

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

GIDRAVLIKA



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

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

GIDRAVLIKA

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

Тошкент 2019

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

Ro‘yxatga olish raqami: 5.38.24

UO‘T – 621.22.01 (075.8)

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

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

O‘quv qo‘llanma. – T.: TIQXMMI. 2019: - 236 bet.

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

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

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

X. Fayziyev

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

I. Axmedxodjayeva

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

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

KIRISH

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

IV BOB. SUYUQLIK HARAKATINING TARTIBLARI VA GIDRODINAMIK O`XSHASHLIK ASOSLARI

Amalda ko`p hollarda turli quvurlar sistemasini hisoblashga to`g`ri keladi. Bunday hisoblashlar kimyo, to`qimachilik, neft sanoatida, gidrotexnika inshootlarida va boshqa ko`pgina joylarda uchraydigan turli gidromashinalarning qismlari, vodoprovodlar, issiqlik almashtirgichlar kabi sistemalar uchun qo`llaniladi. Bu sistemalarni hisoblash ularda suyuqlikning qanday tezlikda va qanday sharoitda oqishiga bog`liq. Shunga asosan suyuqliklar harakatining turli tartiblari tekshiriladi va harakat tartibiga qarab turlicha hisoblash ishlari olib boriladi.

4.1. Suyuqlik harakatining ikki tartibi. Reynolds kritik soni

Ko`p hollarda quvurlardagi suyuqlik tekis harakatda bo`ladi, ya'ni tezlik oqim yo`nalishi bo`yicha o`zgarmaydi. Bu holda harakatning qanday bo`lishiga, asosan, ichki ishqalanish kuchi ta'sir qiladi. Bu holda uning ikki kesimidagi bosimlar farqi ishqalanish kuchining va geometrik balandliklar farqining katta yoki kichikligiga bog`liq bo`ladi. Bu kuchlarning ta'sirida quvurlardagi harakat tezligi har xil bo`lishi mumkin. Tezlikning katta-kichikligiga qarab suyuqlik zarrachalari batartib yoki betartib harakat qiladi. Bu harakatlar, odatda, asosan ikki tartibli harakatga ajratiladi: laminar harakat va turbulent harakat.

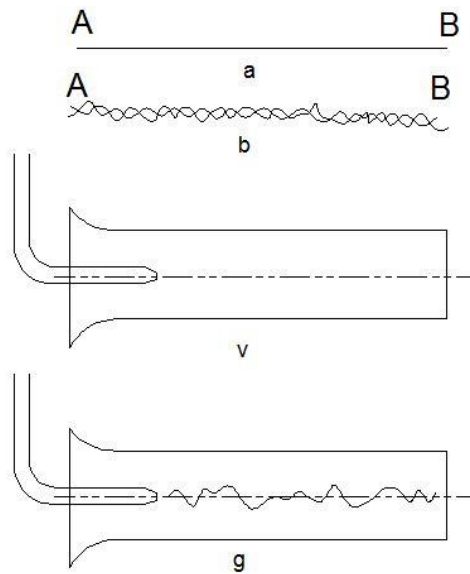
Laminar harakat vaqtida suyuqlik zarrachalari qavat-qavat bo`lib joylashadi va ular bir qavatdan ikkinchi qavatga o`tmaydi. Boshqacha aytganda, suyuqlik zarrachalari oqimlar harakatiga ko`ndalang yo`nalishda harakatlanmaydi va uni quyidagicha ta'riflash mumkin.

Agar harakat fazosida biror A nuqta tanlab olsak, shu nuqtada albatta suyuqlikning biror zarrachasi bo`ladi. Harakat natijasida shu zarracha A nuqtadan siljib uning o`rnini boshqa zarracha egallaydi. Ikkinchi zarracha ham A nuqtada to`xtab turmaydi va uning o`rnini uchinchi zarracha egallaydi va hokazo. Endi A nuqtaga birinchi kelgan zarracha harakatlanib, biror B nuqtaga AB chizigi (4.1-rasm, a) bo`yicha kelsa, uning ketidan kelgan ikkinchi zarracha ham A nuqtadan B nuqtaga AB chizig`i bo`yicha kelsa, uchinchi zarracha ham aniq AB chizig`i bo`yicha yursa va A nuqtaga kelgan boshqa zarrachalar ham AB chizig`i orqali B nuqtaga kelsa, bunday harakat *laminar harakat* deyiladi. Ba'zi vaqtda laminar harakatning bunday tartibi *parallel oqimli* yoki *tinch harakat* deb ataladi.

Laminar harakatni tajribada kuzatish uchun suyuqlik oqayotgan shisha quvurning boshlang`ich kesimiga shisha naycha orqali rangli suyuqlik keltirib

qo`shib yuborsak, rang suyuqlikda aralashmasdan to`g`ri chiziq bo`yicha oqim ko`rinishida ketadi (4.1-rasm, v).

Agar suyuqlikning tezligini oshirib borsak, harakat tartibi o`zgarib boradi. Tezlik ma'lum bir chegaradan o`tganidan keyin, zarrachalar kinetik energiyasi ko`payib ketishi natijasida, ular ko`ndalang yo`nalishda ham harakat qila boshlaydi. Natijada zarrachalar o`zi harakat qilayotgan qavatdan qo`shni qavatga o`tib, energiyasining bir qismini yo`qotib, o`z qavatiga qaytib keladi. Oqim tezligi juda oshib ketsa, zarrachalar bir qavatdan ikkinchi qavatga tez o`ta boshlaydi. Natijada suyuqlik harakatining tartibi buziladi. Bunday harakat turbulent harakat deyiladi.



4.1. rasm. Laminar va turbulent harakatga oid chizma

Yuqorida aytganimizdek, A nuqtadan o`tayotgan zarrachalarni ko`rsak, birinchi zarracha B nuqtaga tekis chiziq bilan emas, qandaydir egri-bugri chiziq bo`yicha keladi. Hatto u nuqtaga aniq kelmasligi mumkin. Birinchining ketidan kelayotgan ikkinchi zarracha ham A dan B ga egri-bugri chiziq bilan keladi. Lekin bu chiziq birinchi zarracha yurgan chiziqdan farq qiladi. Uchinchi zarracha esa A dan B ga uchinchi egri-bugri chiziq bilan keladi. Shunday qilib turbulent harakatda ixtiyoriy A nuqtadan o`tuvchi har bir suyuqlik zarrachasi B nuqtaga o`ziga xos egri chiziq bilan keladi (4.1-rasm, b), ba'zi zarrachalar B nuqtaga kelmasligi ham mumkin. Yuqorida aytilgan usul bilan quvurda oqayotgan suyuqlik oqimining boshlang`ich kesimida rang qo`shib yuborsak, u tezlikning ma'lum bir miqdoridan boshlab egri chiziq bo`yicha ketadi (4.1-rasm, g). Tezlikni oshirishni davom ettirsak, rang suyuqlikda butunlay aralashib ketadi. Bundan ko`rinadiki, suyuqlikning parallel oqimli tartibi buziladi. Suyuqlik harakatining bu ikki tartibini ingliz olimi O. Reynolds tajribada har tomonlama tekshirgan va natijalarini 1883 yilda e`lon qilgan. Reynolds suyuqliklar harakatining muhim qonuniyatini kashf

qildi. Suyuqlik harakatini tezlikning oqim o'lchamiga ko'paytmasining qovushqoqlik kinematik koeffitsiyentiga nisbatidan iborat o'lchovsiz miqdor xarakterlar ekan. Bu miqdor olimning hurmatiga *Reynolds soni* deb ataladi va formulalarda *Re* bilan belgilanadi. Silindrik quvurlardagi oqim uchun Reynolds soni quyidagicha qisoblanadi:

$$Re = \frac{\rho d v}{\mu} \quad (4.1)$$

Turli shakldagi nosilindrik quvurlar va o'zanlardagi oqimlar uchun Reynolds soni quyidagicha o'lchanadi:

$$Re = \frac{\rho d_{ekv} v}{\mu} = \frac{4\rho R v}{\mu} \quad (4.2)$$

bu yerda d – quvurning ichki diametri; d_{ekv} – o'zan yoki nosilindrik quvurning ekvivalent diametri: $d_{ekv} = 4R$; R – gidravlik radius.

Reynolds aniqlashicha, yuqorida aytilgan o'lchovsiz miqdorning kichik qiymatlarida laminar harakat bo'lib, uning oshib borishi natijasida u turbulent harakatga aylanadi. (4.1) dan ko'rinib turibdiki, Reynolds soni *Re* oshishi uchun yo tezlik, yoki quvur diametri ortish, yoki bo'lmasa qovushqoqlik kinematik koeffitsiyenti kamayishi kerak. Suyuqlikning laminar harakatdan turbulent harakatga, o'tishini Reynolds soni *Re* ning ma'lum kritik miqdori bilan aniqlanadi va u Reynolds soni kritik soni deb atalib, Re_{kr} bilan belgilanadi. Bu son silindrik quvurlar uchun $Re_{kr}=2320$.

Agar oqimni juda silliq quvurda, har qanday eng kuchsiz turtki va tebranishlardan holi bo'lgan sharoitda tekshirsak, Reynolds kritik soni 2320 dan ortiq, hatto bir necha marotaba ortiq bo'lishi mumkin. Lekin Reynolds soni ma'lum bir qiymatdan o'tganidan keyin harakat, qanday ehtiyot choralari ko'rilmasin, albatta turbulent bo'ladi. Bu son Reynolds yuqori kritik soni deb ataladi va $Re_{kr,yu}$ – 10000ga teng bo'ladi. Bu songa qiyos qilib, yuqorida keltirilgan kritik son Reynolds quyi kritik soni $Re_{kr,q} = 2320$ deb ataladi. Reynolds soni $Re_{kr,q}$ dan kichik bo'lganda barqaror laminar harakat bo'ladi, u $Re_{kr,yu}$ dan katta bo'lganda esa turbulent harakat barqarorlashgan bo'ladi. Agar Reynolds soni bu ikki miqdor o'rtasida, ya'ni $Re_{kr,q} < Re < Re_{kr,yu}$ bo'lsa, turbulent harakat beqaror bo'lib, bu holatni o'tkinchi tartib deyiladi. Shunday qilib, suyuqlik harakatida asosan ikki tartib laminar va turbulent tartib mavjud. Bu tushunchani yana aniqroq ifodalasak, u holda uch xil tartib mavjud bo'lib, ular Reynolds soniga bog'liq:

- 1) laminar tartib $Re < 2320$ da;
- 2) o'tkinchi tartib $2320 < Re < 10000$ da;
- 3) barqarorlashgan turbulent tartib $Re > 10000$ da.

Suyuqlik harakatini tekshirishda va turli gidrosistemalarni hisoblashda harakat tartibining qanday bo'lishiga qarab foydalaniladigan formulalar va

miqdorlar turlicha bo`ladi. Shuning uchun turli hisoblashlarni bajarishdan oldin harakatning laminar yoki turbulent tartibda ekanligini (4.1) formula yordamida aniqlab olish zarur bo`ladi.

Suyuqliklarda ichki qarshiliklar ham harakat tartibiga qarab har xil hisoblanadi. Tajribalarning ko`rsatishicha, laminar harakat vaqtida bosimning pasayishi o`rtacha tezlikning birinchi darajasiga

$$H_{1-2} = k_L \mathcal{G},$$

turbulent harakatda esa uning n – darajasiga proporsional bo`ladi.

$$H_{1-2} = k_T \mathcal{G}^n$$

bu yerda K_L , K_T – laminar va turbulent harakat uchun proporsionallik koeffitsiyentlari; n - daraja ko`rsatkichi; u 1,75 va 2 orasida o`zgaradi. Reynolds soni ortishi bilan daraja ko`rsatkichi n ortib boradi. Barqaror turbulent harakat bo`lganda $n = 2$ bo`ladi.

4.2. Hidrodinamik o`xshashlik asoslari. Hidrodinamik hodisalarni modellashtirish

Texnikada gidravlik qurilmalarini yaratish yoki tabiatdagi biror voqeani tekshirish uchun laboratoriya sharoitida uning kuchaytirilgan modellarida tajribalar o`tkaziladi va bu tajribalar natijasiga qarab asosiy qurilma yoki hodisa haqida xulosa chiqariladi. Modellarini yasash va ularda olingan natijalarni rostakam nusxaga o`tkazish uchun model bilan rostakam hodisani bir-biri bilan bog`lovchi qonuniyatlarni bilish zarur bo`ladi. Rostakam nusxa bilan model o`rtasidagi bu qonuniyatlar o`xshashlik qonuniyatlari deb ataladi va ularni o`xshashlik va modellashtirish nazariyasi tekshiradi.

Ikki fizik jarayon o`xshash bo`lishi uchun uning barcha parametrlari ma'lum bir munosabatda bo`lishi kerak va bu munosabatlar turli parametrlar uchun turlicha bo`ladi.

Ikki xil voqeani bir-biriga o`xshash bo`lishi uchun birinchidan uning geometrik parametrlari o`xshash bo`lishi, ikkinchidan kinematik va dinamik parametrlari o`xshash bo`lishi kerak.

Misol uchun suvning tabiatda va texnikada kuzatilayotgan harakatda kavitatsiya hodisasi mavjud bo`lsa, uning modelida geometrik va kinematik o`xshashlik bo`lishidan tashqari xuddi shunday kavitatsiya hodisasi mavjud bo`lishi kerak. Hodisalarning o`xshashligi fizik o`xshashlik, vaqt o`xshashligi chegaraviy shartlarni o`xshashligini ham o`z ichiga olish kerak. Bular ikki o`xshash hodisalar uchun bir ismli miqdorlarning nisbatlari bir xil qiymatga ega bo`lishini taqozo qiladi. Masalan, bir hodisa uchun uzunlik o`lchamlari

$L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ bo'lsin, birinchiga o'xshash ikkinchi hodisaning uzunlik o'lchamlari esa $l_1, l_2, l_3, \dots, l_n$ bo'lsin. U holda agar

$$\frac{L_1}{l_1} = \frac{L_2}{l_2} = \frac{L_3}{l_3} = \frac{L_n}{l_n} = const \quad (4.3.)$$

bo'lsa bu hodisalar geometrik o'xshash bo'ladi. Xususan, l_1, l_2, \dots, l_n quvurning uzunligi, diametiri, tezlik yoki boshqa parametrlarni o'lchanayotgan nuqtaning koordinatalari va hokazo bo'lishi mumkin. Yuqorida aytilgan hodisalar uchun tezlik o'lchamlari $v_1, v_2, v_3, \dots, v_n$ va $v'_1, v'_2, v'_3, \dots, v'_n$ bo'lsin.

Agar

$$\frac{v_1}{v'_1} = \frac{v_2}{v'_2} = \frac{v_3}{v'_3} = \frac{v_n}{v'_n} = const \quad (4.4.)$$

bo'lsa, bu hodisalar kinematik o'xshash bo'ladi. Xususan v_1, v_2, \dots, v_n o'lchash olib borilayotgan nuqtalardagi tezliklardir.

Mazkur ikki hodisa uchun:

$$\frac{t_1}{t'_1} = \frac{t_2}{t'_2} = \frac{t_3}{t'_3} = \dots = \frac{t_n}{t'_n} = const \quad (4.5.)$$

bo'lsa, ularda vaqt o'xshashligi mavjud.

Yuqorida keltirilgan (4,3), (4,4) va (4,5) nisbatlarning tengligini ifodalovchi o'zgarmas miqdorlar *o'xshashlik doimiysi* deb ataladi va uzunlik uchun α_l tezlik uchun α_v vaqt uchun at belgilar bilan belgilanadi. Shuningdek tezlanish uchun α_a zichlik uchun α_ρ qovushqoqlik uchun α_μ va hokazo o'xshashlik doimiylarini kiritish mumkin. O'xshashlik nazariyasida yuqorida keltirilgan o'xshashlik doimiylari ikki o'xshash hodisa uchungina bo'lmay, bir qancha o'xshash hodisalar uchun bo'lsa, u holda ular *o'xshashlik aniqlovchisi* deyiladi. O'xshashlik aniqlovchilarning o'xshashlik doimiysidan yana bir farqi ular bir qancha turli o'lchamlar kombinatsiyasining nisbati sifatida qurilishi mumkin.

Masalan,

$$\frac{g_1 l_1 v_1}{g'_1 l'_1 v'_1} = \frac{g_2 l_2 v_2}{g'_2 l'_2 v'_2} = \dots = \frac{g_n l_n v_n}{g'_n l'_n v'_n} = const$$

Agar o'xshashlik aniqlovchisi oddiy o'lchamlar nisbati bilan ifodalansa, ular *simplekslar* deyiladi. Agar o'xshashlik aniqlovchisi o'lchamlar murakkab kombinatsiyalarining nisbati sifatida ifodalansa, u holda *o'xshashlik kriteriyalari* deyiladi. Misol sifatida Nyuton ikkinchi qonunini ko'ramiz. Birinchi hodisa uchun u

$$F_1 = m_1 \frac{d g_1}{d t_1} \quad (4.6.)$$

Ikkinchi hodisa uchun esa

$$F_2 = m_2 \frac{d\mathcal{G}_2}{dt_2} \quad (4.7)$$

Ikkinchi hodisa uchun o`xshashlik doimiylari a_f , a_m , a_v , a_t larni kiritsak, (4.7) birinchi hodisa parametrlari orqali quyidagicha ifodalanadi.

$$\alpha_f F_1 = \alpha m_1 \frac{\alpha d}{\alpha t} m_1 \frac{d\mathcal{G}_1}{dt_1}$$

yoki

$$\frac{\alpha_f \alpha_t}{\alpha_m \alpha_v} F_1 = m_1 \frac{d\mathcal{G}_1}{dt_1} \quad (4.8)$$

(4.6.) bilan (4.8) lar ikki o`xshash hodisalar uchun yozilganligi sababli ular bir xil bo`lishi kerak. Buning uchun o`xshashlik doimiylaridan tashkil topgan quyidagi o`zgarmas miqdor birga teng bo`lishi kerak.

$$C = \frac{\alpha_f \alpha_t}{\alpha_m \alpha_v} = 1$$

bundan

$$\frac{\frac{F_1 t_1}{m_1 \mathcal{G}_1}}{\frac{F_2 t_2}{m_2 \mathcal{G}_2}} = 1 \quad \text{ёки} \quad \frac{F_1 t_1}{m_1 \mathcal{G}_1} = \frac{F_2 t_2}{m_2 \mathcal{G}_2}$$

Bu munosabat bir necha o`xshash hodisalar uchun umumlashtirsak, quyidagi o`xshashlik aniqlovchisini olamiz

$$Ne = \frac{Ft}{m\mathcal{G}} = const$$

bunga *Nyuton mezon*i deyiladi.

Gidrodinamik o`xshashlikni quyidagi kriterial miqdorlar aniqlaydi .

*Struxal mezon*i yoki *gomoxronlik mezon*i

$$Sh = \frac{l}{\mathcal{G}t} \quad (4.9)$$

*Reynolds mezon*i

$$Re = \frac{\mathcal{G}l}{\nu} \quad (4.10)$$

*Eyler mezon*i

$$Eu = \frac{P}{\rho \mathcal{G}^2} \quad (4.11)$$

*Frud mezon*i

$$Fr = \frac{\mathcal{G}^2}{gl} \quad (4.12.)$$

Bu kriterial miqdorlar yuqorida keltirilgan usulni Nave-Stoks tenglamasiga qo`llash yo`li bilan olinadi.

Birinchi hodisa uchun Nave-Stoks tenglamalar sistemasidan birinchi tenglamani yozamiz:

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + g \cos \alpha_x, \quad (4.13)$$

bu yerda $g \cos \alpha$ og'irlik kuchining O_x o'qidagi proyeksiyasi. Bu tenglamaga (4.7) va (4.8) lardagi kabi o'xshashlik doimiysini kiritsak, u quyidagi ko'rinishga keladi

$$\frac{\alpha_v}{\alpha_t} \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\alpha_v^2}{\alpha_1} \left(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) = -\frac{\alpha_p}{\alpha_\rho \alpha_1} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\alpha_y \alpha_v}{\alpha_t^2} \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + \alpha_g g \cos \alpha_x$$

tenglamaning ikki tomoni $\frac{\alpha_v^2}{\alpha_\rho}$ ga bo'lsak, u quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\alpha_e}{\alpha_v \alpha_e} \frac{\partial u_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + U_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{\alpha_\rho \alpha_v^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\alpha_v}{\alpha \nu \alpha_t} \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + \frac{\alpha_g \alpha_1}{\alpha_v^2} g \cos \alpha_x, \quad (4.14)$$

Ikki hodisa o'xshash bo'lsa, ularni ifodalovchi tenglamalar bir xil bo'ladi. Ikki hodisa o'xshashligidan (4.13) va (4.14) tenglamalar bir xil bo'lishi kerakligi kelib chiqadi. Bundan ko'rinadiki

$$1) \frac{\alpha_t}{\alpha_v \alpha_t^2} = 1; 2) \frac{\alpha_p}{\alpha_\rho \alpha_v^2} = 1; 3) \frac{\alpha_v}{\alpha_v \alpha_\rho} = 1; 4) \frac{\alpha_g \alpha_1}{\alpha_v^2} = 1.$$

Birinchi kombinatsiyadagi o'xshashlik doimiylarini o'z o'rniga qo'ysak

$$\frac{l_1}{\frac{l_2}{g_1 t_1}} = 1, \text{ ya'ni } \frac{l_1}{g_2 t_2} = \frac{l_2}{g_2 t_2}$$

Gidrodinamik o'xshash voqealar uchun Struxal mezoni bir xil bo'lishi kerak:

$$Sh = \frac{1}{g t} = const$$

Ikki kombinatsiyadan

$$\frac{p_1}{\frac{p_2}{\rho_1 g_1^2}} = 1; \frac{p_1}{\rho_1 g_1^2} = \frac{p_2}{\rho_2 g_2^2}$$

Demak, gidrodinamik o'xshash voqealar uchun Eyler mezoni bir xil bo'lishi kerak:

$$Eu = \frac{p}{\rho g^2} = const$$

Uchinchi kombinatsiyadan

$$\frac{v_1}{\frac{v_2}{g_1 l_1}} = 1; \frac{g_1 l_1}{v_1} = \frac{g_2 l_2}{v_2}$$

O`xshash voqealar uchun yuqoridagilardan tashqari Reynolds mezonini ham bir xil bo`lishi kerak:

$$Re = \frac{gl}{\nu} = const$$

To`rtinchi kombinatsiyadan

$$\frac{g_1 l_1}{g_2 l_2} = 1; \quad \frac{g_1^2}{g_1 l_1} = \frac{g_2^2}{g_2 l_2}$$

Gidrodinamik hodisalar o`xshash bo`lishi Frud mezonining ham bir xil bo`lishini taqozo qiladi:

$$Fr = \frac{g^2}{gl} = const$$

Yuqorida ko`rib o`tilganlardan gidrodinamik o`xshashlik to`rtta tenglikni bajarilishi bilan ta'minlanadi. Bundan kelib chiqadiki, bu kriterial miqdorlar o`rtasida qandaydir munosabat mavjud bo`lib u

$$\varphi_1(Sh, Eu, Re, Fr) = 0 \quad (4.15)$$

ko`rinishda ifodalanadi.

Agar harakat barqaror bo`lsa u holda (4.15) ning o`rniga

$$\varphi_2(Eu, Re, Fr) = 0 \quad (4.16)$$

munosabatdan foydalanamiz.

(4.15) va (4.16) munosabatlar kriterial tenglamalar deb ataladi va Nave - Stoks tenglamasini yechib bo`lmaydigan hollarda ulardan foydalaniladi. Bu munosabatlarning Nave-Stoks tenglamasidan farqi shundaki, ular kriterial miqdorlar o`rtasidagi bog`lanishni noaniq ko`rinishda ifodalaydi. Nave-Stoks tenglamasi esa harakat parametrlari orasidagi bog`lanishni aniqlangan ko`rinishda beradi, lekin ko`p hollarda bu tenglamani yechish qiyin, ba'zan esa yechish mumkin emas.

Kriterial tenglamalardan foydalanish uchun tekshirilayotgan voqeaning modelini laboratoriya sharoitida yaratib, unda tajriba o`tkazamiz. Tajribadan olingan natijalarni esa (4.15) yoki (4.16) tenglamani aniqlangan ko`rinishga keltirish uchun foydalanamiz. Ko`p hollarda (4.16) tenglamani ham soddalashtirib, og`irlik kuchi harakatga kam ta'sir etadigan hollarga

$$\varphi_3(Eu, Re) = 0 \quad (4.17)$$

ko`rinishida qo`llaymiz. Oxirgi tenglama yuqori bosim ostida bo`ladigan hodisalar uchun yaqin keladi.

IV bob bo'yicha nazorat savollari

- 1.Suyuqlik harakatining tartiblari.
2. Suyuqlikning barqaror harakati uchun uzilmaslik tenglamasi
- 3.Laminar harakat tartibining xususiyatlari.
- 4.Reynolds soni.
- 5.Turbulent harakat tartibining xususiyatlari.

V BOB. SUYUQLIKLARNING LAMINAR HARAKATI

5.1. Tezlikning silindirik quvur kesimi bo'yicha taqsimlanishi

Qovushoq suyuqliklar quvurda laminar harakat qilganda uning oqimchalari bir-biriga parallel harakat qiladi. Quvur devorlari esa unga yopishib qolgan suyuqlik zarrachalari bilan qoplanadi. Shunday qilib, quvur devoridagi suyuqlik zarrachalarining tezligi nolga teng. Suyuqlikning devorga yopishgan qavatidan keyingi qavati esa suyuqlik zarrachalari bilan qoplangan quvur devori ustida sirpanib boradi. Agar quvur ichidagi suyuqlikni xayolan cheksiz ko'p yupqa qavatlarga ajratsak, u holda har bir qavat o'zidan oldingi qavat sirtida siljib boradi. Yuqorida aytilganga ko'ra quvur devori sirtidagi qavatning tezligi nolga teng bo'lib, quvur o'qiga yaqinlashgan sari tezlik oshib boradi. O'qda esa tezlik maksimal qiymatga ega bo'ladi. Shuning uchun quvur ichidagi ishqalanish kuchi Nyuton qonuni bilan ifodalanadi:

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr}$$

Quvur ichida uzunligi l va radiusi r bo'lgan elementar naycha ajratib olamiz (5.1-rasm). Bu naychanning yuzalari $d\omega$ bo'lgan 1-1 kesimi bo'yicha p_1 bosim, 2-2 bo'lgan kesim bo'yicha esa p_2 bosim ta'sir qilsin. Radiusi R bo'lgan tekshirilayotgan quvurdagi harakat gorizontal va tekis bo'lsin. U holda elementar naychaga ta'sir qilayotgan kuchlar

1-1 kesimdagi bosim kuchi

$$P_1 = p_1 d\omega$$

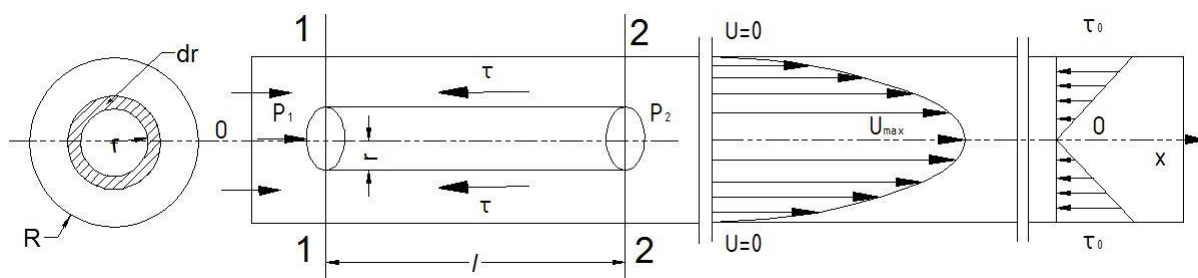
2-2 kesimdagi bosim kuchi

$$P_2 = p_2 d\omega$$

ishqalanish kuchi

$$T = \tau 2\pi r l = -\mu 2\pi r l \frac{du}{dr}$$

dan iborat.



5.1-rasm. Laminar harakatda tezlikning quvur kesimi bo'yicha taqsimlanishi

U holda elementar naychani muvozanat shartidan quyidagini yoza olamiz.

$$P_1 - P_2 - T = 0 \quad (5.1)$$

Elementar naycha kesimi $dS = \pi r^2$ ekanligini nazarda tutib, (5.1) dan quyidagi tenglamani keltirib chiqaramiz:

$$\pi r^2 p_1 - \pi r^2 p_2 + \mu 2\pi r l \frac{du}{dr} = 0$$

Bu tenglamadan ushbu differentsial tenglamani keltirib chiqaramiz:

$$\frac{du}{dr} = -\frac{r}{2\mu} \frac{p_1 - p_2}{l} \quad (5.2)$$

Oxirgi tenglamaning o'zgaruvchilarini ajratamiz

$$du = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} r dr$$

va chap tomoni u dan 0 gacha, o'ng tomonini esa r dan R gacha integrallab, tezlik uchun munosabat keltirib chiqaramiz:

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} (r^2 - R^2) \quad (5.3)$$

Hosil qilingan tenglama parabola tenglamasi bo'lib, u tezlikning silindrik quvur kesimi bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. (5.3) dan ko'rinib turibdiki, quvurdagi harakat tezligi $r = 0$ da maksimumga erishadi

$$u_{\max} = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} R^2 \quad (5.4)$$

Demak, silindrik quvurda laminar harakat tezligi ko'ndalang kesimda parabola qonuni bo'yicha taqsimlangan bo'ladi. Tezlikning maksimal qiymati esa quvurning o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Endi quvurda oqayotgan suyuqlikning sarfini topamiz. Eni dr ga teng bo'lgan halqa bo'yicha oqayotgan (5.1-rasm) elementar sarf quyidagiga teng bo'ladi:

$$dQ = 2\pi r dr u$$

Oxirgi tenglikka (5.3) dan tezlikning formulasini qo'ysak, quyidagini olamiz:

$$dQ = -2\pi r \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} (r^2 - R^2) dr.$$

Bu tenglikning chap tomonini 0 dan Q gacha o'ng tomonini esa 0 dan R gacha integrallab

$$Q = -\int_0^R 2\pi r \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} (r^2 - R^2) dr = -\pi \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \int_0^R (r^2 - R^2) r dr = \pi \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \left(\frac{R^4}{2} - \frac{R^4}{4} \right) = \frac{\pi R^4}{8\mu l} \frac{p_1 - p_2}{l} \quad (5.5)$$

munosabatni olamiz.

Bu holda o'rtacha tezlikni shunday topamiz:

$$g = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{\pi R^4 (p_1 - p_2)}{8\mu l \pi R^2} = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} R^2 \quad (5.6)$$

(5.6) va (5.4) munosabatlarni solishtirib quvurda laminar harakat vaqtida o`rtacha tezlik bilan maksimal tezlik orasidagi munosabatni topamiz:

$$g = \frac{u_{\max}}{2} \quad (5.7.)$$

Demak, silindrik quvurda laminar harakat vaqtida o`rtacha tezlik maksimal tezlikdan ikki marotaba kichik ekan.

5.2. Quvur uzunligi bo`yicha bosimning pasayishi (Puazeyl formulasi)

Endi quvurda oqayotgan suyuqlik enegiyasining ishqalanishni yengishga sarflanishini tekshiramiz. Avval quvur kesimi bo`yicha ishqalanish kuchining taqsimlanishini ko`ramiz. Buning uchun Nyuton qonuni formulasiga tezlik formulasi (5.3) ni qo`yamiz.

U holda,

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr} = \frac{p_1 - p_2}{2l} r \quad (5.8.)$$

Bu formuladan ko`rinib turibdiki, ishqalanish kuchi quvur o`qida nolga teng bo`lib, uning o`qidan devorlariga qarab chiziqli ortib boradi va devor sirtida eng katta qiymatga erishadi (5.1-rasm) (3.56) tenglamada silindrik quvurdagi uzunlik bo`yicha gidravlik yo`qotishni ishqalanish kuchi orqali berilgan edi. Endi bu formulaga (5.8) munosabatni qo`ysak.

$$H_e = \frac{p_1 - p_2}{\gamma 2l} R \frac{2Rl}{\pi R^2} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

Kesimlardagi bosim farqi $(p_1 - p_2)$ ni (5.6) formuladan o`rtacha tezlik orqali ifodalasak:

$$p_1 - p_2 = \frac{2\mu l}{R^2} g = \frac{32\mu l}{D^2} g$$

va gidravlik yo`qotish formulasiga qo`ysak, quyidagi munosabatni olamiz:

$$H_l = \frac{8\mu l}{\gamma D^2} g \quad (5.9.)$$

U holda gidravlik qiyalik uchun formula chiqarish qiyin emas. Buning uchun (5.9) ning ikki tomonini l ga bo`lamiz

$$\frac{H_l}{l} = \frac{32\nu}{gD^2} g \quad (5.10)$$

va oxirgi tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$J = \frac{232\nu}{gD^2 D g} g^2 = \frac{64\nu}{9D^2 g D} g^2$$

Silindrik quvurlar uchun Reynolds soni

$$\text{Re} = \frac{gD}{\nu}$$

ko`rinishda yozilgani uchun

$$J = \frac{64}{R_e 2gD} g^2$$

Demak, laminar harakat vaqtida gidravlik qiyalik va bosimning pasayishi Reynolds soniga bog`liq ekan. $\frac{64}{\text{Re}}$ ko`rinishdagi miqdorni gidravlikada λ bilan belgilanadi:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (5.11)$$

va ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti deb ataladi. U holda energiyaning yo`qolishi va gidravlik qiyalik uchun quyidagicha Darsi - Veysbax formulasini olamiz.

$$H_e = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g} \quad (5.12)$$

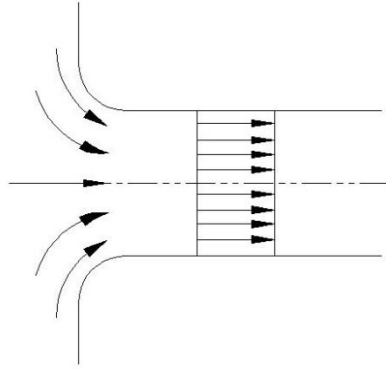
$$J = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g}$$

Shunday qilib, laminar harakat vaqtida quvur uzunligi bo`yicha bosimning pasayishi va gidravlik qiyalik solishtirma kinetik energiyaga chiziqli bog`liq ekan.

5.3. Oqimning boshlang`ich bo`lagi.

Yuqorida aytib o`tilgan harakat qonunlari quvurdagi barqarorlashgan laminar oqimlar uchun to`g`ridir. Haqiqatda esa, quvurga endi kirgan suyuqlik boshlang`ich kesimdan boshlab ma'lum masofa o`tgandan keyingina laminar harakatga doir bo`lgan parabolik qonun bo`yicha taqsimlangan bo`ladi .

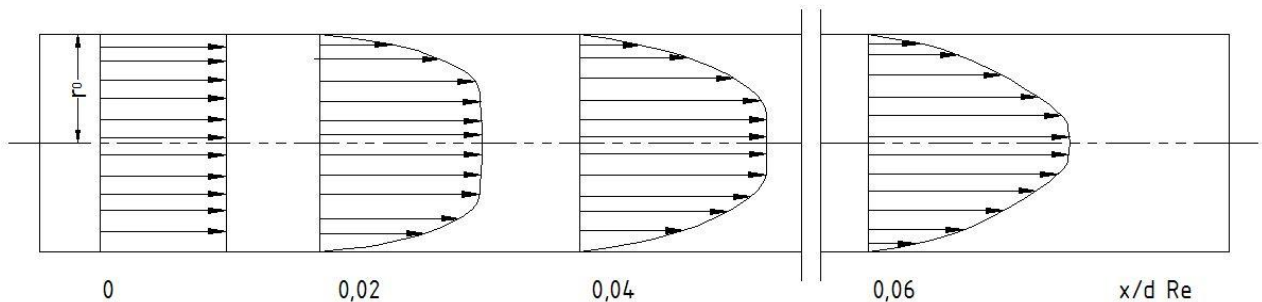
Laminar harakatning quvurda rivojlanishini quyidagicha tasavvur qilish mumkin. Hajmi juda katta idishdan suyuqlik quvurga kirsin va quvur kirish qismining chekkalari yaxshilab dumaloqlangan bo`lsin. Bu holda boshlang`ish kesimda tezlik deyarli o`zgarmas bo`ladi. Bu qonun faqat *chegara* (yoki devoroldi) qatlam deb ataluvchi devor ustidagi yupqa qavatdagina buziladi. Bu qavatda suyuqlikning devorga yopishishi natijasida tezlik keskin kamayib, devorda nolga tenglashadi. Shuning uchun kirish qismida tezlik chizig`i to`g`ri chiziq kesmasi (5.2-rasm) bilan aniq ifodalanadi.



5.2-rasm. Naycha kirishidagi tezlik taqsimotiga doir.

Kirish qismidan uzoqlashgan sari devorlardagi ishqalanish kuchi ta'sirida chegara qatlamga yaqin qavatlarda harakat sekinlashib boradi va natijada bu qatlamning qalinligi oshib boradi harakat esa sekinlashib boradi. Oqimning ishqalanish kuchi hali ta'sir qilmagan markaziy qismi esa bir butun harakat qilishni davom ettiradi, ya'ni boshqacha aytganda markaziy qavatlarda tezlik deyarli bir xil bo'lgani holda (oqayotgan suyuqlikning harakat miqdori o'zgarmas bo'lgani uchun) chegara qatlamda tezlik kamaygani sababli yadroda tezlik oshadi.

Shunday qilib, quvurning o'rta qismida (yadroda) tezlik oshib boradi, devor yaqinida o'sib boruvchi chegara qatlamda kamayadi. Bu jarayon chegara qatlam oqim kesimini butunlay egallab olmaguncha va yadro butunlay yo'q bo'lib ketguncha davom etadi (5.3-rasm).



5.3-rasm. Laminar harakatning quvurda rivojlanib borishiga doir chizma

Shundan keyin oqimning rivojlanishi tugab, tezlik chizig'i odatdagi laminar oqimga xos parabolik shaklni qabul qiladi. Quvurning boshlang'ich kesimidan doimiy parabolik tezlik vujudga kelguncha bo'lgan bo'lagi laminar harakatning boshlang'ich bo'lagi deb ataladi. Bu bo'lakning uzunligi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$L_{\text{bosh}} = 0,028R_e D \quad (5.13)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, boshlang'ich bo'lak Reynolds soniga va quvurning diametriga proporsional ekan. Gidrotexnika kursida bu masalani nazariy usul bilan hal qilingan bo'lib, olingan formulalar tajribada qiymatlarga juda yaqin keladi.

5.4. Tekis va halqasimon tirqishlarda suyuqlikning laminar harakati.

Yuqorida biz laminar harakatning eng sodda turlaridan biri silindrik quvurdagi tekis harakatni ko`rgan edik. Texnikada esa murakkab harakatlar ko`p ushraydi. Bularga tekis va halqasimon tirqishlardagi harakatlarni misol qilib keltirish mumkin. Bunday harakatlar gidravlik mashinalar va agregatlarni germetiklash, ularning harakatlanuvchi elementlarini mustahkam berkitish ishlari orada tirqish qoldirib bajariladi. Porshenli nasoslar va gidrouzatmalarda plunjer bilan silindr orasidagi tirqish ham yuqoridagi aytilgan harakatlarga misol bo`la oladi.

Uzunligi l , eni b , balandligi c bo`lgan tekis tirqishdagi laminar, bir tekis harakatni ko`ramiz (5.4-rasm).

Ko`rilayotgan tirqishda uzunligi l , eni b va balandligi y bo`lgan parallelepiped ajratamiz. Bu parallelepipedga $1-1$ kesimi bo`yicha Ox o`qi yo`nalishida

$$P_1 = p_1by$$

2-2 kesimi bo`yicha

$$P_2 = p_2by$$

bosim kuchlari ta'sir etadi.

Parallelepipedning ustki sirtiga

$$T_1 = \tau bl = -\mu \frac{du}{dy} bl$$

va ostki sirtiga

$$T_2 = \tau_0 bl$$

ishqalanish kuchlari ta'sir etadi va ular ham Ox o`qi bo`yicha yo`nalgan bo`ladi. Ko`rilayotgan hajmdagi suyuqlikning muvozanatda bo`lishi sharti bo`yicha yuqorida keltirilgan kuchlardan quyidagi tenglama hosil qilinadi.

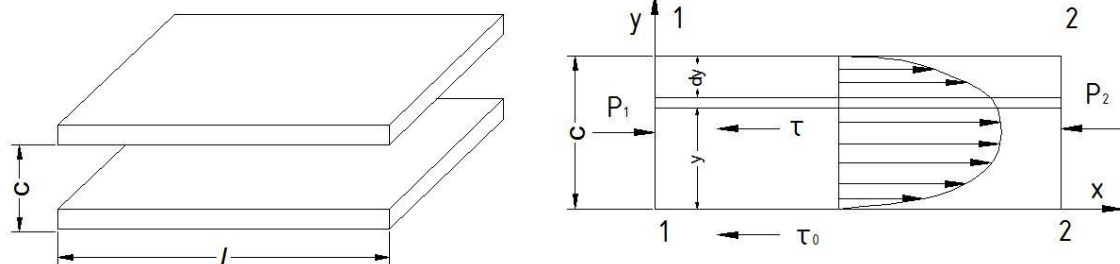
$$P_1 - P_2 - T_1 - T_2 = 0 \quad (5.14)$$

Bu tenglama quyidagi ko`rinishga keladi.

$$\frac{du}{dy} = -\frac{p_1 - p_2}{\mu l} y + \frac{\tau_0}{\mu} \quad (5.15)$$

Suyuqlikning qovushqoqlik shartiga asosan tirqishning pastki devorida ($y=0$) tezlik nolga teng. (5.15) tenglamaning chap tomonini 0 dan u gacha, o`ng tomoni 0 dan y gacha integrallab, quyidagi formulani olamiz.

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y^2 + \frac{\tau_0}{\mu} y \quad (5.16)$$



5.4-rasm. Tekis tirqishda suyuqlikning laminar harakatiga doir chizma.

Ikkinchi devorda ($y=c$) ham tezlik nolga teng. Bu shartdan foydalanib ushbu tenglikni yozamiz.

$$0 = \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} c^2 + \frac{\tau_0}{\mu} c.$$

Oxirgi tenglikdan τ_0 ni topamiz.

$$\tau_0 = \frac{p_1 - p_2}{2l} c$$

va (5.16) ga qo'yamiz. Natijada tezlik uchun quyidagi formulani olamiz.

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y(y - c) \quad (5.17)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, tekis tirqishdagi tezlik parabolik qonunga bo'ysunar ekan. Tezlik $y = \frac{c}{2}$ da maksimal qiymatga erishadi, ya'ni:

$$u_{\max} = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} c^2 \quad (5.18)$$

Suyuqlik sarfini topish uchun qalinligi dy ga teng bo'lgan elementar qavat olib, uning ko'ndalang kesimidan oqayotgan suyuqlikning sarfini topamiz.

$$dQ = bdyu$$

U holda suyuqlik sarfi quyidagicha aniqlanadi.

$$Q = \int_s dQ = b \int_0^c u dy = b \int_0^c \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} (c - y)y dy = b \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \int_0^c (c - y)y dy = \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} b \left(\frac{c^3}{2} - \frac{c^3}{3} \right) = \frac{p_1 - p_2}{12\mu l} c^3 b \quad (5.19)$$

Bu formula yordamida tirqishdan oqib ketayotgan suyuqlik miqdorini aniqlash mumkin.

O'rtacha tezlikni topish uchun sarfini oqimning kesimiga bo'lamiz, ya'ni

$$g = \frac{Q}{\omega} = \frac{p_1 - p_2}{12\mu l} \frac{c^3 b}{cb} = \frac{p_1 - p_2}{12\mu} c^2 \quad (5.20)$$

(5.18) va (5.20) tenglamalarni o'zaro taqqoslab, o'rtacha tezlik bilan maksimal tezlik o'rtasidagi bog'lanishni topamiz: $g = \frac{2}{3} u_{\max}$. Bundan ko'rinadiki, ko'rilayotgan holda maksimal tezlik o'rtacha tezlikdan bir yarim marta katta ekan.

Tekis tirqishdan oqayotgan suyuqlik uchun gidravlik yo`qotishni topamiz.

$$H_e = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

(5.20) dan $(p_1 - p_2)$ ni o`rtasha tezlik orqali quyidagicha ifodalab

$$p_1 - p_2 = \frac{12\mu l}{c^2} \mathcal{G}.$$

uni gidravlik yo`qotish formulasiga qo`ysak, ushbu munosabat hosil bo`ladi.

$$H_e = \frac{12\mu l}{\gamma c^2} \mathcal{G}$$

Tirqishning gidravlik radiusi

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{lb}{2(c+b)} \approx \frac{c}{2}$$

bo`lishni va Reynolds soni $Re = \frac{\rho R v}{\mu}$ ni nazarga olib, gidravlik yo`qotishni quyidagicha yozamiz:

$$H_e = \frac{12\mu l}{\gamma c^2} \mathcal{G} = \frac{24l}{\frac{\rho R v}{\mu} c} \frac{\mathcal{G}^2}{2g} = \frac{96}{Re} \frac{l}{Re} \frac{\mathcal{G}^2}{2g}. \quad (5.21)$$

Agar silindrik quvurdagi laminar harakat tekshirilgandagi kabi

$$\lambda = \frac{96}{Re} \quad (5.22)$$

belgilashni kiritsak, ushbu munosabatni olamiz.

$$H_e = \lambda \frac{l}{4R} \frac{\mathcal{G}^2}{2g} \quad (5.23)$$

Oxirgi munosabatlardan foydalanib gidravlik qiyalikni hisoblash formulasini olamiz.

$$J = \frac{H_e}{l} = \lambda \frac{l}{4R} \frac{\mathcal{G}^2}{2g} \quad (5.24)$$

Bu olingan formulalar ma`lum hollarda konsentrik halqasimon tirqishlardagi laminar harakat uchun ham qo`llanilishi mumkin.

Masalan, plunjerning diametri d_1 tirqishning qalinligidan juda katta bo`lsa ($d_1 \gg c$), plunjer bilan silindr orasidagi halqasimon tirqish uchun qo`llaniladi. Bu holda suyuqlik sarfini hisoblash uchun (5.19) dagi b o`rniga d_1 ni qo`yish kerak. Ekssentrik halqasimon tirqishlar uchun sarfini hisoblashda esa (5.19) dagi b o`rniga $\pi \frac{d_1 + d_2}{2} = \pi(d_1 + c)$ ni qo`yish kerak; bu yerda e – plunjer va silindr o`qlari orasidagi ekscentrisitet. Agar tirqishning qalinligi plunjer diametriga yaqin miqdorlarda o`lchanadigan bo`lsa, u holda halqasimon tirqishdagi harakat uchun boshqacha formulalar chiqarish kerak bo`ladi.

Diametrlari d_1 va d_2 , uzunliklari l boʻlgan plunjer va silindr orasidagi tirqishda (5.5-rasm) laminar harakat qilayotgan suyuqlik oqimini tekshiramiz. Radiusi r_1 va r boʻlgan ikki silindr orasidagi suyuqlik muvozanatini koʻramiz.

1-1 kesim yuzasi boʻyicha Ox oʻqi yoʻnalishida

$$P_1 = p_1 \pi (r^2 - r_1^2)$$

kuch, 2-2 kesim yuzasi boʻyicha

$$P_2 = p_2 \pi (r_2^2 - r_1^2)$$

kuch taʼsir qiladi.

Ichki silindr sirti boʻyicha

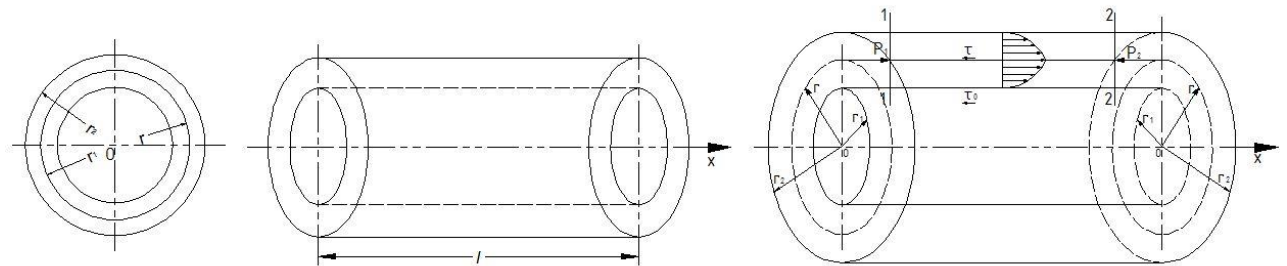
$$T_1 = \tau_0 2\pi r_1 l$$

Tashqi silindr sirti boʻyicha esa

$$T_2 = \tau 2\pi r l = \mu \frac{du}{dr} 2\pi r l$$

kuchlar taʼsir qiladi. Bu holda avvalgi masaladagi kabi suyuqlik hajmining muvozanat sharti boʻyicha quyidagi tenglamani olamiz.

$$\frac{du}{dr} = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \frac{r^2 - r_1^2}{r} + \frac{\tau_0}{\mu r}$$



5.5-rasm. Halqasimon tirqishda suyuqlikning laminar harakatiga doir chizma

Suyuqlikning tezligi $r = r_1$ da nolga teng boʻladi. Shuning uchun (5.25) tenglamaning chap tomonini O dan u gacha, oʻng tomonini r_1 dan r gacha integrallab, ushbu munosabatni olamiz.

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r^2 - r_1^2) - 2 \ln \frac{r}{r_1} \right] + \frac{\tau_0}{\mu} \ln \frac{r}{r_1}$$

Silindrning sirtida ($r = r_2$) ham tezlik nolga teng.

Shuning uchun

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r_2^2 - r_1^2) - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} \right] - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\tau_0}{\mu} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Bu tenglikdan $\frac{\tau_0}{\mu}$ ni topamiz.

$$\frac{\tau_0}{\mu} = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r_2^2 - r_1^2) \frac{1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} - 2 \right]$$

va (5.26) ga qo'yamiz. Shunday qilib, tezlikning kesim bo'yicha taqsimlanishi uchun ushbu munosabatni olamiz.

$$u = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r_2^2 - r_1^2) \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} - (r^2 - r_1^2) \right].$$

$r_2 - r_1 = c$ ning miqdori r_1 dan juda kichik bo'lganda bir qancha amallardan keyin (5.27) dan (5.17) ni keltirib chiqarish mumkin. Bu esa yuqorida aytilgan fikrlarni yana bir bor tasdiqlaydi. Halqasimon tirqishdan oqayotgan suyuqlikning maksimal tezligi avvalgidek tirqish balandligining o'rtacha qismiga to'g'ri kelmaydi. Maksimal tezlikni topish ancha murakkab bo'lgani uchun biz uni keltirmaymiz.

Halqasimon tirqishdan oqayotgan suyuqlikning sarfi quyidagicha hisoblanadi:

$$Q = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} u r dr = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} \pi (r_2^2 - r_1^2) \left[r_2^2 + r_1^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right]. \quad (5.28)$$

U holda o'rtacha tezlikni topish uchun sarfni kesim $\omega = \pi(r_2^2 - r_1^2)$ ga bo'lamiz.

$$\vartheta = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} (r_2 + r_1^2) - \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right). \quad (5.29)$$

Gidravlik yo'qotish esa quyidagicha hisoblanadi.

$$H_e = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{8\nu l \ln \frac{r_2}{r_1}}{(r_2^2 + r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1} - (r_2^2 - r_1^2)} \frac{\vartheta}{g}.$$

Gidravlik radius

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi(r_2^2 - r_1^2)}{2\pi(r_2 - r_1)} = \frac{r_2 + r_1}{2}$$

Demak, Reynolds soni

$$\text{Re} = \frac{\vartheta R}{\nu} = \frac{\vartheta (r_2 + r_1)}{\nu}$$

Buni nazarda tutsak,

$$He = \frac{64(r_2^2 - r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1}}{\operatorname{Re} \left[(r_2^2 + r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1} - (r_2^2 - r_1^2) \right]} \frac{l}{2(r_2 - r_1)} \frac{g^2}{2g}$$

Avvalgi hollarda belgilashni kiritamiz.

$$\lambda = \frac{64}{\operatorname{Re}} \frac{(r_2^2 - r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1}}{(r_2^2 + r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1} - (r_2^2 - r_1^2)}$$

U holda

$$H_e = \lambda \frac{l}{2(r_2 - r_1)} \frac{g^2}{2g} \quad (5.30)$$

Gidravlik nishablik uchun esa

$$J = \frac{H_e}{l} = \lambda \frac{1}{2(r_2 - r_1)} \frac{g^2}{2g}. \quad (5.31)$$

Ekstsentrik halqasimon tirqishlar uchun hisoblash formulalari murakkab bo`lgani uchun ularni ushbu kitobga kiritmadik.

5.5. Laminar oqimning maxsus turlari (o`zgaruvchan qovushqoqlik, obliteratsiya)

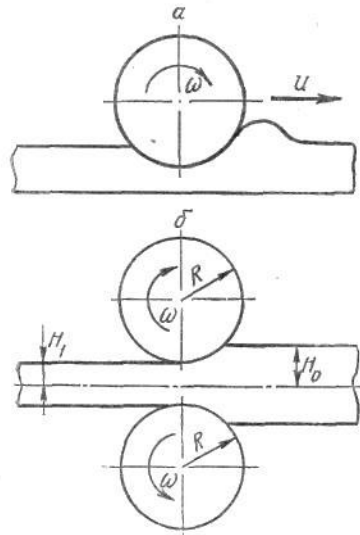
Mashinalar gidravlikasini yaratish rus olimlari A.A.Sablukov, V.A.Pusheshnikov, V.G. Shuxov va boshqalarning nomlari bilan bog`langan.

Gidrodinamikada mashinalarni moylash (boshqacha aytganda suyuqliklar yordamida qarshilikni kamaytirish) ustida ko`p olimlar ishlagan. Bu ishlarning asoschisi mashhur rus olimi N.P. Petrovdir. U o`z ishlarida moylash masalalarini hal etishda Nyuton gipotezasini qo`llash mumkin ekanligiga katta ahamiyat bergan edi. Petrov bu ishlarda sharchalarning podshipniklar o`rtasidagi harakatini bir o`qli silindrlar orasidagi laminar harakat masalasi sifatida ko`rish mumkin ekanligini ko`rsatdi. N.P. Petrov o`tkazgan juda ko`p tajribalar uning nazariyasini tasdiqlabgina qolmay, o`sha davrida mineral moylar harakatiga doir ko`pgina masalalarning hal etilishiga yordam beradi.

N.P. Petrov o`z nazariyasini yaratishda va tajribalarida podshipnik halqalari tez aylangani sari suyuqlik ularga oz-ozdan ta'sir qilib borishini ko`rsatdi. Bu ta'sir natijasida podshipnik ichki va tashqi halqalarning o`qi podshipnik o`qidan og`adi, lekin bu og`ish juda ham kam. Bu aytilganlarga asosan u moylovchi qavat uchun harakat tenglamasining soddalashtirilgan ko`rinishini keltirib chiqardi. Podshipnik halqalarining sezilarsiz darajada ekstsentrik joylashuvi qo`shimcha kuchlarni vujudga keltiradi va u valdagi zo`riqishlarni muvozanatlaydi. N.P. Petrov bu masalani ikki egri sirt orasidagi suyuqlik harakati sifatida ko`radi. Bu nazariyani

davom ettirib N.E. Jukovskiy va S.A.Shapliginlar ship va podshipnikning ekstsentrik joylashgan holati nazariyasini yaratdilar.

Yuqorida keltirilgan ikki tekis sirtlar orasidagi tirqishda suyuqliklar harakatini N.P. Petrov yechgan masalaning juda soddalashtirilgan ko`rinishi deb qarash mumkin, lekin bu soddalashtirish shunchalik kuchliki, olingan natijalar podshnipnikdagi moyning harakatini ifodalab bera olmaydi.



5.6 -rasm. N.P. Petrov nazariyasini izohlashga oid rasm.

N.P. Petrov nazariyasi boshqa bir qancha masalarni yechishga yordam beradi. Bularga qovushoq suyuqlikning yupqa qavati bilan qoplangan sirt ustida silindirning dumalashi (5.6-rasm) masalasi kiradi. Bu masalaning yechilish usuli qizdirilgan metallni prokatlash ishlarida ham qo`llaniladi. Bu holda tajribalar shuni ko`rsatadiki, qizdirib prokatlanayotgan metall juda qovushoq suyuqlikka o`xshash xossaga ega bo`ladi. Bu hodisani birinchi bo`lib I.V. Meshsherskiy tekshiradi. Uning yechimlari S.M. Targning monografiyasida keltirilgan.

Avvalgi paragrafda keltirilgan tekis va silindrik sirtlar orasidagi tirqishda harakat qilayotgan suyuqlik harakati masalalari plunjerning silindr ichidagi harakatiga yana ham yaqinroq bo`lish uchun bu sirtlarning birini biror V tezlik bilan harakatlanayotgan deb qarash kerak bo`ladi. Bu masalalarning yuqorida keltirilgan yechimlarida yana bir narsa hisobga olinmagan. Pulunjer silindr ichida harakat qilgan vaqtida ishqalanish kuchining ta'sirida qizib ketishi mumkin. Natijada ikki silindr orasidagi tirqishda oqayotgan suyuqlik ham qiziydi. Bunday hodisa sharikli podshipniklarda ham bo`ladi. Moylovchi suyuqlik qizishi bilan uning qovushoqlik koeffitsiyenti o`zgaradi. Biz qovushoqlik koeffitsiyentining temperaturaga bog`liqligini kinematik qovushoqlik koeffitsiyentiga bag`ishlangan paragrafda ko`rgan edik va temperatura ortishi bilan qovushoqlikning kamayishi

haqida to`xtalib o`tgan edik. Qovushqoqlikning temperaturaga bog`liqligi haqidagi masalalar akademik L.S. Leybenzon va akademik M.A. Mixeyevlar tomonidan yechilgan bo`lib, tirqishlarda suyuqlikning harakati qovushqoqlik koeffitsiyentining o`zgaruvchanligiga bog`liqligi hisobga olib ko`rilgan.

Qovushqoqlikning temperaturaga bog`liqligi suyuqlik tashqi muhit bilan issiqlik almashganda ishqalanish qarshiligining o`zgarishiga olib keladi. Agar tashqi muhit suyuqlikka qaraganda sovuqroq bo`lsa, uning tashqi muhitga issiqlik berishi natijasida suyuqlikning quvur devoriga yaqinroq qavatlarida qovushqoqlik ortadi. Natijada bu qavatlardagi harakatning sekinlanishi tezkor bo`ladi, bu esa tezlik gradiyentining kamayishiga olib keladi.

Tashqi muhit issiqroq bo`lsa, aksincha, suyuqlikning quvur devoriga yaqin qavatlari tashqaridan issiqlik olib, uning qovushqoqligi kamayadi. Natijada devor yonida tezlik gradiyenti ortadi. Shunday qilib, suyuqlik tashqi muhit bilan issiqlik almashgan hollarda uning qovushqoqligi quvur kesimi bo`yicha o`zgaruvchan bo`lib, tezlik taqsimoti ham o`zgarimas temperaturadagidan boshqacha bo`ladi. Xususan, qizdirishli oqim vaqtida yadrodagı tezlik ortib, tezlik taqsimoti chizig`i cho`ziqroq bo`ladi, aksincha, sovutishli oqimlar holida esa bu chiziq qisqaradi.

Laminar harakat issiqlik berish (sovutish) bilan amalga oshirilsa, temperatura o`zgarmagan holga qaraganda qarshilik ortadi, issiqlik kelishi (qizdirish) bilan amalga ohsa, qarshilik kamayadi. Bu yuqorida aytilganidek, quvur devori atrofida qovushqoqlik o`rtacha qovushqoqlikka qaraganda kam bo`lishi natijasida yuz beradi. Bu holda ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti uchun, amaliy hisoblashlarda, taqribiy formulalardan foydalaniladi:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \sqrt{\frac{v_g}{v_c}},$$

bu yerda Re – o`rtacha qovushqoqlik uchun hisoblangan Reynolds soni v_g - quvur devori yonidagi suyuqlikning qovushqoqligi, v_c – suyuqlikning o`rtacha qovushqoqligi. Aniqroq hisoblashlar uchun akad. M.A. Mixeyevning kichik Reynolds sonlari bilan hisoblashga chiqargan formulasidan foydalanish mumkin.

Ikki sirt orasidagi tor tirqishda suyuqlik harakat qilayotgan vaqtda qattiq jism va suyuqlik chegarasida molekulalararo o`zaro ta'sir kuchi natijasida, qutblangan suyuqlik molekulalarning adsorbtsiyalanish hodisasi vujudga keladi. Natijada devorlar sirtida, siljitivchi kuchga qarshi ma'lum qattqlik va mustahkamlik xususiyatiga ega bo`lgan, harakatsiz suyuqlik qavati hosil bo`ladi. Bu esa tirqish harakat kesimining kichrayishiga sabab bo`ladi. Tirqishning bunday kichrayish hodisasi obliteratsiya deyiladi.

Obliteratsiya qavati cheklangan bo`lib, tirqish devoridan uzoqlashgan sari uning mustahkamligi kamayib boradi, molekulalar orasidagi bog`lanish susayib, suyuqlik zarrachalari qavat sirtidan ajraladi va harakatga keladi.

Obliteratsiya intensivligi suyuqlikning turiga, tirqishdagi bosimning kamayib borishiga va boshqa sabablarga bog`liq. Bosim kamayishi ortsa, bu hodisa kuchayadi. Molekular tarkibi murakkab bo`lgan moylarda obliteratsiya hodisasi kuchliroq bo`ladi. Bunday moylarga gidrouzatlarda ishlatiladigan neft moylari kiradi. Obliteratsiya qavati juda yupqa (odatda, bir necha mikrondan oshmaydi) bo`lishiga qaramay, juda tor (kapillyar) tirqishlarida uning ko`ndalang kesimining anchagina qismini egallab oladi. Natijada tirqishning qarshiligi ortadi va tirqishdagi suyuqlikning sarfi kamayadi.

Bu hodisa suyuqlikning ifloslanganligiga ham bog`liq bo`lib, uni ifloslovchi modda zarrachalari tirqish o`lchamlariga yaqin bo`lsa, obliteratsiya tezroq bo`ladi. Lekin suyuqlikning ifloslanganligi obliteratsiya hodisasida asosiy faktor bo`la olmaydi. Masalan, juda yaxshi tozalangan distillangan suv va benzinda obliteratsiya bo`lmaydi, ammo juda yaxshi tozalangan AMG-10 moyi 10 mikronli tirqishdan qisqa vaqt oqishi bilan tirqish butunlay bekilib qoladi.

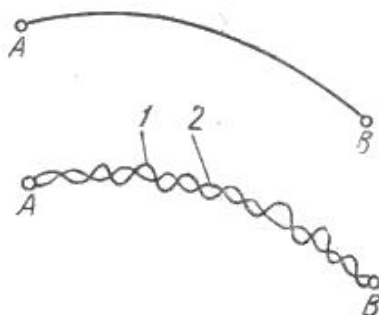
Odatda, juda kichik tirqishlarda (o`lchami 6-8 mk) obliteratsiya hodisasi tirqishni butunlay berkitib qo`yishi mumkin.

V bob bo'yicha nazorat savollari

1. Laminar harakat ta'rifini keltiring.
2. Laminar harakatdagi gidravlik qarshilaklar.
3. Reynolds tajribalari.
4. Laminar oqimning maxsus turlari
5. Oqimning boshlang'ich bo`lagi.

VI BOB. SUYUQLIKLARNING TURBULENT HARAKATI

Suyuqliklarning turbulent harakati tabiatda va texnikada keng tarqalgan bo`lib, gidravlik hodisalar ichida eng murakkablari qatoriga kiradi. Bu harakat juda ko`p tekshirilgan bo`lishiga qaramay hozirgacha harakatning turbulent turi uchun umumlashgan nazariya yaratilgan emas. Shuning uchun ham turbulent oqimlarini hisoblashda yarimempirik nazariyalardan foydalanish bilan bir qatorda, ko`p hollarda tajriba natijalari va empirik formulalardan foydalanishga to`g`ri keladi.



6.1-rasm. Turbulent harakatining xususiyati.

6.1. Suyuqlik trubulent harakatining xususiyatlari

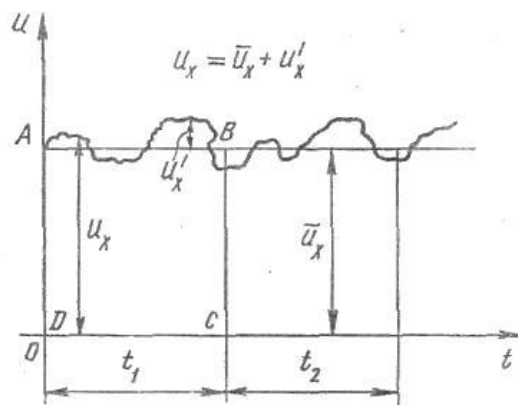
Turbulent harakatda suyuqlikning har bir zarrachasi juda ham murakkab egri chizikli trayektoriya bo`yicha harakat qiladi va har qanday ikki zarrachaning trayektoriyalari bir-biriga o`xshamaydi. Buni ko`z oldimizga keltirish uchun biror *A* nuqtadan ketma-ket o`tayotgan zarrachalarning *B* nuqtaga (6.1-rasm) qanday trayektoriya bo`yicha yetib kelishini ko`z oldimizga keltiraylik. Laminar harakat vaqtida *A* nuqtadan chiqqan *I* zarracha biror silliq egri chiziq bo`yicha *B* nuqtaga kelsa, *II* zarracha ham, *III* zarracha ham va ulardan keyin keladigan barcha zarrachalar ham huddi shu egri chiziq bo`yicha harakat qiladi.

Turbulent harakat vaqtida esa *A* nuqtadan chiqqan birinchi zarracha murrakkab egri-bugri chiziq bo`yicha *B* nuqtaga keladi. Ikkinchi zarracha esa birinchi zarrachaning trayektoriyasidan tamomila boshqacha bo`lgan ikkinchi egri-bugri chiziq bo`yicha keladi. Shunda ham u birinchi zarracha kelgan *B* nuqtaning aniq o`ziga kelmay, uning atrofidagi biror boshqa nuqtaga kelishi mumkin. Uchinchi zarracha esa birinchi zarrachaning ham, ikkinchi zarrachaning ham trayektoriyasiga o`xshamagan uchinchi egri-bugri chiziq bo`yicha kelib, avvalgi zarrachalar kelgan nuqtaning birortasiga ham kelmay, *B* nuqta atrofidagi boshqa bir nuqtaga keladi. Bu hodisa *A* nuqtadan o`tayotgan barcha zarrachalarga tegishlidir.

Shunday qilib, turbulent harakat qilayotgan suyuqlik zarrachalarning harakatini biror formula bilan ifodalash g'oyatda mushkul ishdir. Lekin hamma zarrachalar bir tarafga A nuqtadan B nuqta tarafiga harakat qiladi. Shunga asosan bir qarashda betartib harakat qilayotgandek ko'ringan zarrachalar harakatida qandaydir umumiylikni aniqlash mumkin. Hatto bu umumiylikni faqatgina sifat o'xshashligi ko'rinishda emas, balki miqdor o'xshashligi ko'rinishida ham ifodalash mumkin. Ana shu o'xshashliklar asosida turbulent harakatning qonuniyatlarini yuzaga keltirib chiqariladi.

6.2. Tezlik va bosim pulsatsiyalari

Turbulent harakat qilayotgan suyuqlik biror nuqtadagi tezligining koordinata o'qlaridagi proektsiyalarini tekshiramiz. Misol uchun tezlikning oqim yo'nalishidagi proyeksiyasi u_x bo'lsin. U holda u_x ning miqdori vaqt davomida ortib va kamayib boradi. Bu o'zgarishni grafik ko'rinishda ifodalasak, u 6.2-rasmda tasvirlangan grafikka o'xshaydi va tezlik u_x proyeksiyasining pulsatsiyasi deb ataladi. Tezlikning boshqa o'qlaridagi proyeksiyalari (u_y, u_z) uchun ham xuddi shunday pulsatsiya grafiklari tuzish mumkin. Shunday qilib, tezlik pulsatsiyasi uning biror yo'nalishdagi proyeksiyasining vaqt davomida ortib va kamayib borish hodisasidan iborat. Uni tajribada tezlikni o'lchovchi asboblardan yordamida (masalan, Pito trubkasidagi suyuqlik sathining o'zgarishini) kuzatish mumkin. Oqayotgan suvda suv o'tlari novdalarining to'xtovsiz tebranma harakat qilishi ham bizga pulsatsiya



6.2-rasm. Tezlik pulsatsiyasiga doir chizma.

hodisasini ko'rsatadi. Tezlikning oniy miqdori doimo o'zgarib turgani uchun gidrodinamikada tenglashtirilgan tezlik tushunchasi kiritiladi va u ancha uzoq vaqt ichida tezlik qabul qilgan qiymatlarning o'rtachasi bo'ladi.

Tenglashtirilgan tezlik tushunchasini ko`z oldimizga keltirish uchun 1.54-rasmdan foydalanamiz. Grafikda tezlikning o`zgarishni to`liq xarakterlash uchun yetarli bo`lgan t_1 vaqt intervalini olamiz va grafikda vaqt o`qiga parallel qilib, shunday AB chiziq o`tkazamizki, hosil bo`lagi $ABCD$ to`rtburchakning yuzi ω_{ABCD} pulsatsiya grafigining t_1 oraliqdagi bo`lagi bilan DC chizig`i orasidagi yuza $\omega_{A'B'C'D}$ ga teng bo`lsin. U holda $ABCD$ to`rtburchakning balandligi tenglashtirilgan tezlikka teng bo`ladi va \bar{u}_x bilan belgilanadi.

Yuqorida aytib o`tilganlar turbulent harakatining beqaror harakat ekanligini ko`rsatadi. Agar biz pulsatsiya grafigida t_1 interval davomida yetarli darajada uzun t_2 interval olsak va bu interval tenglashtirilgan tezlikni topsak t_2 davomida avvalgidek uchinchi interval olib, yana tenglashtirilgan tezlikni topsak va bu ishni davom ettirib borsakda, barcha intervallar uchun olingan tenglashtirilgan tezliklar teng bo`lsa, bunday harakat turbulent harakat uchun barqaror harakat bo`ladi.

Oqayotgan suyuqlikda biror elementar yuza $d\omega$ olib, shu yuzadan vaqt ichida oqib o`tgan suyuqlikning hajmi $d\vartheta$ ni aniqlasak, barqaror harakat vaqtidagi tenglashtirilgan tezlik quyidagicha aniqlanadi.

$$\bar{u} = \frac{d\vartheta}{\Delta t d\omega} \quad (6.1)$$

6.2-rasmdan ko`rinib turibdiki, tenglashtirilgan o`rtacha tezlik oniy tezlikdan farq qilib, bu farqni hisoblaganda quyidagicha ifodalanadi.

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x \quad (6.2)$$

Oniy va tenglashtirilgan tezliklar orasidagi farqlar manfiy yoki musbat bo`lishi mumkin va tezlik pulsatsiyasi deb ataladi. Ko`rinib turibdiki, tezlik pulsatsiyalarining yetarli katta t_1 intervaldagi yig`indisi yoki integrali nolga teng bo`lar ekan.

$$\sum u'_x \Delta t = 0 \text{ yoki } \int_0^t u'_x dt = 0$$

Endi suyuqlikning oqimiga ko`ndalang yo`nalishdagi tezliklarni tekshirsak, bu tezliklar bilan oqimning bir tomoniga qancha suyuqlik harakat qilsa, ikkinchi tomoniga ham shuncha suyuqlik harakat qiladi. Natijada suyuqlikning tenglashtirilgan tezlikning yo`nalishi doimo oqim yo`nalishiga mos kelar ekan. Shuning uchun turbulent harakat uchun Bernuli tenglamasini yozar ekanmiz, bu tenglamadagi o`rtacha tezlik tenglashtirilgan tezlikning o`rtacha qiymatini bildiradi. Tezlik miqdori doimo o`zgarib turgani sababli bosim ham o`zgarib turadi yoki boshqacha aytganda bosim ham pulsatsiyaga ega bo`ladi. Xuddi tezlikka o`xshab, bosim p uchun ham tenglashtirilgan bosim tushunchasini kiritish mumkin.

6.3. Tenglashtirilgan tengsizliklarning kesim bo'yicha taqsimlanishi

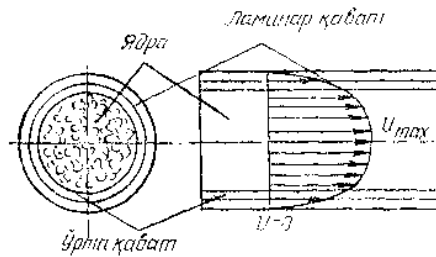
O. Reynolds (1895) va J. Bussenesk (1897) turbulent oqimini zarrachalarining tezliklari va bosimlari tenglashtirilgan tezliklar va bosimlar bilan almashtirilgan shartli oqim bilan almashtirishni taklif qiladilar. Bunday shartli oqim *tenglashtirilgan oqim* yoki turbulent oqimning *Reynolds modeli* deb ataladi. Tabiiyki, bunday oqimni tekshirishda tezlik pulsatsiyalarini hisobga olmaymiz. Beqaror harakat vaqtida Reynolds modeliga ko'ra \bar{u} lar vaqt bo'yicha o'zgarib boradi, barqaror harakat vaqtida esa ular vaqtga bog'liq emas. Shunday qilib, tekshirilayotgan trubulent oqim uchun Reynolds modeli bo'yicha hisoblash ishlarida \bar{u} va p lardan foydalanamiz. Turbulent oqimiga Bernulli tenglamasini qo'llaganimizda tezlik va bosimlar deganda tenglashtirilgan tezlik va bosimlarni tushunamiz, yozuvda esa soddalashtirish uchun chiziqlarni tushirib qoldiramiz. L. Prandtlning va boshqa olimlarning tekshirishlari shuni ko'rsatdiki, turbulent harakat vaqtida oqimning asosiy qismi uning yadrosi, ya'ni markaziy qismini tashkil qiladi. Yadroda suyuqlik turbulent harakat qilib, uning tezliklari yadro kesimi bo'yicha deyarli bir xil bo'ladi va markazdan quvur devoriga yaqinlashgan sari bir oz kamayib boradi. Devor yonidagi suyuqlik zarrachalari esa (devorning mavjudligi oqimga ko'ndalang harakatga yo'l qo'ymagani uchun) devor bo'yicha harakat qilib, uning trayektoriyasi sezilarsiz tebranishga ega bo'ladi. Shuning uchun devor yonidagi zarrachalar laminar harakat qiladi. Ana shu laminar harakat qilayotgan zarrachalar yupqa qavat ichida bo'lib, uni laminar qavat deb ataladi. Laminar qavat bilan yadro o'rtasida yana bir yupqa qavat bo'lib, uni o'rta qavat deb ataladi. Bu qavatda suyuqlik turbulent harakat qiladi.

Juda katta aniqlik va e'tibor bilan o'tkazilgan tajribalar laminar qavatning qalinligini aniqlashga imkon beradi. Uning qalinligi millimetrning bo'laklariga teng bo'lib, Reynolds soniga bog'liq va uning ortishi bilan laminar qavatning qalinligi kamayadi. Shunday qilib, turbulent harakatdagi tenglashtirilgan tezlikning taqsimlanishi (6.3-rasm), laminar haratdagi tezlikning taqsimlanishidan tamomila farq qiladi va u yadroda deyarli o'zgarmagan holda quvur devori yaqinida juda tez kamayadi va devor ustida nolga teng bo'lib qoladi, ya'ni tenglashtirilgan tezlik asosan laminar va o'rtacha qavatlarda o'zgaradi. Buni ko'z oldimizga keltirish uchun 6.3-rasmda silindrik quvurda turbulent oqim uchun (tutash chiziq) va laminar oqim uchun (punktir chiziq) tezlik chizig'i keltirilgan.

Hozirgi zamon gidravlikasida tezlikning kesim bo'yicha taqsimlanish qonuni nazariya va tajribalar natijasida quyidagicha ifodalanadi:

$$n = u_{\max} - \frac{u_*}{\chi} \ln \frac{R}{R-r}$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$
(6.3.)



6.3-rasm. Turbulent harakatda laminar qavat va yadro.

bu yerda τ_0 - quvur devoridagi urinma zo`riqish; χ - tajribadan aniqlangan koeffitsiyent bo`lib, u 0,4 ga teng; R - quvurning radiusi; r - quvurning o`qidan boshlab hisoblangan masofa. (6.3) tenglamadagi u^* ning o`lchov birligi tezlik o`lchov birligi bilan bir xil bo`lib, u odatda dinamik tezlik deyiladi.

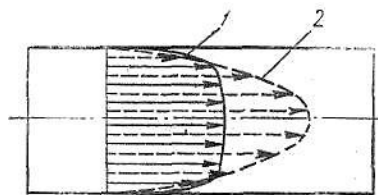
Silliq quvurlar uchun tezlik formulasi ushbu ko`rinishda yoziladi.

$$u = u_* (5,751g \frac{ru_*}{\nu} + 5,5).$$
(6.4.)

G`adir-budir quvurlar uchun esa

$$u = u_* (5,851g \frac{r}{\Delta} + 8,5).$$
(6.5)

Bu formulada Δ quvur devorining g`adir-budirligini xarakterlovchi miqdor bo`lib, u "absolyut g`adir-budirlik" deyiladi.



6.4-rasm. Turbulent va laminar harakatda tezlik epyuralari.

Amalda tezlik taqsimlanishini darajali qonunlar bilan ifodalovchi formulalari qulaydir.

Karman nazariy tekshirishlar natijasida silliq quvurlar uchun bu qonunni quyidagi ko`rinishda yozishni taklif qilgan.

$$u = u_{\max} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{m}}$$
(6.6)

bu yerda m – tajribada aniqlanadigan koeffitsiyent bo`lib, u Re soniga bog`liqdir. Xuddi laminar oqimdagi kabi turbulent oqimida ham tezlikning yuqoridagi tenglamalar bilan ifodalangan qonun bo`yicha taqsimlanishi quvurning boshlang`ich kesimidan ma'lum masofada vujudga keladi. Bu masofa turbulent harakatining boshlang`ich bo`lagi deb ataladi va ushbu formula bilan hisoblanadi:

$$L_{tur,n} = 0,639Re^{0,25} D \quad (6.7.)$$

Turbulet oqimida o`rtacha tezlikning maksimal tezlikka nisbati 0,75 ga teng, ya'ni

$$\frac{V}{u_{max}} = 0,75$$

Laminar oqimda esa bu nisbat 0,5 ga teng edi. Reynolds soni ortib borgan sari turbulent qorishuv tezlashib boradi va o`rtacha tezlik bilan maksimal tezlikning nisbati 1 ga intiladi.

6.4. Turbulent harakatda urinma zo`riqish

Turbulent harakatning Reynolds modelida biz pulsatsiyalarni hisobga olmagan holda tenglashtirilgan oqim olamiz. Lekin tenglashtirilgan tezlik bo`yicha hisoblangan oqimning energiyasi oniy tezlik bo`yicha hisoblangan oqimning energiyasidan kam bo`ladi. Buni quyidagicha ko`rsatish mumkin. Oniy va tenglashtirilgan tezliklar kvadratini tekshiramiz.

$$u_x^2 = (\bar{u}_x + u'_x)^2$$

U holda oniy tezlik kvadratining o`rtacha qiymati quyidagicha hisoblanadi.

$$\bar{u}_x^2 = \bar{u}_x^2 + 2\bar{u}_x \bar{u}'_x + \bar{u}'_x^2.$$

Tezlik pulsatsiyasining o`rtacha qiymati nolga tengligidan o`ng tomondagi ikkinchi had nolga teng. Tezlik pulsatsiyasi vaqt o`qi bo`yicha musbat va manfiy qiymatlar qabul qilgani bilan uning kvadrati doimo musbat. Bularga asosan

$$\bar{u}'_x^2 = \bar{u}_x^2 + \bar{u}'_x^2.$$

Bu tenglikdan ko`rinadiki, keltirilgan kinetik energiya uchun quyidagi tengsizlik mavjud:

$$\frac{u_x^2}{2g} > \frac{\bar{u}_x^2}{2g}.$$

Bu qo`shimcha energiya turbulent harakat qilayotgan suyuqlik zarralarning oqimdagi bir qavatdan ikkinchi qavatga tartibsiz o`tib turishi uchun sarflanadi. Shunday qilib, qavatlar orasida energiya almashinuvi natijasida tezlik pulsatsiyalari ma'lum miqdorda ish bajaradi. Bu bajarilgan ish suyuqlik qavatlar orasida qo`shimcha urinma zo`riqish sifatida namoyon bo`ladi. Hosil bo`lgan qo`shimcha urinma zo`riqish turbulent urinma zo`riqish deyiladi. Bu zo`riqish Bussensk

formulasida Nyuton qonuniga o'xshash qabul qilingan bo'lib, ushbu ko'rinishda ifodalanadi:

$$\tau_T = \mu_T \frac{du}{dn}, \quad (6.8.)$$

bu yerda μ_T - turbulent dinamik qovushqoqlik koeffitsiyenti yoki turbulent almashuv koeffitsiyenti deb ataladi. L.Prandtl koeffitsiyentini tezlik gradiyentiga proporsional deb qabul qilingan bo'lib, u shunday ifodalanadi:

$$\mu_T = \rho l \frac{du}{dn} \quad (6.9.)$$

bu yerda l ni aralashuv yo'l uzunligi deb ataladi. Turli mualliflar bu qiymatning fizik mazmunini turlicha izohlaydilar. Odatda, u shunday aniqlanadi:

$$l = \chi y, \quad (6.10)$$

bu yerda y - harakatlanayotgan zarrachaning idish devoridan boshlab hisoblangan koordinatasi; χ - Prandtl universal doimiysi. Nikuradze tajribalarida aniqlanishicha silindrik quvur uchun $\chi \approx 0,4$. (177) dan ko'rinib turibdiki, dinamik qovushqoqlik turbulent koeffitsiyenti μ_T tezlik gradiyentiga proporsional bo'lib, molekulyar qovushqoqlik koeffitsiyenti μ dan harakatning xususiyatiga bog'liqligi bilan farq qiladi. Bu koeffitsiyentdan, (1.13) ni qiyos qilib, turbulent kinematik qovushqoqlik koeffitsiyentini yozamiz:

$$v_T = \frac{\mu_T}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn} \quad (6.11)$$

Yuqorida keltirilganlarni hisobga olib, turbulent harakat uchun urinma zo'riqishni quyidagicha yoziladi.

$$\tau = \tau_n + \tau_T = \mu \frac{du}{dn} + \mu_T \frac{du}{dn} = \mu \frac{du}{dn} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dn} \right)^2 \quad (6.12)$$

Laminar harakat vaqtida bu yig'indining ikkinchi hadi nolga teng bo'lib, faqat laminar qovushqoqlik urinma zo'riqishi τ_l qoladi. Reynolds sonining katta qiymatlarida turbulent harakat uchun τ_l , τ_l ga qaraganda juda katta bo'lib, (6.12) dagi yig'indining birinchi hadini tashlab yuborish mumkin (ya'ni $\tau \approx \tau_T$). Bu holda τ tezlik gradiyentining ikkinchi darajasiga proporsional bo'ladi. Silindrik quvurda tekis harakat qilayotgan suyuqlikning turbulent tartibi uchun (5.1) dagidek muvozanat tenglamasidan quyidagi tenglik kelib chiqadi:

$$\pi r^2 (p_1 - p_2) = 2\pi r l \tau. \quad (6.13)$$

Reynolds sonining katta qiymatlarida $\tau_T \gg \tau_l$ ekanligini hisobga olib, (6.13) da laminar urinma zo'riqishini kichik miqdor sifatida tashlab yuboramiz. Natijada (6.12) dan foydalanib, ushbu tenglamani chiqaramiz:

$$\frac{p_1 - p_2}{2l} = \frac{\tau_T}{r}. \quad (6.14)$$

Lekin turbulent urinma zo`riqish uchun (6.8) formuladan foydalanib, quyidagi munosabatni yozamiz.

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \chi r \frac{du}{dr}. \quad (6.15)$$

Biroq quvur devori yaqinda o`zgaruvchan urinma zo`riqish (τ) ni o`zgarmas urinma zo`riqish τ_0 ko`rinishida ifodalash mumkinligini hisobga olib, (6.15) dan ushbu tenglikni keltirib chiqaramiz:

$$du = \frac{1}{\chi} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \frac{dr}{r}. \quad (6.16)$$

Tekis harakat uchun pezometrik qiyalik $I = \frac{p_1 - p_2}{l}$ ekanligini hisobga olsak, (6.14) va (6.16) dan

$$\tau_0 = \rho R \frac{l}{2} \quad (6.17)$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. $\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ ni u bilan belgilaymiz va (6.14) ning chap tomonini u_{\max} dan u gacha, o`ng tomonini $R-r$ dan r gacha integrallab, tezlik uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$u - u_{\max} = \frac{u_*}{\chi} \lg \frac{r}{R-r},$$

bu tenglik avvalgi paragrafda keltirilgan turbulent tartibli harakat tenglamasi (6.3) ga osonlikcha keltiriladi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma:

Masala. Moy (IC-30) nasos yordamida quvur orqali gidrosilindrga uzatiladi. Agar quvur diametri $d = 24$ mm, moyning harorati $t = 20^\circ\text{C}$ bo'lib, nasosning sarfi $Q = 20$ m³/s bo'lganda suyuqlikning harakat rejimini va qaysi haroratda turbulent rejimga o'tishini aniqlang.

Yechimi: Suyuqlikning harakat rejimi Reynolds soni orqali ifodalanadi;

Damli (naporli) harakatda Reynolds soni (4.1) formula orqali aniqlanadi:

Agar Reynolds soni qandaydir kritik Reynolds sonidan yuqori bo'lsa ($Re > Re_{kr}$), harakat rejimi turbulent deyiladi, agar Reynolds soni kritik Reynolds sonidan kichik bo'lsa ($Re < Re_{kr}$) harakat rejimi laminar deyiladi.

Aylana shaklidagi damli quvurlar uchun kritik Reynolds soni $Re_{kr} = 2000 \div 3000$ va damsiz oqimlar harakati uchun $Re_{kr} = 300 \div 580$ gacha qabul qilingan.

Demak, qo‘yilgan masalani yechish uchun Reynolds sonini aniqlash kerak.

Quvurdagi oqim tezligi

$$g = \frac{4Q}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 20}{3.14 \cdot 2.4^2} = 4.42 \text{ sm/s}$$

$t = 20^\circ\text{C}$ da moyning (IS-30) kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti

$$\nu = 150 \text{ mm}^2/\text{s} = 1.5 \text{ sm}^2/\text{s}$$

Reynolds soni:

$$\text{Re} = \frac{V \cdot d}{\nu} = \frac{4.42 \cdot 2.4 \cdot 10^2}{1.5} = 700;$$

$$\text{Re}_{\text{kr}} = 2000:$$

$\text{Re} < \text{Re}_{\text{kr}}$ demak suyuqlik harakat rejimi laminar.

Laminar harakatdan turbulent harakatga o‘tish uchun $\text{Re} > \text{Re}_{\text{kr}}$.

$\text{Re}_{\text{kr}} = 2000$, u holda:

$$\text{Re}_{\text{kr}} = \frac{V \cdot d}{\nu}; \quad \nu = 0.53 \text{ sm}^2/\text{s} = 53 \text{ mm}^2/\text{s}.$$

ν va t° ning bog‘liqlik jadvalidan industrial moy uchun (IS-30) $\nu = 53 \text{ mm}^2/\text{s}$ ga mos keladigan t° harorat miqdori $t = 50^\circ\text{C}$.

Demak, suyuqlik harorati yuqoridagi miqdorga yetganda suyuqlik laminar harakat rejimidan turbulent harakat rejimiga o‘ta boshlaydi.

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Uzunligi $l=4$ m bo‘lgan quvurdan harorati 10°C ($\nu = 0.4 \text{ sm}^2/\text{s}$) bo‘lgan neft oqib o‘tmoqda. Kesimlar orasidagi bosimlar farqi $\Delta P = 5$ mPa va neft sarfi $Q = 0.5$ l/s bo‘lganda suyuqlikning harakat rejimini aniqlang.

2. Diametri $d = 50$ mm li quvur orqali sarfi $Q = 0.5$ l/s bo‘lgan benzin oqib kelmoqda. Agar benzin harorati 6°C dan 40°C gacha o‘zgarsa suyuqlik harakat rejimi qanday o‘zgaradi?

3. $d = 100$ mm bo‘lgan quvurda suyuqlik laminar rejimda harakat qilmoqda. Agar quvur o‘qidagi tezlik $u_{\text{max}} = 20$ sm/s bo‘lsa, tezlik taqsimotining grafigini chizing.

4. Laboratoriyada diametri $d = 25$ mm bo'lgan quvurda tajribalar o'tkazib quyidagi qiymatlar o'lchandi: a) suvning harorati $t = 10^\circ\text{C}$, tezligi $V = 20$ sm/s; b) benzin harorati 20°C , tezligi $V = 25$ sm/s; v) neft harorati 18°C , tezligi $V = 18$ sm/s. Suyuqliklarning harakat rejimlarini va sarfini aniqlang.

5. Yuqoridagi tajribalarning kesimi to'g'ri to'rtburchak shaklidagi ($a = 6$ sm, $b = 4$ sm) quvurda o'tkazilsa, suyuqliklarning harakat rejimlari qanday o'zgaradi?

6.5. Quvurlarda naporning (bosimning) kamayishi (yoqolishi)

Real suyuqliklar uchun Bernulli tenglamasida keltirilgan naporning yoqolishini (bosimning pasayishi) h_{1-2} ni hisoblash quvurlar va quvurlar sistemasini hisoblashda asosiy masala hisoblandi.

Naporning yoqolishini (Bosimning pasayishi) (h_{1-2}) ni hisoblashning muhimligi shundaki, bu ish suyuqlik quvurlarda harakatlanganida quvurdagi qarshiliklarni yengish uchun sarf bo'lgan energiyani hisoblashga va shu hisobga asosan loyihalalanayotgan quvur (yoki quvurlar sistemasida) suyuqlikni uzatish uchun qancha energiya kerak ekanligini aniqlashga imkon beradi. Quvurlarda bosimning kamayishi ishqalanish qarshiligi va mahalliy qarshilikka bog'liq.

Ishqalanish qarshiligi real suyuqliklar ichki qarshiligiga bog'liq bo'lib, quvurlarning hamma uzunligi bo'yicha ta'sir qiladi. Uning miqdoriga suyuqlik oqimining tartibi (laminarlik, turbulentlik, turbulentlik darajasi) ta'sir qiladi. Yuqorida aytilgandek, turbulent tartib vaqtida odatdagi qovushqoqlikka qo'shimcha ravishda, turbulent qovushqoqlikka bog'liq bo'lgan va suyuqlik harakati uchun qo'shimcha energiya talab qiladigan kuch paydo bo'ladi.

Mahalliy qarshilik tezlikning suyuqlik harakat qilayotgan quvurning shakli o'zgarishiga bog'liq bo'lgan har qanday o'zgarishi vaqtida paydo bo'ladi. Bularga bir quvurdan (yoki idishdan) ikkinchi quvurga o'tish joyi, quvurlarning kengayishi yoki birdan kengayib birdan torayishi, tirsaklar, oqim yo'nalishini o'zgartiruvchi qurilmalar (kran, ventil, va h.k.) kiradi. Shunday qilib yo'qolgan bosim (3.57) formula bo'yicha ikki yig'indidan tashkil topgan bo'ladi:

$$H_n = H_l + H_M \quad (6.18)$$

bu yerda H_l - ishqalanish qarshiligi yoki uzunlik bo'yicha yo'qotish, H_M - mahalliy qarshilik. Laminar tartib vaqtida ishqalanish qarshiligi yuqorida keltirilgan (5.9) va (5.12) formulalardagi kabi nazariy usul bilan aniqlanishi mumkin:

$$H_e = \frac{32\mu l}{D^2} \varrho = \lambda \frac{l}{D} \frac{\varrho^2}{2g}$$

Bu ifodadagi $\lambda = \frac{64}{\text{Re}}$ ni ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti deb atagan edik.

Ko`pincha uni soddaroq qilib gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti deyiladi. Silindrik quvurlarda bu formula Reynolds soni 2320 dan kichik bo`lgan laminar harakatlar uchun tajribada olingan natijalarda juda yaqin keladi. Turbulent harakat uchun ishqalanish qarshiligi tajriba yo`li bilan aniqlanadi. Uni nazariy aniqlab bo`lmaydi.

6.6. Darsi formulasi va gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti (Darsi koeffitsiyenti)

Turbulent harakat ustida olib borilgan tajribalar ishqalanish qarshiligining solishtirma energiyaga proporsional ekanligini ko`rsatadi, ya'ni

$$H_l = \zeta \frac{g^2}{2g} \quad (6.19)$$

Bu formuladagi proporsionallik koeffitsiyenti bir qancha miqdorlarga bog`liq bo`lib, uni tekshirish uchun quyidagi xulosadan foydalanamiz.

Juda ko`p tajribalar yuqorida keltirilgan $\frac{\tau_0}{\rho}$ miqdorning tezlik bosimi yoki solishtirma kinetik energiya orqali quyidagicha ifodalanishini ko`rsatadi;

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{\lambda}{4} \frac{g^2}{2g}$$

u tenglikni (6.17) munosabat bilan taqqoslab ko`rsak:

$$Rl = \frac{\lambda}{4} \frac{g^2}{2g}$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Bu yerda $I = \frac{l}{l}$ ekanligini hisobga olib, tekis barqaror harakat uchun uzunlik bo`yicha ishqalanishga yo`qotish yoki bosimning pasayishi uchun formula olamiz

$$H_e = \lambda \frac{l}{4R} \frac{g^2}{2g} \quad (6.20)$$

bu yerda l -quvurning uzunligi; R - gidravlik radius. Silindrik quvurlar uchun $D = 4R$ ekanligini hisobga olsak, oxirgi formula quyidagi ko`rinishda yoziladi:

$$H_e = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g} \quad (6.21)$$

(6.21) formula *Darsi - Veysbax formulasi* yoki qisqacha Darsi formulasi deyiladi. Bu formulaga kiruvchi koeffitsiyent λ gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti yoki Darsi koeffisenti deyiladi.

Bundan ko`rinadiki, (6.19) dagi koeffitsient Darsi koeffitsiyentiga bog`liq bo`lib, ya'ni

$$\zeta = \frac{l}{D} \lambda,$$

u quvurning uzunligiga to`g`ri proporsional, diametriga teskari proporsional ekan. Suyuqlikning quvurdagi laminar harakati uchun yuqorida nazariy formula (5.11) olingan edi. Turbulent harakat vaqtida esa bunday munosabatni nazariy usul bilan chiqarib bo`lmagani uchun, uni empirik yoki yarim empirik usullarda aniqlanadi.

Hozirgi zamon gidravlikasida Darsi koeffitsiyenti λ umumiy Holda Reynolds soniga va quvur devorlarining g`adir-budirligiga bog`liq deb hisoblanadi. λ ni Hisoblash uchun juda ko`p empirik formulalar mavjud bo`lib, ular ichida eng mashhurlari quyidagilar.

Blazius formulasi 1913 yili juda ko`p mualliflarning tajribalarini analiz qilish natijasida olingan.

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (6.23)$$

Bu formula Reynolds soni $Re < 10^5$ bo`lganda tajribalarga yaxshi mos keladi. Reynolds sonning kattaroq diapazonlari (Re ning $3 \cdot 10^6$ gacha miqdorlari) uchun P.K.Konakov formulasidan foydalanish mumkin.

$$\lambda = \frac{1}{(1,8 + \lg Re - 1,5)^2} \quad (6.24)$$

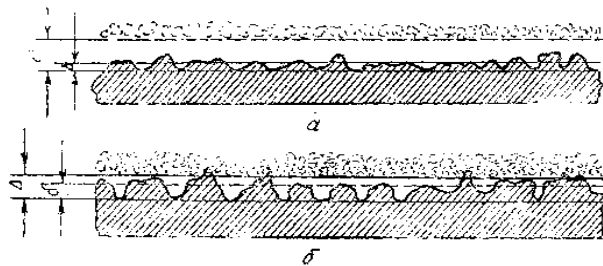
1932 yili L. Prandtl quyidagi formulani keltirib chiqardi:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg(Re \sqrt{\lambda} - 0,8). \quad (6.25)$$

Keltirilgan formulalar silliq quvurlar uchun chiqarilgan bo`lib, g`adir-budir quvurlar uchun ulardan foydalanib bo`lmaydi.

6.7. Quvur devorining g`adir-budirligi. Absolyut va nisbiy g`adir-budirlik

Quvurlar, kanallar va novlarning devorlari ma'lum darajada g`adir-budirlikka ega bo`ladi. Bu g`adir-budirlik quvurlarning qanday materialdan qilingani va qay darajada silliqlanganiga qarab ularning devor sirtidagi turlicha kattalikdagi yoki juda ham kichik pastlik-do`ngliklar bilan xarakterlanadi. G`adir-budirlikni xarakterlash uchun quvur sirtidagi do`ngliklarning o`rtacha balandligi qabul qilinib, u absolyut g`adir-budirlik deyiladi va Δ bilan belgilanadi (6.5-rasm). Agar absolyut g`adir-budirlik laminar chegaraviy qavatning qalinligi σ dan kichik bo`lsa, bu quvur gidravlik silliq quvur deyiladi. (6.5-rasm, a).



6.5 rasm. Hidravlik silliq va g`adir-budir quvurlarni tushintirishga doir chizma.

Bordiyu, Δ laminar qavat qalinligi δ dan katta bo`lsa, bu quvurlar gidravlik g`adir-budir quvurlar deyiladi (6.5-rasm, b).

Birinchi holda ($\Delta > \delta$) quvur sirtidagi do`ngliklar laminar qavat ichida qoladi va gidravlik qarshilikka sezilarli ta'sir qilmaydi. Ikkinchi holda ($\Delta < \delta$) esa do`ngliklar laminar qavatdan chiqib qoladi va quvur devori atrofidagi oqim xususiyatiga ta'sir qilib, gidravlik qarshilikni oshiradi.

Quvurlarning g`adir-budirligini aniqlash ancha murakkab ish bo`lib, uni hisoblash gidravlik qarshilikni hisoblashni qiyinlashtiradi. Shuning uchun hisoblash ishlarini osonlashtirish maqsadida ekvivalent g`adir-budirlik Δ_e degan tushunchani kiritiladi. U quvurlarni gidravlik sinash yo`li bilan aniqlanib, gidravlik yo`qotishni hisoblashda absalyut g`adir-budirlik uchun qanday qiymat olinsa, ekvivalent g`adir-budirlik uchun ham shunday qiymat olinadigan qilib tanlab olinadi.

5-jadval

Quvurlar uchun absolyut g`adir-budirlik qiymatlari.

Quvurlar	Δ , mm
Yangi metall va sopol quvurlar tekis joylangan va tutashtirilgan holda	0,01-0,15
Yaxshi holatda ishlab turgan vodoprovod quvurlari va juda yaxshi holatdagi beton quvurlar	0,2-0,3
Ozroq ifloslangan vodoprovod quvurlari yaxshi holatdagi beton quvurlar	0,3-0,5
Ifloslangan va ozroq zanglagan vodoprovod quvurlar	0,5-2,0
Yangi cho`yan quvurlar	0,3-0,5
Ko`p foydalanilgan cho`yan quvurlar	1,0-3,0

Ma'lumki, laminar qavatning qalinligi Reynolds soniga bog'liq bo'lib, uning ortishi bilan kamayib boradi. Shuning uchun Reynolds sonining kichikroq qiymatlarida gidravlik silliq quvurlar uning ortishi bilan "g'adir-budir" quvur sifatida ko'riladi. Shuning uchun absolyut g'adir-budirlik quvur devorining oqim harakatiga ta'sirini to'liq ifodalay olmaydi. Shuningdek, quvur g'adir-budirliги uning diametri katta yoki kichik bo'lishiga qarab, suyuqlik oqimiga turlicha ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Bularni hisobga olish maqsadida o'xshashlik qonunlarini bajaradigan va oqim gidravlikasiga g'adir-budirlikning ta'sirini to'laroq ifodalaydigan nisbiy g'adir-budirlik tushunchasi kiritiladi va u absolyut g'adir-budirlikning quvur diametriga nisbatiga teng deb olinadi:

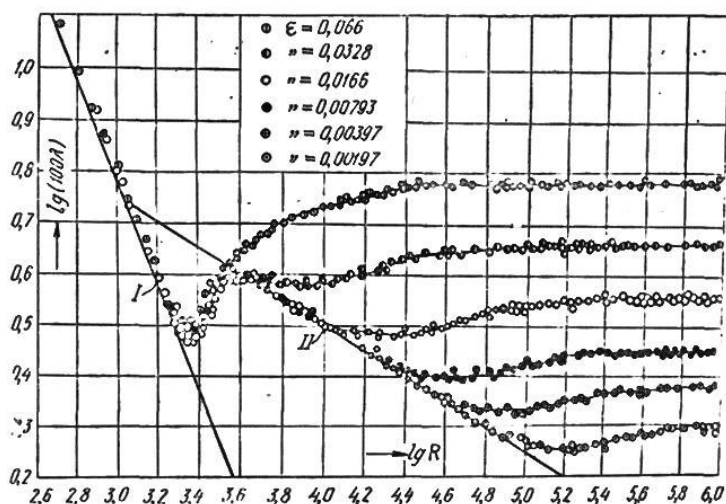
$$\varepsilon = \frac{\Delta}{D} \quad (6.26)$$

Nisbiy g'adir-budirlikdan foydalanish quvurlardagi ishqalanish qarshiligini hisoblashda ancha qulaylik tug'diradi.

6.8. Nikuradze va Murin grafiklari

Ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti λ ning Reynolds soniga bog'liqligini juda ko'p olimlar (Bazius, Prandtl, Karman, Konakov va boshqalar) tekshirib, empirik formulalar chiqardilar. Bu koeffitsiyentning xususiyatlari haqida eng to'liq ma'lumot olishga va uning g'adir-budirlikka bog'liqligini aniqlashga I. Nikuradze tajribalarining natijalari imkoniyat berdi. U 1933 y quvur devoriga qum zarrachalarini yelimlab yopishtirib, sun'iy g'adir-budirlik hosil qildi va bu quvurlarda tezlikni o'zgartirish yo'li bilan Reynolds sonining turli qiymatlarida gidravlik yo'qotishni aniqlashga muvaffaq bo'ldi. So'ngra Darsi formulasidan foydalanib, ishqalanish koeffitsiyentini aniqladi. Nikuradze o'z tajribalarining natijasini maxsus grafik ko'rinishida ifodaladi. Bu grafikda koordinata o'qlari bo'yicha $\lg(100\lambda)$ va $\lg Re$ miqdorlarini qo'yib keltirilgan turli nisbiy g'adir-budirliklar uchun tajriba natijalaridan 6.6-rasmda keltirilgan egri chiziqlarni oladi. Bu grafikdan ko'rinib turibdiki, λ va Re bog'lanishi sohasida uchta zona mavjud.

Birinchi zona *laminar tartib zonasi* bo'lib, tajriba nuqtalari (5.11) formula asosida chizilgan I to'g'ri chiziq ustiga tushadi va g'adir-budirlikning turli qiymatlari uchun barcha tajriba nuqtalari shu to'g'ri chiziqda yotadi. Bu natijada laminar zonada ishqalanish koeffitsiyenti g'adir-budirlikka bog'liq emasligi ko'rinadi. Bu zona uchun quyidagi xulosalarni chiqarish mumkin:



6.6-rasm. Nikuradze grafigi.

- a) Reynolds soni Re nisbatan kichik bo`lib, 1000 dan 2300 gacha o`zgaradi;
- b) bosimning pasayishi H_1 g`adir-budirlikka bog`liq emas;
- v) H_e tezlikka to`g`ri proporsional bo`lib, Puazeyl formulasi tajribalarini yaxshi ifodalaydi;
- g) λ ni (5.11) formula bilan hisoblash mumkin.

Ikkinchi zona turbulent tartibga to`g`ri keladi va tajriba nuqtalari Blazius formulasi (6.23) bo`yicha chizilgan 2 to`g`ri chiziq ustiga tushadi va g`adir-budirlikka bog`liq emas.

Bu zonada turbulent tartib qat'iy bo`lmagani uchun uni noqat'iy yoki o`tkinchi zona deyiladi (ya'ni uning ichida turbulent tartib laminar tartibga va aksincha, laminar tartib turbulentga o`tish hodisasi yuz beradi).

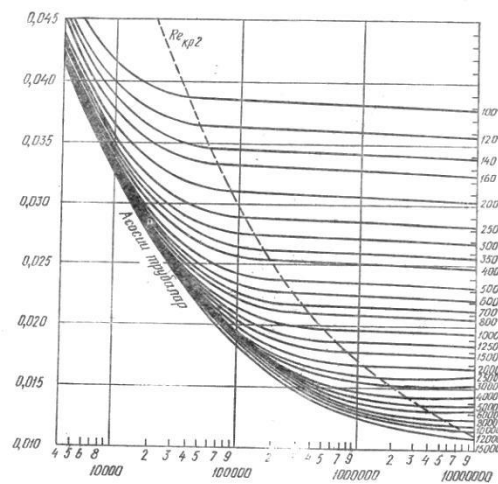
Bu zonada

- a) Reynolds soni 2300 dan taxminan 10000 gacha o`zgaradi;
- b) suyuqliklar quvurda harakat qilganda ayrim qismlarda turbulent tartib paydo bo`ladi va rivojlanib borib, yo`q bo`ladi va yana paydo bo`ladi;
- v) λ quvurning g`adir-budirlikiga bog`liq emas.

Uchinchi zona – turbulent tartibga tegishli bo`lib, barqarorlashgan turbulentlik mavjud bo`ladi. Bu zonada ishqalanish koeffitsiyenti Reynolds soni Re ga ham, g`adir-budirlik ε ga ham bog`liqdir.

1938 y. A.P. Zegjda Nikuradze tomonidan kashf qilingan qonuniyatlar kanallar uchun ham to`g`ri ekanligini ko`rsatadi. Ko`rinib turibdiki, Nikuradzening tajribalari sun'iy bir tekis g`adir-budirlikka ega bo`lgan quvurlar uchun o`tkazilgan. Shuning uchun uning natijalari sanoatda va texnikada qo`llaniladigan tabiiy g`adir-budir quvurlar uchun to`g`rimi, bu quvurlar uchun g`adir-budirlikning qiymati qanday miqdorga teng ekanligi aniqlanmagan edi. Bu masalani hal qilishga

Kolbruk, I.A.Isayev, G.A.Murin, F.A.Shevelevlarning ishlari bag`ishlangan edi. Bu ishlar ichida Murinning sanoatdagi po`lat quvurlarning gidravlik qarshiligini aniqlash bo`yicha o`tkazgan tajribalari to`liq bo`lib, u 1948 yili yakunlandi. Murin tajribalarining natijasi 6.7-rasmda keltirilgan bo`lib, λ ning Reynolds soniga bog`liqligi turli g`adir-budirlikka ega bo`lgan, po`lat quvurlar uchun grafik ko`rinichida ifodalangan. Murin tajribalari tabiiy quvurlar uchun Nikuradze kashf qilgan qonuniyatlarni to`g`ri ekanligini tasdiqlash bilan bir qatorda, yangi qonuniyatni, ya'ni tabiiy g`adir-budir quvurlarda ishqalanish koeffitsiyeti λ o`tkinchi zonada barqarorlashgan turbulentlik zonasiga qaraganda kattaroq qiymatga ega ekanligini ko`rsatdi (Nikuradze tajribalari buning aksini ko`rsatadi). Bundan xulosa shuki, su'niy g`adir-budir quvurlarda λ Reynolds soni ortib borishi bilan ortib o`tkinchi zonada barqarorlashgan trubulentlik zonasiga qaraganda kam bo`lsa λ tabiiy g`adir-budir quvurlarda Re ning ortishi bilan kamayib boradi.



6.7-rasm. Murin grafigi.

6.9. Gidravlik silliq va g`adir-budir quvurlar

Darsi va Puazeyl formulalarida gidravlik qarshilik tezlikning ikkinchi va birinchi darajalar bilan ifodalanganligidan uni umumiy holda quyidagi formula bilan ifodalash mumkin:

$$H_e = BV^m \quad (6.27)$$

Laminar harakat uchun chiziqli qarshilik qonuni o`rinli bo`lib, (6.27) da $m = 1$ bo`ladi, ya'ni $H_e = B_1V$.

Turbulent harakatda qarshilik qonuni butunlay boshqacha bo`lib, gidravlik silliq g`adir-budir quvurlar uchun turlichadir. Silliq quvurlar uchun $m = 1,75$ va $H_e = B_2V^{1,75}$, g`adir-budir quvurlar uchun esa $m = 2$ va $H_e = B_3V^2$ (gidravlik qarshilikning kvadratik qonuni deyiladi).

Bu qonunlarning qo'llanilishiga qarab Nikuradze grafigidagi uchinchi zona quyidagi sohalarga ajraladi.

Birinchi soha "gidravlik silliq quvurlar sohasi" bo'lib, bu sohada Reynolds soni 100000 dan kichik bo'lganda λ II to'g'ri chiziq bilan ifodalanadi, $Re > 100000$ da egri chiziq bilan ifodalanib, II to'g'ri chiziqning davomi sifatida ko'rinadi. Murin grafigida bu egri chiziq eng pastki chiziqqa to'g'ri keladi.

Birinchi sohada:

a) Re ning 100000 gacha qiymatlarida tezlik ϑ ning 1,75 ($m = 1,75$) darajasiga proporsional;

b) He barcha chiziqlar bitta to'g'ri chiziq bilan birlashib ketgani uchun g'adir-budirlikka bog'liq emas (ya'ni quvur devoridagi do'ngliklar laminar qavat ichida qoladi);

v) H_e , shuningdek, λ Blazius yoki Prandtl formulasidagi kabi faqat Reynolds soniga bog'liq, ya'ni $\lambda = f(Re)$.

Ikkinchi soha g'adir-budir quvurlarning gidravlik qarshiliklari uchun kvadratgacha qarshilik sohasi deyiladi. II to'g'ri chiziqdan ajralib chiqqan boshlagan chegarada $m = 1,75$ bo'lib, punktir chiziqdan o'ngda $m = 2$ bo'ladi. Bu oraliqdagi chiziqning 1,75 va 2 orasidagi qiymatlarga mos kelib, bir tekis g'adir-budirlikka ega bo'lgan quvurlar uchun maksimumga ega bo'lishi mumkin. Tabiiy quvurlar uchun esa m ning qiymati, yuqorida aytilgan oraliqda, $m = 1,75$ dan $m = 2$ ga tekis o'zgarib boradi.

Shuning uchun ikkinchi sohada λ Reynolds soniga ham nisbiy g'adir-budirlikka ham bog'liq bo'ladi.

$$\lambda = f(Re, \varepsilon) \quad (6.28)$$

Uchinchi soha g'adir-budir quvurlarning kvadratik qarshilik sohasi bo'lib, u punktir chiziqdan o'ng tomonida joylashadi, turli g'adir-budirliklar uchun tuzilgan tajriba chiziqlarining barchasi $lgRe$ o'qiga parallel joylashadi.

Bu sohada:

a) bosimning pasayishi tezlik kvadratiga proporsional;

b) λ koeffitsiyent Reynolds soniga bog'liq emas;

v) H_e va λ faqat nisbiy g'adir-budirlikka bog'liq.

6.10. Darsi koeffitsiyentini aniqlash uchun formulalar va ularning qo'llanish sohalari

Darsi koeffitsiyenti λ ning Reynolds Re sonining ortishiga qarab qanday o'zgarib borishini yuqorida, Nikuradze va Murin grafiklari asosida ko'rib chiqdik. Ko'rib o'tilgan sohalarda λ ning o'zgarish qonunini emperik formulalar bilan ifodalashga juda ko'p mualliflarning ishlari bag'ishlangan. Misol uchun silliq

quvurlar sohasida Blazius (6.23), P.K.Konakov (6.24) va L. Prandtl (6.25) formulalari keltirilgan va ularning qo`llanish sohalari haqida to`xtalib o`tgan edik. 1938 yili Kolburk o`zining va boshqa mualliflarning tajribalari asosida texnik quvurlarni hisoblash uchun turbulent tartibning barcha zonalariga umumiy bo`lgan formulani taklif qiladi.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,5}{\text{Re}} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} + \frac{\varepsilon}{3,7} \right). \quad (6.29)$$

Bu formulani g`adir-budir quvurlarning kvadratik qarshilik sohasi uchun soddalashtirsak, g`adir-budir quvurlar uchun Prandtl formulasi ko`rinishiga keladi:

$$\lambda = \frac{0,25}{\left(\lg \frac{\varepsilon}{3,7} \right)^2} \quad (6.30)$$

Kvadratik qarshilik sohasi uchun eng ko`p tarqalgan formulalardan biri Nikuradze formulasi hisoblanadi:

$$\lambda = \frac{1}{(1,74 - 2 \lg \varepsilon)^2} \quad (6.31)$$

Turbulent tartibning barcha sohalarida o`z ichiga oluvchi va hisoblash ishlarida (6.29) ga ko`ra qulayroq formulani A.D. Altshul tajribalariga asoslanib, λ ning keng sohasi uchun o`rinli formula taklif qildi.

$$\lambda = 0,11 \left(\varepsilon + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}, \quad (6.32)$$

Bu formula nazariy asosga ham ega va A.D. Altshul tajribalariga asosan xususiy hollarda sodda ko`rinishlarga keladi:

1) $\text{Re} < \frac{10}{\varepsilon}$ bo`lganda, silliq quvur bo`ladi va (6.32) Blazius formulasiga aylanadi:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25} = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}.$$

2) $\frac{10}{\varepsilon} < \frac{500}{\varepsilon}$ bo`lganda, λ ga Re ham, ε ham ta'sir ko`rsatadi va kvadratgacha qarshilik sohasiga to`g`ri keladi. Bu holda (6.32) soddalashmaydi.

3) $\text{Re} > \frac{500}{\varepsilon}$ bo`lganda, esa kvadratik qarshilik sohasi bo`lib, (6.52) Shiferson formulasi deb ataluvchi quyidagi formulaga aylanadi:

$$\lambda = 0,11 \sqrt[4]{\varepsilon}. \quad (6.33)$$

Bu formula bo`yicha hisoblangan λ ning qiymatlari uning Nikuradze formulasi bo`yicha hisoblangan qiymatlariga yaqin keladi.

Prof. Q.Sh. Latipov tomonidan olingan quyidagi formula Nikuradze grafigini to`liq ifodalaydi (1.60-rasm).

$$\lambda = \frac{8}{\text{Re}} \frac{\chi I_0(x)}{I_2(x)}; 0 \leq \text{Re} \leq 10^6, \quad (6.34)$$

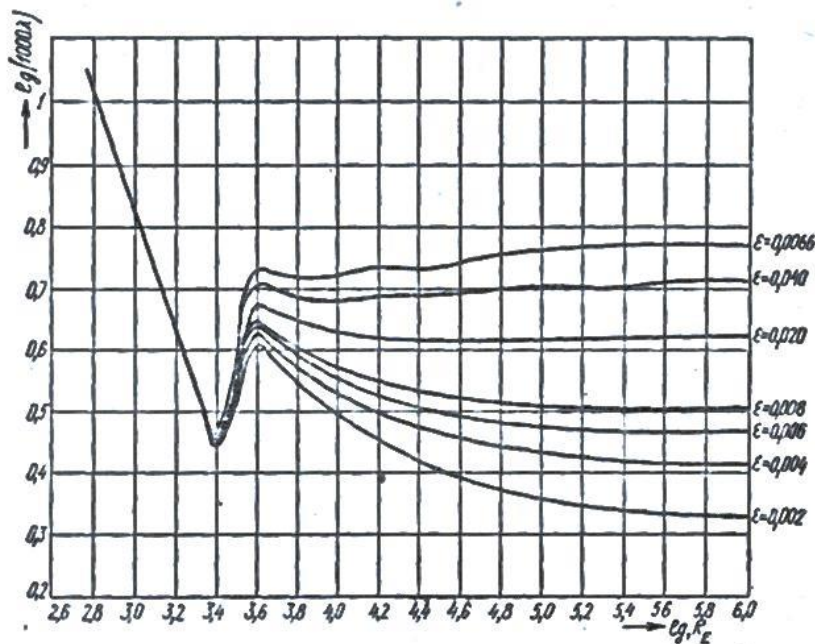
bu yerda l_0, l_2 - mavhum argumentli Bessel funktsiyalari

$$x^2 = 0,0025 \frac{1+b \text{Re}}{1+a \text{Re}} \left[1 - \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\tau^2}} \right]$$

$$a = 10^{-4}, b = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{0,2974} 10^{-4}, \sigma = 0,43$$

$$y = \left(\frac{\text{Re}}{a_n} \right)^n; y_0 = \left(\frac{\text{Re}_{kr}}{a_n} \right)^n;$$

$$a_n = 3500, n = 3$$



6.8-rasm. λ ning (6.34) formula bo`yicha hisoblangan grafigi.

6.11. Nosilindrik quvurlardagi harakatlar

Nosilindrik quvurlarda suyuqlik harakat qilgandagidek hollar uchun ham bosimning kamayishi Darsi formulasi bo`yicha hisoblanadi. Lekin, bu holda hisoblash quvur diametri D bo`yicha emas, balki gidravlik radius bo`yicha hisoblanadi. Bu holda Darsi formulasi (6.20) ko`rinishida yoziladi.

$$H_e = \lambda \frac{l}{4R} \frac{g^2}{2g}$$

Nosilindrik quvurlarda harakat tartibi ham gidravlik radius orqali ifodalangan Reynolds soni

$$\text{Re}' = \frac{g4R}{\nu}$$

yoki aytilgan quvurlar uchun qabul qilingan Reynolds soni

$$Re = \frac{Re}{4} = \frac{9R}{\nu}$$

bo'yicha hisoblanadi. Bu holda yangi turdagi Reynolds sonining kritik qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$Re_{kr} = \frac{Re_{kr}}{4} = 575$$

Bu holda, laminar harakat uchun qarshilik koeffitsiyenti yangi Reynolds soniga mos ravishda o'zgaradi.

Nosilindrik quvurlarga misol sifatida quyidagilarni ko'rsatish mumkin.

1) halqasimon quvur.

a) harakat kesim

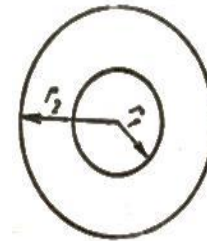
$$\omega = \pi(r_2^2 - r_1^2);$$

b) ho'llangan perimetr

$$\chi = 2\pi(r_2 + r_1);$$

v) gidravlik radius

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{r_2 - r_1}{2};$$



6.9-rasm. Halqasimon quvurning

kesimi

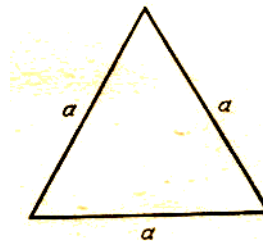
2) teng tomonli uchburchak quvur

a) harakat kesimi

$$\omega = \frac{a^2 \sqrt{3}}{4};$$

b) ho'llangan perimetr $\chi = 3a$;

v) gidravlik radius $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{a}{4\sqrt{3}}$;



6.7-rasm. Teng tomonli

uchburchak quvurning kesimi.

3) to'g'ri to'rtburchak quvur

a) harakat kesimi

$$\omega = ab$$

b) ho'llangan perimetr

$$\chi = 2(a + b)$$

v) gidravlik radius

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{ab}{2(a + b)}$$



6.8-rasm. To'g'ri to'rtburchak

quvurning kesimi

Nosilindrik quvurda turbulent harakat qilayotgan suyuqlik uchun Darsi ko'effitsiyenti yuqorida keltirilgan formulalar bo'yicha hisoblanib, Reynolds soni Re o'rniga unga teng bo'lgan $4R$ 'e miqdor qo'yiladi. Nisbiy g'adir-budirlik esa $\varepsilon = \frac{\Delta}{D} = \frac{\Delta}{4R}$ bo'yicha hisoblanadi. Bundan ham soddaroq qilib aytganda, ekvivalent diametr $d_{ek}=4R$ tushunchasi kiritilib, avvalgi keltirilgan Darsi formulasi Reynolds soni va λ uchun formulalarga D o'rniga d_{ek} qo'yib, avvalgidek hisoblanadi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma

Masala: Gidrotizim uchlariga o'rnatilgan manometrlarning ko'rsatishlari $P_1 = 4$ kPa va $P_2 = 0,5$ kPa bo'lib, gidrotizim uzunligi $l=500$ sm va diametri $d = 20$ mm bo'lsa, gidrotizimdagi harorati $t = 50^\circ\text{C}$ bo'lgan motor moyining sarfini aniqlang ($\rho = 950$ kg/m³)

Yechimi: Jadvaldan harorati $t = 50^\circ\text{C}$ bo'lgan motor moyining kinematik yopishqoqlik ko'effitsiyentini $\nu = 30$ mm²/s deb olamiz.

Suyuqlik sarfini u holda quyidagicha aniqlaymiz:

Suyuqlik harakat rejimi laminar ekanligini inobatga olib, Puazeyl qonuni asosida bosimning kamayishini aniqlaymiz:

$$\frac{\Delta P}{\rho g} = \frac{128\nu\ell \cdot Q}{\pi d^4}$$

$$Q = \frac{\Delta P \pi d^4}{128\nu\rho\ell} = \frac{(3,5 \cdot 10^6 \text{ Pa} \cdot 3,14 \cdot (0,020\text{m})^4)}{128 \cdot 0,3 \cdot 10^4 \cdot 890 \cdot 50} = 0,49 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3/\text{c}$$

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Suv quvurining diametri $d = 200$ mm, suv harorati $t = 18^\circ\text{C}$ bo'lganda gidravlik ishqalanish ko'effitsiyentining Reynolds soniga bog'liqlik grafigini yasang. Sarf o'zgarishini quyidagi miqdorda qabul qiling: $Q = 1 \dots 40$ l/s. Quvurning g'adir-budirli $\Delta = 0,1$ mm.

2. Sug'orish tizimlarida polietilen (yelim) quvurlar ishlatiladi. Quvurning uzunligi $l=500$ m, diametri $d = 150$ mm, suvning sarfi $Q = 30$ l/s va harorati $t = 18^\circ\text{C}$ bo'lganda quvurda yo'qolgan damni aniqlang.

VI bob bo'yicha nazorat savollari

1. Gidravlik ishqalanish ko'effitsiyenti?
2. Absolyut va nisbiy g'adir-budirlik?
3. Nikuradze va Murin grafiqlari?
4. Darsi ko'effitsiyentini aniqlash uchun formulalarning qo'llanish sohalari?
5. Nosilindrik quvurlardagi harakatlar?

ILOVA

Ilova, 1 - jadval

Suvning kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti ν , cm^2 / cek , haroratga bog'liq xolda

t^0	ν	t^0	ν	t^0	ν
1	0,017321	11	0,012740	22	0,009892
2	0,016740	12	0,012396	24	0,009186
3	0,016193	13	0,012067	26	0,008774
4	0,015676	14	0,011756	28	0,008394
5	0,015188	15	0,011463	30	0,008032
6	0,014726	16	0,011177	35	0,007251
7	0,014289	17	0,010888	40	0,006587
8	0,013873	18	0,010617	45	0,006029
9	0,013479	19	0,010356	50	0,005558
10	0,013101	20	0,010105	55	0,005147
				60	0,004779

FOYDALANILGAN ADABIYOT

1. Bashta' T. M., Rudnev S. S, Nekrasov B. I. va boshqalar, Gidravlika i gidravlicheskiye mashini M., "Mashinostroyeniye" 1980 g.1.
2. Latipov Q.SH. Gidravlika , gidromashinalar va gidroyuritmalar.- Toshkent: O'qituvchi, 1992 y.
3. Shtrenlixt D.V. Gidravlika. M., Energoatomizdat, 1992 g.
4. Kiselev P. G. Gidravlika osnovi mexaniki jidkosti. M., Energiya 1980 g.
5. Osipov P. Ye. Gidravlika i gidravlicheskiye mashini, M., "Lesnaya promishlennost, 1965 g.
6. Uginshus A. A. Gidravlika i gidravlicheskiye mashini, Xarkov, izd. Xarkovskogo Gosuniversiteta im. A. M. Gorkogo 1966g
7. Kostyushenko E.V.,Laptyev V.I., Xolodok L.A. Praktikum po gidravlike I gidromxanizatsii selskoxozyaystvennix protsessov.- Minsk urojay, 1991g.
8. Yufin A. P. Gidravlika, gidravlicheskiye mashini i gidroprivodi M., "Visshaya Shkola", 197 1965g
9. A.Arifjanov, I.Axmedxodjayeva, A.Fatxullayev. Suv resurslari.TIMI, 2008y.
10. Nekrasov B.B. Zadachnik po gidravlike, gidromashinam i gidroprivodu-M „Visshaya shkola“. 1995g.
11. Yesman I. G. Nasosi. Izd. Neftyanoy i Gorno-toplivnoy literaturi. M., 1954 g.
12. Tumarkin M. B. Gidravlicheskiye sledyashie privodi M., "Mashinostroyeniye", 1966 g.
13. Krivshyenko G.I., Gidravlicheskiye mashini, M., Energiya 1978 g.
14. Prokofyev V.N., Danilov Yu.A., Kondakov L.A., Luganskiy A. S., Syelin Yu. A. Aksialno-porshnevoy reguliruyemiy privod, M., "Mashinostroenie" M., 1969 g.
15. Geyyer V. G., Dumin V. S, Borsmenskiy A. G., Zorya A. N. Gidravlika gidroprivod "Nedra" M., 1970 g.
16. K.Sh. Latipov - Suyuqliklarda ichki ishqalanish kuchlanishi haqida UzSSR FA Axborotlari, texnika fanlari seriyasi, 1980 y. № 6. 43-47- bet.
17. K.Sh. Latipov - Gidravlik qarshilik koeffitsiyentini aniqlashga doir. UzSSR FA Doklidlari 1982 y. № 8; 16-19-bet.
18. Norkin P. K., Latipov K. Sh. Gidrodinamicheskiye peredachi i ob'yemniy gidroprivod (konspekt lektsiy) Izd-vo TashPI Tashkent - 1980 y.

MUNDARIJA

KIRISH	4
IV BOB. SUYUQLIK HARAKATINING TARTIBLARI VA GIDRODINAMIK O`XSHASHLIK ASOSLARI	7
4.1-§. Suyuqlik harakatining ikki tartibi. Reynolds kritik soni	7
4.2-§. Hidrodinamik o`xshashlik asoslari. Hidrodinamik hodisalarni modellash	10
V BOB. SUYUQLIKLARNING LAMINAR HARAKATI	16
5.1-§. Tezlikning silindrik quvur kesimi bo`yicha taqsimlanishi	16
5.2-§. Quvur uzunligi bo`yicha bosimning pasayishi (Puazeyl formulasi)	18
5.3-§. Oqimning boshlang`ich bo`lagi	19
5.4-§. Tekis va xalqasimon tirqishlarda suyuqlikning laminar harakati	21
5.5-§. Laminar oqimning maxsus turlari (o`zgaruvchan, qovushqoqlik, obliteratsiya)	26
VI BOB. SUYUQLIKLARNING TURBULENT HARAKATI	30
6.1-§. Suyuqlik turbulent harakatining xususiyatlari	30
6.2-§. Tezlik va bosim pulsatsiyalari	30
6.3-§. Tenglashtirilgan tezliklarning kesim bo`yicha taqsimlanishi	33
6.4-§. Turbulent harakatda urinma zo`riqish	35
6.5-§. Quvurlarda bosimning kamayishi	39
6.6-§. Darsi formulasi va uzunlik bo`yicha ishqalanishga yo`qotish koeffitsiyenti (Darsi koeffitsiyenti)	40
6.7-§. Quvur devorining g`adir-budirligi. Absolyut va nisbiy g`adir- budirlik	41
6.8-§. Nikuradze va Murin grafiklari	43
6.9-§. Hidravlik silliq va g`adir-budir quvurlar	45
6.10-§. Darsi koeffitsiyentini aniqlash uchun formulalar va ularning qo`llanish sohalari	46
6.11-§. Nosilindrik quvurlardagi harakatlar	48
ILOVA	235
FOYDALANILGAN ADABIYOT	236
MUNDARIJA	237

Rahimov Qudrat Toshbotirovich
Xodjiev Alisher Kuldoshevich
Apakxujayeva Tursunoy Ubaydullayevna
Ibragimova Zaytuna Iskandarovna
Otaxonov Maqsud Yusufovich
Allayorov Davronjon Shamsiddin o‘g‘li

“GIDRAVLIKA”

/ O‘QUV QO‘LLANMA /

*Ushbu o‘quv qo‘llanma institut Ilmiy Kengashining “31” oktyabr 2019 yilda bo‘lib o‘tgan 3-sonli majlisida ko‘rib chiqildi va nashr qilishga ruxsat berilgan.
Ro‘yxatga olish raqami: 5.38.24*

Muharrir: M. MUSTAFAYEVA

Musahhih: D. ALMATOVA

Bosishga ruxsat etildi: 2019 y. Qog‘oz o‘lchami 60x84 - 1/16

Hajmi 15 bosma taboq. 15 nusha. Buyurtma №_____

TIQXMMI bosmaxonasida chop etildi.

Toshkent-100000. Qori Niyoziy ko‘chasi 39 uy.

