}{2}\frac{\upsilon}{\upsilon} = 64\frac{\nu}{D\upsilon}\frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (10.18)$$

bundan,

$$h_l = \lambda\frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (10.19)$$

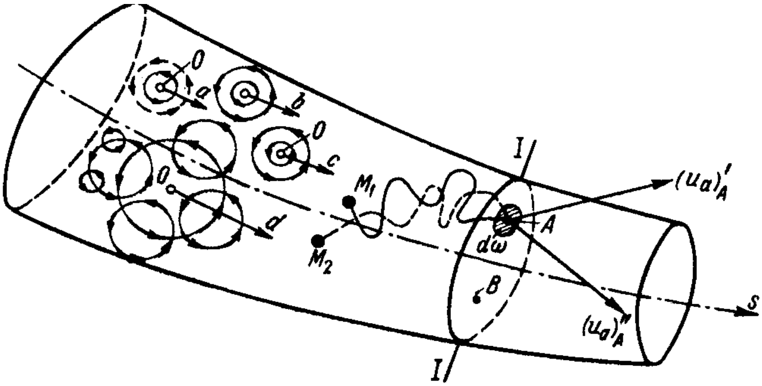
Bu ifodalardan ko‘rinib turibdiki, λ - gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti suyuqlik oqimining laminar tartibdagi harakatida uning tezligiga bog‘liq.

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}_D} \qquad (10.20)$$

10.3. TURBULENT HARAKATDAGI OQIM KO‘NDALANG KESIMINING BO‘YICHA TEZLIKLARINING TAQSIMLANISHI

Mahalliy oniy tezlik (aktual tezlik). Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim strukturasini quyidagicha tasavvur qil-ishimiz mumkin. Suyuqlik oqimining yuqori tezliklarida turli shakl va kattaliklariga ega bo‘lgan suyuqlik hajmlari (10.2-rasm *a, b, s*) tartibsiz aylanma harakatlana boshlaydi. Suyuqlik ichida paydo bo‘luvchi va tarqalib ketuvchi aylanmalar oqim bo‘ylab o‘zgarib boradi.

Berilgan *1-1* kesimdan bu hajmlar ma’lum vaqtlarda o‘tib, agar bu o‘tayotgan hajmlarning biror *A* qo‘zg‘almas nuqtadan zarrachalarni olsak, bu zarrachalar *0* markazga nisbatan aylanma va ilgarilanma harakat qiladi.



10.2-rasm. Turbulent harakat sxemasi.

Shu sababli, bu nuqtada tezlik har doim o‘zgarib turadi. Agar *A* nuqtaga tushayotgan zarrachalar to‘plamini *(M_1, M_2, ...)* turli *t* vaqt oralig‘idagi harakatini kuzatsak, quyidagilarni kuzatish mumkin:

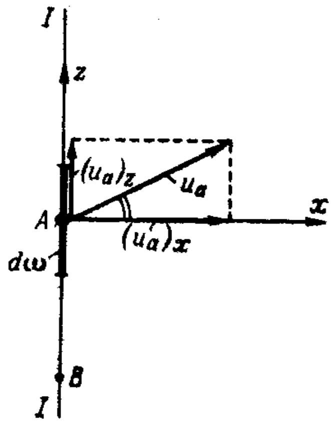
a) M_1 zarracha turli trayektoriya chizib harakatlanib, ixtiyoriy t_1 vaqtda *A* nuqtada $(u_a)'_A$ tezlikka ega bo‘ladi.

b) M_2 zarracha esa boshqacha trayektoriya bo‘ylab harakatlanib, *A* nuqtadan t_2 vaqtda $(u_a)''_A$ tezlikka ega bo‘ladi.

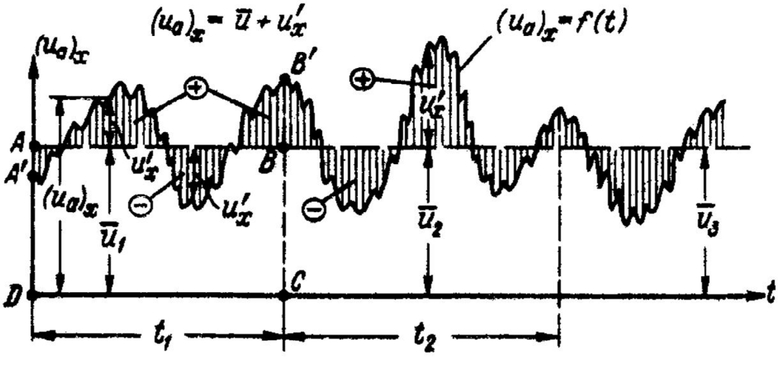
1-1 kesimning boshqa *V* nuqtasida ham *(t_1, t_2, ...)* turli vaqtlarda turli tezlik $\left[(u_a)'_B,\ (u_a)''_B\ ,\ ...\right]$ larga ega bo‘lishi mumkin.

Demak, muhitning ixtiyoriy qo‘zg‘almas nuqtasidagi ixtiyoriy *(t)* vaqtdagi haqiqiy u_a tezligi oniy mahalliy tezlik yoki aktual tezlik deyiladi.

Mahalliy oniy (aktual) tezlik tebranishi. 10.3-rasmda oqimning *1-1* tekis ko‘ndalang kesimini belgilab olamiz, undagi *A* qo‘zg‘almas nuqta atrofida $d\omega$ elementar yuzani belgilaymiz. Bu yuzaga *Ax* tik chiziqni va *Az* ortogonal chiziqni chizib olamiz. Bu nuqtadagi tezlikni u_a deb belgilab, uning *Ax* va *Az* o‘qlarga proyeksiyalarini $(u_a)_x$ va $(u_a)_z$ deb olamiz.



10.3-rasm. Bo‘ylama aktual $[(u_a)_x]$ tezlik va ko‘ndalang aktual $[(u_a)_z]$ tezlik.



10.4-rasm. Muhitda joylashgan *A* qo‘zg‘almas nuqtadagi (10.2-rasm) bo‘ylama aktual tezlikning tebranish grafigi sxemasi

Aktual tezlik $(u_a)_x$ ning bo‘ylama tashkil etuvchisi quyidagi tomonlari bilan harakterlanadi.

a) doimo o‘z yo‘nalishiga ega bo‘ladi (u_a tezlikdan farqli o‘laroq);
b) u_a tezlikning vaqt o‘zgarishi bilan kattaligi o‘zgarishiga mos ravishda, bu tashkil etuvchi ham o‘z kattaligini o‘zgartiradi.

Bu tashkil etuvchilarni mos ravishda bo‘ylama $(u_a)_x$ va ko‘ndalang $(u_a)_z$ tezliklar deb ataymiz.

$(u_a)_x$ tezlikning vaqt o‘tishi bilan A nuqtadagi o‘zgarishi 10.4-rasmdagi kabi ifodalanadi. Uni bo‘ylama tezlik tebranish grafigi deyiladi.

Xuddi shu tarzda ko‘ndalang tezlik tebranishini ifodalashimiz mumkin (10.5, a-rasm).

Demak, mahalliy oniy tezlik tashkil etuvchilarining vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishi tezlik tebranishi deyiladi. Bu hodisani Pito naychasida suyuqlikning ko‘tarilishi va tushishida kuzatish mumkin.

O‘rtacha mahalliy tezlik. Tebranma tezlik. Bu 10.4-rasmda ifodalangan bo‘ylama tezlik tebranishi grafigidan t_1 vaqt oralig‘ini tanlab olib, unda AV to‘g‘ri chiziqni o‘tkazamiz. Bunda AV chiziqni shunday o‘tkazamizki, $AVSD$ va $A'V'SD$ yuzalarining tengligiga erishamiz, ya’ni

$$\Omega_{AVSD} = \Omega_{A'V'SD}$$

Shu shart bajarilganda, A nuqtada bo‘ylama tezlikning o‘rtacha u_1 qiymati mavjud bo‘ladi.

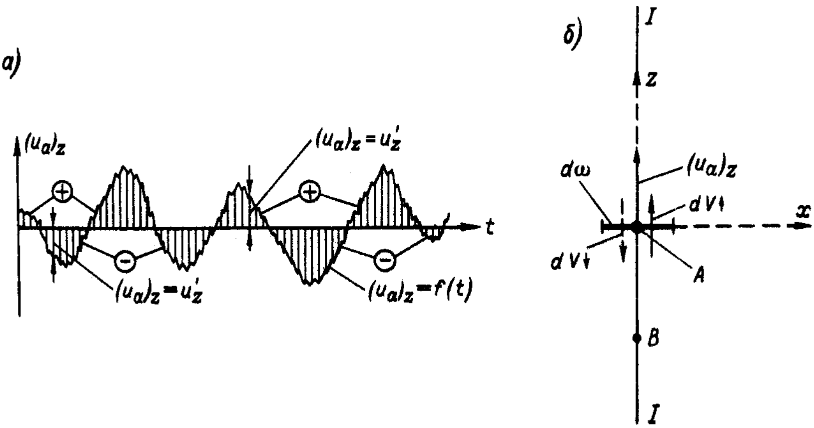
Xuddi shuningdek, t_2 vaqt oralig‘ida $\overline{u_2}$ bo‘ylama tezlik kattaligi mavjud bo‘ladi:

$$\overline{u}_1 = \overline{u}_2 = \overline{u}_3 = ... = \overline{u} = \text{const} \quad \text{(vaqt bo‘yicha)} \qquad (10.21)$$

Bunday turbulent harakat o‘rtacha barqaror yoki barqaror harakat deyiladi. Agar bunda, $\overline{u}_1 \neq \overline{u}_2 \neq \overline{u}_3 \neq ... \neq \overline{u}$ bo‘lsa, bunday harakat barqaror harakat deyiladi.

$d\omega$ elementar yuza orqali t vaqt oralig‘ida oqib o‘tgan suyuqlik hajmini dV deb belgilab olsak, barqaror harakatdagi o‘rtacha tezlikni quyidagicha aniqlash mumkin

$$\overline{u} = \frac{dV}{td\omega} = \text{const} \quad \text{(vaqt bo‘yicha)} \qquad (10.22)$$



10.5-rasm. Turbulent oqimning bo‘ylama va ko‘ndalang yo‘nalishi.

a) *A* qo‘zg‘almas nuqtadagi ko‘ndalang aktual tezlikning grafigi sxemasi;
b) *dV* hajmli suyuqlikning $d\omega$ elementar yuza orqali ko‘ndalang almashinuvi

10.4-rasmni tahlil qilib, bo‘ylama aktual tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$(u_a)_x = \bar{u} + u'_x \qquad (10.23)$$

bunda, u'_x - bo‘ylama **tebranma tezlik** yoki **tebranma qo‘shimcha** deyiladi.

Katta vaqt oralig‘i uchun

$$\sum u'_x dt = 0 \qquad (10.24)$$

chunki, bu yig‘indi 10.4-rasmda chiziqchalar bilan belgilangan yuzalar yig‘indisiga teng.

Umuman, aktual tezlikni ko‘ndalang tashkil etuvchisi tebranishini qarayotganimizda (10.5-rasm) *0z* o‘qqa ortogonal bo‘lgan $d\omega$ elementar yuzani nazarda tutishimiz kerak (10.5, b-rasm). Chunki, bu yuzadan o‘tayotgan suyuqlik $(u_a)_z$ -tezlikning vaqt o‘zgarishi bilan kattaligi va yo‘nalishining o‘zgarishi hisobiga harakatda bo‘ladi. Bu suyuqlikni t vaqt mobaynida $d\omega$ yuzadan yuqoriga o‘tgan miqdorini $dV\uparrow$ deb olamiz.

$$dV\uparrow = dV\downarrow' \qquad (10.25')$$

bundan ko‘rinib turibdiki, t vaqt mobaynida $d\omega$ yuza orqali o‘tgan suyuqlik miqdori nolga teng.

$$dV = dV\uparrow - dV\downarrow = 0 \qquad (10.25'')$$

Demak,

$$\bar{u}_z = 0 \qquad (10.26')$$

Bu ifodani nazarda tutib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$(u_a)_z = 0 + u'_z = u'_z \qquad (10.27')$$

bunda, u'_z - ko‘ndalang tebranma tezlik.

Demak, aktual tezlikning tebranma tashkil etuvchisi deganda, ko‘ndalang tebranma tezlikni tushunamiz, ya’ni

$$\sum (u_a)_z dt = \sum u'_z dt = 0$$

Bosim tebranishi. O‘rtacha oqim. (Reynolds – Bussinesk modeli). Tadqiqotlar natijasiga asoslanib, shuni aytish mumkinki, tezlik tebranishi bosim tebranishi bilan davom etadi.

Barqaror turbulent oqim harakatini kuzatib, ixtiyoriy A nuqtadagi gidrodinamik bosimning turli vaqt oraliqlaridagi miqdorini quyidagicha yozish mumkin (10.2-rasm):

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = \bar{p}_3 = ... = \bar{p} \qquad (10.28)$$

O.Reynolds va J.Bussinesklar turbulent oqimni hisoblash uchun faraziy model taklif etishgan bo‘lib, bu model shunday suyuqlik oqimidan iboratki, bunda zarrachalar tezligi mahalliy bo‘ylama tezlikka teng bo‘lib, oqim mavjud bo‘lgan muxitning barcha nuqtalarida bosim o‘rtacha $\bar{p}$ gidrodinamik bosimga teng bo‘ladi. Bunday modellarda ko‘ndalang mahalliy tezliklar e’tiborga olinmaydi, ya’ni turbulent ko‘chish qaralmaydi.

Demak, turbulent oqimlarni hisoblashda Reynolds-Bussineks modeliga asosan, $\bar{u}$ va $\bar{r}$ kattaliklar ishlatiladi. Masalan, turbulent oqimlar uchun Bernulli tenglamasi yozilganda u va r kattaliklarni yozishda, asosan, shu o‘rtacha kattaliklar nazarda tutiladi.

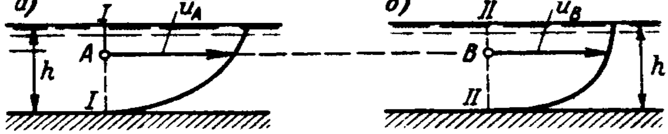
Tebranish intensivligini aniqlashda esa, α_s - tuzatma koeffitsientidan foydalaniladi. Shuni ta'kidlash kerakki, turbulent kuchini hisobga olmaslik napor kattaligiga ta'sir ko'rsatadi. Bu haqida keyingi mavzularda batafsilroq to'xtalamiz.

Suyuqlikning turbulent harakatida o'rtacha tezlik. Bu tushuncha bilan tanishganimizda, bitta asosiy tushunchani ajratib olishimiz kerak. Bu bir muxitning qo'zg'almas nuqtasidagi turli vaqt oralig'idagi o'rtacha tezlik u va harakatdagi kesim bo'ylab o'rtacha tezlik υ. Suyuqlikning laminar harakatida bu kattalik haqiqiy *(u)* tezliklarning o'rtacha qiymatiga teng bo'lsa, turbulent harakat uchun bu kattalikni aniqlashda avval ko'ndalang kesimning alohida nuqtalaridagi bo'ylama tezliklarning o'rtacha qiymati olinib, keyin bu kattaliklarning o'rtacha qiymati olinadi. **Turbulent oqim kinetik energiyasi.** 10.6-rasmda ikkita bir xil prizmatik o'zanlarni ifodalaymiz. Bu o'zandagi oqimlarning Q sarfi, h chuqurligi va υ o'rtacha tezligi bir xil ekanligi bilan ajralib turadi. *I-I* va *II-II* harakatdagi kesimlar bilan tanishamiz (10.6, *a* va b-rasm). Garchand o'xshash *A* va *V* nuqtalarda bo'ylama $\bar{u}_A$ va $\bar{u}_V$ tezliklar teng bo'lsada, $\bar{u}_A = \bar{u}_V$ tezliklar tebranishi har xil bo'lishi mumkin. Bu kesimlarni o'zaro taqqoslab aytish mumkinki, o'rtacha tezliklar bir xil bo'lganligi bilan birga, bu oqim har xil strukturaga ega bo'lishi mumkin.

Bunda, turbulentlik darajasi yuqori bo'lgan oqim, yuqori kinetik energiyaga ega bo'ladi. Bu kinetik energiya ikki qiymat yig'indisidan iborat:

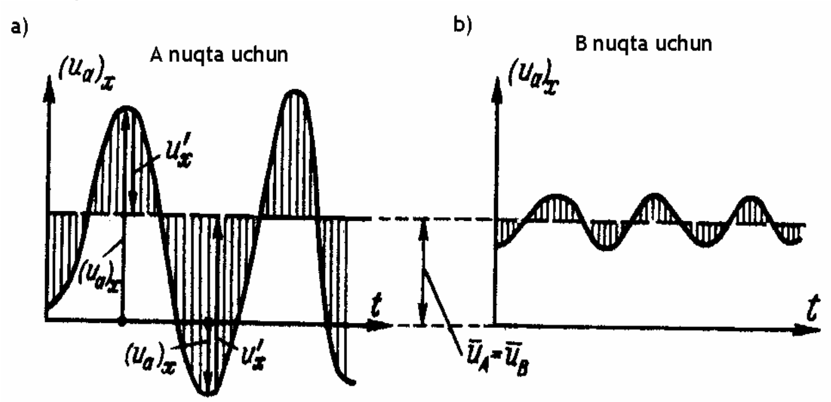
a) $\bar{u}$ o'rtacha tezlikka asosan hisoblangan kinetik energiya;

b) tebranma u tezliklar asosida hisoblangan kinetik energiya.



10.6-rasm. Har xil tezliklarda harakatlanuvchi oqimlarni taqqoslash.

Laminar tartibdagi oqim uchun kinetik energiya $\frac{\alpha\upsilon^2}{2g}$ ko'rinishda ifodalanadi. Bunda, α - tuzatma koeffitsienti, harakatdagi kesim bo'ylab tezlik taqsimlanishini bir xil emasligini hisobga oladi.



10.7-rasm. 10.6-rasmdagi oqimning bo'ylama aktual tezlik tebranishi.

Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim uchun $\frac{\alpha_c\upsilon^2}{2g}$ ifoda orqali foydalaniladi.

$$\alpha_c = \alpha + \alpha_\Pi \qquad (10.29)$$

bunda, α_P – ko'ndalang kesimning alohida nuqtalarida tebranma bo'lgan tezlikni hisobga oluvchi tuzatma koeffitsiyenti.

α_P tuzatma koeffitsiyent - faqat beqaror turbulent harakatda mavjud bo'ladigan intensiv turbulent oqimlarda hisobga olinadi.

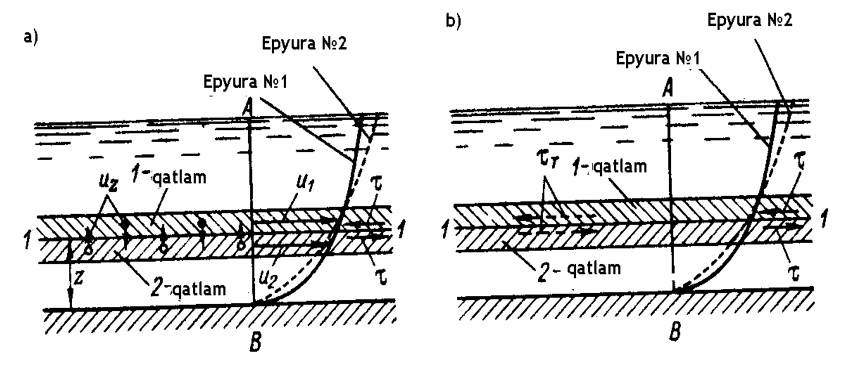
Barqaror turbulent harakatda buni hisobga olmaslik mumkin. Xulosa qilib ta'kidlash kearkki, 10.6, *a* va b-rasmlardagi oqimlarda tezlik tebranishining har xilligi sababli, o'rtacha tezlik taqsimlanishi har xil bo'lib, epyurasi turli ko'rinishga ega bo'ladi.

10.4. O‘RTA OQIMLARDAGI TURBULENT URINMA KUCHLANISHLAR

Haqiqiy turbulent oqimlarda, asosan, aktual urinma kuchlanishlar mavjudligi bizga ma’lum. Turbulentlik tufayli, bu kuchlanishlar maydoni vaqt mobaynida o‘zgaradi. Agar berilgan vaqtda bu maydon ma’lum bo‘lsa, Nyuton qonunidan foydalanib, shu vaqt uchun aktual urinma kuchlanishlar maydonini ham hisoblashimiz mumkin. «Turbulent urinma kuchlanish» tushunchasini (τ_T), haqiqiy turbulent oqim aktual kuchlanishi (τ) bilan tenglashtirib bo‘lmaydi. τ_T kuchlanish haqiqiy oqimlarda bo‘lmaydi, balki, bu kattalik faraziy tushuncha bo‘lib, o‘rta oqimga (Reynolds - Bussinesk modeli) uni haqiqiy oqimga yaqinlashtirish uchun kiritiladi.

Bu masala bilan chuqurroq tanishamiz. Haqiqiy turbulent oqimdan o‘rta oqimga o‘tishda, ko‘ndalang tebranma tezlik tushirib qoldiriladi ($u'_z = u_z$), faqat tezlikning bo‘ylama tashkil etuvchisi $\overline{u}_x$ qolib, u shartli ravishda u deb belgilanadi.

Shu bilan birga, bu tashlab yuborilgan had, bo‘ylama tezlik u epyurasini shakllanishiga ta’sir ko‘rsatadi, demak, bosim yo‘qolishi kattaligiga ham ta’sir ko‘rsatadi. u_z - uzunlik tezligini hisobga olinmasligi natijasida bo‘ladigan o‘zgarishni muvozanatlashtirish uchun τ_T - bo‘ylama urinma kuchlanish tushunchasi kiritiladi. Albatta, bu kuchlanish kattaligi shunday tanlanishi kerakki, u tezlik epyurasiga ta’siri, hisobga olinmagan u_z tezlik ta’siriga muvozanatlashtiriladi.



10.8-rasm. Urinma kuchlanishlarini o‘rganishga doir
a) «haqiqiy» oqim, chuqurlik bo‘yicha zarrachalar almashinuvi mavjud bo‘ladi;
b) o‘rtalashtirilgan oqim modeli.

10.8,*a*-rasmda chuqurlik bo‘yicha zarrachalar almashinuvi mavjud bo‘lgan haqiqiy oqim sxemasi tasvirlangan «qora» zarrachalar nisbatan u_1 uzunlik bo‘yicha kattalikka egadirlar. Bular $u_z\downarrow$ tezlik bilan pastki qatlamga tushib, ularning harakatini tezlashtirishadi. «Oq» zarrachalar esa, nisbatan kichik tezlikka ega bo‘lib, *2* - qatlamdan *1* - qatlamga o‘tib, bu qatlamdagi oqim harakatini sekinlashtiradi. Agar *1* - epyura tezlikning haqiqiy epyurasi bo‘lsa, *2* - epyura esa u_z tezlik hisobga olinmagan holat uchun tezlikning taqribiy epyurasi deyiladi.

10.8,b-rasmda esa, turbulent almashinuvi bo‘lmagan $(u_z q0)$ holat uchun Reynolds - Bussinesk modeli sxemasi ifodalangan. Bunday sxema uchun *2* - tezlik epyurasiga erishishimiz kerak. Mana shu sxemaga u_z tezlik o‘rniga faraz qilinayotgan τ_T urinma kuchlanishini kiritib, 2 - epyura o‘rniga «haqiqiy» *1* - epyurani olishimiz mumkin. Yuqoridagi *a* - sxemadan ko‘rinib turibdiki, haqiqiy oqimlarda (*a* - sxema) τ - Nyuton urinma kuchlanishlari mavjud, Reynolds - Bussinesk modelida (*b* - sxema) esa 1-1 sirt bo‘ylab $(\tau+\tau_T)$ga teng bo‘lgan urinma kuchlanishlari mavjud. τ_T kuchlanish kattaligini aniqlash uchun quyidagi ko‘rinishga ega bo‘lgan ifodadan foydalanamiz.

$$\delta\left[XC(M)\uparrow\downarrow\right]_a = ИК(\tau_T)_б,$$

bunda, *XS* - elementar hajmdagi suyuqlikning turbulent almashinuv natijasidagi harakatlar sonini o‘zgarishi; *IK* - faraz qilinayotgan ishqalanish kuchlari impulsi (10.8, b-rasm).

Yuqoridagi ifodani kuchlar impulsining harakatlar soni tenglamasi deb atash mumkin emas. Chunki, tenglamaning chap tomonidagi had haqiqiy oqim uchun o‘rinli bo‘lsa (10.8, *a*-rasm), o‘ng tomonidagi had faraz qilinayotgan oqim uchun o‘rinlidir (10.8, b-rasm).

Bussinesk bu tenglamani o‘zining maxsus usuli bilan yechib, tuzilishi jixatidan (10.21) ifodaga o‘xshash quyidagi tenglamani olgan:

$$\tau_T = \mu_T\left|\frac{du}{dn}\right|, \qquad (10.30)$$

bunda, $\frac{du}{dn}$ - tezlik gradienti bo‘lib, ma’nosi (10.21) ifodadagi kabidir, faqat bunda u - tezlikning uzunlik bo‘yicha o‘rtacha qiymati; μ_T - turbulent qovushqoqlikning dinamik koeffitsiyenti yoki turbulent almashinuvi koeffitsiyenti deb nomlanuvchi tuzatish koeffitsiyentidir.

L.Prandtl molekulyar qovushqoqlikni yo‘q deb faraz qilib, bu koeffitsientni aniqlash uchun quyidagi formulani taklif etgan:

$$\mu_T = \rho\cdot l^2\frac{du}{dn}, \qquad (10.31)$$

bunda, l- ko‘chish masofasi uzunligi yoki aralashish deb ataladi. Har xil tadqiqotchilar bunga turlicha fizik ma’no berishadi. Bu kattalik quyidagicha aniqlanishi mumkin:

$$l = \aleph z, \qquad (10.32)$$

bunda, z - o‘zan devoridan turbulent urinma kuchlanishi aniqlanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa, $\aleph$ -“Prandtlning umumiy doimiysi” deb atalib, Nikuradze tajribalari natijasiga asosan dumaloq shakldagi quvurlar uchun $\aleph \approx 0{,}4$ deb qabul qilingan.

(10.31) ifodani hisobga olib, turbulent qovushqqlikni yoki almashinuvining kinematik koeffitsiyentini quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

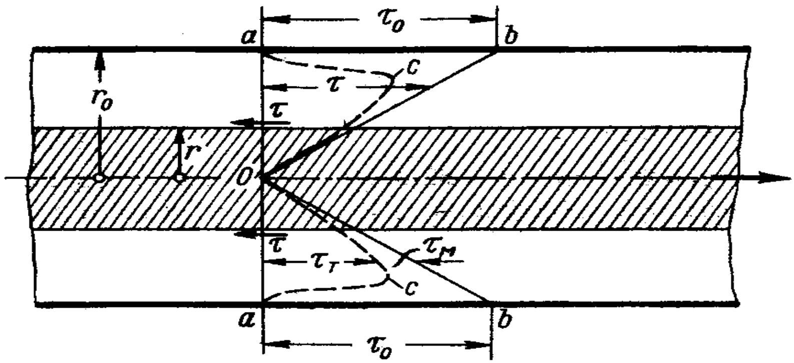
$$\nu_T = \frac{\mu_T}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn} \tag{10.33}$$

Umuman, o‘rtacha oqim yuqorida keltirilgan har ikkala yopishqoqlikka ega bo‘lishi kerak. Ya’ni, to‘liq urinma kuchlanish quyidagiga ega bo‘ladi:

$$\tau = \mu \frac{du}{dn} + \mu_T \frac{du}{dn} \tag{10.34}$$

Suyuqlik oqimining laminar tartibdagi harakatida (10.34) ifodaning o‘ng tomonidagi ikkinchi hadni hisobga olmaslik mumkin, bunda, τ devordagi o‘rtacha ishqalanish tezligining birinchi darajasiga to‘g‘ri proporsionaldir. Suyuqlikning turbulent tartibdagi harakatini Reynolds sonining katta qiymatlarida (10.34) ifodaning o‘ng tomonidagi ikkinchi had qiymati birinchi hadga nisbatan ancha yuqori bo‘ladi, bunda molekulyar yopishqoqligini inobatga olmaslik mumkin, bunday holatda τ kattalik o‘rtacha tezlikning ikkinchi darajasiga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi.

10.34) ifoda to‘g‘ri bo‘lgan holatlarda aylana shakldagi quvurda harakatlanayotgan o‘rtacha turbulent oqimlar uchun turbulent urinma kuchlanish τ_T epyurasi 10.9-rasmda ifodalanganidek, *Osa* shaklda bo‘lishi kuzatilgan. Bu rasmda τ_M – molekulyar yopishqoqlik bilan xarakterlanuvchi urinma kuchlanishi τ_M harfi bilan belgilangan.



10.9-rasm. Bosimli quvurdagi oqim kesimi bo‘ylab bo‘ylama ishqalanishdagi urinma kuchlanishlarning taqsimlanishi.

11-BOB

11.1. QOVUSHQOQ QATLAM. GIDRAVLIK SILLIQ VA G‘ADIR- BUDUR O‘ZAN DEVORI

Turbulent harakatlanayotgan oqimning harakatdagi kesim bo‘ylab taqsimlanishi. Qovushqoq qatlam. Buni kuzatish uchun 11.1-rasmda ifodalangan *AV* harakatdagi kesimda o‘rtacha tezlik taqsimlanishi epyurasini ko‘rib chiqamiz. Tajriba natijasiga asoslanib, bu epyurani quyidagicha tavsiflash mumkin:

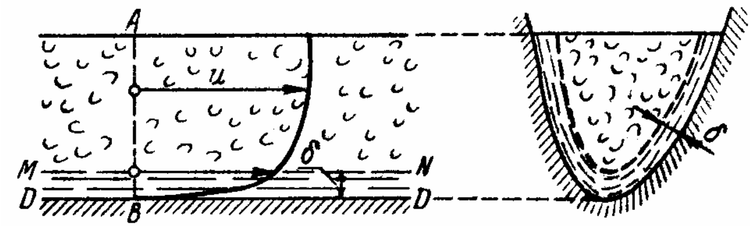
1) *VA* chiziq bo‘ylab devor yaqinida u tezlik o‘sadi, ya’ni $\frac{du}{dn}$ gradient katta tezlikka ega bo‘ladi.

2) Devordan uzoqroq masofada u kattalik nisbatan sekin o‘zgaradi, ya’ni $\frac{du}{dn}$ kattalik kichik qiymatga ega bo‘ladi.

Suyuqlikni ranglash yordamida kuzatish mumkinki, suyuqlik oqim markazidan uning yon tomonlariga va aksincha yon tomondan markaziy qismga o‘tib, aralashib turadi. Shu sababli, ya’ni turbulent aralashish hisobiga oqimning turbulent tartibdagi harakatida laminar tartibdagi harakatga nisbatan tezlik taqsimlanishi markaziy qismda tekis bo‘ladi.

Agar bosim ostidagi laminar tartibli harakatlanayotgan oqimning o‘rtacha tezligini *(υ)* quvur o‘qi bo‘yicha tezligiga *(u_{maks})* nisbati $\frac{\upsilon}{u_{maks}} = 0,5$ ga teng bo‘lsa, tajribalarda turbulent tartibdagi harakatda $\frac{\upsilon}{u_{maks}} = 0,70 \div 0,90$ ekanligi isbotlangan.

Bu munosabatni o‘zan devori g‘adir-budurligiga bog‘liqligini ta’kidlab, bundan tashqari *Re* Reynolds sonining o‘sishi bilan ortishini kuzatish mumkin.



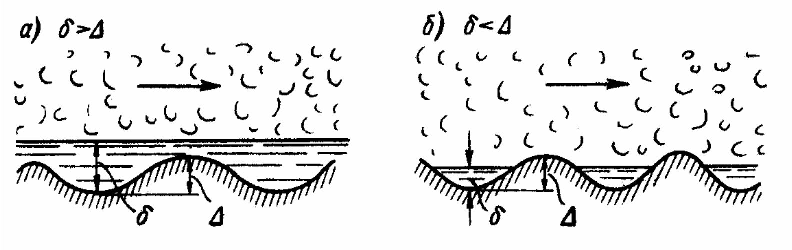
11.15 chizma. Turbulent harakatda (o‘rtacha) tezliklar epyurasi; δ - qovushqoq qatlam qalinligi.

L.Prandtl tadqiqotlari natijalari turbulent harakatlanayogan oqimning zarrachalari tezligi devor yaqinida nolga tengligini ko‘rsatdi. Shu natijaga asosan, xulosa qilish mumkinki, o‘zan devori yaqinida δ yupqa qalinlikdagi qatlamda tezlik nihoyatda kichik bo‘lib, unda laminar tartibdagi harakatga yaqin harakat mavjud bo‘ladi. Bu qatlam qovushqoq yoki laminar qatlam deyiladi.

Bu qatlam chuqurlikning mingdan bir qismini tashkil qilib, uni masshtabsiz ko‘rinishi 11.1-rasmda keltirilgan.

Oqimning turbulent yadrosi deb ataluvchi yopishqoq qatlam oralig‘ida o‘tish bo‘lagi mavjud bo‘lib, unda tezlik tebranishi keskin kamayadi.

Gidravlik silliq va g‘adir-budur quvurlar. Bular 11.2-rasmda keltirilgan bo‘lib, bunda Δ - devor notekis qismi balandligi, δ - qovushqoq qatlam balandligi. *a* sxemadagi holatda g‘adir-budurlik qovushqoqlikni qatlam bilan yopiladi *($\delta > \Delta$)* va natijada silliq devor paydo bo‘ladi. Bunday devorlarda uzunlik bo‘ylab bosim yo‘qolishi o‘zan devorining g‘adir-budurligiga bog‘liq emas deb qabul qilinadi.



11.2-rasm. Silliq *(a)* va g‘adir-budur *(б)* o‘zan.

a sxema mavjud bo‘lgan holatlarda esa *($\delta < \Delta$)* turbulent sohada notekisliklar alohida “tepalikchalar” ko‘rinishida bo‘lib, oqim turbulent yadrosi zarrachalari ularga urilishi natijasida bosim yo‘qolishi o‘zan devorining g‘adir-budurligiga bog‘liq bo‘ladi.

Maxsus tadqiqotlar natijasida aniqlanishicha Reynolds sonining o‘sishi bilan qovuqoq qatlam qalinligi δ kamayar ekan. Shu sababli, xulosa qilish mumkinki, silliq va g‘adir-budur devorlar tushunchasi nisbiydir. Bitta devorning o‘zi ma’lum bir sharoitda (*Re* - Reynolds sonining kichik qiymatlarida) silliq bo‘lsa, boshqa bir sharoitda (*Re* - Reynolds sonining katta qiymatlarida) devor g‘adir-budur bo‘ladi.

Dumoloq quvurlarda bosim ostida turbulent tartibda harakatlanayotgan suyuqlik oqimi uchun o‘rtacha tezlik epyurasini qurishda ishlatiladigan ifodalar. Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimning harakatdagi kesimi bo‘ylab tezlik taqsimlanishini o‘rganishga juda ko‘p nazariy va eksperimental ishlar bag‘ishlangan. Shulardan aylanma silindrik shaklli quvurdagi vaziyatni ko‘rib chiqamiz.

Uzunlik bo‘yicha tezlik epyurasini ifodalovchi *ASV* egri chiziq tenglamasini yozish uchun, laminar tartibdagi harakatdagi kabi ikkita turlicha ko‘rinishdagi urinma kuchlanish ifodasini yozamiz.

1) Tekis harakat tenglamasi:

$$\tau_T = \gamma R' J$$

2) Turbulent urinma kuchlanish tenglamasi:

$$\tau_T = -\mu_T \frac{du}{dn}$$

Laminar tartibdagi harakat kabi bu ikkala tenglamani birgalikda yechib, quyidagi tenglamani yozishimiz mumkin:

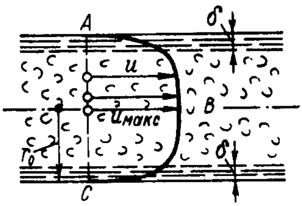
$$du = -\frac{1}{2}\frac{\gamma}{\eta_T} Jrdr \tag{11.1}$$

Bu ifodani integrallab, quyidagi ifodani topamiz:

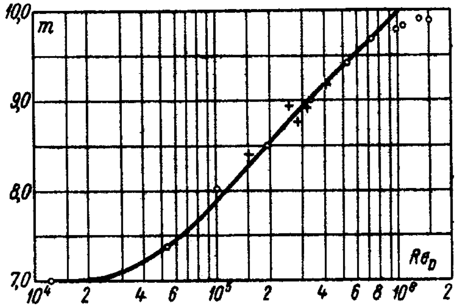
$$u = -\frac{1}{2}\gamma J \int_0^r \frac{1}{\eta_T} rdr \tag{11.2}$$

Laminar tartibdagi harakatda bunday holatda μ kattalik doimiy bo‘lib, integral ostidan chiqarilib, tenglama yengil yechilar edi. Lekin, turbulent harakatda μ_T harakat holatiga bog‘liqligi sababli, bu tenglamaga qo‘shimcha gipoteza va o‘zgarishlar kiritilib, taqribiy usulda yechilishi mumkin. Bu tenglama L.Prandtl tomonidan yechilib, tezlik taqsimlanishining logorifmik qonuni olingan. Bundan tashqari, Karman, Teylor, A.N.Patrashev va boshqa tadqiqotchilar ham bu tenglamani yechish bilan shug‘ullanishgan.

Yuqoridagi tenglama asosida olingan *AVS* egriligi ayrim kamchiliklarga ega (11.3-rasm). Ular har doim ham chegaraviy shartlarni qanoatlantirmaydi. Bular $r = r_0$ bo‘lganda devor oldidagi suyuqlik tezligining $u = -\infty$ bo‘lishi va Prandtl ifodasiga asosan, tezlik gradienti $\frac{du}{dr} \neq 0$ bo‘lishi haqiqatga mos kelmasligidir. Lekin shunga qaramasdan bu formulalar oqimning asosiy yadrosi uchun yaxshi qoniqarli natijalar beradi.



11.3-rasm. Oqimning aylana quvurlardagi turbulent harakatida tezlik taqsimlanishi.



11.4-rasm. (11.3) ifodadagi *m* kattalikni aniqlash uchun eksperimental grafik.

Tezlik taqsimlanishini ifodalovchi formulalarning amaliy ishlar uchun qulayi ko‘rsatkichli funksiya ko‘rinishidagi formulalardir. Karman 1921 yilda shunday formulalardan birini silliq quvurlar uchun tajribalar natijasida quyidagi ko‘rinishda olgan:

$$u = u_{maks}\left(1 - \frac{r}{r_0}\right)^{\frac{1}{m}} \tag{11.3}$$

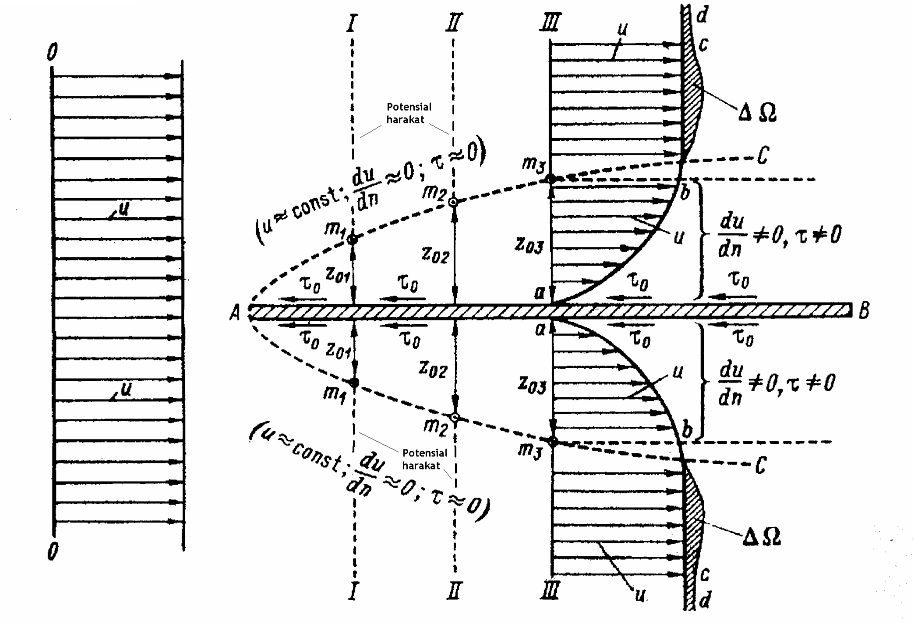
bunda, r_0 – quvur radiusi, r – harakatdagi kesim markazida u tezlik o‘lchanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa, m – Reynolds soni (Re_D)ga bog‘liq bo‘lgan daraja ko‘rsatkichi (11.4-rasm), u_{maks} – quvur o‘qi bo‘ylab oqimning maksimal tezligi.

Bu ifodani $1/m$ ko‘rsatkich kattaligini quyidagi formula yordamida aniqlaganda g‘adir-budur quvurlar uchun ham qo‘llanilishi mumkinligi 1956-yilda A.D.Altshul tomonidan isbotlangan.

$$\frac{1}{m} = 0{,}9\sqrt{\lambda} \tag{11.4}$$

Devor yaqinidagi chegaraviy qatlam. Uzun *AV* qo‘zg‘almas plastinkani ko‘rib chiqamiz. Bu plastinka ustidan real suyuqlikdan iborat gorizontal oqim o‘tmoqda. (11.5-rasm). Uning *00* vertikal kesimida u = const bo‘lib, butun kesim bo‘ylab o‘zgarmasdir.

Oqim bu plastinkadan o‘tishda τ_0 harakatiga to‘sqinlik qiluvchi ishqalanish kuchlanishi oladi, bu plastinka yuzasida tezlik nolga teng bo‘ladi.



11.5-rasm. Devor yaqinidagi chegaraviy qatlam qalinligi z_0 *(AV* qo‘zg‘almas plastinka yaqinida paydo bo‘ladi).

III-III kesim bilan tanishib, xulosa qilish mumkinki, *AV* plastinkaning sekinlashtiruvchi ta’siri natijasida u tezlik ko‘rinishi *abcd* shaklida bo‘ladi. z_{03} bo‘lak oralig‘ida u tezlik epyurasi sezilarli ko‘rinishda o‘zgaradi (rasmdagi am_3 harakatdagi kesim qismi). Bu uchastkadan tashqari qismida u tezlik o‘zgarishi nisbatan kamroq bo‘ladi, shu sababli,

$$\frac{du}{dn} \approx 0 \qquad \text{va} \qquad \tau \approx 0$$

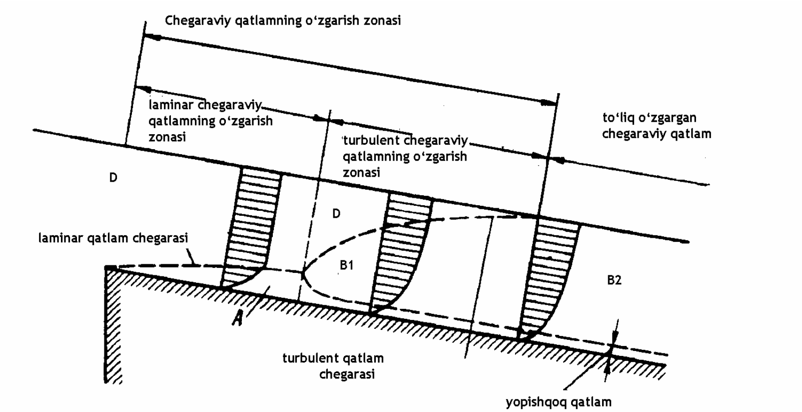
Xuddi shunday vaziyat boshqa kesimlarda ham kuzatilishi mumkin.

$$z_{o_1} < z_{o_2} < z_{o_3} \ldots$$

Yuqoridagiga asoslanib, quyidagi xususiyatlar bilan xarakterlanuvchi devor yaqinidagi *AV* suyuqlik qatlami chizig‘ini belgilab olish mumkin:

1. z_0-suyuqlik qatlami balandligi oqim bo‘ylab o‘sadi, qatlam ta’siri doirasida $\frac{du}{dn}$ va τ kattaliklar qiymatlari noldan farq qiladi.

Bu qatlam chizig‘idan tashqarida $\frac{du}{dn}$ va τ kattaliklar sezilarli o‘zgarmaganligi sababli, suyuqlikni ideal holatda potensial harakatlanadi deb hisoblash mumkin.

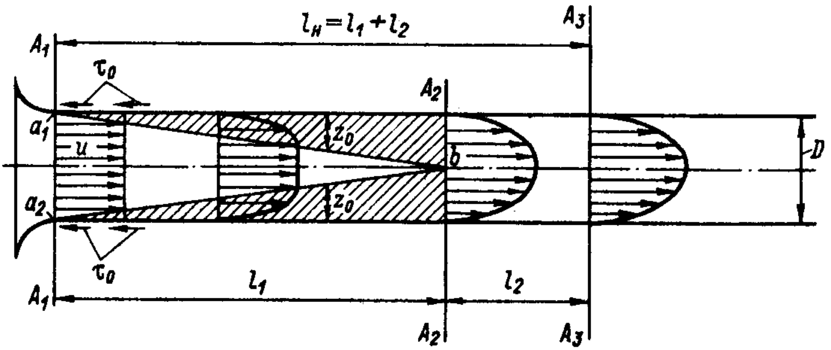


11.6-rasm. Kanal boshida devor yaqinidagi chegaraviy qatlamning o‘zgarishi.

Shartli ravishda yuqoridagi uch holatga mos keluvchi qatlamni **“**devor yaqinidagi chegaraviy qatlam**”** deb qabul qilamiz.

11.6-rasmda suyuqlikning suv havzasidan kanalga oqib tushishi tasvirlangan.

Bosimli quvurlarda chegaraviy qatlam o‘zgarishi. Oqimning “boshlang‘ich uchastkasi”. Agar 11.7-rasmda ifodalanganidek kam to‘siqli bo‘lgan quvurga real suyuqlik kirishini kuzatsak, A_1A_1 boshlang‘ich uchastkada u tezlik epyurasi tekis ko‘rinishda bo‘ladi.



11.7-rasm. Bosimli dumoloq shaklidagi quvur devori yaqinidagi chegaraviy qatlam o‘zgarishi (chegaraviy qatlam uzuk chiziqlar bilan ko‘rsatilgan). A_2-A_2 vertikalning o‘ng tomonida chegaraviy qatlam mavjud emas.

Ma’lum bir l_1 masofadan keyin τ_0 ishqalanish kuchlanishining ta’sirida (A_2A_2 kesimgacha) chegaraviy qatlamning z_0 balandligi orta boshlaydi. A_2A_2 kesimda (aniqrog‘i b nuqtada) chegaraviy qatlam birlashishi amalga oshadi. l_1 yordamida belgilanmagan a_1-b-a_2 soha mavjud bo‘lib, bu soha ichida suyuqlik potensial harakatda bo‘ladi, ya’ni, sohada
u = const. Lekin oqim bo‘ylab tezlik oshadi.

11.2. GIDRAVLIK SILLIQ VA G‘ADIR-BUDUR O‘ZAN DEVORI

Keltirilgan rasmdan ko‘rinib turibdiki $\delta>\Delta$ bu xolda o‘zan devori gidravlik silliq bo‘ladi. Agarda $\delta<\Delta$ bulsa o‘zan devori g‘adir-budur hisoblanadi. Bu yerda Δ - absolyut g‘adir-budurliklarni o‘rtacha balandligi. δ – laminar harakat qatlamchasining balandligi. Shuni aytib o‘tish kerakki, Reynolds soni kattalashishi bilan laminar qatlamchaning qalinligi kichiklashib boradi. Ammo har doim 0 dan katta bo‘ladi. Bunda silliq va g‘adir-budur tushunchasi nisbiy tushuncha bo‘lib biror devorning o‘zgarmas g‘adir-budurligi uchun Reynolds sonining kata kichikligiga qarab sillik (Reynolds soni Re kichik bo‘lgan xolda Re< Re_{kkr}) va g‘adir-budur bo‘lishi mumkin. (Re >>Re_{kr}).

11.3. QUVURDA SUYUQLIK OQIMINING BOSIMLI HARAKATI. NIKURADZE TAJRIBALARI

Gorizontal bosimli quvurda tekis turbulent G‘arakat bulganda o‘zanning uzunligi bo‘yicha yukotilgan bosim oralig‘i l ga teng bo‘lgan oqimning 2 ko‘ndalang kesimida o‘rnatilgan pyezometrlar ko‘rsatgichlarining farkiga teng.

$$h_f = \frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma}$$

Bu yerda h_f - suyuqlik harakati paytida to‘liq yo‘qotilgan bosim. U 2 ko‘rinishdagi yo‘qotilgan bosim yig‘indisidan tashkil topgan.

$$h_f = h_l + \Sigma\, h_i$$

Bu yerda h_l – o‘zanning uzunligi bo‘yicha ishqalanish natijasida yo‘qotilgan bosim. U Darsi-Veysbax formulasidan aniqlanadi.

$\Sigma\, h_i$ – mahalliy qarshiliklar ta’sirida mahalliy yo‘qotilgan bosim. Darsi – Veysbax formulasidagi λ – ega bo‘lmagan fizik koeffitsiyent. Gidravlikada λ – gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti deb ataladi.

Doiraviy quvurdagi bosimli laminar harakat uchun yo‘qoridagi yo‘l bilan

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}$$

Puazeyl formulasi olingan.

Keyingi vaqtlarda qator olimlar tomonidan λ ni hisoblash formulalari umuman uning Re soniga va o‘zanning nisbiy g‘adir-budurligiga bog‘lik ekanligi isbotlangan.

$$\lambda = f\left(\mathrm{Re}; \frac{\Delta}{d}\right);$$

$\frac{\Delta}{d} = \bar{\Delta}$ nisbiy g‘adir-budurlilik

λ – koeffitsiyentining xususiyatlari haqidagi eng to‘liq ma’lumot olishga Nikuradze tajribalarining natijalari imkoniyat berdi.

Nikuradze birinchi bo‘lib diametri *d* bo‘lgan oddiy doiraviy quvurda tajriba o‘tkazgan. Quvur oralig‘i l bo‘lgan 1-1 va 2-2 kesimlarda P_1 va P_2 pyezometrlar hamda J jo‘mrak o‘rnatilgan. Jo‘mrak yordamida quvurdagi suyuqlik harakatining tezligini hohlagancha o‘zgartirish mumkin.

Nikuradze quvur devoriga qum zarrachalarini yelimlab yopishtirib sun‘iy g‘adir-budurlik hosil qildi va quvurlarda tezlikni o‘zgartirish yo‘li bilan Reynolds sonining turli qiymatlarda quvurning l uzunligi bo‘yicha yo‘qotilgan bosim h_l ni aniqlagan. So‘ngra Darsi-Veysbax

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{\sigma^2}{2g}$$

formuladan foydalanib gidravlik ishqalanish koeffitsientini topgan. Nikuradze tajribalarining natijasini maxsus grafik ko‘rinishda ifodaladi. Bunda ordinata o‘kiga lq (100 λ) absissalar o‘qiga lq Re miqdorlari qo‘yilgan. Bu grafikda qator egri va to‘g‘ri chiziqlar mavjud. Ulaning har biri aniq bir nisbiy g‘adir-budurlikka ega. Bu grafikda gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti Reynold soniga va o‘zanning nisbiy g‘adir-budurligiga bog‘liqligini ko‘rsatadi.

$$\lambda = f\left(\mathrm{Re}; \frac{\Delta}{a}\right)$$

Nikuradze grafigi suyuqlik harakati paytida yo‘qotilgan bosim to‘g‘risida muammoni umumlashtirgan va u quyidagi natijalarni ko‘rsatgan

1) gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti λ umumiy ko‘rinishda Reynolds soni va o‘zan devorning g‘adir-budurliklariga bog‘lik

2) suyuqlik harakatining xususiy hollari mavjud ekanligini hisobga olsak u holda har bir xususiy hol uchun gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti λ faqat Re soniga yoki faqat nisbiy g‘adirbudurlikka bog‘liq bo‘ladi.

Nikuradze grafigining barcha maydoni 3 ta zonaga bo‘lish mumkin:

1-zona. Laminar harakat zonasi. Bu zona uchun

A) Reynold soni $Re \leq Re_{kkr}$

B) yo‘qotilgn bosim o‘zanning g‘adir-budurligiga bog‘liq emas. Chunki har xil g‘adir-budurliklarga tegishli $\lambda = f(Re)$ egri chiziqlar kelib shu harakatni ifodalovchi 1,2,3 to‘g‘ri chiziqqa qo‘shilyapti.

V) λ Puazeyl formulasi yordamida hisoblanadi.

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

G) λ fakat Re soniga boglik $\lambda = f(Re)$

2-zona. Bu zonani «almashish» zonasi deyiladi. Bu zonada laminar harakatga o‘tish mumkin va aksincha turbulent harakat laminar harakatga o‘tishi mumkin. Bu yerda Reynolds soni 100 ÷2320dan 4000 ÷40000 gacha bo‘lishi mumkin. Unda ham laminar (1-2-3) chiziq ham turbulent (5-4-2) chiziq harakat paydo bo‘lishi mumkin.

3-zona. Bu zona turbulent harakat zonasi deyiladi. U IV vertikal o‘ng tomonda joylashgan. Bu zona o‘z holicha 3ta sohaga bo‘linadi.

A) o‘zan devori silliq sohasi (2-4-5) to‘g‘ri chiziq. Ko‘pincha Blazius chizig‘i deb ataladi.

1) $\lambda = f(Re)$

2) $\lambda = \dfrac{0.3164}{Re^{0.25}}$ Blazius tenglamasi.

B) o‘zan devori gidravlik sillik sohadan 2chi darajali karshilik sohaga o‘tish yoki dokvadratik soha (2-4-5) chiziq bilan A-B to‘g‘ri chiziq o‘rtasida joylashgan.

1) $\lambda = f\left(\mathrm{Re}; \frac{\Delta}{d}\right)$

2) $\lambda = 0.11\left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{\mathrm{Re}}\right)^{0.25}$ A. Altshul formulasi.

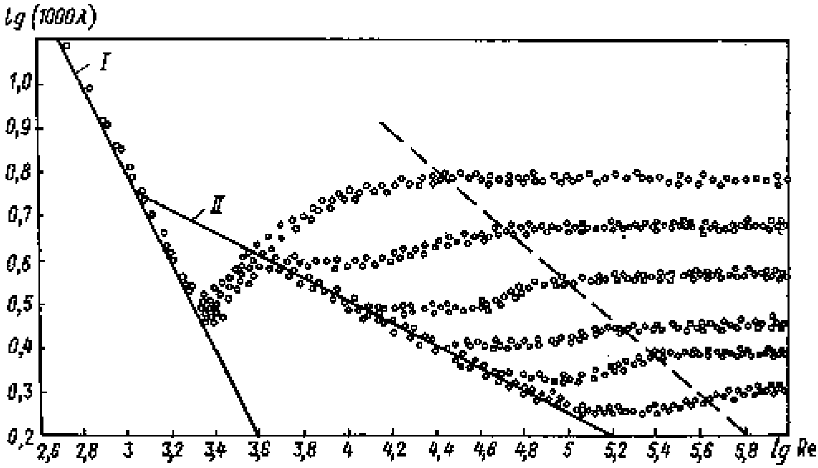
V) 2chi darajali qarshilik soha. Bu soha AB chiziqdan ungda joylashgan.

1) $\lambda \neq f(\mathrm{Re})$ Reynlds soniga bog‘lik emas. G‘adir-budurlikka tegishli hamma gorizontal chiziqlar to‘g‘ri va gorizontal o‘qqa parallel.

2) $\lambda = f\frac{\Delta}{a}$ faqat nisbiy g‘adir-budurlikka bog‘lik.

3) $\lambda = 0.11\left(\frac{\Delta}{d}\right)^{0.25}$ Shifrinson formulasi.

Suv o‘tkazgich quvurlarning qaysi birida suv oqsa, o‘sha joyda har xil mahalliy to‘siqlar torayish, kengayish, diafragma, jo‘mrak va hokazolar, qo‘shimcha qarshiliklarni keltirib chiqaradi. Mahalliy qarshiliklar bor yerda (shu oralikda) oqim o‘z energiyasining bir bo‘lagini yo‘qotadi. Shu oraliqning uzunligi juda qisqa bo‘lganligi uchun uni mahalliy gidravlik qarshilik deyiladi. Mahalliy qarshiliklarning ko‘rinishlari juda ko‘p va har xil, ammo ularning hammasi uchun umumiy ko‘rsatma mavjud.

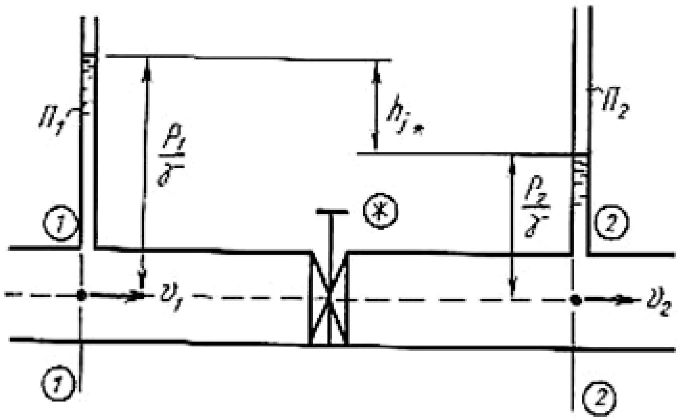


11.8- rasm. Nikuradze grafigi

11.4. MAHALLIY QARSHILIKLAR TA'SIRIDA YO'QOTILGAN BOSIM. J.Sh. BORD FORMULASI. MAHALLIY YO'QOTILGAN BOSIM

Agar quvur qisqa bo'lib, mahalliy qarshiliklar ko'p bo'lsa, u holda mahalliy qarshiliklar uchun yo'qotilgan napor o'zanning uzunligi bo'yicha yo'qotilgan napordan ancha katta bo'ladi. Bu holda mahalliy qarshiliklar muhim ahamiyatga ega bo'ladi va ular har tomonlama o'rganiladi.

Amalda mahalliy qarshiliklar ta'sirida yo'qotilgan napor h_j ni odatda ikki pyezometrlar ko'rsatkichlarining farqlari bilan o'lchanadi. Bu pyezometrlarning biri mahalliy qarshilikning oldiga, ikkinchisi esa uning orqasiga o'rnatilgan bo'ladi.



11.9- rasm. Mahalliy qarshiliklar ta'sirida yo'qotilgan bosim

Masalan, jo'mrak J ni olsak, u to'g'ri quvurda o'rnatilgan, ya'ni quvurning diametri jo'mrak J dan oldin va undan keyin ham bir xil (D=const), undagi pyezometrlar 11.9-rasmda ko'rsatilgan. Mahalliy yo'qotilgan napor tezlik napori orqali ifodalanadi

$$h_j = \xi_j \frac{\upsilon^2}{2g},$$

bu yerda ξ_j- mahalliy qarshilik koeffitsiyenti;

υ-oqimning o'rtacha tezligi (mahalliy qarshilikdan keyingi).

Bu formula J.Veysbax formulasi deb ataladi. Bu yerda shuni eslatib o'tish kerakki, har bir mahalliy qarshilikning o'z koeffitsienti ξ bo'ladi, ular tajriba usulida aniqlanadi. Agar quvurning biror-bir bo'lagida bir necha mahalliy qarshiliklar, masalan, kirish (quvurga), burilish, jo'mrak, chiqish (quvurdan) mavjud bo'lsa, u holda umumiy mahalliy qarshilik koeffitsienti har bir mahalliy qarshilik koeffitsientlarining yig'indisiga teng, ya'ni

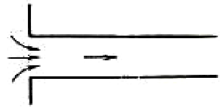
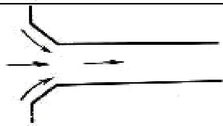
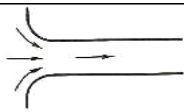
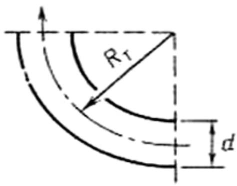
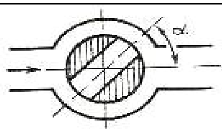
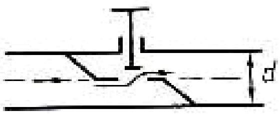
$$\xi = \xi_{kirish} + \xi_{burilish} + \xi_{jo'mrak} + \xi_{chiqish},$$

u holda mahalliy yo'qotilgan bosim:

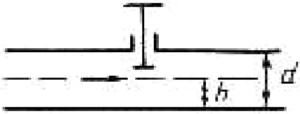
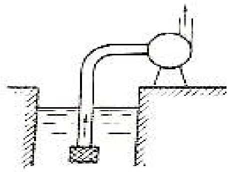
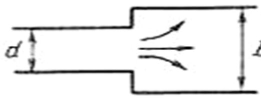
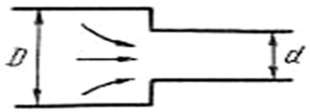
$$h_j = \xi_j \frac{\upsilon^2}{2g} = \left(\xi_{kirish} + \xi_{\,burilish} + \xi_{\,jo\text{‘}mrak} + \xi_{\,chiqish}\right).$$

Har xil mahalliy qarshilik shakllari uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyentlari 4.1-jadvalda keltirilgan.

4.1-jadval

Mahalliy qarshilikning nomi	Shakli	Mahalliy qarshilik koeffitsienti
Kirish (o‘tkir qirrali quvurga)		ξ_{kirish} =0,50
Kirish (siniq qirrali quvurga)		ξ_{kirish} = 0,20÷0,25
Kirish (silliqlangan quvurga)		ξ_{kirish} = 0,05÷0,10
Tirsak (doiraviy quvurda) $R_t \geq 2D$ $R_t = (3 \div 7)D$		ξ_t = 0,50 ξ_t = 0,30
Jo‘mrak ($\alpha = 30^0$)		ξ_* = 5,0÷7,0
Jo‘mrak (Ventil)		ξ_* = 1,0÷3,0

4.1-jadvalni davomi

Jo‘mrak (Zadvijka) $h = D$ $h = D/2$		$\xi_* = 1{,}0$ $\xi_* = 2{,}0$
So‘ruvchi quvurdagi sim to‘r		$\xi_{s.to‘r} = 5{,}0 \div 7{,}0$
Birdan kengayish $h_{jб.к.} = \xi_{jб.к.}\dfrac{\upsilon^2}{2g}$		$\xi_{jб.к.} = \left(\dfrac{D^2}{d^2} - 1\right)^2$
Birdan torayish $h_{jб.т.} = \xi_{jб.т.}\dfrac{\upsilon^2}{2g}$		$\xi_{jб.т.} = f\left(\dfrac{\omega}{\Omega}\right)$
CHiqish (quvurdan kanalga)		$\xi_{chiqish} = 1{,}0$

11.5. QUVURNING TEZ KENGAYISHI. J. Sh. BORD FORMULASI. QUVURDAN KANALGA CHIQISH SHAKLI

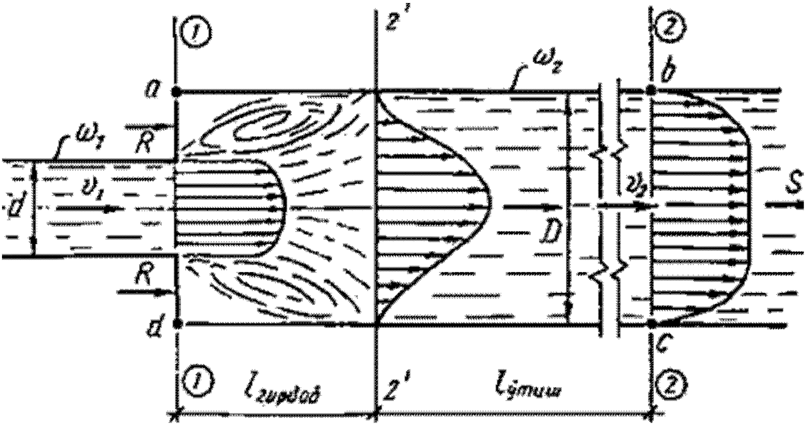
Quvurning tez kengaygan shaklida mahalliy qarshilik ta’sirida yo‘qotilgan bosimni D. Bernulli tenglamasi va harakat miqdorining gidravlik tenglamasini qo‘llab, nazariy usulda hisoblash mumkin.

Buning uchun kerakli matematik o‘zgartirishlarni amalda bajarib, gidrodinamikada keng ma’lum bo‘lgan J.Sh.Bord tenglamasini olish mumkin (11.10- rasm).

Bu formula quyidagicha:

$$h_j = \frac{(\upsilon_1 - \upsilon_2)^2}{2g},$$

bu yerda υ_1 - naporli quvurning kengayishdan oldingi ko‘ndalang kesimidagi tezlik; υ_2 - kengayishdan keyingi ko‘ndalang kesimdagi tezlik.



11.10- rasm. Mahalliy qarshiliklar ta’sirida yo‘qotilgan tezlik.

Bu tezliklarning farqi $(\upsilon_1\text{-}\upsilon_2)$ mahalliy qarshiliklar ta’sirida yo‘qotilgan tezlik bo‘ladi.

Shunday ekan, yuqoridagi tenglama quyidagicha o‘qiladi: quvurning tez kengayishida yo‘qotilgan bosim yo‘qotilgan tezlikka javob beruvchi tezlik bosimiga teng. Mahalliy qarshilikni hisoblashda uning, ya’ni mahalliy qarshilikning oldidagi tezlikni qabul qilsak, ya’ni formuladan $\frac{\upsilon_1^2}{2g}$ ni qavsdan tashqariga chiqarsak, u holda:

$$h_j = \left(1 - \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1}\right)^2 \frac{\upsilon_2{}^2}{2g}$$

yoki

$$h_j = \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \frac{\upsilon_1^2}{2g}.$$

$$\left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 = \xi_j'$$

bilan belgilasak, u holda:

$$h_j = \xi_j' \frac{\upsilon_1^2}{2g}.$$

Xuddi shu usulda, mahalliy qarshilikning orqasidagi tezlikni qabul qilsak, u holda qavsdan tashqariga $\frac{\upsilon_2^2}{2g}$ ni chiqarib, ξ_j'' mahalliy qarshilik koeffitsientini topamiz va yo‘qotilgan naporni aniqlaymiz:

$$h_j'' = \xi_j'' \frac{\upsilon_2^2}{2g}.$$

12-BOB

12.1. BOSIMLI QUVURLARDA SUYUQLIKNING BARQAROR HARAKATI. ASOSIY TUSHUNCHALAR

Qo‘zg‘almas quvurlar orqali har qanday suyuqlikning barqaror bir xil bosim ostidagi turbulent tartibli harakati bilan tanishamiz. Quvurning ichki diametrini D, uzunligini l deb belgilab olamiz. Ko‘rilayotgan oqimning gidravlik elementlari quyidagilardir:

$$\omega = \frac{\pi D^2}{4}; \qquad \chi = \pi D; \qquad R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{D}{4} \qquad (12.1)$$

chunki,

$$R = \frac{\pi D^2}{4} \quad \text{va} \quad \pi D = \frac{D}{4}$$

Bundan keyin quyidagi asosiy tenglamalardan foydalanamiz:

1) Uzluksizlik tenglamasi – sarf muvozanati tenglamasi;

2) Bernulli tenglamasi – solishtirma energiya muvozanati tenglamasi;
3) Bosimni aniqlash tenglamalari.

Shuni ta’kidlash kerakki, bundan buyon biz, asosan, kvadrat qarshiliklar sohasi mavjud bo‘lgan oqimlarning quvurlardagi harakati bilan tanishamiz.

Kvadrat qarshiliklar sohasi va tekis o‘zanlar sohasi uchun quvurlarni hisoblash faqat bosimni aniqlashda Shezi formulasi o‘rniga Darsi-Veysbax formulasidan foydalanish bilan farq qiladi.

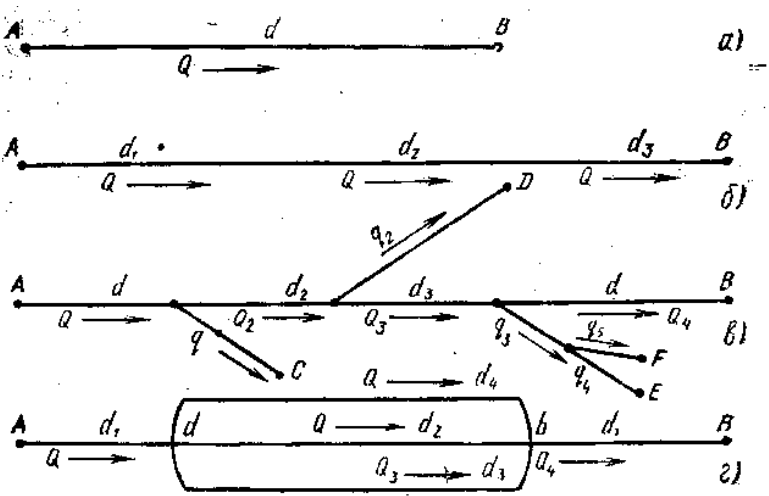
12.2. QUVURLARNING TURLARI

Trubalarning geometrik o‘lchamlari (d, l) ni ma’lum sarfga Q moslab hisoblash, yoki berilgan quvurlarning sarfini hisoblashga quvurlarni gidravlik hisoblash deyiladi.

Hisoblash vaqtida quvur yo‘llarni uzun va qisqa turlarga bo‘linadi. Qisqa quvurlar deb, mahalliy qarshiliklari umumiy qarshilikning kamida 5…10% ini tashkil qiladigan quvurlarga aytiladi. Masalan: nasoslarning so‘rish quvuri, avtotraktor va boshqa qurilmalar dvigatellarining benzin va moy o‘tkazuvchi quvurlarini, gidrouzatmalardagi tutashtiruvchi quvurlarni va boshqalarni keltirish mumkin (12.1-rasm).

Uzun quvurlar deb, ancha uzoq masofaga cho‘zilgan va gidravlik qarshiliklarning asosiy qismini ishqalanish qarshiligi tashkil qilgan quvurlarga aytiladi. Masalan: vodoprovod quvurlari, neft va gaz quvurlari nasos stansiyalaridagi bosim quvurlari va boshqalar.

Quvurlar ishlash sxemasiga qarab ikki turga bo‘linadi: sodda va murakkab quvurlar. Bundan tashqari tupik va yopiq quvurlarga ajraladi.



12.1-rasm. Quvurlarning turlari.

12.3. BOSIMLI QUVURLARDA SUYUQLIK HARAKATI PAYTIDA YO'QOTILGAN NAPORNI HISOBLASH FORMULALARI

Umuman, quvurlarning gidravlik hisobida ikki xil holatni hisobga olish kerak.

1-holat. Mahalliy yo'qolishlar yo'q yoki ularning kattaligi umumiy yo'qolgan bosimning 5 foizdan kam qismini tashkil etganligi uchun ularni hisobga olmaslik mumkin.

Bunday holatda, faqat, bosimning uzunlik bo'yicha yo'qolishi mavjud bo'lib, uni sarf moduli orqali ifodalash mumkin.

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l \qquad (12.2)$$

bunda,

$$J = \frac{Q^2}{K^2} \qquad (12.3)$$

Bizga ma'lumki, bosimning uzunlik bo'yicha yo'qolishi Darsi-Veysbax formulasiga asosan quyidagicha aniqlanadi:

$$h_l = \lambda \frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (12.3')$$

bundan o‘rtacha qiymat tezligini aniqlasak,

$$\upsilon^2 = \frac{h_l}{l}\frac{D2g}{\lambda} \qquad (12.3'')$$

bunda

$$\frac{h_l}{l} = J \qquad (12.3''')$$

J – gidravlik qiyalik, demak,

$$\upsilon^2 = J\frac{2gD}{\lambda}$$

yoki

$$\upsilon = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}}\sqrt{DJ}$$

$$C = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}} \quad \left(\frac{m^{0,5}}{sek}\right)$$

deb belgilanib, bu koeffitsiyent Shezi koeffitsiyenti deb ataladi.

Dumaloq quvurlar uchun K^2 kattaligini yozamiz:

$$K^2 = \omega^2 C^2 R = \left(\frac{\pi D^2}{4}\right)^2 C^2 \frac{D}{4} = \frac{\pi^2 C^2}{64} D^5 \qquad (12.4)$$

bunda C - Shezi koeffitsiyenti g‘adir-budurlik va gidravlik radiuslarga funksional bog‘liq kattalikdir.

$$C = f(n;\ R) = f\left(n;\ \frac{D}{4}\right) \qquad (12.5)$$

Bu kattalik kvadrat qarshilikkacha bo‘lgan soha uchun quyidagicha aniqlanishi mumkinligi bizga ma’lum:

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} = f(\Delta_r) = f\left(\frac{\Delta}{D}\right) \tag{12.6}$$

(12.6) formuladan ko‘rinib turibdiki, sarf moduli quvurning diametri va g‘adir-budurligiga funksional bog‘liqdir. Ma’lum bir g‘adir-budurlikka ega cho‘yan quvurlar uchun esa bu kattalik faqat quvur diametriga funksional bog‘liq. Shuni yodda tutish kerakki, har qaysi cho‘yan quvur ma’lum sarf moduli qiymatiga ega. Agar D – diametr ma’lum bo‘lsa, K va K^2 kattaliklarni aniqlab, (12.2) formuladan foydalanib, h_l-bosim yo‘qolishini hisoblash mumkin. h_l, K, l kattaliklar ma’lum bo‘lsa, sarfni hisoblashimiz mumkin va hokazo.

2-holat. Agar mahalliy bosim yo‘qolishlari mavjud bo‘lsa, bunda bosimni uzunlik bo‘yicha yo‘qolishi Darsi-Veysbax formulasiga asosan aniqlanadi.

$$h_l = \lambda \frac{l}{D} \frac{\upsilon^2}{2g} \tag{12.7}$$

Gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti *(λ)* kattaligini aniqlash bizga yuqorida tanishgan mavzularimizdan ma’lum. Mahalliy napor yo‘qolishi esa, Veysbax formulasiga asosan aniqlanadi:

$$h_M = \zeta_M \frac{\upsilon^2}{2g} \tag{12.8}$$

bunda, ξ_M – mahalliy yo‘qolish koeffitsiyenti bo‘lib, uning asosiy qiymati asosan maxsus tajribalar o‘tkazish yo‘li bilan aniqlanadi. Biz, bu tajribalar natijasi asosida tuzilgan jadvallarni yuqoridagi mavzularda keltirganmiz.

12.4. BOSIM YO‘QOLISHINING YIG‘INDI QIYMATINI ANIQLASH. TO‘LIQ QARSHILIK KOEFFITSIYENTI. UZUN VA QISQA QUVURLAR HAQIDA TUSHUNCHA

Faraz qilaylik, quvur sistemasi berilgan bo‘lib (12.2-rasm), uning uzunligi bo‘ylab harakatiga to‘sqinlik qiluvchi o‘zgarishlar mavjud. Masalan burilish, kran, keskin kengayish va hokazolar.

Bular orasidagi masofani (20÷30)D munosabatdan katta deb hisoblaganligimiz sababli, ularni bir-biriga ta’siri yo‘q.

1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi to‘liq bosim yo‘qolishini quyidagicha yozishimiz mumkin:

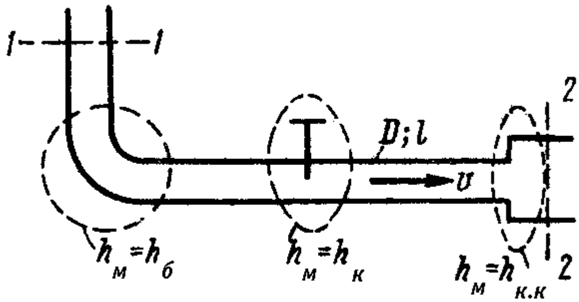
$$h_f = h_l + \sum h_M$$

Har bir hadni alohida-alohida ko‘rib chiqamiz.

Mahalliy bosim yo‘qolishlari quyidagiga teng.

$$\sum h_м = h_б + h_к + h_{к.к}$$

bunda, h_b – burilishdagi yo‘qolish, h_k – kran o‘rnatilgan sohadagi yo‘qolish, $h_{k.k}$ – keskin kengayishdagi yo‘qolish.



12.2-rasm. Bosim yo‘qolishi yig‘indisini aniqlash.
(D = const holat uchun)

Veysbax formulasiga asosan:

$$h_б = \zeta_б \frac{\upsilon^2}{2g}; \quad h_к = \zeta_к \frac{\upsilon^2}{2g}; \quad h_{к.к} = \zeta_{к.к} \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (12.9)$$

Demak,

$$\sum h_м = \left(\zeta_б + \zeta_к + \zeta_{к.к}\right)\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (12.10)$$

yoki, umumiy ko‘rinishda:

$$\sum h_м = \frac{\upsilon^2}{2g}\sum \zeta_м \qquad (12.11)$$

Bosimning uzunlik bo'yicha yo'qolishi - h_l. Bu kattalik Darsi-Veysbax formulasiga asosan aniqlanadi:

$$\frac{\lambda l}{D} = \zeta_l \tag{12.12}$$

$$h_l = \zeta_l \frac{\upsilon^2}{2g} \tag{12.13}$$

bunda, ζ_l -uzunlik bo'yicha qarshilik koeffitsienti deb ataladi.

To'liq bosim yo'qolishi:

$$h_f = \zeta_l \frac{\upsilon^2}{2g} + \frac{\upsilon^2}{2g} \sum \zeta_м \tag{12.14}$$

yoki,

$$h_f = \left(\zeta_l + \sum \zeta_м\right) \frac{\upsilon^2}{2g} \tag{12.15}$$

Agar

$$\zeta_f = \zeta_l + \sum \zeta_м \tag{12.16}$$

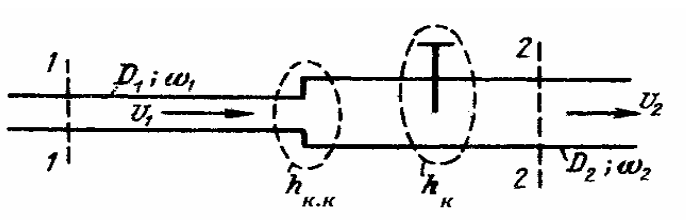
deb belgilash kiritsak,

$$h_f = \zeta_f \frac{\upsilon^2}{2g} \tag{12.17}$$

bunda, ζ_f – **to'liq koeffitsiyent** deb nomlanadi.

Demak, yuqorida keltirilgan ζ_m, ζ_l, ζ_f koeffitsiyentlar yordamida har qanday bosim yo'qolishi tezlik napori orqali ifodalanishi mumkin.

Quvur sistemasi diametri o'zgaruvchan bo'lgan holat



12.3-rasm. Bosim yo'qolishining yig'indisi.

Faraz qilaylik, turli o‘lchamli quvurlar sistemasida (12.3-rasm) bosimning yo‘qolishini aniqlash kerak. Bosim yo‘qolishi ikki xil tezlik bosimi orqali ifodalanadi.

$$\sum h_м = (\zeta_{к.к})_1 \frac{\upsilon_1^2}{2g} + (\zeta_к)_2 \frac{\upsilon_2^2}{2g}. \qquad (12.18)$$

Oqimning uzluksizlik tenglamasiga asosan,

$$\upsilon_1 = \upsilon_2 \frac{\omega_2}{\omega_1}. \qquad (12.19)$$

Demak,

$$(\zeta_{к.к})_1 = \frac{\upsilon_1^2}{2g} = (\zeta_{к.к})_1 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \frac{\upsilon_2^2}{2g} = (\zeta_{к.к})_2 \frac{\upsilon_2^2}{2g}, \qquad (12.20)$$

bunda,

$$(\zeta_{к.к})_2 = (\zeta_{к.к})_1 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2, \qquad (12.21)$$

deb, belgilash kiritamiz.

Demak, Σh_m ifodaga kiruvchi hamma hadlarni bitta tezlik qiymati bilan ifodalash imkoniyati mavjud ekan.

«Uzun» va «qisqa» quvurlar sistemasi haqida tushuncha. Umuman, amaliyotda uchraydigan suv o‘tkazuvchi quvurlarda yo‘qoladigan uzunlik bo‘yicha bosim miqdori - mahalliy bosim yo‘qolishlariga nisbatan nihoyatda katta qiymatga ega bo‘lib, bunda, mahalliy bosim yo‘qolishlarini hisobga olmaslik mumkin. Bunday holatda,

$$h_f \approx h_l$$

deb qabul qilinadi va quvurlar sistemasi uzun quvurlar sistemasi deyiladi. Magistral suv uzatish quvurlar sistemasi bunga misol bo‘lishi mumkin. (200-500 mm diametrli 200-1000 m bo‘lgan quvurlar sistemasi). Uzun quvurlar sistemasida pezometrik va to‘liq bosim chiziqlarini chizishda tezlik bosimi kichik qiymatga ega bo‘lganligi uchun inobatga olinmaydi va ular o‘zaro ustma-ust tushadi. Agar bosimning mahalliy yo‘qolishi uzunlik bo‘yicha yo‘qolishining 3-5% dan ko‘p qismini tashkil etsa, albatta Σh_m -

mahalliy yo'qolishni hisobga olishga to'g'ri keladi. Bunday quvurlar sistemasi qisqa quvurlar sistemasi deyiladi. Shahar suv ta'minot sistemasining iste'mol xududi - qisqa quvurlar sistemasiga misol bo'ladi. Bundan tashqari nasos stansiyalarining so'rish quvurlari, dyuker gidrotexnik inshootlari, sifon sistemalari ham shular jumlasidandir.

13-BOB

13.1. O'ZGARMA DIAMETRLI ODDIY QISQA QUVUR

Bizga ma'lumki, yon tomonlarga qisman ajralishi bo'lmagan quvurlar sistemasi **oddiy quvurlar sistemasi** deyiladi.

Qisqa quvurlar sistemasining gidravlik hisobida suyuqlik oqimining chiqishi suyuqlik sathi ostiga va ochiq atmosferaga qarab ayrim o'ziga xos tomonlari bo'lishi mumkin. Har qaysi holat bilan alohida tanishamiz.

Suyuqlik oqimining satx ostiga chiqishi (13.1, *a*-rasm). Bunda biz suyuqlik oqimining o'rtacha υ tezligi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan barqaror harakati mavjud bo'lgan holat bilan tanishamiz. Quvur orqali tutashgan A va V idishlardagi suyuqlik sathlari farqi z ga teng deb qabul qilamiz. Suyuqlik A idishga oqib kirib, V idishdan chiqib ketmoqda.

Quvurda harakatlanayotgan oqim sarfini hisoblaymiz. Buning uchun Bernulli tenglamasidan foydalanamiz.

1) *1-1* va *2-2* kesimlarni tanlab olib, hisoblash uchun qulay vaziyatdan taqqoslash *0-0* tekisligini o'tkazamiz (13.1, a-rasm).

2) Tenglamaning umumiy ko'rinishini yozib olib, unga kiruvchi har bir had bilan alohida tanishamiz.

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_2^2}{2g} + h_f \qquad (13.1)$$

Tenglamada

$$z_1 = Z; \quad \upsilon_1 = \upsilon_A = 0; \quad p_1 = p_2 = P_a; \quad z_2 = 0; \quad \alpha \approx 1{,}0 \qquad (13.2)$$

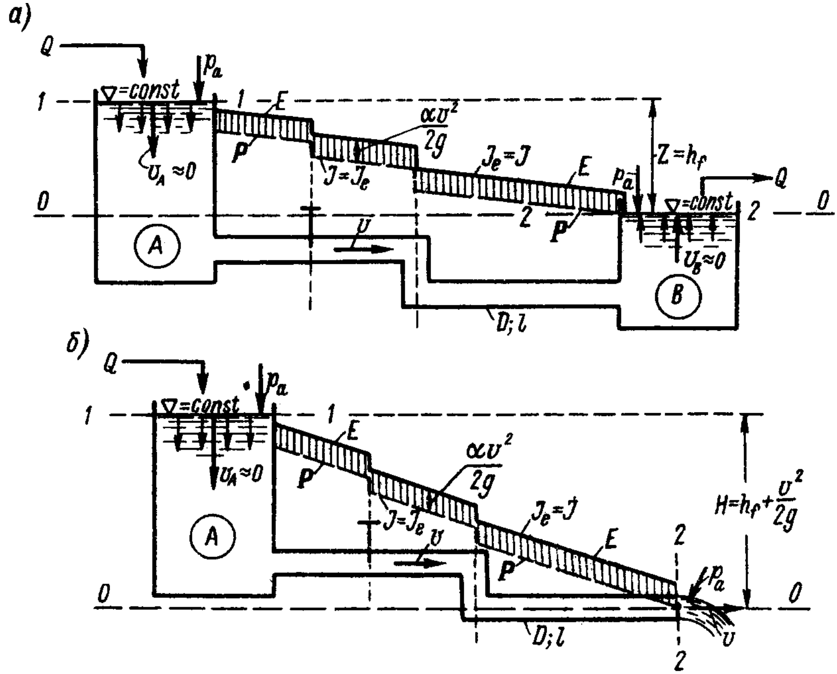
Demak,

$$Z = h_f \tag{13.3}$$

bunda,

$$h_f = \zeta_f \frac{\upsilon^2}{2g} \tag{13.4}$$

$$Z = \zeta_f \frac{\upsilon^2}{2g} \tag{13.5}$$



13.1-rasm. Qisqa quvurlar
a) oqimning sath ostiga chiqishi
b) oqimning atmosferaga chiqishi.

$$\upsilon = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} \sqrt{2gZ} \tag{13.6}$$

Bundan oqim sarfini hisoblash formulalarini yozishimiz mumkin:

$$Q = \omega\upsilon = \frac{\pi D^2}{4}\frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}\sqrt{2gZ} \qquad (13.7)$$

Oqimning atmosferaga chiqishi (13.1, b-rasm). Bunday holatda ham oqimning barqaror harakati (υ = const, N = const) bo‘lgan holat mavjud deb qaraymiz. Bunda N - A idishning chiqish teshigi markazidan suyuqlik sathigacha bo‘lgan masofa.

Bu holatda ham ma’lum qoidalar asosida *1-1* va *2-2* kesimlar tanlanib, *0-0* taqqoslash tekisligini o‘tkazamiz.

1) Endi *1-1* va *2-2* kesimlar uchun *0-0* taqqoslash tekisligiga nisbatan Bernulli tenglamasini yozamiz.

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha\upsilon_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha\upsilon_2^2}{2g} + h_f \qquad (13.8)$$

$$z_1 = H;\;\; \upsilon_1 = \upsilon_A = 0;\;\; \upsilon_2 = \upsilon;\;\; p_1 = p_2 = p_a;\;\; \alpha = 1{,}0$$

2) Demak, tenglamani quyidagi ko‘rinishda yozib olishimiz mumkin:

$$H = h_f + \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.9)$$

yoki

$$H = \zeta_f\frac{\upsilon^2}{2g} + \frac{\upsilon^2}{2g} = (\zeta_f + 1)\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.10)$$

bundan,

$$\upsilon = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta_f}}\sqrt{2gH} \qquad (13.11)$$

Oqimning uzluksizlik tenglamasiga asosan,

$$Q = \frac{\pi D^2}{4}\frac{1}{\sqrt{1+\zeta_f}}\sqrt{2gH}. \qquad (13.12)$$

Asosiy hisoblash formulalari. Bu formulalarni quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$Q = \mu_T \omega \sqrt{2gZ} \qquad (13.13')$$

$$Q = \mu_T \omega \sqrt{2gH}, \qquad (13.13'')$$

bunda, μ_T quvurlar sistemasining sarf koeffitsiyenti deb atalib, quyidagicha aniqlanadi.

a) oqim sath ostiga chiqqan holda

$$\mu_T = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_l + \sum \zeta_M}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{D} + \sum \zeta_M}} \qquad (13.14)$$

b) oqim atmosferaga chiqqan holda

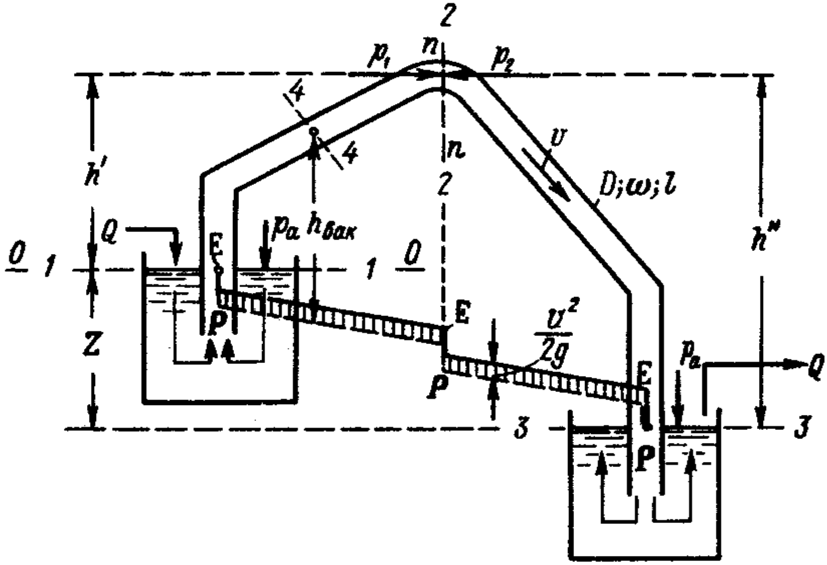
$$\mu_T = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda l}{D} + \sum \zeta_M}} \qquad (13.15)$$

Yuqorida keltirilgan formulalar yordamida quyidagi masalalarning yechimini topish mumkin:

1) Berilgan *D, Z* kattaliklar asosida *Q*- sarfni topish;
2) Berilgan *D, Q* kattaliklar asosida *Z*- sathlar farqini topish;
3) Berilgan *Q* va *Z* kattaliklar asosida quvur diametri (*D*) ni aniqlash. Bu masalani hisoblashda tanlab olish usulidan foydalaniladi.

13.2. QISQA QUVURLARDAGI ASOSIY HOLATLAR. SIFON, NASOSNING SO‘RUVCHI QUVURI VA DYUKER

Sifon – suyuqlik sathlari farqi hisobiga bir rezervuardan ikkinchi rezervuarga suyuqlikning o‘z-o‘zidan harakatlantiruvchi quvur (13.2-rasm).



13.2-rasm. Sifon.

Agar 13.2-rasmdagi quvur suyuqlik bilan to‘ldirilsa, unda yuqorigi idishdan pastki idishga suyuqlikning oqishi kuzatiladi. Suyuqlikning quvur bo‘ylab oqishini quyidagicha izohlash mumkin: quvurda n-n kesimni olamiz va ushbu kesimni suyuqlik sathidan yuqorida chap tomondagi idishda - h' orqali va o‘ng tomondagi idishda h'' orqali belgilaymiz. Agar sifondagi suyuqlikni tinch holatda deb qabul qilsak, unda quyidagicha yozish mumkin:

a) *n-n* kesimdan chap tomondagi bosim

$$p_1 = p_a + (-h'\gamma) \tag{13.16}$$

b) *n-n* kesimdan o‘ng tomondagi bosim

$$p_2 = p_a + (-h''\gamma) \tag{13.17}$$

bu yerda $(-h')$ va $(-h'')$ *n-n* kesimiga tegishli suyuqlik sathidan pastda paydo bo‘lgan idishdagi pastliklar (bu pastliklar manfiy hisoblanadi).

Demak, $p_1 > p_2$ bu holat quvurdagi suyuqlikning tinch holatda bo‘lmasligini ko‘rsatadi, suyuqlik chapdan o‘ngga qarab harakatlanadi, ya’ni bosim kam bo‘lgan tomonga harakatlanadi.

Sifondagi suyuqlikning barqarorlashgan harakatini ko‘rib chiqamiz: $Z = \text{const}$. 1-1 va 3-3 kesimlarni belgilaymiz. Bu ikkala kesimni Bernulli tenglamasi orqali yozamiz va quvurdagi Q suv sarfini (13.13′) va (13.14) bog‘liqliklarga asosan aniqlaymiz. Sifonning o‘ziga xos holati bu unda vakuumning mavjudligi. Vakuumning eng katta qiymati quvurning eng baland qismida, ya’ni *n-n* kesimida kuzatiladi.

Sifondagi vakuumning maksimal qiymati $\left(h_{vak}\right)_{maks}$ ni aniqlaymiz. Shu maqsadda *n-n*, 2-2 va 1-1 va 2-2 kesimlar uchun 00 taqqoslash tekisligiga nisbatan Bernulli tenglamasini yozamiz (0-0 taqqoslash tekislikni chap tomondagi idishdagi suyuqlik sathi orqali o‘tkazamiz):

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_2^2}{2g} + h'_f \qquad (13.18)$$

bunda

$$z_1 = 0;\ z_2 = h';\ \frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma};\ \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_n}{\gamma};\ \frac{\alpha \upsilon_1^2}{2g} \approx 0;\ \frac{\alpha \upsilon_2^2}{2g} \approx \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.19)$$

bu yerda υ - quvurdagi tezlik, p_n – *n-n* kesimdagi bosim.

1-1 va 2-2 kesim orasidagi bosim yo‘qolishini oddiy tenglama orqali ifodalaymiz:

$$h'_f = \zeta'_f \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.20)$$

bu yerda – ζ'_f butun quvurdagi emas, faqat 1-1 va 2-2 kesimi orasidagi bosim yo‘qolishini hisobga oluvchi to‘liq qarshilik koeffitsiyenti.

(13.19) va (13.20) ifodalarni (13.18) ifodaga qo‘ysak quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{p_a}{\gamma} = h' + \frac{p_n}{\gamma} + \frac{\upsilon^2}{2g} + \zeta'_f \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.21)$$

yoki

$$\frac{p_a}{\gamma}-\frac{p_n}{\gamma}=h'+\left(1+\zeta'_f\right)\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.22)$$

bundan

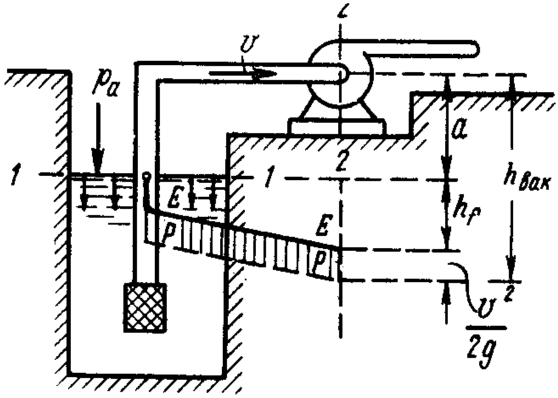
$$\frac{p_a}{\gamma}-\frac{p_n}{\gamma}=\left(h_{vak}\right)_{maks} \qquad (13.23)$$

bo‘lsa,

$$\left(h_{vak}\right)_{maks}=h'+\left(1+\zeta'_f\right)\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.24)$$

(13.24) ifodadan foydalangan holda, quvurning xohlagan nuqtasidagi vakuumni aniqlash mumkin. Shu holatda (13.24) ifodada h' qiymati orqali faqat 4-4 kesimning chap tomonidagi suyuqlik sathidan ustunligini va ζ'_f qiymati orqali 1-1 va 2-2 kesim orasidagi bosim yo‘qolishini tushunish kerak.

Nasosning so‘ruvchi quvuri deb, nasosning suyuqlikni havzadan so‘rib oluvchi quvuriga aytiladi (13.3-rasm). Nasosning so‘ruvchi quvurida ham sifon kabi vakuum mavjud bo‘ladi.



13.3-rasm. Nasosning so‘ruvchi quvuri.

Vakuumning eng katta qiymati nasosning oldi qismida, ya’ni ishchi g‘ildirakda kuzatiladi (2-2 kesimda). Bu vakuum qiymati havzadagi suyuqlik sathi orqali o‘tkazilgan 1-1 va 2-2 kesimlar uchun 00 taqqoslash tekisligiga nisbatan Burnulli tenglamasi orqali aniqlanadi.

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon_1^2}{2g}=z_2+\frac{p_2}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon_2^2}{2g}+h_f$$

$$z_1=0;\ \ p_1=p_a;\ \ \upsilon_1=0;$$

$$z_2=a;\ \ p_2=p_b;\ \ \upsilon_2=\upsilon;\ \ h_f=\zeta_f;\ \ \frac{\upsilon^2}{2g}$$

Vakuumni h' qiymatining o‘rniga nasos o‘qining havzadagi suyuqlik sathidan balandligi bo‘lgan *a* qiymatini, ζ'_f qiymati o‘rniga esa butun quvur bo‘ylab bosim yo‘qolishini hisobga oluvchi to‘liq qarshilik koeffitsiyenti ζ_f qiymatini qo‘yish orqali ham topsa bo‘ladi:

$$0+\frac{p_a-p_b}{\gamma}=a+\frac{\upsilon_2^2}{2g}+\zeta_f\frac{\upsilon_2^2}{2g}$$

$$\left(h_{vak}\right)_{nas}=\frac{p_a-p_b}{\gamma}$$

$$\left(h_{vak}\right)_{nas}=a+\left(1+\zeta_f\right)\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (13.25)$$

bu yerda $\left(h_{vak}\right)_{nas}$ - nasosning ishchi g‘ildiragi oldidagi vakuum qiymati.

Agar $\left(h_{vak}\right)_{nas}$ katta bo‘lgan holatda nasosda kavitatsiya holati ro‘y beradi. Bu o‘z navbatida nasosning foydali ish koeffitsientini kamaytiradi va nasos lopastlari eroziyasiga olib keladi.

Nasosning havzadagi suyuqlik sathidan eng yuqori o‘rnatilish balandligi quyidagicha bo‘ladi:

$$a_{maks} = (h_{vak})_{nas} - (1 + \zeta_f)\frac{\upsilon^2}{2g}$$

Nasoslar turiga qarab, vakuumga nisbatan har xil talabga ega. Nasosning ishchi g'ildiragi oldidagi vakuum quyidagi talabga javob berishi kerak:

$$(h_{vak})_{nas} \le 4{,}0 \div 6{,}5 \text{ m suv ustuni balandligi}$$

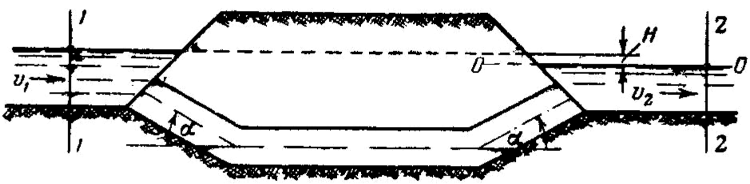
Ruxsat etilgan vakuumning qiymati faqatgina nasos turiga bog'liq bo'lmasdan, balki suyuqlik harorati va turiga ham bog'liq. Harorat oshishi bilan ruxsat etilgan vakuum qiymati pasayadi (harorat oshishi bilan kavitatsiya kuchayadi). Masalan, suvning harorati 60^0 bo'lganda ruxsat etilgan vakuum manfiy qiymatga o'zgaradi (ya'ni, nasos suvdagi bosimning atmosfera bosimidan yuqori qiymatida ishlashi kerak).

Berilgan nasosning va suyuqlikning ruxsat etilgan vakuumi $(h_{vak})_{qo'sh}$ ma'lum bo'lsa, unda havzadagi suyuqlik sathidan eng maksimal joylashishi balandligini aniqlasa bo'ladi.

$$a_{cheg} = (h_{vak})_{cheg} = (1 + \zeta_f)\frac{\upsilon^2}{2g} \quad (13.26)$$

Issiq suv uchun a_{cheg} qiymati manfiy bo'lishi mumkin, bu holatda nasosni suv sathidan pastda joylashtirishga to'g'ri keladi.

Dyuker - suyuqlik oqimlari harakatlanayotgan o'zanlarning o'zaro kesishganda quriladigan gidrotexnik inshoatdir (13.4-rasm).



13.4-rasm. Dyuker.

Dyukerning hisoblash formulasini keltirib chiqarishda 1-1 va 2-2 kesimlar uchun 0-0 taqqoslash tekisligiga nisbatan Bernulli tenglamasidan foydalanamiz:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_2^2}{2g} + h_f$$

bunda

$$z_1 = H; \;\; p_1 = p_a; \;\; \upsilon_1 = \upsilon_1;$$

$$z_2 = 0; \;\; p_2 = p_a; \;\; \upsilon_2 = \upsilon_2; \;\; h_f = \zeta_f; \;\; \frac{\upsilon^2}{2g}$$

bundan

$$H + \frac{\upsilon_1^2}{2g} = \frac{\upsilon_2^2}{2g} + \zeta_f \frac{\upsilon^2}{2g}; \;\; H + \frac{\upsilon_1^2}{2g} - \frac{\upsilon_2^2}{2g} = \zeta_f \frac{\upsilon^2}{2g};$$

Bunda oqimning o‘rtacha tezligi quyidagiga teng:

$$\upsilon = \sqrt{\left(H + \frac{\upsilon_1^2}{2g} - \frac{\upsilon_2^2}{2g}\right) 2g} \, \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}};$$

Dyuker sarfini hisoblash formulasini aniqlash uchun oqimning uzluksizlik tenglamasidan foydalanamiz:

$$Q = \omega \upsilon = \omega \sqrt{\left(H + \frac{\upsilon_1^2}{2g} - \frac{\upsilon_2^2}{2g}\right) 2g} \, \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}$$

bunda $\frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}$ ifodani sarf koeffitsiyenti deb atab, uni μ harfi orqali belgilasak, dyuker sarfi quyidagi formula orqali topiladi:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH + \left(\upsilon_1^2 - \upsilon_2^2\right)}$$

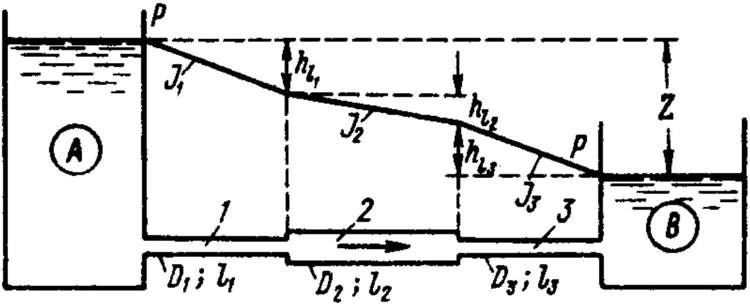
14-BOB

14.1. ODDIY UZUN QUVURLARNI GIDRAVLIK HISOBLASH

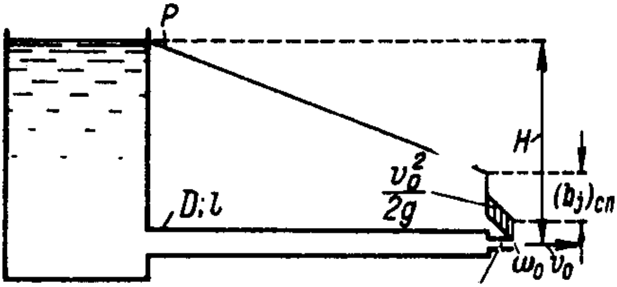
Bizga ma'lumki, inson o'zining hayotdagi muammolarini hal qilish jarayonida suyuqlik oqimini ma'lum masofaga uzatish muammosini hal qilish bilan ko'p shug'ullanadi. Masalan, asosiy iste'mol uchun yaroqli suvni bir necha kilometr uzoqlikda joylashgan aholi turar joylarini ta'minlash, shahardagi chiqindi aralashmalarini shahardan chiqarish, neft mahsulotlarini uzatish va hokazo.

Yuqoridagi mulohazalarimizdan bizga ma'lumki, quvurlar sistemasida harakatni ta'minlash, asosan iste'mol manbalaridagi bosim farqi hisobiga vujudga keladi.

Misol tariqasida quyidagi rasmlarni keltirishimiz mumkin.



14.1-rasm. O'zgaruvchan diametrli sodda uzun quvur *(J_1>J_2)*



14.2-rasm. Naychali sodda uzun quvur

Yuqorida tasvirlangan rasmlarda o‘zgaruvchan diametri sodda uzun quvurlar sistemasi keltirilgan.

Bizga ma’lumki, sodda quvurlar sistemasi deganda uzunlik bo‘ylab, sarf tarqatilmaydigan quvurlar sistemasini tushunamiz.

Uzun quvurlar sistemasidagi yo‘qolgan bosimlarni aniqlashda bosimning uzunlik bo‘yicha yo‘qolishi asos qilib olinadi va me’yoriy miqdor sifatida 10-5% yuqori qilib qabul qilinadi. Bunday guruhga mansub quvurlarning gidravlik hisobini bajarishda asosan uch xil masalalar bo‘lishi mumkin.

1) Suyuqlikning fizik hossalarini harakterlovchi kattaliklar ρ va ν ma’lum, hamda bosim H, l - quvur uzunligi va quvur materialiga va tayyorlanish texnikalariga bog‘liq bo‘lgan g‘adir-budurlik berilgan. Sarfni aniqlash kerak;
2) Berilgan ρ, υ, ν, l, D, n kattaliklar va Q sarf. Aniqlash kerak H-naporni;
3) Berilgan ρ, ν, l, n, Q, N. Aniqlash kerak - quvur diametri D ni.

Bu masalalarni hisoblashda, asosan, real holatdagi barqaror harakatlanayotgan suyuqlik oqimlari uchun yozilgan Bernulli tenglamasidan foydalanamiz. Agar tenglamani tanlangan kesimlar uchun yozib, mahalliy yo‘qolishlarni va tezlik bosimlarini hisobga olmasak, tenglama quyidagi ko‘rinishda bo‘lishi mumkin:

a) Bosim ostidagi suyuqlikka chiqish holati uchun:

$$Z = h_{l_i} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3} \qquad (14.1)$$

Yuqoridagi mavzulardan bizga ma’lumki,

$$h_l = Jl, \quad \text{bundan,} \quad J = \frac{Z}{l} \qquad (14.2)$$

Sarf harakteristikasini yozsak,

$$Q = c\omega\sqrt{RJ} \qquad Q^2 = c^2\omega^2 RJ \qquad (14.3)$$

$$K = c\omega\sqrt{R} \qquad (14.4)$$

bunda K – sarf moduli

$$Q^2 = K^2 J \qquad (14.5)$$

$$J = \frac{Q^2}{K^2} \tag{14.6}$$

$$Z = J_1 l_1 + J_2 l_2 + J_3 l_3 \tag{14.7}$$

$$Z = \frac{Q^2}{K_1^2} l_1 + \frac{Q^2}{K_2^2} l_2 + \frac{Q^2}{K_3^2} l_3 \tag{14.8}$$

$$Z = Q^2 \sum \frac{1}{K^2} \tag{14.9}$$

$$Q = \sqrt{\frac{Z}{\sum \frac{1}{K^2}}} \tag{14.10}$$

Bu olingan ifodalardan turli gidravlik hisoblarni bajarishda foydalanishimiz mumkin. Masalan ma'lum *Z, Q, l, β, ν, d* ga asosan Q sarfni hisoblashimiz mumkin. Yoki *Q, l, K* ga asosan *Z* naporni aniqlashimiz mumkin.

b) Oqimning atmosferaga chiqishi (14.2-rasm)

$$H = h_l \tag{14.11}$$

Umuman, uzun quvurlar gidravlik hisobi amaliyotida naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi inobatga olinsada, quvurning chiqish qismidagi o'rnatilgan naychalarda tezlik nihoyatda yuqoriligini hisobga olgan holda, naychada bosim yo'qolishi va tezlik bosimi miqdorini quyidagicha yozamiz.

$$H = h_l + h_{MH} + \frac{\upsilon_0^2}{2g} \tag{14.12}$$

bunda,

$$h_{MH} = \zeta_H \frac{\upsilon_0^2}{2g} \tag{14.13}$$

Shunday qilib,

$$H = h_l + (1 + \zeta_H)\frac{\upsilon_0^2}{2g} \tag{14.14}$$

yoki

$$H = h_l + \frac{\upsilon_0^2}{2g\mu_H^2} \tag{14.15}$$

bunda,

$$\mu_H = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta_H}} \tag{14.16}$$

Demak, yozishimiz mumkinki,

$$H = \frac{Q^2}{K^2} l + \frac{Q^2}{\omega_0^2 2g\mu_H^2} \tag{14.17$'$}$$

chunki,

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega} \tag{14.17$''$}$$

Bunda quyidagi masalalarni yechishimiz mumkin:

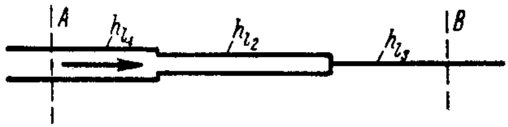
1) *D, l, Q* berilgan *H* - bosimni aniqlash kerak;
2) Berilgan *D, l, Q, H* - *Q* sarfni aniqlash kerak;
3) Berilgan *Q, H, l* - aniqlash kerak *D*;

Agar quvurning tutash qismida naycha bo‘lmasa, tezlik bosimni gidravlik hisobda inobatga olmasdan, masalani yechishni osonlashtirish mumkin.

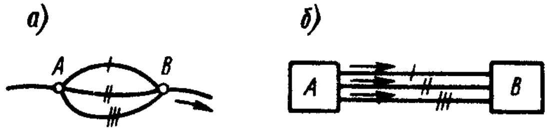
14.2. UZUN QUVURLARNING YONMA-YON JOYLANISHI VA KETMA-KET ULANISHI

Quvurning ketma-ket ulanishi (14.3-rasm), asosan, iqtisodiy nuqtai nazaridan yoki bosimni oshirish maqsadida amalga oshirilishi mumkin.

$$\left(h_l\right)_{AB} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3} \tag{14.18}$$



14.3-rasm. Quvurlarning ketma-ket ulanishi.



14.4-rasm. Quvurlarni parallel ulash.

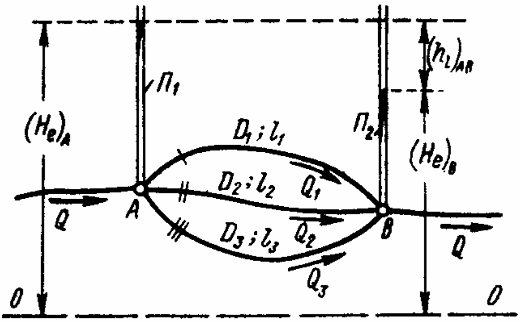
Quvurlarning parallel ulanishi. Quvurlarni parallel ulashda, biz, murakkab quvurlar sistemasiga duch kelamiz (14.4-rasm). Bunday murakkab quvurlar sistemasini gidravlik hisobida, asosan, pyezometrlardan foydalanishga to‘g‘ri keladi. Bu P_1 va P_2 pyezometrlar quvurlar sistemasining bo‘linishi va birlashishi uzellariga o‘rnatilsa, quyidagi ifoda ular uchun o‘rinlidir

$$(h_l)_{AB} = (H_e)_A - (H_e)_B \tag{14.19}$$

A va *V* uzellardagi bosimlar mos ravishda $(N_e)_A$ va $(N_e)_V$ ga teng deb qabul qilindi (14.5-rasm).

Bu munosabatga asosan, quyidagilarni yozishimiz mumkin.

$$\left.\begin{aligned} h_{l_1} &= (H_e)_A - (H_e)_B \\ h_{l_2} &= (H_e)_A - (H_e)_B \\ h_{l_3} &= (H_e)_A - (H_e)_B \end{aligned}\right\} \tag{14.20}$$



14.5-rasm. *A* va *V* uzellardagi bosimlar.

Uzun quvurlarni parallel ulash hisobiga doir bundan,

$$(h_l)_{AB} = h_{l_1} = h_{l_2} = h_{l_3} = (H_e)_A - (H_e)_B \tag{14.21}$$

demak,

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l \tag{14.22}$$

yoki

$$(h_l)_{AB} = \frac{Q_1^2}{K_1^2} l_1 = \frac{Q_2^2}{K_2^2} l_2 = \frac{Q_3^2}{K_3^2} l_3 \tag{14.23}$$

deb yozib olishimiz mumkin. Shunga mos ravishda

$$\left.\begin{array}{ll} I & Q_1 = K_1 \sqrt{\dfrac{(h_l)_{AB}}{l_1}} \\ II & Q_2 = K_2 \sqrt{\dfrac{(h_l)_{AB}}{l_2}} \\ III & Q_3 = K_3 \sqrt{\dfrac{(h_l)_{AB}}{l_3}} \end{array}\right\} \tag{14.24}$$

va

$$IV \qquad Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \tag{14.25}$$

tenglamalarni yozishimiz mumkin.

Natijada, Q, l, D kattaliklar berilgan, Q_1, Q_2, Q_3, $(h_l)_{AB}$ to‘rt noma’lumli to‘rtta tenglama paydo bo‘ladi. Bu tenglamalarni yechimi biz uchun kerakli kattaliklarni beradi.

Buni yechish uchun (14.25) ifodaga (14.24) ifodalarni qo‘yamiz:

$$Q = K_1 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_1}} + K_2 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_2}} + K_3 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_3}} \tag{14.26}$$

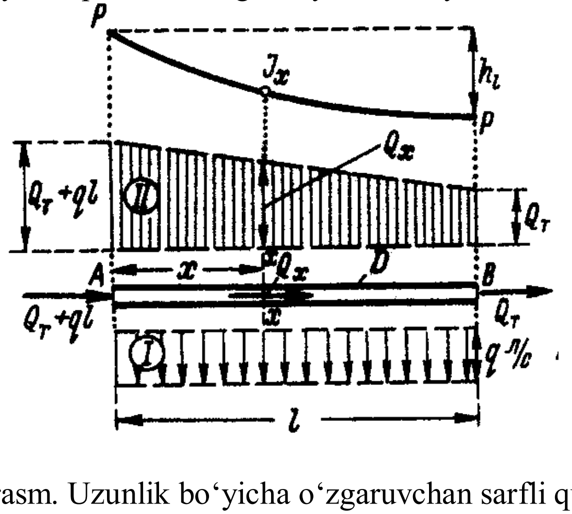
$$Q = \sqrt{(h_l)_{AB}} \sum \frac{K}{\sqrt{l}} \tag{14.27}$$

$$(h_l)_{AB} = \frac{Q^2}{\left(\sum \frac{K}{\sqrt{l}}\right)^2} \qquad (14.28)$$

14.3. SARF O‘ZGARUVCHAN BO‘LGANDA BOSIMNING YO‘QOLISHI

Yuqoridagi hisoblarda, asosan, bosim yo‘qolishi sarf doimiy Q = const bo‘lgan holatlar uchun o‘rganildi. Lekin, amaliyotda quvurlar sistemasi bo‘ylab sarf o‘zgarib turgan holat ko‘p uchraydi. Quvurlar sistemasida sarf tekis taqsimlanayotgan holat bilan tanishamiz. Bu holat 14.6-rasmda tasvirlangan. *AV* quvur uzunligi *l* bo‘lib, diametri *D* ga teng.

I epyura quvurdan sarf tarqalishini ko‘rsatadi. Sarf quvur uzunligi bo‘ylab chiziqli qonuniyatga asosan o‘zgaradi. Bunda, suyuqlik sarfi epyurasi *II* trapetsiya ko‘rinishida bo‘ladi. Uchastkaning ikkala chetki kesimida Q_T o‘tish sarfi mavjud bo‘ladi. Agar noma’lum quvur kesimidagi sarf Q_x bo‘lsa, x ning $0 \div l$ qiymatida sarf Q_X sarf $(Q_T + ql)$ va Q_T oraliqda o‘zgaradi, J_x gidravlik qiyalik quvur uzunligi bo‘ylab kamayadi.



14.6-rasm. Uzunlik bo‘yicha o‘zgaruvchan sarfli quvur.

Demak, *R-P* pyezometrik chiziq qiya bo‘lib, qavariqlik pastga qaragan bo‘ladi.

$$Q_x = (Q_T + ql) - qx \tag{14.29}$$

bunda, q - quvurning birlik uzunligidagi sarfi.

$$dh_l = J_X dx = \frac{Q_x^2}{K^2} dx = \frac{[(Q_T + ql) - qx]^2}{K^2} dx \tag{14.30}$$

Bu tenglamani $x = 0$ va $x = l$ oraliqlarda integrallaymiz.

$$h_l = \int_{x=0}^{x=l} \frac{[(Q_T + ql) - qx]^2}{K^2} dx = \frac{\frac{1}{l}\int_{x=0}^{x=l} [(Q_T + ql) - qx]^2 dx}{K^2} l \tag{14.31}$$

$$h_l = \frac{Q_{xuc}^2}{K^2} l \tag{14.32}$$

$$Q_{xuc}^2 = \frac{1}{l}\int_{x=0}^{x=l} [(Q_T + ql) - qx]^2 dx \tag{14.33}$$

yoki

$$Q_{his}^2 = \frac{1}{l}\left[\int_{x=0}^{x=l} (Q_T + ql)^2 dx - \int_{x=0}^{x=l} 2(Q_T + ql) qx dx + \int_{x=0}^{x=l} q^2 x^2 dx\right] \tag{14.34}$$

yoki

$$Q_{his}^2 = (Q_T + ql)^2 - (Q_T + ql) ql + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} ql\right)^2 \tag{14.35}$$

Agar $Q_T = 0$ bo‘lsa,

$$Q_{his} = \frac{1}{\sqrt{3}} ql = 0{,}58ql \tag{14.36}$$

Agar $Q_T \neq 0$ bo‘lsa,

$$Q_{his} \approx Q_T + 0{,}55ql \tag{14.37}$$

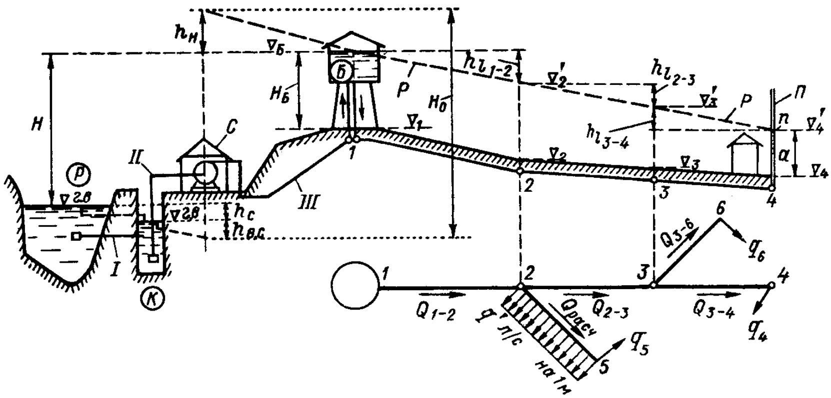
14.4. MURAKKAB QUVURLAR SISTEMASINING GIDRAVLIK HISOBI

Umuman, murakkab quvurlarni ikki guruhga bo‘lishimiz mumkin:

- tutashmagan, oxiri berk quvurlar sistemasi (14.7-rasm);
- halqasimon sistema (14.8-rasm).

Bunday quvurlar sistemasining gidravlik hisobida, agar, suv bosimli bosimlar balandligini aniqlash uchun gidravlik hisob bajarilishi kerak bo‘lsa, quyidagilar ma’lum bo‘lishi kerak:

- *l* – alohida quvurlar uzunligi, ta’minot sistemasi plani, joy plani gorizontal ko‘rinishda;
- sistema nuqtalarida olinayotgan sarflar miqdori $q_4, q_5, q_6;$
- sistemaning tutash qismlaridagi kerakli eng kichik pyezometrik ko‘rsatkichlari, ya’ni, bosimlar.



14.7-rasm. Tutashmagan oxiri berk quvurlar sistemasi.

Gidravlik hisoblash natijasida quvurlar diametri, kerakli suv sarfi bilan ta’minlovchi suv bakidagi bosim balandligini aniqlash mumkin.

Umumiy hisob quyidagi tartibda bajariladi:

1. Har bir uzeldagi hisobiy sarf miqdori aniqlanadi:

$$Q_{3-4} = q_4$$

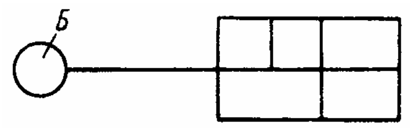
$$Q_{1-2} = q_4 + q_5 + q_6 + q'l_{2-5}$$
$$Q_{2-5} = q_5 + 0.55q'l_{2-5}$$

Magistral yo‘nalishni aniqlaymiz. Bunda bu yo‘nalishda sarf eng yuqori bo‘lishi kerak. Yana u uzun bo‘lib, yer yuzi balandliklarining eng katta qiymatlari shu yo‘nalishda joylashishi kerak.

Magistral yo‘nalishning hisobi quyidagi tartibda olib boriladi.

Tejamkor tezlik aniqlanadi. Ma’lumki, quvur diametri magistral yo‘nalishda kichikroq olinsa, magistral yo‘nalishning qurilish narxi kamayadi.

Lekin, bosimli suv minorasi nasos stantsiyasi qurilishi narxi qimmatlashadi.



14.8-rasm. Halqasimon tarmoq tasviri.
M bosimli suv minorasi

Bundan tashqari ekspluatatsiya narxi ham oshadi. Magistral yo‘nalishda quvur diametrini oshishi bunga teskari manzarani beradi.

Yuqoridagi mulohazalar asosida tejamkor tezlik tushunchasini o‘rganish amalga oshirilgan. Tadqiqotchilar natijasiga asosan, bu kattalik quyidagi jadval asosida qabul qilinishi mumkin.

D, m ………………	0,10	0,20	0,25	0,30
υ_{tej}, m/s ……..…	0,75	0,90	1,10	1,25

3. Magistral yo‘nalishdagi quvurlar diametrini aniqlaymiz:

$$\omega = \frac{Q}{\upsilon_{tej}}; \qquad D' = \sqrt{\frac{4\omega}{\pi}} = \sqrt{\frac{4Q}{\pi \upsilon_{tej}}}$$

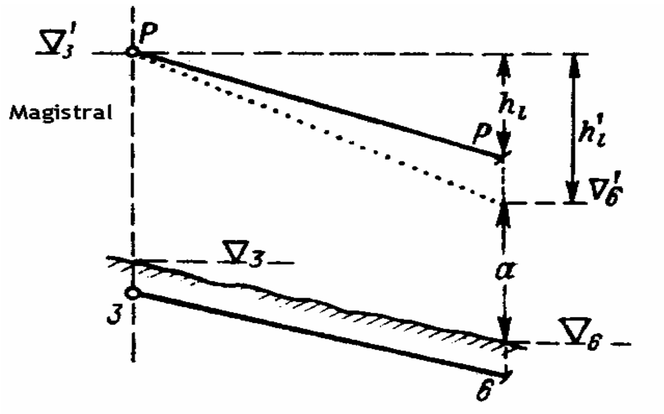
4. Har bir uchastka uchun bosim yo‘qolishini aniqlaymiz:

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l$$

5. h_l kattalik ma'lum bo'lgandan so'ng uchastka uchun *P-P* pyezometrik chiziqni chizamiz.

Chiziqni chizish Δ'_4 balandlikni bilgan holda, uchastka oxiridan boshlaymiz. Aniqlangan $(h_l)_{3-4}$, $(h_l)_{2-3}$, $(h_l)_{1-2}$ kattaliklar tik yo'nalishda qo'yiladi.

Magistraldan bo'lingan yo'nalishlar hisobi esa quyidagi tartibda aniqlanadi (14.9-rasmga qarang).



14.9-rasm. Oxiri berk magistral sistema tarmog'i.

a) $h_l' = \Delta_3' - \Delta_6'$ - bosim yo'qolishi aniqlanadi;

b) sarf moduli ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$(K')^2 = Q^2 \frac{l}{h_l'}$$

v) maxsus jadvallar yordamida K' kattalikka mos keluvchi quvur diametri D' topiladi.

g) D diametrga asosan haqiqiy sarf moduli qiymatini topamiz va bunga asosan haqiqiy bosimr (h_l) yo'qolishini aniqlaymiz.

Agar magistral yo'nalishni biz noto'g'ri tanlagan bo'lsak, hisob davomida $\Delta'_6 > \Delta'_3$ munosabatga kelishimiz mumkin, ya'ni, *3-6* bo'lim oxiriga kerakli sarf uzatish imkoniyati yo'q. Bunday holatda magistral yo‘nalish qayta tanlanib, gidravlik hisob qaytadan bajariladi.

15-BOB

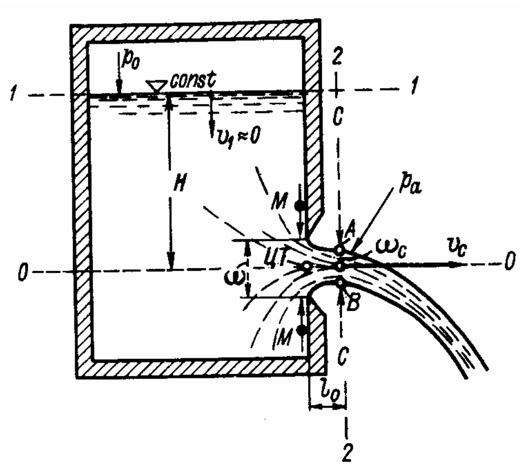
15.1. YUPQA DEVORDAGI KICHIK TESHIKLARDAN OQIB CHIQAYOTGAN SUYUQLIKNING HARAKATI. BOSIM O‘ZGARMAS HOLDA YUPQA DEVORDAGI KICHIK TESHIKLARDAN OQIB CHIQAYOTGAN SUYUQLIKNING HARAKATI

Tadqiqotchilar tomonidan o‘tkazilgan tajribalarga asoslanib, oqimning kichik teshikdan atmosferaga oqib chiqishini 15.1-rasmdagi ko‘rinishda ko‘rsatish mumkin.

Bunda r_o - suyuqlik erkin sirtiga ta’sir etuvchi tashqi bosim, bu kattalik r_a - atmosfera bosimidan farq qiladi; ω - teshik yuzasi; ω_c - oqimchaning *S-S* kesimdagi yuzasi. *N* - teshikning og‘irlik markazigacha bo‘lgan chuqurlik.

Agar l_o masofada oqimning pastlashishini hisobga olsak, u holda ω_c yuzaning og‘irlik markazigacha bo‘lgan chuqurlik deb qabul qilishimiz mumkin. Oqimcha *S-S* kesimgacha keskin siqilib boradi. Bunday holat – suyuqlik zarrachalarining inersiyasi hisobiga bo‘ladi deb qabul qilish mumkin. Bunga misol tariqasida *M* zarrachaning harakatini ko‘rishimiz mumkin. (15.1-rasm).

Agar harakatlanayotgan oqimga havoning aralashishi – aeratsiyani va havo qarshiligini hisobga olmasak, pastlashayotgan zarrachaning tezligi oshganligi sababli, oqimning siqilishi davom etishi kerak. Agar teshikdan chiqayotgan suyuqlik oqimchasining tezligi yuqori bo‘lsa, oqimning tashqi qobig‘ida o‘rinma kuchlanishlarning ta’siri kuchayadi. Havo qarshiligi oqimcha tezligini kamaytirib, uning havo bilan aralashish jarayoninini jadallashtiradi va *S-S* kesimdan keyin oqimcha kengaya boshlaydi.



15.1-rasm. Oqimning kichik teshikdan atmosferaga chiqishi

Oqimcha o‘z harakatida *S-S* kesimgacha tez o‘zgaruvchan harakatda bo‘lib, keyin tekis o‘zgaruvchan harakatlana boshlaydi. *S-S* kesim esa siqilgan kesim deb ataladi, Xuddi mana shu *S-S* kesimdan boshlab, oqimcha uchun Bernulli tenglamasini qo‘llash mumkin, chunki bu kesimgacha oqimning harakati tez o‘zgaruvchandir. *AV* yo‘nalishdagi oqimning tezligi *u* epyurali to‘g‘ri to‘rtburchakdir. Agar teshik aylana shaklida bo‘lsa, bu siqilgan kesimgacha masofa quyidagicha aniqlanadi:

$$l_0 \approx 0{,}5D \qquad (15.1)$$

bunda, *D* – teshik diametri.

Siqilish koeffitsiyentini quyidagicha aniqlaymiz:

$$\frac{\omega_c}{\omega} = \varepsilon\,, \qquad (15.2)$$

bunda, ε - siqilish koeffitsiyenti.

Endi o‘rganiladigan muammo sifatida siqilgan kesimdagi oqimning o‘rtacha tezligi υ_c va idishdan chiqayotgan oqim sarfini *(Q)* aniqlaymiz. Buning uchun idishdagi suyuqlik sirtidan *1-1* va siqilgan kesimdan *2-2* kesimni o‘tkazib, siqilgan kesim og‘irlik markazidan *00* taqqoslash tekisligini o‘tkazamiz. Bu tekislikka nisbatan *1-1* va *2-2* kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_1^{\ 2}}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_2^{\ 2}}{2g} + h_f \tag{15.3}$$

Tenglamaning har bir hadini tahlil qilamiz.

$$\left.\begin{aligned} &z_1 = H; \qquad \frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_o}{\gamma}; \qquad \frac{\alpha \upsilon_1^2}{2g} \approx 0 \\ &z_2 = 0; \qquad \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma}; \qquad \frac{\alpha \upsilon_2^2}{2g} \approx \frac{\upsilon_2^2}{2g} = \frac{\upsilon_c^2}{2g} \end{aligned}\right\} \tag{15.4}$$

Oqimning idishdagi tezligini hisobga olmasdan, *S-S* kesimdagi bosimni atmosfera bosimiga teng deb qabul qilamiz. *1-1* kesimdan *2-2* kesimgacha bosim yo‘qolishini quyidagicha aniqlaymiz:

$$h_f = \zeta \frac{\upsilon_c^2}{2g} \tag{15.5}$$

bunda, ζ - qarshilik koeffitsiyenti.

Demak, (15.4) va (15.5) ifodalarni inobatga olsak, (15.3) tenglamani quyidagicha yozishi mumkin.

$$H + \frac{p_0}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\upsilon_c^2}{2g} + \zeta \frac{\upsilon_c^2}{2g} \tag{15.6}$$

bunda,

$$H + \left(\frac{p_o}{\gamma} - \frac{p_a}{\gamma} \right) = H_{kl} \tag{15.7}$$

bunda, H_{kl} - keltirilgan yoki jamlangan bosim deyiladi. U holda:

$$H_{kl} = (1 + \zeta) \frac{\upsilon_c^2}{2g} \tag{15.8}$$

Bundan,

$$\upsilon_c = \sqrt{\frac{1}{1+\zeta}}\sqrt{2gH_{кл}} \tag{15.9}$$

yoki

$$\upsilon_c = \varphi\sqrt{2gH_{кл}} \tag{15.10}$$

bunda,

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+\zeta}} \tag{15.11}$$

deb belgilanib, tezlik koeffitsiyenti deb ataladi.

Agar $r_o = r_a$ bo‘lsa, (15.10) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\upsilon_c = \varphi\sqrt{2gH} \tag{15.12}$$

Ideal holatdagi suyuqliklar uchun

$$h_f = \zeta\frac{\upsilon_c^{\ 2}}{2g} = 0 \tag{15.13}$$

va

$$\zeta=0\ ; \qquad \varphi = 1{,}0 \tag{15.14}$$

ekanligini hisobga olsak,

$$\upsilon_c = \sqrt{2gH} \tag{15.15}$$

Bu ifoda **Torrichelli ifodasi** deyiladi. Bu bog‘liklikni 1643 yilda Torrichelli aniqlab, $\varphi \approx 1{,}0$ ekanligini ta’kidlagan. Siqilgan kesimdagi oqimning o‘rtaga tezligini bilgan holda, bu kesimdagi oqim sarfini aniqlaymiz:

$$Q = \omega_c\upsilon_c = \omega_c\varphi\sqrt{2gH} = \omega\frac{\omega_c}{\omega}\varphi\sqrt{2gH} \tag{15.16}$$

Bundan,

$$Q = \varepsilon\varphi\omega\sqrt{2gH} \tag{15.17}$$

yoki

$$Q = \mu_0\omega\sqrt{2gH} \tag{15.18}$$

$$\mu_0 = \varepsilon\varphi \tag{15.19}$$

μ_0 - teshikning sarf koeffitsiyenti deb ataladi.

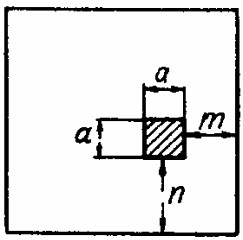
Demak, bu hodisani o'rganishda quyidagi to'rtta yangi koeffitsiyentlar bilan tanishdik:
ε- siqilish; ζ- qarshilik; φ - tezlik; μ_0 - teshikning sarf koeffitsiyentlari.

15.2. OQIMCHALARNING SIQILISH TURLARI. ε, ζ, φ va μ_0 KOEFFITSIYENTLAR KATTALIKLARI

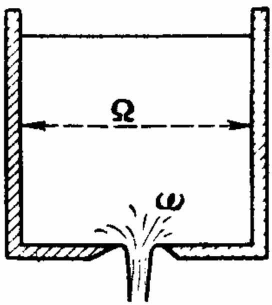
(kichik teshikdan atmosferaga chiqqan holda)

Oqimchaning siqilish darajasiga suyuqlik joylashgan muhitning yon devorlari va idish tubi ta'sir ko'rsatishi mumkin. Shu sababli teshikni yon devorlar va idish tubida joylashgan vaziyatiga bog'liq holatda oqimchaning siqilishi turlicha ko'rinishda bo'lishi mumkin:

To'liq siqilish. Teshikdan otilib chiqayotgan oqimning siqilishiga suyuqlik joylashgan idishning yon devorlari va tubining ta'siri bo'lmasa bunday siqilish to'liq amalga oshgan siqilish deyiladi (15.2-rasm).



15.2-rasm Oqimning to'liq amalga oshgan va chala siqilishiga doir.



15.3-rasm Oqimchaning chala siqilishiga doir.

Bunday siqilish quyidagi shart bajarilganda amalga oshadi:

$$m > 3a, \quad n > 3a \tag{15.20}$$

Bunda, a – tomonlari uzunligi bir xil bo‘lgan teshik kattaligi, m – tirqishdan yon devorgacha bo‘lgan masofa, n – teshikdan idish tubigacha bo‘lgan masofa. (15.20) shart bajarilganda tajribalar natijasiga asoslanib, yuqorida sanab o‘tilgan koeffitsiyetlarning quyidagi qiymatlarini qabul qilish mumkin:

$$\varepsilon = 0{,}63 \div 0{,}64; \;\; \zeta = 0{,}06; \;\; \varphi = 0{,}97; \;\; \mu_o = 0{,}62 \tag{15.21}$$

To‘liq amalga oshmagan siqilish. Teshikdan otilib chiqayotgan oqimchaning bunday siqilishi (15.20) shart bajarilmagan holatlarda ro‘y berishi mumkin.

Ta’kidlash kerakki, teshiklarning shakli va o‘lchamlari bir xil bo‘lsada, to‘liq amalga oshgan siqilish harakatdagi kesim yuzasi ω_s to‘liq amalga oshmagan siqilish kesim yuzasidan kichik bo‘ladi.

$$\omega_c > \omega_c' \tag{15.22}$$

To‘liq amalga oshmagan siqilishda, sarf koeffitsientini quyidagi ifoda asosida hisoblash mumkin (15.3-rasm):

$$\mu_0 \approx \mu_0'\left(1 + \frac{\tau}{100}\right) \tag{15.23}$$

bunda,

$$\tau = f\left(\frac{\omega}{\Omega}\right) \tag{15.24}$$

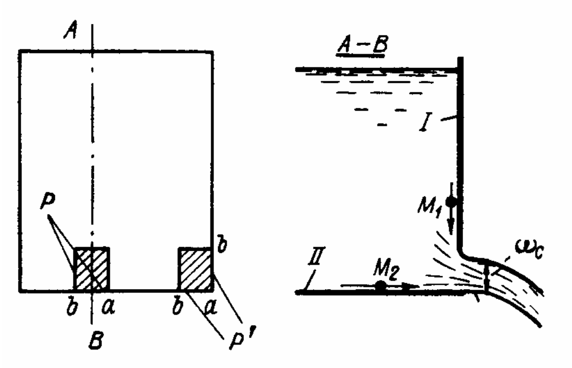
bo‘lib, Ω - idishning gorizontal kesim yuzasi.

Agar, a) $\omega : \Omega = 0{,}1$ bo‘lsa, $\tau \approx 1{,}5$

b) $\omega : \Omega = 0{,}2$ bo‘lsa, $\tau \approx 3{,}5$.

Noto‘liq siqilish. Noto‘liq siqilish m va n kattaliklardan biri yoki har ikkalasi nolga teng bo‘lgan holatda ro‘y berishi mumkin (15.4-rasm).

M_1 suyuqlik zarrachasi I yon devor bo‘ylab pastga harakatlanib, o‘z energiyasi hisobiga teshikdan chiqib, yuqoriga harakatlana boshlaydi. M_2 zarracha esa II dedevor bo‘ylab harakatlanib, teshikdan chiqqandan keyin ham o‘z harakatini davom ettiradi.



15.4-rasm. To‘liq siqilmagan oqimcha.

Bunday siqilishda ω_c kattalik qiymati ancha katta bo‘ladi, shuning hisobiga μ_0 sarf koeffitsiyenti ancha katta bo‘lib, quy-idagicha aniqlanadi:

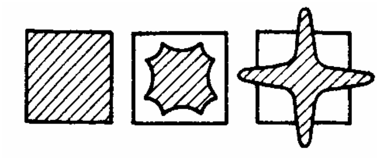
$$\mu_0 \approx \mu_0' \left(1 + 0{,}4\frac{P'}{P}\right) \qquad (15.25)$$

bunda: R - teshik perimetri;

R' - teshikning oqim siqilmagan sohasi perimetri.

Xulosalar:

1. Demak, tezlik koeffitsiyenti qiymati $\varphi \approx 1{,}0$ bo‘lsa, siqilish va sarf koeffitsiyentilari qiymatlari $0{,}6 \div 1{,}0$ oralig‘ida bo‘ladi.
2. Boshqa hamma sharoitlar bir xil bo‘lganda, noto‘liq va to‘liq amalga oshmagan siqilishdagi oqimcha sarfi *(Q)*, to‘liq amalga oshgan siqilishidagi oqimcha sarfidan katta bo‘ladi.
3. Sarf koeffitsiyentining yuqorida keltirilgan kattaliklari oqimning turbulent harakati uchun ta’luqli bo‘lib, bunda Reynolds soni yuqori bo‘ladi va Reynolds soning kichik qiymatlari uchun esa sarf koeffitsiyenti unga funksional bog‘liqdir.
4. Oqimcha harakati davomida kesim bo‘yicha o‘z shaklini o‘zgartiradi. Bunday o‘zgarishlar 15.5-rasmda ifodalangan.



15.5-rasm. Oqimcha kesimi shaklining oʻzgarishi.

15.3. OQIMCHANING TRAYEKTORIYASI

Tik holatda turgan devorda oʻrnatilgan teshikdan otilib chiqayotgan oqimcha harakati bilan tanishamiz.

Oqimcha trayektoriyasi deb, teshikdan otilib chiqib, ogʻirligi hisobiga erkin pastlashayotgan oqimcha chizigʻiga aytiladi. Bu chiziqchaning harakat tenglamasini yozish uchun quyidagicha fikr yuritamiz:

Devordan l_0 masofada joylashgan *S-S* siqilish roʻy berayotgan kesimni belgilab olamiz. Siqilgan kesim markazida *0* nuqta belgilab, undan *x* va *z* koordinatalarni belgilaymiz. Havo qarshiligini hisobga olmasdan, bu kesimda υ_s tezlikka ega boʻlgan zarrachani tanlab olamiz va bu zarracha uchun nazariy mexanika kursidan bizga ma’lum boʻlgan harakat tenglamasini yozamiz:

$$x = \upsilon_c t; \qquad z = \frac{gt^2}{2}, \tag{15.26}$$

bunda, *t* - vaqt.

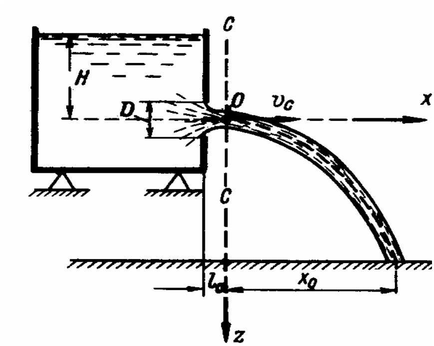
Trayektoriya tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$z = \frac{gx^2}{2\upsilon_c^2} \tag{15.27}$$

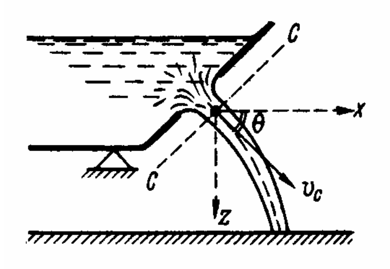
bundan:

$$\upsilon_c = \varphi\sqrt{2gH} \tag{15.28}$$

Bu (15.27) tenglama oqimcha trayektoriyasi chizigʻini parabola koʻrinishda boʻlishini koʻrsatadi (15.6-rasm). Unga z_o qiymatni qoʻysak oqimchaning uzoqlashish masofasi *(x_o)* ni topishimiz mumkin. Teshik idish devoriga qiya qilib oʻrnatilgan bo'lsa (15.7-rasm), oqim o'qi tenglamasi yuqorida berilgan ko'rinishda bo'ladi, faqat bunda zarrachaning boshlang'ich tezligi (υ_s) gorizontga nisbatan θ burchak ostida qiya bo'ladi.



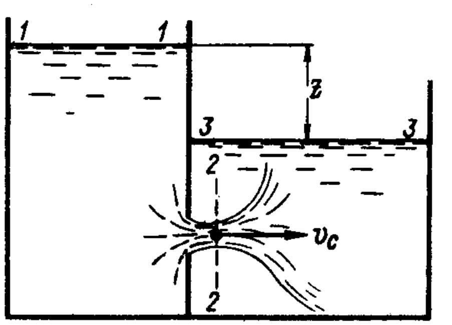
15.6-rasm. Oqimchaning traektoriyasi (teshik tik devorda bo'lgan holatda)



15.7-rasm. Oqimcha traektoriyasi (teshik qiya devorda joylashgan holat uchun)

15.4. KICHIK TESHIKLARDAN OQIMCHANING SUV SATHI OSTIGA CHIQISHI (TESHIKNING KO'MILGANLIK HOLATI)

Bunday qo'shilgan teshik 15.8-rasmda ko'rsatilgan.



15.8-rasm. Suv ostida joylashgan kichik teshikdan oqimchaning chiqishi

Bunda z – idish-lardagi sathlar farqi. Endi *1-1* va *3-3* kesimlar uchun Bernulli tenglamasini energiya yo'qolishi orqali yozamiz:

$$h_f = Z = \zeta \frac{\upsilon_c^2}{2g} = (\zeta_{1-2} + \zeta_{2-3}) \frac{\upsilon_c^2}{2g} = (\zeta_{1-2} + 1) \frac{\upsilon_c^2}{2g}, \qquad (15.29)$$

bunda, ζ - kesimlar orasidagi energiyaning yo‘qolish koeffitsiyenti.

Natijada, quyidagi tenglamani olishimiz mumkin:

$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gZ} \qquad (15.30)$$

Bu tenglama oqimchaning **teshikdan suv sathi ostiga chiqishini hisoblash tenglamasi** deyiladi.

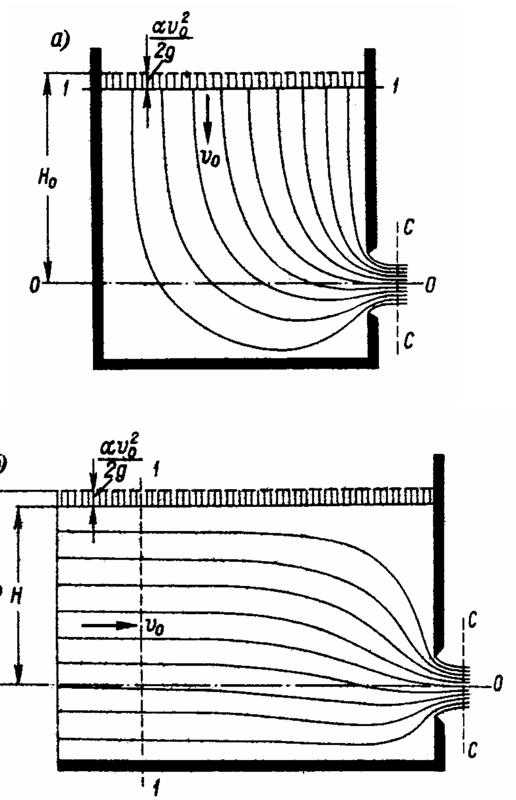
15.5. SUYUQLIKNING IDISHDAGI HARAKATI. KICHIK VA KATTA TESHIKLAR HAQIDA TUSHUNCHALAR. KATTA TESHIKLARNING GIDRAVLIK HISOBIGA DOIR AMALIY KO‘RSATMALAR

Teshik orqali suyuqlik oqimining otilib chiqishi natijasida, idishda joylashgan butun suyuqlik massasi harakatga keladi. Suyuqlikning idishga kirib kelishi va tezlik kattaligiga qarab, idishda suyuqlik har xil harakatlanishi mumkin.
a) suyuqlik ilgarilanma potensial harakat qilishi mumkin;
b) aylanma harakat, ya’ni harakatlanayotgan suyuqlikda aylanma harakat-lanayotgan sohalar bo‘lishi mumkin.

15.9 va 15.10-rasmlarda oqimning ilgarilanma potensial harakatiga oid harakatidagi harakat chiziqchalari ifodalangan 15.9, b va 15.10, b-rasmlarda *1-1* kesim tik holatda bo‘lib, yaqinlashishi tezligini υ_o deb belgilab olsak, to‘liq naporni quyidagicha aniqlashimiz mumkin:

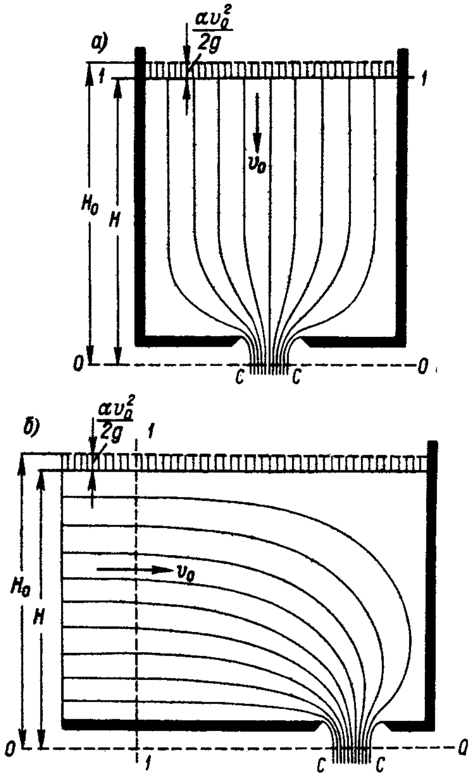
$$H_{l_1} = H + \frac{2\upsilon_0^2}{2g} = H_0 \quad \text{(belgi)} \qquad (15.31)$$

1-1 va *S-S* kesimlar orasida energiyaning yo‘qolishi φ - tezlik koeffitsienti bilan baholanadi.



15.9 a, b-rasmlar. Suyuqlikning idishdagi tezligi

Oldingi bilimlarimizga asoslanib aytishimiz mumkinki, 15.9, *a* va 15.10, b-rasmlardagi idishda harakatlanayotgan suyuqliklar uchun tezlik koeffitsiyenti 15.9, b-va 15.10, *a*-rasmlarga nisbatan kichik bo‘lishi kerak, lekin tezlik unda uncha katta emasligi va napor yo‘qolishi asosan teshik yaqinida ro‘y berganligi uchun koeffitsiyentning kattaligi deyarli teng deb qabul qilish mumkin.



15.10a, b-rasmlar. Suyuqlikning idishdagi tezligi

Agar teshik kichik bo‘lsa, φ koeffitsiyent kattaligi oqimning harakatiga bog‘liq emas. Bunday idishlarda harakatlanayotgan oqim sarfini quyidagi ifoda yordamida hisoblash mumkin:

$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH_0} \qquad (15.32)$$

Agar *1-1* kesimdagi oqimning harakatdagi kesim yuzasi Ω deb belgilasak,

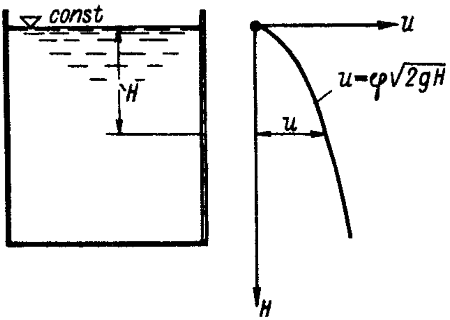
$$\Omega : \omega > 4{,}0 \qquad (15.33)$$

bo‘lganda

$$N_o = N \qquad (15.34)$$

deb qabul qilinishi mumkin.

N – bosim; υ_s - siqilgan kesimdagi oqimning o‘rtacha tezligi oshishi bilan oshadi, shu sababli $u = f\,(H)$ grafigi 15.11-rasmdagi ko‘rinishda bo‘lishi tabiiydir. 15.1-rasmdan ko‘rinib turibdiki, A va V nuqtalarning chuqurligi har xildir. Shu sababli, u_A va u_B tezliklar miqdori har xildir.



15.11-rasm. Suyuqlik oqish tezligining cho‘kish tezligiga bog‘liqlik grafigi.

$$u_A = \varphi\sqrt{2gH_A} \neq u_A = \varphi\sqrt{2gH_B} \qquad (15.35)$$

bunda, N_A va N_V - A va V nuqtalarning $1\text{-}1$ kesimga nisbatan chuqurligi.

Agar

$$N' \geq 10D \qquad (15.36)$$

bunda, N' - teshikning yuqori qirrasi chuqurligi;

D - teshik diametri bo‘lsa, u_A va u_B kattaliklari orasidagi farq - 5% dan kichik bo‘ladi.

Endi kichik va katta teshiklar deb atalauvchi tushunchalar bilan tanishamiz. quyidagi ikki shartni bir vaqtda qanoatlantiruvchi teshiklar kichik teshiklar deyiladi.

1-shart. υ_0 - yaqinlashish tezligi nihoyatda kichik, ya’ni (15.33) tengsizlik o‘rinli;

2-shart. u_A va u_B tezliklar deyarli bir - biriga teng. $u_A \approx u_B$, ya’ni (15.36) tengsizlik o‘rinli bo‘ladi.

Bu ikkala shartni inobatga olib, kichik teshik quyidagi vaziyatlarda mavjud bo‘ladi:

a) Teshik tik devorda joylashib, kesimga gorizontal holatda yaqinlashishida (15.9, a-rasm), (15.33) va (15.36) shartlar bir vaqtda joylashganda;

b) Teshik tik devorda joylashgan bo'lib, *1-1* yaqinlashish kesimi tik holatda bo'lganda, (15.9, b-rasm) (15.36) shart bajarilganda. Bunda (15.33) shart doimo bajariladi;

v) Teshik gorizontal tubda joylashganda (15.10-rasm). Bunda (15.33) shart bajarilib, (15.36) shart mavjud bo'lmaydi.

Demak, xulosa qilib aytish mumkinki, kichik teshiklarda $\upsilon_o = 0$ va $N_o = N$ shart bajarilar ekan.

Katta teshik deganda esa yuqoridagi ikki shartga bir vaqtda javob bermaydigan teshiklar tushuniladi.

Umuman aytganda, bunday teshiklar uchun ham yuqorida ko'rilgan ifodalar o'rinli, lekin sarf koeffitsiyenti kattaligi har xil bo'ladi. Buning qiymatini aniqlash uchun ko'pgina hollarda maxsus tadqiqotlar o'tkaziladi. Shularning ayrimlari natijalarini keltirishimiz mumkin:

1. Har tomondan oqim siqiladigan teshiklarda, $\mu_0 = 0{,}65$;
2. To'liq siqilmagan oqimlar mavjud teshiklar uchun, $\mu_0 = 0{,}70$;
3. Loyqa yotqiziqlarini chiqarishga mo'ljallanadigan teshiklar uchun:
   a) yondan siqilish bo'lsa, $\mu_0 = 065 \div 0{,}70$;
   b) yon tomondan siqilish kam bo'lsa, $\mu_0 = 0{,}70 \div 075$;
   v) siqilish bo'lmaganda, $\mu_0 = 0{,}80 \div 0{,}85$;

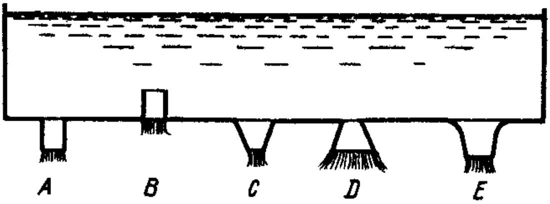
16-BOB

16.1. BOSIM O'ZGARMAS BO'LGAN HOLDA YUPQA DEVORDAGI TESHIKKA O'RNATILGAN QISQA QUVUR (NAYCHA)DAN OQIB CHIQAYOTGAN SUYUQLIK OQIMINING HARAKATI. NAYCHALARNING SHAKLLARI. UMUMIY KO'RSATMALAR

Biz, yuqorida uzun va qisqa quvurlar tushunchalari bilan tanishgan edik. Bunda, biz ta'kidlagan edikki, uzun quvurlarda bosimning faqat uzunlik bo'yicha yo'qolishi hisobga olinadi, qisqa quvurlarda esa har ikkala bosimning yo‘qolishi hisobga olinadi.

Naychaning quyidagi ko‘rinishlari mavjud (16.1-rasm):

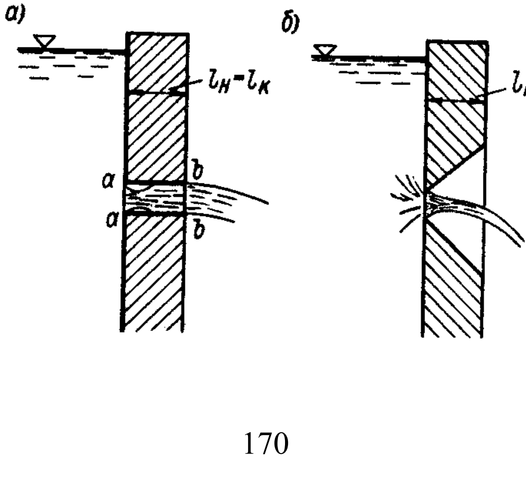
1) Tashqi silindirsimon naycha - Venturi naychasi (16.1, A-rasm);
2) Kichik silindrsimon naycha - Bord naychasi (16.1, V-rasm);
3) Konussimon naychalar: torayuvchi (16.1, S-rasm) va kengayuvchi (6.12, D-rasm) naychalar;
4) Tomonlari tekis egiluvchan naycha (16.1, E-rasm).



16.1-rasm. Teshik turlari

Endi oqimni qalin devordagi teshikdan chiqishi bilan tanishamiz (16.2, a-rasm). Gidravlika nuqtai nazardan *ab* Venturi naychani ko‘rishimiz mumkin.

a- a kesimni «kirish» va *b-b* kesimni «chiqish» kesimlari deb ataymiz. Ular orasidagi masofani $l_{н}$ deb belgilab, uni «naycha uzunligi» yoki «devorning gidravlik qalinligi» deb belgilab olishimiz mumkin.



16.2-rasm. Ingichka (*a*) va qalin (b) devordagi teshiklardan suyuqlikning chiqishiga doir

16.2, b-rasmdagi amaliy nuqtai nazardan «kirish» va «chiqish» kesimlar o‘zaro ustma ust tushib, $l_н \approx 0$ bo‘ladi. Tuzilishi qalin bo‘lsada, gidravlikada bu devorni yupqa devor deb qabul qilamiz. Bundan tashqari shuni ta’kidlashimiz kerakki, naychalar bilan tanishganimizda kvadrat qarshiliklar sohasiga mos keluvchi oqimning turbulent harakatini ko‘rish bilan chegaralanamiz.

16.2. TASHQI SILINDRSIMON NAYCHA (VENTURI NAYCHASI)

Suyuqlikning atmosferaga chiqishidagi harakati (16.3-rasm). Suyuqlik oqimchasi o‘zining og‘irligi hisobiga paydo bo‘ladigan inersiya kuchi hisobiga, dastlab ω_s kesim kattaligigacha siqiladi, keyin kengayib, butun naychani egalaydi. (16.3-rasmda *M* zarrachaning harakati fikrimizga dalil bo‘lishi mumkin). Bunda aylanma harakatga ega bo‘lgan *A* sohani kuzatish mumkin. *V* - *V* kesimda suyuqlikka r_a atmosfera bosimining ta’siri bo‘lganligi sababli,

$$\omega_B = \omega \tag{16.1}$$

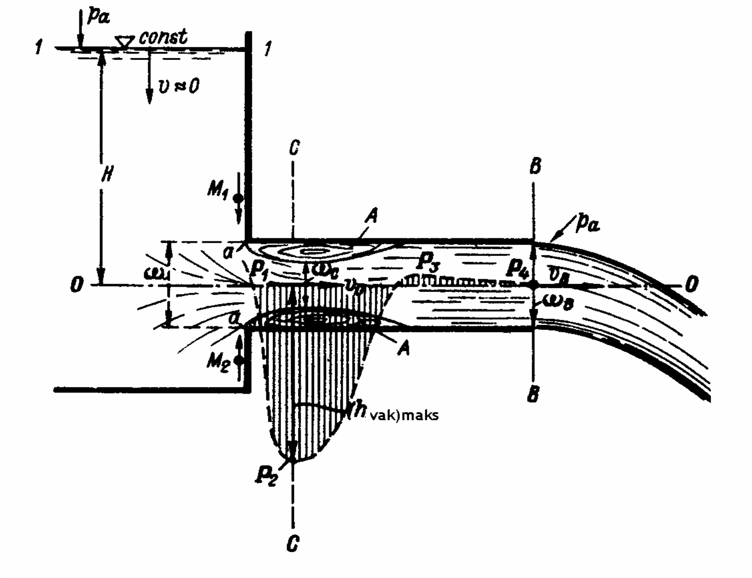
shart bajariladi. bunda, ω - naycha ulangan teshik ko‘ndalang kesimi yuzasi.

Rasmdan ko‘rinib turibdiki, oqim atmosferaga chiqishida uning siqilishi deyarli sezilmaydi.

A aylanma soha va bu soha bilan o‘tayotgan oqimchani ajratib turuvchi sirt haqida bosimning mahalliy yo‘qolishining umumiy tavsifi haqida aytilgan barcha fikrlar o‘rinlidir.

Bu soha va soha maydonida o‘tuvchi oqimcha ham vakuum – bo‘shliqqa ega.

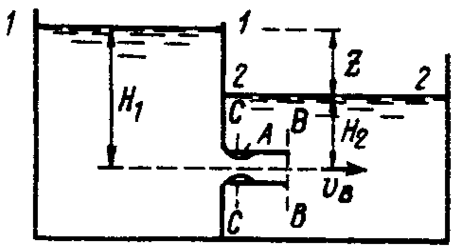
Bo‘shliqning eng katta qiymati *S*-*S* kesimda mavjud bo‘ladi, shuning hisobiga tezlik va kinetik energiyasi eng katta qiymatiga ega bo‘ladi.



16.3-rasm.Suyuqlikning atmosferaga chiqishidagi harakati

Bizga ma’lumki, kinetik energiyaning oshishi, potensial energiyaning kamayishiga olib keladi. Agar *V-V* kesimda bosim atmosfera bosimiga teng bo‘lsa, *S-S* kesimda esa siqilish hisobiga tezlikning oshishi sababli, bosimning kamayganligini ko‘ramiz.

Yuqoridagi mulohazalarimizga asosan, bu sohada pyezometrik chiziq – R_1 R_2 R_3 R_4 ko‘rinishida bo‘ladi (16.4-rasm).



16.4-rasm. Venturi naychasidan oqimchaning suv sathiga oqib chiqishi

Oqimning naychadan chiqish tezligi (υ_B) **va sarfni (Q) hisoblash ifodalari.** Bu ifodalarni olish uchun 16.3 va 16.4-rasmlardagi *1-1* va *V-V* kesimlar yoki *1-1* va *2-2* kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozib, quyidagilarni olamiz:

Oqimchaning atmosferaga chiqishi (16.3-rasm).

$$\upsilon_B = \varphi\sqrt{2gH} \tag{16.2}$$

bunda, υ_B - oqimchaning *V-V* kesimdagi chiqish tezligi; N - naychaning og‘irlik markazidan idishdagi suyuqlik sathigacha bo‘lgan balandligi; φ - tezlik koeffitsiyenti bo‘lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{1+(\zeta_{nay})}} \tag{16.3}$$

bunda, (ζ_{nay}) - qarshilik koeffitsiyenti.

$$h_{n.y} = (\zeta_{nay})\frac{\upsilon_B^2}{2g} \tag{16.4}$$

bunda, $h_{n.y}$ - naychadagi bosimning yo‘qolishi.

Sarf quyidagicha aniqlanadi:

$$Q = \mu_n\omega\sqrt{2gH} \tag{16.5}$$

bunda, μ_n - naychaning sarf koeffitsienti. Naychada siqilish yo‘q deb qabul qilganimiz sababli:

$$\mu_n = \varepsilon_B\phi = \phi \tag{16.6}$$

Shuning uchun

$$\varepsilon_B = \frac{\omega_B}{\omega} = 1{,}0 \tag{16.7}$$

deb qabul qilishimiz mumkin.

Oqimchaning suv sathi ostiga chiqishi (16.4-rasm). Bunday holda (16.5) ifodalar o‘rniga quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\upsilon_B = \varphi\sqrt{2gZ} \tag{16.8}$$

$$Q = \mu_n \omega \sqrt{2gZ} \qquad (16.9)$$

bunda, Z - sathlar orasidagi farq; φ - tezlik koeffitsiyenti bo‘lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{\left(\zeta_{nay}\right)_{k.o}}} = \sqrt{\frac{1}{\zeta_{nay} + 1}} \qquad (16.10)$$

bunda, μ_n - sarf koeffitsiyenti bo‘lib, $\mu_н = \varphi$ deb qabul qilishimiz mumkin.

ε, ζ, φ, $\mu_н$ koeffitsiyentlar kattaliklari. *V-V* kesimda $\varepsilon_B = 1,0$ deb qabul qilishimiz mumkin. *S-S* kesimda ε_C - siqilish koeffitsiyenti eng katta qiymatga ega bo‘lib, (6.2-mavzuga qarang) quyidagiga teng:

$$\varepsilon_C = (0,63 \div 0,64)$$

Naychadan oqimchaning atmosferaga chiqish koeffitsiyenti esa, quvurga kirish koeffitsiyentiga teng deb qabul qilinadi, ya’ni:

$$\zeta_{nay} = \zeta_{kir} = 0,5$$

Sath ostiga chiqishda esa

$$\left(\zeta_{nay}\right)_{k.o} = \zeta_{kir} + \zeta_{chiq} = 0,5 + 1,0 = 1,5 \qquad (16.11)$$

φ - sarf koeffitsiyenti har ikkala holat uchun tengdir.

$$\varphi = \mu_n = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{nay}}} = \sqrt{\frac{1}{(\zeta_{nay})_{k.o}}} = \sqrt{\frac{1}{1 + 0,5}} = 0,82 \qquad (16.12)$$

Suyuqlikning ingichka devordagi teshikdan va Venturi naychasidan chiqishini taqqoslash. Buning uchun ikkala holatda sarf va tezlikni taqqoslaymiz. Venturi naychasida (atmosferaga chiqishi):

$$Q_{nay} = 0,82\omega\sqrt{2gH}\,; \quad (\upsilon_B)_{nay} = 0,82\sqrt{2gH} \qquad (16.13)$$

Ingichka devordagi teshikdan (atmosferaga) chiqishi:

$$Q_T = 0,62\omega\sqrt{2gH}\,; \qquad (\upsilon_C)_T = 0,97\sqrt{2gH} \qquad (16.14)$$

Demak,

$$\frac{Q_{nay}}{Q_T} = \frac{0,82}{0,62} \approx 1,34 \qquad (16.15)$$

$$\frac{(\upsilon_B)_{nay}}{(\upsilon_C)_T} = \frac{0,82}{0,97} \approx 0,85 \qquad (16.16)$$

Naychaning ancha effektivligi ko'rinib turibdi. Sarf 34% oshib, tezlik 15% kamaymoqda. Bunda sarfning oshishini kesimning chiqishda kengayishi va o'z navbatida tezlikni kamayishi bilan tushuntirish mumkin.

S-S kesimdagi vakuum kattaligi.

Oqimning atmosferaga chiqishi. Bu kattalikni aniqlash uchun og'irlik markazidan o'tuvchi *00* tekislikka nisbatan *S-S* va *V-V* kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozamiz. (16.3-rasm).

$$\frac{p_C}{\gamma} + \frac{\upsilon_C^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\upsilon_B^2}{2g} + h_{j_{C-B}} \qquad (16.17)$$

bunda, p_C va υ_C kattaliklar *S-S* kesimga ta'luqlidir.

$$h_{j_{C-B}} = \zeta_{C-B} \frac{\upsilon_B^2}{2g} \qquad (16.18)$$

$$\upsilon_C = \frac{\upsilon_B}{\varepsilon_C} \qquad (16.19)$$

(6.54) va (6.55) ifodalarni (6.53) ifodaga qo'yamiz.

$$\frac{\upsilon_B^2}{\varepsilon_C^2 2g} - \frac{\upsilon_B^2}{2g} - \zeta_{C-B} \frac{\upsilon_B^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_C}{\gamma} = (h_{vak})_{maks} \qquad (16.20)$$

yoki

$$(h_{vak})_{maks} = \left(\frac{1}{\varepsilon_C^2} - \varepsilon_{C-B} - 1 \right) \frac{\upsilon_B^2}{2g} \qquad (16.21)$$

bunda, $(h_{vak})_{maks}$ - *S-S* kesimdagi vakuum kattalik.

Bunda (16.21) ifodani (16.1) ga qo‘yib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$(h_{vak})_{maks} = kN \tag{16.22}$$

bunda,

$$k = \varphi^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_C^2} - \zeta_{C-B} - 1 \right) \tag{16.23}$$

Agar (6.59) ifodaga φ, ε_C va ζ_{C-B} koeffitsiyentlarning son qiymatlarini qo‘ysak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$k = 0{,}82^2 \left(\frac{1}{0{,}63} - 0{,}35 - 1 \right) = 0{,}77 \tag{16.24}$$

Demak, $$(h_{vak})_{maks} = (0{,}75 \div 0{,}80)H \tag{16.25}$$

Sath ostiga oqish. 16.4-rasmdagi *S-S* va *2-2* kesimlar uchun Bernulli tengamasini yozib, yuqoridagidek fikr yuritsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$(h_{vak})_{maks} = (0{,}75 \div 0{,}80)Z - H_2 \tag{16.26}$$

bunda, Z va N_2 kattaliklar rasmda ko‘rsatilgan.

Agar N_2 katta qiymatga ega bo‘lsa, ifodada $(h_{vak})_{maks}$ manfiy qiymatga ega bo‘ladi, demak vakuum bo‘lmaydi.

Silindirsimon qisqa quvurning Venturi naychasidek ishlashi uchun mavjud bo‘lishi kerak bo‘lgan asosiy shartlar.

Hamma qisqa quvurlar ham Venturi naychasidek ishlashi mumkin emas. Masalan 6.16-rasmdagi vaziyatlar ham bo‘lishi mumkin.

$$(3{,}5 \div 4{,}0)D \le l_n \le (6 \div 7)D \tag{16.27}$$

bunda, D - quvurcha diametri.

Qisqa quvurning naychadek ishlashi uchun quyidagi ikkita shart bajarilishi kerak.

1-shart. quvurchaning uzunligi l_n quyidagicha bo‘lishi kerak.

Agar $l_n < (3,5 \div 4,0)D$ bo‘lsa, 16.5-rasmdagi vaziyat yuzaga keladi. quvurcha uzunligi qisqa bo‘lganligi sababli oqimcha harakatlanib kengayishga ulgurmaydi;

Agar $l_n > (6 \div 7)D$ bo‘lsa, bunda «qisqa quvur» paydo bo‘lib, bunda naporning uzunlik bo‘yicha yo‘qolishini hisobga olishga to‘g‘ri keladi.

Venturi naychasida vakuumning hosil bo‘lishi (quvur uzunligi qisqa bo‘lganda)shart. Maksimal vakuumda quyidagi shart bajarilishi kerak:

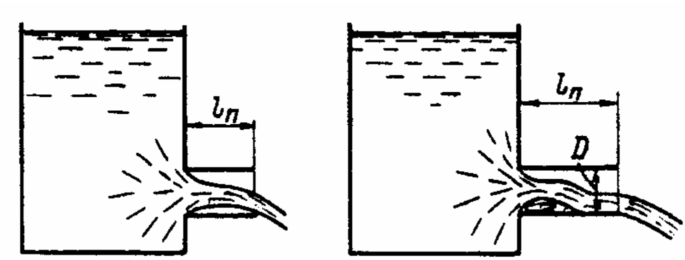
a) atmosferaga chiqishda (16.3-rasm):

$$(h_{vak})_{maks} \leq (h_{vak})_{qo‘sh} \tag{16.28}$$

b) sath ostiga chiqishda (16.4-rasm):

$$(h_{vak})_{maks} \leq (h_{vak})_{qo‘sh} - N_2 \tag{16.29}$$

bunda, $(h_{vak})_{qo‘sh} \approx 8$ m. suv ustuniga tengdir.



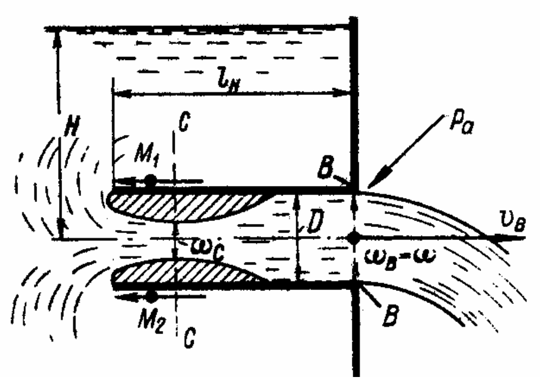
16.5-rasm. Silindirsimon qisqa quvurning Venturi naychasidek ishlashi

16.3. ICHKI SILINDRSIMON NAYCHA (BORD NAYCHASI)

Bord naychasidan oqimchaning atmosferaga chiqishi bilan tanishamiz (16.6-rasm).

Naycha uzunligini (3,5 ÷ 4)D dan kichik emas deb qabul qilib, ε_S siqilish koeffitsiyentini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\varepsilon_C = \frac{\omega_C}{\omega} = 0{,}5 \qquad (16.30)$$



16.6-rasm. Bord naychasi

Bord naychasidan ko'rinib turibdiki, S-S kesimdagi tezlik va vakuum Venturi naychasiga nisbatan katta qiymatga ega. qarshilik koeffitsienti esa quyidagiga teng.

$$\xi_{nay} = 1{,}0 \qquad (16.31)$$

Boshqa koeffitsiyentlar esa quyidagicha qabul qilinadi:

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{1+\zeta_{nay}}} = \sqrt{\frac{1}{1+1}} = 0{,}71 \qquad (16.32)$$

$$\mu_H = \varphi = 0{,}71; \quad \varepsilon_B = 1{,}0 \qquad (16.33)$$

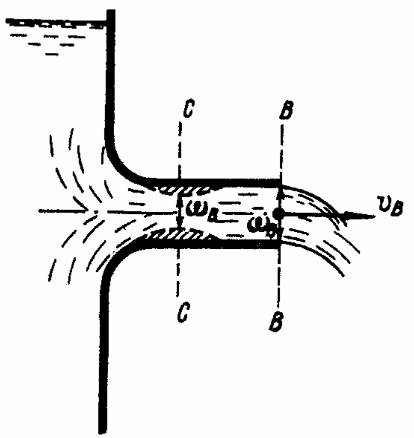
Hisoblash ifodalari Venturi naychasidek bo'ladi.

17-BOB

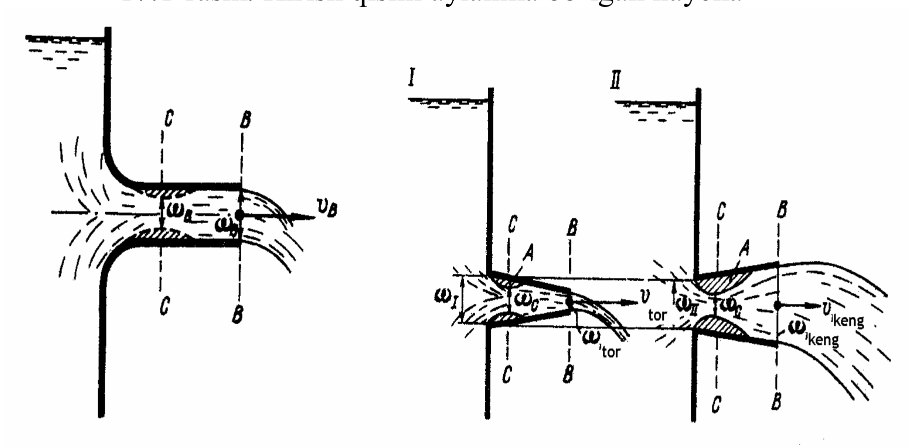
17.1. OQIM NAYCHALARINING BOSHQA TURLARI. NAYCHALARNING BOSHQA SHAKLLARI

Naychalarning boshqa shakllari bilan tanishishda faqat oqimchaning atmosferaga chiqish holati bilan tanishamiz.

Kirish qismi aylanma bo‘lgan naychalar. Agar kirish qismi aylanma bo‘lsa (17.1-rasm), siqilish kamayib, ω_S kattalashadi. Bunda *S-S* kesimdan *V-V* kesimgacha oqimchaning kengayish darajasi kamayib, υ_B tezlik oshadi. Kirishni bunday shaklga keltirish yo‘li bilan sarf koeffitsiyentining $\mu_н$ =0,95 bo‘lishiga erishish mumkin.



17.1-rasm. Kirish qismi aylanma bo‘lgan naycha



17.2-rasm. Konussimon nay

Konussimon torayuvchi va kengayuvchi naychalar. 17.2-rasmda ko‘rsatilgan bunday naychalarda quyidagi munosabat bo‘lishi mumkin:

$$(h_f)_{tor} < (h_f)_{ц} < (h_f)_{keng} \qquad (17.1)$$

Shunga mos ravishda:

$$\upsilon_{tor} > \upsilon_s > \upsilon_{keng} \qquad (17.2)$$

$$\phi_{tor} > \phi_s > \phi_{keng} \qquad (17.3)$$

$$\omega_{tor} < \omega_s < \omega_{keng} \qquad (17.4)$$

munosabatlarni yozish mumkin.

Bunda *«tor», «keng», «s»* indekslar torayuvchi, kengayuvchi, silindrsimon naychalarning parametrlari. Kuzatishlar natijasi ko‘rsatganki,

$$Q_{tor} < Q_s < Q_{keng} \qquad (17.5)$$

17.2. SUYUQLIKNING O‘ZGARUVCHAN NAPOR OSTIDA TESHIK VA NAYCHADAN CHIQISHI

Oqimchaning atmosferaga yoki suyuqlikning doimiy sathga oqib chiqishi.

17.3-rasmdagi suyuqlik bilan to‘ldirilgan idishni ko‘rib chiqamiz. quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

Ω - idishning gorizontal kesimi yuzasi:

$$\Omega = f_1 (H) \qquad (17.6)$$

bunda, Q – chiqayotgan sarf:

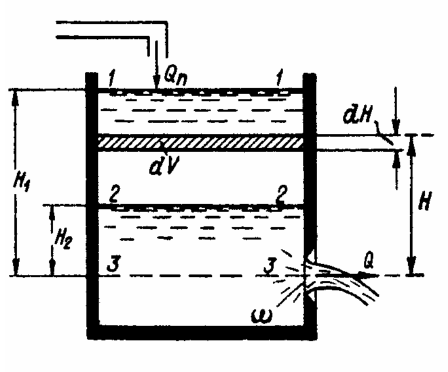
$$Q = \mu_O \omega \sqrt{2gH} = f_2(H) \qquad (17.7)$$

Q_p – idishga kirayotgan oqim sarfi vaqt davomida o'zgaradi deb qabul qilamiz.

$$Q_p = f(t) \qquad (17.8)$$

bunda, Q_P = const bo'lgan xususiy hol bilan tanishamiz.

Agar $Q_p > Q$ bo'lsa, idish to'la boshlaydi va suyuqlik sathi toki $Q_p = Q$ shart bajarilgunga qadar ko'tariladi. Aks holda, $Q_p < Q$ bo'lsa, sath tushib, $Q_p = Q$ holat bo'lguncha pasayadi.



17.3-rasm. Suyuqlikning o'zgaruvchan bosim ostida oqib chiqishi

Biz, $Q_p < Q$ holatni ko'rib, shunday t vaqtni tanlaymizki, bu vaqt oralig'ida suyuqlik sathi *1-1* kesim vaziyatidan *2-2* kesim vaziyatigacha tushadi. Bu masalani hal qilishda quyidagicha fikr yuritamiz. qisqa oniy dt vaqtda idishdan quyidagi hajmdagi suyuqlik oqib chiqadi:

$$Qdt = \mu_0 \omega \sqrt{2gH}\, dt \qquad (17.9)$$

Xuddi shu dt vaqtda idishga quyidagi hajmda suyuqlik tushadi:

$$Q_p\, dt \qquad (17.10)$$

Idishdagi hajmning o'zgarishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$dV = Q_{П} dt - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}\, dt \qquad (17.11)$$

yoki

$$dV = \Omega dH \qquad (17.12)$$

(17.9) va (17.10) ifodalarning o'ng tomonlarini o'zaro tenglab, quyidagi differensial tenglamani yozamiz:

$$Q_{\Pi} dt - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}\, dt = \Omega dH \qquad (17.13)$$

bundan

$$dt = \frac{\Omega}{Q_{\Pi} - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}} dH \qquad (17.14)$$

(17.12) tenglamani N_1 va N_2 bo'yicha integrallasak,

$$t = \int_{H_1}^{H_2} \frac{\Omega}{Q_{\Pi} - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}} dH = \int_{H_2}^{H_1} \frac{\Omega}{\mu_0 \omega \sqrt{2gH} - Q_{\Pi}} dH \qquad (17.15)$$

Umuman, $\Omega \neq$ sonst, ya'ni idish nosilindrik bo'lgan umumiy holda, t vaqt kattaligi oxirgi farq usulida hisoblanishi mumkin (keyinroq bu usul haqida batafsil to'xtalamiz).

$Q_{\text{p}} = Q$ va Ω = const bo'lgan holda (17.13) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

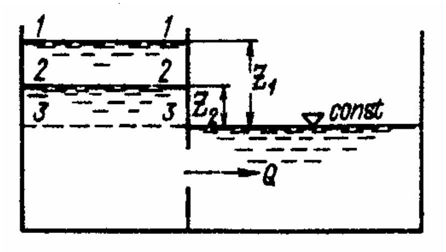
$$t = \frac{\Omega}{\mu_0 \omega \sqrt{2g}} \int_{H_2}^{H_1} \frac{dH}{\sqrt{H}} = 2 \frac{\Omega}{\mu_0 \omega \sqrt{2g}} \left(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2} \right) \qquad (17.16)$$

Bu xususiy holda ($Q_{\text{p}} = 0$ va Ω = const) idishning 3-3 sathigacha bo'shashi quyidagicha aniqlanadi:

$$t_0 = \frac{2\Omega \sqrt{H_1}}{\mu_0 \omega \sqrt{2g}} = \frac{2\Omega H_1}{\mu_0 \omega \ \sqrt{2gH_1}} = 2 \frac{\Omega H_1}{Q_1} = 2t' \qquad (17.17)$$

bunda, Q_1 - suyuqlikning sathi N_1 bo'lgandagi sarf; t' - doimo Q_1 sarf chi qib turgandagi holatda idishning to'liq bo'shashi uchun ketadigan vaqt (haqiqatda esa Q sarf Q_1 da 0 gacha o'zgaradi).

Oqimcha doimiy sathli suyuqlikka chiqqanda (17.3-rasm) xuddi yuqoridagidek hisoblash ifodalari olinadi. Faqat N o'rnida sathlar farqi Z kattaligi mavjud bo'ladi.



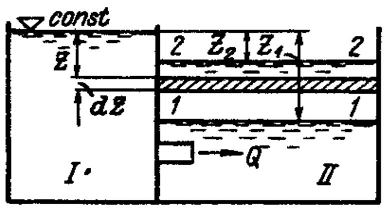
17.3-rasm. Oqimchaning doimiy sathli suyuqlikka oqib chiqishi

17.3. IDISHDAGI DOIMIY BOSIM TA'SIRIDA SUYUQLIK SATHINING O'ZGARUVCHAN SUYUQLIK SATHIGA OQIB CHIQISHI

Agar idishni bo'shashini emas, balki to'lish jarayonini ko'rib chiqib, yuqoridagi kabi fikr yuritsak, quyidagi hisoblash ifodasini olamiz:

$$t = \frac{2\Omega}{\mu_н \omega \sqrt{2g}} \left(\sqrt{Z_1} - \sqrt{Z_2} \right), \tag{17.18}$$

bunda, Ω - to'ldirilayotgan idishning gorizontal kesim yuzasi bo'lib, Ω = geometrik kattaliklar. Bundan tashqari quyidagilarni ta'kidlash lozim deb hisoblaymiz.



17.4-rasm. Suyuqlikning o'zgaruvchan sathga oqib chiqishi

1. Oqimcha bir idishdan ikkinchi idishga chiqayotganda har ikkalasida ham sath o'zgaruvchan bo'lishi mumkin. Bunday masalalar ham yuqoridagidek hisoblanadi, lekin hisoblash ifodalari ancha murakkab bo'ladi.

Yuqoridagi masalalar bilan amaliyotda suv omborlarini to'ldirish va bo'shatishda hamda suv yo'llari shlyuzlarini boshqarishda ko‘rishimiz mumkin. Suv omborlarida $\Omega \neq const$ bo‘lganligi uchun masala ancha murrakkablashadi.

2. Turli suv hajmlarini yig‘adigan va tarqatadigan gidrotexnik inshootlarda, asosan, beqaror harakat mavjud bo‘ladi. Lekin biz, yuqoridagi hisoblash ifodalarini keltirib chiqarishda oddiy Bernulli tenglamasidan foydalandik. Bunday chegaralanish ko‘pgina hollarda mumkin, chunki harakat sekin o‘zgaruvchan bo‘ladi. Lekin ayrim amaliy hisoblarda, notekis harakatni paydo bo‘lishida asosiy rol o‘ynovchi lokal inersiya kuchlarini hisobga olishga to‘g‘ri keladi.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. А.Ю. Умаров “Гидравлика” Т., “Ўкитувчи” 2002 й.
2. Латипов К.Ш. “Гидравлика, гидромашиналар ва гидроюритмалар”. Тошкент, “Ўкитувчи”, 1992 й.
3. D.R.Bozorov, R.M.Karimov, J.S.Kazbekov, S.Q.Xidirov “Gidravlika”. Toshkent, 2003 y.
4. А.М. Гиргидов “Механика жидкости и газа” (Гидравлика). СПбГПУ, 2006 г.
5. В.А. Кудинов, Е.М. Карташов “Гидравлика”. М.: Высшая школа, учебное пособие, 2006 г.
6. Е.Н. Кожевникова, А.И. Лаксберг, Е.А. Локтионова. “Механика жидкости и газа” (Гидравлика). Краткий справочник . СПбГПУ, 2003 г.
7. Лапшев Н.Н. Гидравлика: учебник для студ. Высш. Учеб. Заведений – М.: Издательский центр «Академия», 2008 г. – 272 с.
8. Разбегина Е.Г., Сумбатова А.Р. Прикладные задачи гидравлики. – М.: РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина, 2007.
9. Мукольянц А.А. Гидравлика, гидравлические машины и гидропневмоприводы.:Учебно-методическое пособие. – Ташкент.: ТашГТУ, 2010. –160 с.

MUNDARIJA

Muharrir: Siddiqova K.A

Musahhih: Adilxodjayeva Sh.M