532

Д. Р. Бозоров, Р. М. Каримов, Ж. С. Казбеков

ГИДРАВЛИКА АСОСЛАРИ

Тошкент – 2001 й.

Д. Р. Бозоров, Р. М. Каримов, Ж. С. Казбеков

ГИДРАВЛИКА АСОСЛАРИ

Ушбу ўқув қўлланма Гидравлика фанининг асосини ўрганувчи олий ўқув юрти ва коллеж талабалари учун мўлжалланган.

Тошкент ирригация ва қишлоқ хўжалигини механизациялаш инженерлари институтининг 31 октябр 2001 йилдаги 2-сонли илмий кенгашида тасдиқланган.

Тақризчилар: М.Р.Бакиев – «Гидротехника иншоотлари» кафедраси мудири, т.ф.д., профессор.
Б.Ф.Қамбаров – В.Д.Журин номидаги Ўрта Осиё ирригация илмий ишлаб-чиқариш бирлашмасининг «Суғориш техникаси» бўлими бошлиғи, т.ф.д., профессор

КИРИШ

Мамлакатимиз иссиқ регионда жойлашганлиги ва агросаноат мажмуаси иқтисодиётнинг асосий шакллантирувчи манбаларидан бири эканлигини эътиборга олиб, сув хўжалигининг янада ривожланаётганлиги, бу соҳада керакли гидротехник ва суғориш иншоотларини қуриш, мавжудларини замонавий талабларга мос келувчи шаклларда қайта таъмирлаш – биздан юқори савиядаги гидравлик ҳисобларни сифатли бажаришни талаб қилади.

Ушбу қўлланмада суюқликнинг нисбий тинч ҳолат ва ҳаракат қонуниятлари, гидравлик ҳодисалар ва уларни ўрганиш бўйича гидравлик ҳисоблар ҳақида маълумотлар келтирилган. Қўлланма, икки алоҳида қисмдан иборат бўлиб, биринчиси «Гидравлика асослари», иккинчиси «Очиқ ўзанлар гидравликаси» деб номланган.

Қўлланма, асосан, сув хўжалиги йўналишидаги мутахассислик бўйича таълим олаётган талабаларга мўлжалланган бўлиб, ундан, Гидравлика фанини ўрганишни ўз олдига мақсад қилиб қўйган ҳар бир қизиқувчи фойдаланиши мумкин.

Қўлланмани тайёрлашда ўз маслаҳатлари ва таклифларини билан Тошкент ирригация ва қишлоқ хўжалигини механизациялаштириш инженерлари институтининг «Гидравлика» кафедраси профессор-ўқитувчилари ва институт магистранти С.Қ.Хидировлар фаол қатнашиб, қўлланма сифатини сезиларли даражада оширишга беқиёс кўмаклашганликлари учун муаллифлар уларга ўз миннатдорчиликларини билдирадилар.

Қўлланма тузилиши ва мазмуни бўйича ўз фикр ва мулоҳазаларингизни билдирганингиз учун Сизга самимий миннатдорчилигимизни олдиндан изҳор этамиз ва уни Қори Ниёзий кўчаси 39-уй «Гидравлика» кафедраси манзилига юборишингизни сўраймиз.

Тошкент ирригация ва қишлоқ хўжалигини механизациялаштириш инженерлари институтининг «Гидравлика» кафедраси

I БОБ.

1.1. ГИДРАВЛИКА ФАНИНИНГ АСОСИЙ МАҚСАДИ

Инсоният ўзининг иш фаолиятида учрайдиган ҳаётий муаммоларни ҳал қилишда кўпинча ҳар хил суюқликларнинг ҳаракати ҳамда уларнинг қаттиқ жисмларга бўлган таъсирини ўрганади.

Агар инсон организмида қоннинг ҳаракати унинг тириклигини белгиласа, Она Заминимизда суюқликлар ҳаракати туфайли ҳаёт мавжудлиги учун муҳим ўрин тутишини таъкидлаш мумкин.

Юқорида қайд этилган муаммоларни ўрганиш ва тадқиқот қилиш натижасида “Суюқ жисмлар механикаси” ёки “Суюқликлар механикаси” деб номланувчи кенг қамровли фан юзага келган. Бу фан грек тилидаги атама билан “Гидромеханика” деб юритила бошланди.

Бу фан ўз навбатида суюқликлар статикаси – «Гидростатика» ва суюқликлар динамикаси – «Гидродинамика» бўлимларга бўлиниб, иккинчи бўлим “Суюқликлар кинематикаси” ни ҳам ўз ичига олади.

Гидростатика – суюқликларнинг нисбий тинч ҳолат қонуниятларини ўрганиб, уларни амалиётда қўллаш учун услубиятлар яратади.

Гидродинамика – суюқликнинг ҳаракат қонуниятларини ва уларнинг пайдо бўлиш сабабларини ўрганиш билан биргаликда уларнинг тузилиш структураларини ҳам ўрганади.

Бу фаннинг ташкил топиш тарихи анча узоқ бўлиб, бир неча минг йиллик тарихни ўз ичига олади. Умуман, инсоният, суюқликлар билан маълум маънода муносабат ўрнатиши билан суюқликлар ҳақидаги қонуниятларни ўрганишга киришган.

Гидравлика фани тарихида биринчи илмий асар – Архимед томонидан ёзилган (эрамиздан аввалги 287-212 йиллар), «Сузувчи жисмлар» тракти ҳисобланади. Архимеддан кейинги 17 аср мобайнида Гидравлика фани тараққиётида сезиларли ютуқлар бўлмаган.

XV-XVI асрларда Леонардо да Винчи (1452-1519 йиллар) - “Сувнинг ҳаракати ва ўлчаниши” асарини ёзди, аммо бу асар 400 йилдан кейин нашр этилди. С.Стевен (1548-1620 йиллар) - “Бошланғич гидростатика”, Галилео Галилей (1564-1642 йиллар), - 1612 йилда “Сувдаги жисмлар тушунчаси ва уларнинг ҳаракати” мақоласини ёзди, Е.Торричелли (1608-1647 йиллар) - кичик тешикдан оқаётган ёпишқоқ бўлмаган суюқликнинг тезлигини аниқлади, Б.Паскал (1623-1662 йиллар) – суюқликларда босимнинг тарқалиш қонунини яратди, И.Ньютон (1643-1727 йиллар) – 1686 йил суюқликлардаги ички ишқаланиш тушунчасини берди.

Назарий жиҳатдан, Гидравлика фани Петербург Академиясининг ҳақиқий аъзолари Д.Бернулли (1700-1782 йиллар), Л.Эйлер (1707-1783 йиллар) ва М.В.Ломоносов (1711.1765 йиллар) томонидан ривожлантирилди. Гидравлика фани ривожида катта хизмат қилган олимлардан - Д.Полени (1685-1761 йиллар), А.Шези (1718-1798 йиллар), П.Дюбуа (1734-1809 йиллар), Д.Вентури (1746-1822 йиллар). Ю.Вейсбах (1806-1871 йиллар), О.Рейнольдс (1842-1912 йиллар) ва бошқаларни келтириш мумкин.

XIX асрнинг иккинчи ярмидан Россияда Гидравлика фани янада тараққий этишига қуйидаги олимлар катта ҳисса қўшдилар. И.С.Громика (1851.1889 йиллар), Д.И.Менделеев (1834-1907 йиллар), Н.П.Петров (1836-1920 йиллар), Н.Е.Жуковский (1847-1921 йиллар), Н.Н.Павловский (1884-1937 йиллар) ва кейинги йилларда И.И.Агроскин, Е.А.Замарин, И.И.Леви, К.А.Михайлов, М.Д.Чертаусов, Р.Р.Чугаев, А.А.Угинчус ва бошқалар. Шуни таъкидлаш лозимки, фаннинг «Гидродинамика» бўлими асосчиси Д.Бернулли математика қонуниятлари асосида инсон организмида қоннинг ҳаракатини ўрганиш билан шуғулланган. Петербург академиясининг ҳақиқий академиги Д.Бернулли «Нафас олиш» номли диссертация ёзган бўлиб, табиатни математика билан узвий боғлиқликда ўрганиш ғоясини тарғибот қилган. Фикримизнинг асоси сифатида унинг замондоши Л.Блюментростга ёзган хатидан қуйидагиларни келтириш мумкин:

«Назаримда мускуллар ҳаракати, нафас олиш, озиқланиш, кўриш, овоз пайдо бўлиши ва бошқаларни ўрганиш бораеида жуда кўп кузатишлар ўтказдим. ...»

Бундан ташқари унинг замондоши Э.Эйлер ҳам «Гидродинамика» фани ривожланишига ўзининг салмоқли ҳиссасини қўшган. У ҳам табиатда суюқлик ҳаракатини математик қонуниятлар билан асослаб ўрганган. Унинг «Артериялардаги қон ҳаракати тракти» илмий иши бунга яққол далилдир.

«Суюқликлар механикаси» фанининг энг ривожланган даври сифатида XIX—XX асрларни кўрсатиш мумкин. Бу даврнинг машҳур тадқиқотчилари Ф.Форхгеймер (1852 – 1933 йиллар). М.Вебер (1871 – 1951 йиллар), Прандтль (1875 – 1953 йиллар), М.А.Великанов, (1879 – 1964 йиллар), Б.А.Бахметов (1880 – 1951 йиллар), Н.Н.Павловский (1886 –1937 йиллар), Н.М.Бернадский (1882 – 1935 йиллар) Ребок (1864 – 1950 йиллар), Кох (1852 – 1923 йиллар) ва бошқалардир.

Гидравлика фани, асосан, икки йўналишда ривожланган:

1. Назарий йўналиш – назария асосларини математик қонуниятлар асосида ўрганиш.
2. Техник йўналиш, яъни суюқликларнинг нисбий тинч ҳолати ва ҳаракат қонуниятларини амалиётда қўллашга доир тадқиқотларни ўтказиш ва ўрганиш.

Техник йўналиш — суюқликларнинг техник атамаси, яъни “Гидравлика” деб атала бошлаган. Амалиётдаги муаммоларни ечишни енгиллаштириш учун айрим чекланишлар ва тахминларга йўл қўйилади. Кўпгина ҳолларда суюқликлар билан боғлиқ физик жараёнларни ўрганишда маълум масштабдаги тадқиқот ва экспериментлар ўтказилиб, улар натижасида, асосан, эмперик ва ярим эмперик формулалар олинади ҳамда ҳисоб-китоб ва лойиҳалаштиришда улардан кенг фойдаланилади.

Гидравлика сўзи грекча “хюдор” ва “аулос” сўзлари бирикмасидан олинган бўлиб, “сув” ва “қувур” деган маъноларни билдиради.

Гидравлика қонунлари техниканинг барча соҳаларида қўлланилганлиги учун бу фаннинг амалий аҳамияти бениҳоя каттадир. Гидравлика фанини қўлланиш соҳалари – гидротехника, сув хўжалиги ва мелиорация, гироэнергетикани сув билан таъминлаш ва канализация, машинасозлик, авиация ва хоказо.

Кўп йиллик археологик қазилмалар – ер шарининг кўп қисмида катта-катта гидротехник иншоотлар бизнинг эрамиздан анча илгари қурилганлигини кўрсатади. Қадим замонларда, тажриба ва кузатишларга асосан кўплаб гидротехник иншоотлар Марказий Осиё, Хитой, Египет, Вавилон, Рим ва Грецияда қурилган. Ашхободдаги (Аннау) нураб кетган инженерлик иншооти қадимда қурувчилар катта суғориш системаларини қуришни билганликларидан далолат беради. Масалан, жуда қадимий, ҳозирда ҳам ишлаётган суғориш системаси – «Шохруд» минг йиллар илгари Ўрта Осиёда қурилгани бизни ҳайратга солади. 861 йилда Абул Аббос Ахмад ибн Мухаммад ибн ал-Фарғоний (тахминан 797-865 йиллар) Қоҳира яқинидаги Равзо оролида нилометрни, яъни Нил дарёси суви сатҳини белгиловчи ускунани ясаган. Ўзбек давлатчилиги асосчиси Амир Темур саройида қурилган фаввора иншооти кўпчилик европалик элчиларни ҳайратга солганлиги тарихий манбаларда таъкидланган. Бу маълумотлар суюқлик ва суюқлик оқимини ўрганиш бизнинг Ватанимизда азалдан бошланганлиги ҳақида сўз юритишимизга асос бўлади.

Суюқлик ва суюқлик оқими муаммоларини ўрганувчи Гидравлика фани – физика ва назарий механика қонунларига асосланган. Гидравлика фанида учрайдиган мураккаб масалаларни ҳамма вақт назария асосида ечиб бўлмайди. Нима учун? Чунки, рўй бераётган жараёнларни математик дифференциал тенгламалар ёрдамида тавсифлаш мумкинлигини биламиз. Бу физик жараён математик дифференциал тенгламалар ёрдамида ёзилганда система таркибидаги тенгламалар сони ва бу тенгламага кирувчи номаълум параметрлар орасида номутаносиблик мавжуд бўлади ҳамда бу номутаносибликни ҳозирги тафаккуримиз доирасида фақат амалий тажрибалар натижасига асосланиб, талқин қилиш мумкин. Шунинг учун гидравликада амалий тажрибадан кенг фойдаланилади, яъни илмий тажриба кенг қўлланилади. Гидравликада амалий тажриба йўли билан биринчидан, назарий формулаларга кирувчи коэффициентлар ва тузатишлар, иккинчидан, тажрибага асосланган янги формулалар кашф этилади. Назария билан амалий тажрибанинг ўзаро алоқаси ва илмий-текшириш ишларини кенг ташкил этилиши Гидравлика фанини келгусида юқори кўрсаткичларга эришишида, халқ хўжалигида муҳим масалаларни ечимини топишда амалий имконият яратади.

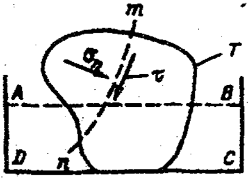
Шундай қилиб, Гидравлика фанига қисқача қуйидагича таъриф бериш мумкин: *Гидравлика* — табиий фанлардан бири бўлиб, суюқликнинг нисбий тинч ҳолат ва ҳаракат қонуниятларини ўрганади ва бу қонуниятларни кишилар жамиятининг меҳнат фаолиятида қўллаш учун услублар яратади.

Умуман, фан, ўзининг ўрганилиш жараёнида ўзига хос йўналишларга бўлинади. Масалан, қурилиш мутахасисликларида гидравлик иншоотлар қурилишига ва эксплуатациясига боғлиқ бўлган муаммолар билан шуғулланади ёки машинасозлик, авиасозлик мутахассисликларида – бу соҳаларга боғлиқ бўлган физик ходисаларни лойиҳалаштириш ва эксплуатация жараёнини ўрганади.

Фаннинг ривожланиши билан ҳозирда, Гидравлика фанида ўрганиладиган объект сифатида, нафақат сувни, балки, барча табиатда мавжуд бўлган суюқликлар қабул қилинган. Бўлғуси шифокорларнинг ҳам физиология фанини Гидравлика фани билан қўшиб ўрганиши фойдадан ҳоли эмас. Фикримизнинг далили сифатида Белгиянинг Гент университети «Гидравлика» кафедраси олимлари томонидан яратилган сунъий инсон юраги моделидан сунъий клапанлар синовида кенг фойдаланаётганлигини келтириш мумкин. Бу йўналишда ҳозирда кафедрамиз олимлари ва уларнинг шогирдлари томонидан изланишлар олиб борилаётганлигини алоҳида таъкидлаш мумкин.

1.2. *СУЮҚЛИК ВА УЛАРНИНГ ФИЗИК ҲОССАЛАРИ*

Бизга маълумки, табиатда уч хил модда мавжуд: қаттиқ, суюқ ва газ ёки плазма кўринишда. Ҳарорат ва босимнинг ўзгариши натижасида суюқ жисм қаттиқ ёки газсимон ҳолатга ўтиши мумкин. Масалан, юқори босим остида сув – муз кристалли ҳолатга ўтади ёки аксинча, паст босим остида газсимон ҳолатни қабул қилади.



1.1 -расм. Суюқлик оқувчанлигини ўрганиш схемаси

Суюқликка қуйидагича таъриф бериш мумкин – ташқи босим ва ҳарорат таъсири остида ўз ҳажмини ўзгартирмайдиган ва оқувчанлик хусусиятига эга бўлган физик жисмга *суюқлик* деб аталади.

Суюқликни оқувчанлик хусусиятининг моҳиятини тушуниш учун қуйидаги ҳисоблаш схемасидан фойдаланамиз (1.1–расм) *Т* қаттиқ жисм суюқликка ботирилган оғирлик кучи ҳисобига маълум кучланишлар пайдо булади.

Агар жисмда *mn* ихтиёрий кесимни оладиган бўлсак, унда нормал кучланишдан ташқари уринма кучланишлар ҳам мавжуд бўлади. Фараз қилайлик, *Т* - жисм тинч ҳолатда уринма кучланиш таъсирига бардош беролмай, емирила бошлайди ва идишнинг кўринишини қабул қилади. Бошқача қилиб айтганда, суюқлик қаттиқ жисмдан фарқли ўлароқ, нисбий тинч ҳолатда турганида уринма кучланишига эга бўлмайди.

Суюқликлар томчи ва газларга бўлинади. Гидравлика курсида биз асосан томчисимон суюқликларнинг қонуниятларини ўрганамиз.

Томчисимон суюқлик деб, оқувчанлик хусусиятига эга бўлган ва бирор идишга қуйилганда шу идишни шаклини эгаллайдиган, амалий сиқилмайдиган физик моддага айтилади.

Суюқлик қаттиқ жисмлардан молекулалар орасидаги тортишиш кучининг жуда кичиклиги ва оқувчанлиги (силжувчанлиги) билан фарқланади. Шунингдек, суюқлик, амалда ўз ҳажмини ўзгартирмайди, ташқи кучлар таъсирида ва ҳароратнинг ўзгариши билан сезилмас даражада ўзгаради. Газлар ҳам оқувчанлик хусусиятига эга бўлиш билан бир қаторда, ўз ҳажмларини ташқи кучлар таъсирида ўзгартирадилар. Томчили суюқликларга - сув, бензин, керосин, спирт ва бошқалар киради.

Курсимиз давомида *"суюқлик"* деганда, мелиорация ва гидротехника соҳаларини қамраб олган сув кўзда тутилади. Суюқликлар — маълум физик хусусиятлари билан бир-биридан фарқланади. Булардан, Гидравлика фанини ўрганишда асосийлари қуйидагилар хисобланади:

Суюқликнинг зичлиги деб, ҳажм бирлигидаги суюқлик массасига ёки суюқлик массасининг унинг ҳажмига бўлган нисбатига айтилади.

$$\rho=\frac{M}{V} \tag{1.1}$$

бунда, M — суюқлик массаси;

V — суюқлик ҳажми;

ρ - зичлик.

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

Солиштирма оғирлик:

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

Ҳажм бирлигидаги суюқлик оғирлигига ёки суюқлик оғирлигини унинг ҳажмига бўлган нисбатига *солиштирма оғирлик* ёки *ҳажм оғирлиги* деб аталади (1.2) дан

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

Бизга маълумки,

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

бунда, g - жисмларнинг эркин тушиш тезланиши.

(1.3)ни (1.1′) ва (1.2′)га қўйсак,

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

бундан қуйидаги ифодага эга бўлишимиз мумкин:

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

ρ ва γ ўлчов бирликлари:

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

бунда, M, L, F, T - масса, узунлик, куч ва вақт.

$$M\rightarrow кг=\frac{Н\ с^2}{м};\ L\rightarrow м;\ F\rightarrow Н;\ кН;\ T\rightarrow с$$

демак:

$$\gamma=\frac{Н}{м^3}=\frac{кг}{м^2с^2}$$

Тоза дистилланган сув зичлигининг ҳароратга боғлиқ равишда ўзгариши

1.1-жадвал

t, °C	0	2	4	6	8	10	20	30	40	60
ρ, кг/м³	999,87	999,97	1000	999,97	999,88	999,70	998,20	995,70	992,20	983,20

Сиқилувчанлик – суюқликларнинг ташқи кучлари таъсирида ҳажмининг камайишидир. Бу ҳолат сиқилувчанлик коэффициенти, β_c *($м^2/Н$)* билан белгиланади.

$$\beta_c = -\frac{1}{W}\frac{dw}{dp} \qquad (1.7)$$

формуладаги минус ҳажм босимининг ортиши билан суюқлик камайишини кўрсатади.

Суюқлик массаси ўзгармаган ҳолда,

$$\beta_C = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dp} \qquad (1.8)$$

Ҳажм сиқилувчанлик коэффициенти β_C тескари қиймати суюқликларнинг эластиклик модули – $E_ж$ ҳарфи билан белгиланади.

$$E_ж = \frac{1}{\beta_c} \qquad (1.9)$$

(1.8) формулани ҳисобга олсак, (1.9) ифода қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$E_ж = \rho\frac{dp}{d\rho} \qquad (1.10)$$

бундан,

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{dp}{E_б} \qquad (1.11)$$

(1.10) ифода Гук қонунини ифодалайди ва у ҳарорат 0^0 дан 20^0 гача ва босим 20 атмосфера бўлганда чучук сув (дистилланган сув)нинг ўртача ҳажм сиқилиш коэффициентига тенг. Суюқликларнинг сиқилиш имконияти жуда кичик бўлганлиги сабабли, гидравликанинг амалий масалалари ечилганда улар ҳисобга олинмайди ва уларни амалда сиқилмайдиган деб қаралади.

Суюқликларнинг ёпишқоқлиги деб, суюқлик бир қатламини иккинчи қатламига нисбатан силжиганда кўрсатадиган қаршиликка айтилади. Ёки суюқлик ҳаракатида қатламлардаги ишқаланиш кучига *ёпишқоқлик кучи* деб аталади.

И.Ньютон 1687 йилда қуйидаги гипотезани айтади, яъни, суюқлик қатламлари ҳаракат давомида ишқаланганда ички ишқаланиш кучи қуйидагига тенг:

$$T = \mu\omega\frac{du}{dh} \qquad (1.12)$$

бунда, T - қатламлардаги ишқаланиш кучи;

ω - қатлам ишқаланиш юзаси;

$\dfrac{du}{dh}$ - тезлик градуси, сирпаниш тезлиги;

μ - ишқаланиш ёпишқоқлик динамик коэффициенти.

Н.П.Петров 1876-1920 йилларда Ньютон гипотезасини тасдиқлади.

(1.12) формуладан динамик ёпишқоқлик коэффициенти μ қуйидагича аниқланади.

$$\mu = \frac{\dfrac{T}{\omega_{иш}}}{\dfrac{du}{dh}} = \frac{\tau}{\dfrac{du}{dh}} \qquad (1.13)$$

бунда, τ - ишқаланиш кучланиши.

μ - ўлчов бирлиги қуйидагича:

$$\mu = \frac{м}{LT}; \quad \frac{Нс}{м^2}; \ \frac{кг}{м \ с} \ \text{ёки} \ \frac{г}{смс} = пуаз$$

Ҳар хил ҳароратдаги сув учун μ қийматлари

1.2-жадвал

t, °C	0	10	20	30
μ, 10^4 Па· с	17,92	13,04	10.01	8,00

Гидравлика фанини ўрганишда динамик ёпишқоқлик коэффициенти билан бир қаторда *кинематик ёпишқоқлик коэффициенти*дан ҳам фойдаланилади:

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

Бу катталик ўзида узунлик, вақт, кинематик қийматларни мужассамлаштиради. Унинг ўлчов бирлиги: $[\nu] = \dfrac{L^2}{T}; \ \dfrac{м^2}{с}; \ \dfrac{см^2}{с} = стокс.$

Амалий тажрибалар кўрсатишича, суюқликнинг ёпишқоқлиги суюқлик турига ва унинг ҳароратига боғлиқ. Ҳарорат кўтарилиши билан суюқликларнинг ёпишқоқлиги камаяди. Суюқликларнинг кинематик ёпишқоқлик коэффициенти қуйидаги жадвалларда келтирилган.

1.3-жадвал

t, °C	ν, 10^4 м^2· с	t, °C	ν, 10^4 м^2· с
0	0,0179	18	0,0106
2	0,0167	20	0,0101
4	0,0157	25	0,0090
6	0,0147	30	0.0080
8	0,0139	35	0.0072
10	0,0131	40	0.0065
12	0,0124	45	0.0060
14	0,0118	50	0.0055
16	0,0112	60	0.0048

1.4-жадвал

Суюқлик	t, °C	ν, 10^4 м$^2\cdot$ с	Суюқлик	t, °C	ν, 10^4 м$^2\cdot$ с
Сифатли сут	20	0,0174	АМГ – 10 мойи	50	0,1
Сув	18	600	Нефть:		
Керосин	15	0,027	енгил	18	0,25
Мазут	18	20,0	оғир	18	1,40
Сувсиз глицерин	20	11,89	Симоб	15	0,0011

Суюқликларнинг ёпишқоқлик коэффициенти вискозиметр ёрдамида ўлчанади.

Суюқликларнинг майдонни узлуксиз тўла эгаллаш модели. Биз ўрганадиган суюқликлар бир жинсли суюқликлар бўлиб, уларни ўз майдонларини узлуксиз тўла эгаллайди, деб қараймиз. Ҳақиқатда эса, молекулалар оралиғи мавжуд бўлиб, узлукли бўлсада, математик усулда гидромеханиканинг мураккаб масалаларини ечишда кўрсатилган суюқликларнинг тўла узлуксиз майдонни эгаллаши қўл келади. Узлуксиз тўла майдон лотинча *"continuum"* деб аталади. Амалиётда суюқликларнинг узлуксиз майдони тўла эгаллаш модели тасдиқланган.

Реал ва идеал суюқликлар. Суюқликларнинг ҳаракат қонуниятларни ўрганишда ёпишқоқлик, ички ишқаланиш кучлари асосий роль ўйнайди. Идеал суюқликлар табиатда учрамайди, уларни абсолют сиқилувчан эмас ва кўндаланг кучланишларни қабул қилмайди, ёпишқоқликка эга эмас деб ҳисобланади. Бундай ҳолатда, математик қонуниятларни келтириб чиқаришда суюқликлар ҳаракати билан боғлиқ бўлган қийматлар бизга қўл келади. Реал суюқлик заррачалари ҳаракатчан деб қаралсада, улар чўзилиш ва силжиш кучларига қаршилик кўрсатадилар. Кўндаланг кучланишлар суюқликлар ҳаракатида асосий масалалардан бири ҳисобланади.

Идеал суюқликлар – суюқликларнинг мувозанат ва ҳаракат қонуниятларини математик келтириб чиқаришда асосий омиллардан бири ҳисобланади. Ҳақиқий суюқликларга тажрибага асосан топилган коэффициентлар ёки кучланишларни ўзгаришини билган ҳолда ўтилади. Шундай қилиб амалиёт назария билан боғланади.

Суюқликларнинг мувозанат (тинч) ва ҳаракати давомида таъсир этувчи кучлар. Суюқликларга таъсир этувчи кучларни икки турга бўлиш мумкин:

Масса кучлари – суюқликлар томчиси (зарраси) массасига пропорционал кучлар. Бир жинсли суюқликларда масса кучларини ҳажмга пропорционал кучлар деб аташ мумкин. Бундай кучларга – оғирлик кучлари, инерция кучлари ва бошқалар киради.

$$F = mA \tag{1.15}$$

бунда, m – W ҳажмдаги суюқликнинг массаси;

A – нисбий солиштирма масса бирлигидаги куч, яъни тезланиш.

Ташқи юзага таъсир этувчи кучлар – суюқлик ташқи юзасига пропорционал бўлган кучлар. Бу кучлар туркумига - сиртга нормал йўналган сиқувчи босим кучлари ва кўндаланг ишқаланиш кучлари киради. Масалан:

$$P = \mathrm{P}\omega = \sigma\omega \qquad (1.16)$$

$$T = \tau\omega \qquad (1.17)$$

бунда, P - босим кучи;

T - ишқаланиш кучи;

σ - суюқликлар ҳаракатидаги сиқилувчан нормал кучланиш;

τ - суюқликлар ҳаракатидаги кўндаланг ички кучланиш;

ω - куч таъсир этаётган юза.

Юқорида зикр этилган кучлар ташқи кучлар туркумига киради. Ички кучлар эса суюқликларнинг зарраларини бир-бирига таъсирини кўрсатади ва берилган ҳажмда жуфт кучлар бўлганлигидан уларнинг йиғиндиси ҳамма вақт нолга тенг бўлади.

I бобга доир назорат саволлари

1. Фанни ўрганишдан асосий мақсад.
2. Суюқлик қаттиқ жисм ва газлардан қандай фарқ қилади?
3. Суюқлик қандай физик хоссаларга эга?
4. Идеал ва реал суюқликлар орасида қандай тафовут мавжуд?
5. Аэрация ва капиллярлик тушунчаларини қандай таърифлаш мумкин?

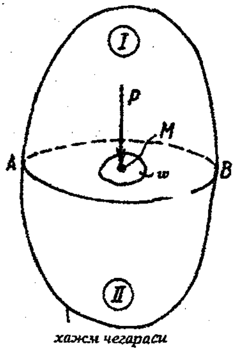
II БОБ. ГИДРОСТАТИКА

2.1. ГИДРОСТАТИК БОСИМ ВА УНИНГ АСОСИЙ ҲОССАЛАРИ

Суюқликлар ўзларининг физик ҳоссаларига кўра, кўндаланг ва чўзилувчан кучланишларни қабул қилмайди. Шу сабабли суюқликлар фақат нормал йўналган сиқилувчан кучланишлар «σ», яъни гидростатик босим p таъсирида бўлади.

Суюқлик ичида бирор ҳажмини ажратиб оламиз ва унинг мувозанат ҳолатини кузатамиз. (2.1-расм). Ушбу ҳажмдаги суюқликни ҳаёлан AB кесма орқали икки қисмга ажратамиз. II қисм устига мувозанатни сақлаб туриш учун ташқи куч P ни қўямиз. Бу куч ўзи таъсир этаётган ω юзага таъсир этади ва ўртача гидростатик босимни ҳосил қилади, яъни

$$p = \frac{P}{\omega} = \frac{\Delta P}{\Delta \omega} \qquad (2.1)$$



2.1-расм. Барқарор суюқлик ҳажми

Юза ω нолга интилганда ўртача гидростатик босим — нуқтадаги *гидростатик босим* деб аталади.

$$p = \lim_{\omega - 0} \frac{|P|}{\omega} = \lim_{\Delta\omega - 0} \frac{\Delta P}{\Delta \omega} \qquad (2.2)$$

Гидростатик босимнинг ўлчов бирликлари: $\frac{H}{м^2} = Па$ ёки $\frac{кг}{мс^2}$; техник атмосфера босими $P_{ат}=98100\ \frac{H}{м^2}=98100\ Па=98,1\ КПа$ ёки суюқлик баландлигида $h=\frac{P}{\rho g}$; сув баландлигида атмосфера босими $h_{H_2 0}=10$ м га, симоб устуни баландлигида эса $h_{сим}$ = 735 мм симоб устунига тенг.

Гидростатик босим иккита асосий ҳоссага эга:

- доим ички нормал бўйича, суюқликларда содир бўладиган ички сиқилиш кучланиши бўлганлиги сабабли ўзи таъсир этаётган юзага тик (перпендикуляр) йўналган бўлади;

- миқдори эса берилган нуқтада шу нуқта атрофида юзанинг ўзгариши билан ўзгармайди. Берилган суюқлик ичида олинган нуқтада гидростатик босим ҳамма томондан шу нуқтага бир хил миқдорда таъсир этади, яъни:

$$P_x = P_y = P_z = P_п$$

бунда, P_x, P_y, P_z, ва $P_п$ координата ўқларига нисбатан $0x$, $0y$, $0z$ ва ихтиёрий йўналишдаги «пп»га нисбатан гидростатик босим.

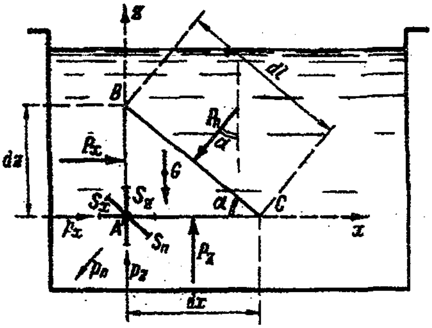
Ушбу ҳоссани тасдиқлаш учун суюқлик ичидан тетраэдр шаклидаги кичик ҳажм ажратиб оламиз. Унинг томонлари dx, dy, dz бўлсин, массаси эса $\rho \frac{1}{6} dx, dy, dz$ га тенг (2.2-расм).

Мувозанатлик тенгламасига асосан:

$$\left.\begin{aligned} \sum P_x = 0 \\ \sum P_y = 0 \\ \sum P_z = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2.3)$$

$0x$ ўқи бўйича мувозанат тенгламасида, таъсир этувчи кучлар ташқи босим кучлари, ABO юза томонидан

$$P_x = P_x \frac{1}{2} dx, dz \qquad (2.4)$$



2.2-расм. A нуқтадаги p босим миқдорининг S юзани жойлашишига боғлиқ эмаслигини исботлашга доир

бунда, P_x – ABO юзага таъсир этувчи ўртача гидростатик босим. $\frac{1}{2} dy$, dz

юзага таъсир этиб, $0x$ ўқи бўйича йўналган, демак тенгламага мусбат қиймат билан киради;

dP_y ва dP_z – босим кучлари.

BOC ва AOC юзаларга таъсир этувчи $0y$ ва $0z$ параллел ўқлар бўлганидан, $0x$ ўқига нисбатан проекцияси нолга тенг.

ABC юзага таъсир этаётган dP_n - босим кучи $dP_n = P_n d\omega$ га тенг (бунда P_n – ABC юзадаги $d\omega$ ўртача гидростатик босим.) Бу кучнинг $0x$ ўқига нисбатан проекцияси $dP_n \cos(n^x) = P_n \; d\omega \; \cos(n^x)$ мувозанатлик тенгламасига унинг $0x$ ўқига проекцияси манфий қиймат билан киради. $d\omega \cos(n^x)$ бу юза ABC учбурчакнинг yOz текислигидаги проекцияси, у:

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

га тенг.

Демак,

$$dP_n \cos \, (n^x) = P_n \, \frac{1}{2} \, dy \; dz \qquad (2.5)$$

Тетраэдрга таъсир этаётган кучлар тенг таъсир этувчиси dF_x нинг $0x$ ўқига проекцияси қуйидагига тенг:

$$dF_x = dmF_x$$

бунда, dm - тетраэдрнинг массаси, яъни $\rho \frac{1}{6} dx \; dy \; dz$.

F_x – шу dm массадаги суюқликнинг $0x$ ўқига бўлган тезланишининг проекцияси (хусусий ҳолда ернинг тортиш кучи тезланиши).

Демак, масса кучининг проекцияси:

$$dF_x = dm \; F_x = \rho \frac{1}{6} \; dx \; dy \; dz \; F_x \qquad (2.6)$$

Шундай қилиб, $0x$ ўқи буйича мувозанатлик тенгламаси:

$$\Sigma P_x = dP_x - dP_n \ cosx + dF_x = 0 \qquad (2.7)$$

ёки

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

$\frac{1}{2} dy \ dz$ га қисқартирилгандан сўнг:

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

ифодага эга бўламиз. $dx \to 0$ га интилганда 0 нуқтада

$$P_x - P_n = 0$$

$$P_x = P_n$$

Худди шундай $0y$ ва $0z$ ўқларига нисбатан исботласак,

$$P_y = P_n$$

Демак:

$$P_x = P_y = P_z = P_n \qquad (2.8)$$

Шундай қилиб, нуқтадаги гидростатик босим — шу нуқта атрофида юзанинг ўзгариши билан ўзгармайди. Суюқлик ичида олинган ҳар хил нуқталарда босим ҳар хил бўлади. Нуқтадаги гидростатик босим координата ўқларининг функциясидир

$$p = f(x, y, z) \qquad (2.9)$$

Умумий ҳолда, у вақтнинг ҳам функцияси бўлади:

$$p = f(x, y, z, t) \qquad (2.9')$$

2.2. ТИНЧ ҲОЛАТДАГИ СУЮҚЛИКНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИ

Ташқи ҳажмий куч таъсир этаётган тинч ҳолатдаги суюқликни кўриб чиқамиз. Айтайлик, суюқликнинг бирлик массасига ϕ миқдордаги ҳажмий куч таъсир этаётган бўлсин (2.3-расм), унинг $0x$, $0y$, $0z$ ўқлардаги проекцияларини мос равишда ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z деб белгилаймиз.

Умуман, суюқликнинг ихтиёрий нуқталаридаги босим (p) ни қуйидагича ифодалаймиз:

$$p = f\ (x, y, z) \qquad (2.10)$$

Энди, бу катталиклар орасидаги боғлиқликни аниқлаймиз.

Координаталар системаси $0x$ ва $0z$ ўқларининг йўналишини белгилаб олиб, ниҳоятда кичик параллелипипед кўринишидаги *1-2-3-4* суюқлик ҳажмини кўриб чиқамиз.

Параллелипипеднинг томонлари *dx, dz, dy* ларни чексиз кичик деб қабул қиламиз. Параллелипипеднинг марказида *x, y, z* координатадан *A* нуқтани танлаб олиб, ундаги босимни *p* нуқта орқали *MN* чизиғини *0x* ўққа параллел қилиб ўтказамиз ҳамда гидростатик босим шу чизиқ бўйлаб ўзгаради деб қабул қиламиз. Бу ўзгаришни $\frac{\partial p}{\partial x}$ кўринишида қабул қилиш мумкин. *M* ва *N* нуқталардаги босимнинг ўзгаришини ифодалаймиз.

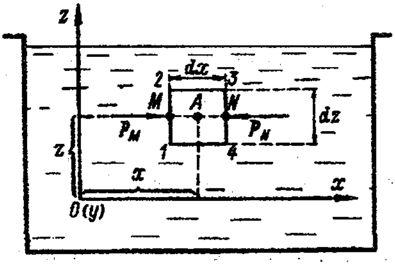
$$\left.\begin{aligned} p_M &= p-\frac{1}{2}dx\frac{\partial p}{\partial x} \\ p_N &= p+\frac{1}{2}dx\frac{dp}{dx} \end{aligned}\right\} \qquad (2.11)$$

Бунда иккинчи ҳад *p* босимнинг $\frac{1}{2}dx$ оралиқдаги ўзгаришини билдиради.

Энди қуйидагича мулоҳаза юритамиз:

а) авваламбор, элементар параллелипипедга таъсир этувчи барча кучларни аниқлаймиз;

б) параллелипипед тинч ҳолатда бўлганлиги учун бу кучларнинг *0x* ўққа проекцияларини олиб, уларни нолга тенглаймиз. Натижада биринчи дифференциал тенгламага эга бўламиз.



2.3-расм. 2.16 ифодага доир схема

в) иккинчи ва учинчи дифференциал тенгламаларни олиш учун мос равишда *0y* ва *0z* ўқларга проекцияларини олиб, уларни нолга тенглаймиз.

Юқоридаги мулоҳазаларга асосан, фақат биринчи тенгламани келтириб чиқарамиз.

Параллелипипедга (1-2-3-4) таъсир этувчи кучларни аниқлаймиз.

- ҳажмий кучлар.

$$\phi\ (dx\ dy\ dz)\ \rho \qquad (2.12)$$

бу катталик параллелипипеддаги суюқлик массаси, унинг *0x* ўққа проекцияси

$$\phi_x\ (dx\ dy\ dz)\ \rho \qquad (2.13)$$

- ташқи кучлар. Элементар параллелипипеднинг 1-4 ва 2-3 қирраларига таъсир этувчи кучлар фарқи нолга тенг. 1-2 ва 3-4 қирраларга таъсир этувчи кучлар фарқи эса қуйидагига тенг:

$$P_M - P_N = p_M(dzdy) - p_N(dzdy) = \left(p-\frac{1}{2}dx\frac{\partial p}{\partial x}\right)dydz - \left(p+\frac{1}{2}dx\frac{\partial p}{\partial x}\right)dydz = -\frac{\partial p}{\partial x}dxdydz \qquad (2.14)$$

Ҳамма кучлар йиғиндисини топамиз.

$$\phi_x(dxdydz)\rho - \frac{\partial p}{\partial x}(dxdydz) = 0 \qquad (2.15)$$

Худди шундай тарзда қолган тенгламаларни ҳосил қиламиз.

$$\begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \phi_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \phi_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \end{cases} \qquad (2.16)$$

Бу тенглама 1755 йили Л.Эйлер томонидан ёзилганлиги сабабли *Эйлер тенгламаси*[1] деб аталади.

2.3. СУЮҚЛИКНИНГ ТИНЧ ҲОЛАТИ УЧУН ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАНИ ИНТЕГРАЛЛАШ

(2.16) тенгламалар системасини мос равишда dx, dy, dz ларга кўпайтириб, чап ва ўнг томонларини қўшамиз:

$$\phi_X dx + \phi_Y dy + \phi_Z dz - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) = 0 \qquad (2.17)$$

Нуқтага таъсир этувчи p босим, координаталарга боғлиқ бўлган функция эканлигини ҳисобга олиб, яъни,

$$p = f\,(x,\ y,\ z) \qquad (2.18)$$

(2.17) тенгламадаги қавс ичидаги ифода p нинг тўлиқ дифференциали деб олсак,

$$dp = \rho\left(\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz\right) \qquad (2.19)$$

у ҳолда, Эйлер (2.19) тенгламасининг чап томони бир функциянинг тўлиқ дифференциали экан, иккинчи томонини ҳам функциянинг тўлиқ дифференциали деб қабул қилиш мумкин. ρ = const бўлганлиги учун

$$dp = \rho\ dU \qquad (2.20)$$

бунда

$$dU = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz \qquad (2.21)$$

Умуман, dU дифференциални бошқача ифодалаш ҳам мумкин:

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x}dx + \frac{\partial U}{\partial y}dy + \frac{\partial U}{\partial z}dz \qquad (2.22)$$

(2.21) ни (2.22) га қўйиб ёзиш мумкин:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \phi_x; \quad \frac{\partial U}{\partial y} = \phi_y; \quad \frac{\partial U}{\partial z} = \phi_z \qquad (2.23)$$

---

[1] Л.Эйлер — Петербург академиясининг ҳақиқий академиги, буюк математик, механик ва физик. Базель (Швейцария) шаҳрида туғилган. 1727 –1741 ва 1766 – 1783 йилларда С. Петербургда яшаб ижод қилган.

Юқоридаги мулоҳазадан кўриниб турибдики, U координаталарга боғлиқ бўлган функция бўлиб, хусусий ҳосилалари бирлик ҳажмдаги оғирлик кучининг проекцияларини $(\phi_x; \phi_y; \phi_z)$ ифодалайди.

Демак, ϕ куч маълум потенциалга эга бўлган куч бўлиб, суюқликлар шундай куч таъсири остида тинч ҳолатда бўлиши мумкин.

(2.20) тенгламани интеграллаб,

$$p = \rho U + C \tag{2.24}$$

ифодага эга бўламиз. Бунда, C - доимий ўзгармас катталик (интеграл доимийси).

Бу катталикни аниқлаш учун ихтиёрий нуқтадаги маълум

$$p = p_o \quad \text{ва} \quad U = U_o \tag{2.25}$$

катталикларни қабул қиламиз. Бу нуқта учун (2.24) тенглама қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$p_o = \rho\ U_o + C \tag{2.26}$$

бундан,

$$C = p_o - \rho\ U_o \tag{2.27}$$

(2.27) ни (2.24) га қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

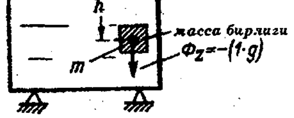
$$p = \rho\ U + p_o - \rho\ U_o \tag{2.28}$$

ёки

$$p = p_o + \rho\ (U - U_o) \tag{2.29}$$

2.4. ОҒИРЛИК КУЧИ ТАЪСИРИ ОСТИДАГИ СУЮҚЛИККА ТАЪСИР ЭТУВЧИ ГИДРОСТАТИК БОСИМ КУЧИ

Бундан кейин суюқликка фақат битта ҳажмий куч — оғирлик кучи таъсир этаяпти деб қабул қиламиз. Ёпиқ идишга солинган суюқлик сатҳига p_o ташқи куч таъсир этаётган ҳолатни қабул қилиб, унинг ихтиёрий h чуқурликдаги нуқтаси (m) атрофида бирлик массани ажратиб оламиз (2.4-расм).



2.4-расм. Оғир суюқликка p босим таъсири

Фараз қилайлик, бу массага ϕ куч таъсир этмоқда. Юқорида таъкидланган ҳолатимиз учун

$$\phi_x=0, \quad \phi_y=0, \quad \phi_z= -g \tag{2.30}$$

бунда, g — оғирлик кучи таъсири остидаги тезланиш;

ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z — ϕ куч проекциялари.

Бизнинг ҳолат учун

$$dU = \phi_x\, dx + \phi_y\, dy + \phi_z\, dz = -g\, dz \tag{2.31}$$

(2.31) ни (2.20) га қўйиб,

$$dp = -\rho g\, dz \qquad (2.32)$$

ифодани оламиз. Бу ифодани интегралласак,

$$p = -\rho g z + C \qquad (2.33)$$

ёки

$$p = -\gamma z \pm C \qquad (2.34)$$

C - бошланғич функция доимийсини топиш учун, сатҳдаги нуқтани кўриб чиқамиз:

$$z = 0\,; \quad p = p_o \qquad (2.35)$$

$$C = p_o \qquad (2.36)$$

натижада қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$p = p_o - \gamma z. \qquad (2.37)$$

Бунда чуқурликни

$$h = -z \qquad (2.38)$$

деб қабул қилсак,

$$p = p_o + \gamma h \qquad (2.39)$$

бунда, p — нуқтага таъсир этувчи тўлиқ абсолют босим;

p_o — ташқи босим

$$\gamma h = p_{o\text{г}} \qquad (2.40)$$

Кўрилаётган нуқтадан юқоридаги суюқлик қатламини нуқтага бўлган босими бўлиб *оғирлик босими* деб аталади.

Агар идишнинг қопқоғи очиқ бўлса,

$$p_o = p_a \qquad (2.41)$$

деб қабул қилинади. Бунда, p_a — атмосфера босими.

Нуқтага таъсир этаётган босимларнинг фарқи (p_o - p_a) айрим ҳолларда *манометрик босим* деб аталади.

Кўпгина ҳолатларда, амалиётда тўлиқ босим - абсолют босим билан эмас, балки, атмосфера босимидан юқори бўлган босим билан ишлашга тўғри келади, шу сабабли уларни аниқ белгилаб оламиз.

p_A — абсолют тўлиқ босим;

p — атмосфера босимидан юқори бўлган босим.

Демак,

$$p = p_A - p_a \qquad (2.42)$$

Абсолют тўлиқ босим қуйидагича аниқланади:

Ёпиқ идишлар учун:

$$\boxed{p_A = p_O + \gamma h = p_O + p_{o\text{г}} = p_a + p} \qquad (2.43)$$

Очиқ идишлар учун:

$$\boxed{p_A = p_a + \gamma h = p_a + p_{o\text{г}} = p_a + p} \qquad (2.44)$$

бунда, $p_{o\text{г}}$ — оғирлик босими.

Юқоридаги мулоҳазадан кўриниб турибдики, очиқ идишлар учун, атмосфера босимидан юқори бўлган катталик ва оғирлик босими деган тушунчалар бир-бирига мос келади. Ёпиқ идишлар учун улар ҳар хил қийматга эга.

$$p = p_{\alpha} + (p_O - p_a) \qquad (2.45)$$

Худди шундай гидростатик босим кучи ҳақида ҳам аниқлик киритиб оламиз.

P_A — абсолют тўлиқ гидростатик босим кучи;

P — атмосфера босимидан юқори бўлган босим ҳисобига пайдо бўладиган *гидростатик босим* деб атаймиз.

2.5. ПЬЕЗОМЕТРИК БАЛАНДЛИК

«Пьезометр» грек сўзлари қўшилмасидан олинган бўлиб, «босим», «ўлчов» деган маъноларни англатади. Қопқоғи беркитилган идишга суюқлик солинган бўлиб, унга оғзи кавшарланган ва ичидан ҳавоси сўрилган $П_о$ ва оғзи очиқ $П$ найчалар m нуқта сатҳига ўрнатилган (2.5-расм). Бу ҳолат учун қуйидаги ифодаларни ёзиш мумкин:

а) идишдаги суюқлик томонидан m нуқтага таъсир этувчи босим

$$p_A = p_O + \gamma h \qquad (2.46)$$

б) найчадаги суюқлик томонидан m нуқтага таъсир этувчи босим

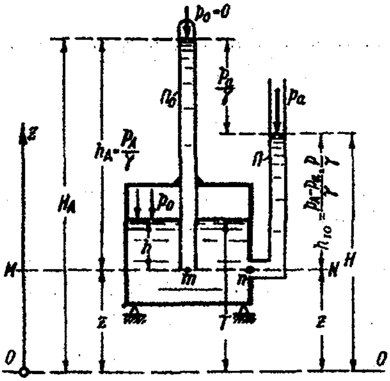
$$0 + \gamma h_A \qquad (2.47)$$

Бу иккала ифода бир-бирига тенг бўлиши керак

$$p_A = \gamma h_A \qquad (2.48)$$

бундан,

$$\boxed{h_A = \frac{p_A}{\gamma}} \qquad (2.49)$$



2.5-расм. Пьезометрик баландлик ва потенциал напор

Демак, суюқликнинг ўз оғирлиги ҳисобига абсолют тўлиқ босимни ҳосил қилувчи найчадаги кўтарилиш баландлиги *тўлиқ пьезометрик баландлик* дейилади. Бу катталик узунлик ўлчов бирлигида ўлчанганлиги сабабли тўлиқ босим ҳам узунлик ўлчов бирликларида ўлчаниши мумкин. Масалан, *м.сув уст., мм сим. уст., ат.*

1ат=1кгк/см^2*=10тк/м*^{2}*=98100Н/м*^{2}*=10 м.сув.уст=735 мм.сим.устуни*

Энди n нуқтага найчадаги ва идишдаги суюқликлар томонидан таъсир этувчи босимларни аниқлаймиз.

$$p_A = p_0 + \gamma h \qquad (2.50)$$

$$p_A + \gamma h_ю \qquad (2.51)$$

буларни бир-бирига тенглаб, бизга керакли катталикни топамиз.

$$p_A = p_a + \gamma h_ю \qquad (2.52)$$

$$\boxed{h_ю = \frac{p_A - p_a}{\gamma} = \frac{p}{\gamma}} \qquad (2.53)$$

Бунда, $h_ю$ - атмосфера босимидан юқори бўлган босимга мос келувчи *пьезометрик баландлик* деб аталади.

2.6. ВАКУУМ

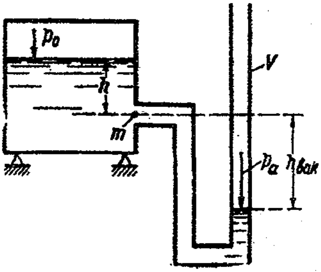
Ҳозиргача бўлган вазиятларда доимо тўлиқ босим (p_A) атмосфера босими (p_a) дан катта бўлган ҳолатни кўрдик.

Агар $p_A < p_a$ бўлса, бунда босим тескари пьезометр ёки вакуумметр ёрдамида ўлчанади.

m нуқтага идишдаги ва найчадаги суюқликлар томонидан таъсир этаётган босимни аниқлаймиз (2.6-расм).

- идишдаги суюқлик томонидан

$$p_A = p_0 + \gamma h \qquad (2.54)$$



2.6-расм. Вакуум

$h_{вак}$ – вакуум баландлиги

V – шаклидаги найчада жойлашган суюқлик томонидан

$$p_a - \gamma h_{вак} \qquad (2.55)$$

Иккаласини бир-бирига тенглаб, $h_{вак}$ катталикни аниқлаймиз.

$$\boxed{h_{вак} = \frac{p_a - p_A}{\gamma} = -\frac{p}{\gamma}} \qquad (2.56)$$

Демак, босимлар фарқига мос келувчи муҳит *вакуум* деб аталиб, бунга мос келувчи баландлик эса *вакуумметрик баландлик* дейилади. Таъкидлаш керакки, атмосфера босимидан кичик қийматдаги босимга эга бўлган муҳит ***вакуум*** дейилади.

2.7. СУЮҚЛИКНИНГ ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯСИ. ПОТЕНЦИАЛ НАПОР*

Айтайлик, 2.5-расмда *00* таққослаш текислигини ўтказамиз. *п* нуқтада *G* оғирликка эга бўлган суюқлик *П* найча орқали $h_ю$ баландликка кўтарилади. Демак, кўрилаётган ҳажмдаги суюқлик маълум ишни бажариши мумкин.

Ўзининг тушиши ҳисобига *z* баландликдан то таққослаш текислигигача бажарган иши қуйидагича аниқланади:

$$(ПЭ)_z = zG \qquad (2.57)$$

Ўз оғирлиги ҳисобига $h_ю$ баландликдан тушишда бажарган иши:

$$(ПЭ)_p = h_ю\, G \qquad (2.58)$$

Тўлиқ бажарилган иш:

$$(ПЭ) = (ПЭ)_z + (ПЭ)_p = z\,G + h_ю\, G \qquad (2.59)$$

Оғирлигига нисбатан солиштирма энергия:

$$(СПЭ) = \frac{\left(П\ \ Э\right)}{G} = z + h_ю = H \qquad (2.60)$$

Бу катталик *потенциал напор* деб аталади.

Суюқликнинг бирлик оғирлигига мос келувчи баландлик *напор* деб аталади. Бу катталик асосан геометрик *(z)* ва *(p)* босим напорларига бўлинади.

Тинч ҳолатдаги суюқлик учун қуйидаги тенгламаларни ёзамиз:

$$H = z + \frac{p}{\gamma} = z + \frac{p_A - p_a}{\gamma} = z + \frac{(p_O + \gamma h) - p_a}{\gamma} = (z + h) + \frac{p_O}{\gamma} - \frac{p_a}{\gamma} = T + \frac{p_O}{\gamma} - \frac{p_a}{\gamma} = const \qquad (2.61)$$

T=const — таққослаш текислигидан юқори сатҳ баландлиги.

Тўлиқ, потенциал напор деганда эса, атмосфера босимининг таъсири мавжуд бўлмаган муҳитда суюқлик кўтариладиган баландлик тушунилади ва H_A ҳарфи билан белгиланади.

2.8. ТЕКИС СИРТГА ТАЪСИР ЭТУВЧИ ГИДРОСТАТИК БОСИМ КУЧИ

Фараз қилайлик, маълум қияликка эга бўлган текис сиртли, деворли *(ОМ)* очиқ идиш суюқлик билан тўлдирилган (2.7, а-расм). *0x* ва *0y* координаталар системасининг ўқларини белгилаб оламиз. *0x* ўқини расм текислигига тик йўналишда (2.7, б-расм) қабул қиламиз.

ОМ деворда ихтиёрий кўринишга эга бўлган *S* юзани танлаб оламиз. Гидростатик босимнинг биринчи хоссасига асосан, бу юзага таъсир этувчи босимлар унга тик йўналган бўлади, демак, ихтиёрий кўринишдаги *S* юзага эга бўлган шаклга таъсир этувчи тўлиқ гидростатик босим кучи ҳам P_A бу

---

[*] Напор — суюқликли муҳитнинг маълум чуқурлигида жойлашган ихтиёрий нуқтадаги босим таъсири остида унинг кўтарилиш баландлиги бўлиб, узунлик бирлигида ўлчанадиган катталикдир. Шу сабабли, бу катталикни нотўғри қабул қилмаслик мақсадида муаллифлар бу тушунчани таржимасиз ўз ҳолида қолдиришди.

юзага тик йўналган бўлади. Бу кучнинг катталигини топиш учун шаклда ихтиёрий m нуқтани танлаб олиб, унинг чуқурлиги h ва координатасини эса y деб қабул қиламиз. Бунда,

$$h = z\sin\theta \qquad (2.62)$$

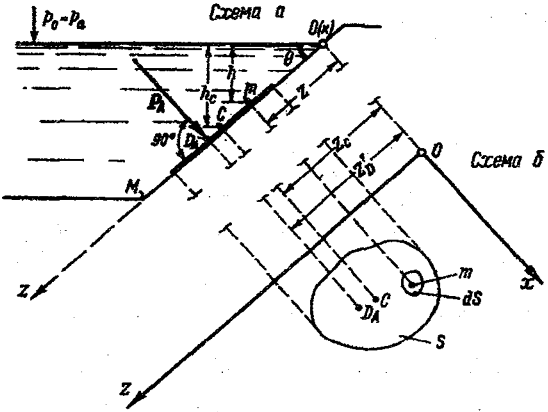
бунда, θ - идиш ён девори қиялиги

m - нуқта атрофидаги dS юзага

$$dP_A = p_A \; dS \qquad (2.63)$$

куч таъсир этади ёки (2.44) га асосан:

$$dP_A = (p_a + \gamma h)dS = p_a dS + \gamma h dS = p_a dS + \gamma z \sin\theta dS \qquad (2.64)$$



2.7-расм. Ясси қия сиртга таъсир қилувчи суюқлик босими

Бу ифодани бутун S юза бўйлаб интеграллаймиз.

$$P_A = p_a \int_S dS + \gamma \sin\theta \int_S z dS \qquad (2.65)$$

Бундан:

$$\int_S dS = S \; ; \qquad \int_S z dS = (St)_{Ox} = z_C S \qquad (2.66)$$

бунда, $(St)_{Ox}$ — текис шаклнинг $0x$ ўққа нисбатан статик моменти;

z_C — шаклнинг оғирлик маркази координатаси.

(2.66)ифодани ҳисобга олиб, (2.65) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$P_A = p_a S + \gamma S z_C \sin\theta \qquad (2.67)$$

ёки

$$z_C \sin\theta = h_C \qquad (2.68)$$

бўлганлиги учун

$$P_A = P_a S + \gamma h_C S \qquad (2.69)$$

ёки

$$\boxed{P_A = (p_a + \gamma h_C)S = S(p_A)_C} \qquad (2.70)$$

бунда, h_C - оғирлик маркази чуқурлиги.

(2.69) ифодани қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$P_A = P_a + P \qquad (2.71)$$

бунда, P_a - атмосфера босими таъсири остидаги гидростатик босим кучи.

$$P_a = p_a\,S \qquad (2.72)$$

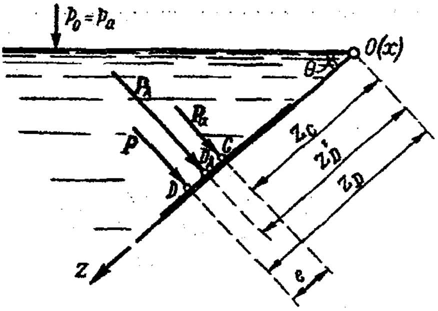
бунда, P - атмосфера босимидан юқори бўлган (оғирлик) босим ҳисобига пайдо бўладиган гидростатик босим кучи.

$$P = \gamma\, h_C S = p_C S \qquad (2.73)$$

Шундай қилиб, хулоса қилиш мумкинки, гидростатик босим кучи таъсир этаётган шакл юзаси катталигини шу шакл оғирлик марказига таъсир этувчи гидростатик босим катталигига кўпайтмасига тенг.

Энди бу кучнинг қўйилиш нуқтасини аниқлаймиз:

Юқорида таъкидланганидек, P_A - тўлиқ гидростатик босим кучи P_a ва P кучлар йиғиндисига тенг.



2.8-расм. Гидростатик босим кучи маркази

P_a - гидростатик босим кучининг қўйилиш нуқтаси шаклнинг оғирлик маркази билан устма-уст тушади.

P кучники эса, ундан пастда, айтайлик, D нуқтада бўлади. P_A кучнинг қўйилиш нуқтаси эса бу иккаласининг ўртасида бўлади (2.8-расм). Бу D нуқтани топиш учун P_a ва P кучларни геометрик йиғиндисини топамиз.

Шундан кейин D_A нуқтани топишга имконият яралади. Бунинг учун қуйидаги қоидадан фойдаланамиз. pds кучларнинг Ox ўққа нисбатан моментлар йиғиндиси P кучнинг шу ўққа нисбатан моментлар йиғиндисига тенг.

Демак,

$$\int_S (pdS)z = Pz_D \qquad (2.74)$$

деб ёзиш мумкин ёки

$$\int_S (\gamma h dS)z = (\gamma h_C S)z_D \qquad (2.75)$$

Тўлиқ ифодаласак,

$$\int_S (\gamma \sin \theta z dS) z = (\gamma \sin \theta z_C S) z_D \qquad (2.76)$$

бундан,

$$z_D = \frac{\int_s z^2 dS}{S z_C} = \frac{I_{0x}}{(St)_{ox}} \qquad (2.77)$$

Бунда *0x* ўққа нисбатан текис шакл инерция моменти

$$I_{0x} = \int_S z^2 dS \qquad (2.78)$$

$$(St)_{ox} = S z_C \qquad (2.79)$$

Текис шаклнинг статик моменти (2.77) ифодани қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$z_D = \frac{I_{0x}}{(St)_{0x}} = \frac{I_C + S z_C^2}{S z_C} = z_C + \frac{I_C}{S z_C} \qquad (2.80)$$

ёки

$$e = \frac{I_C}{(St)_{0x}} = \frac{I_C}{S z_C} \qquad (2.81)$$

бунда, e — *эксцентриситет* дейилади.

Кучнинг қўйилиш координатаси қуйидаги кўринишга эга:

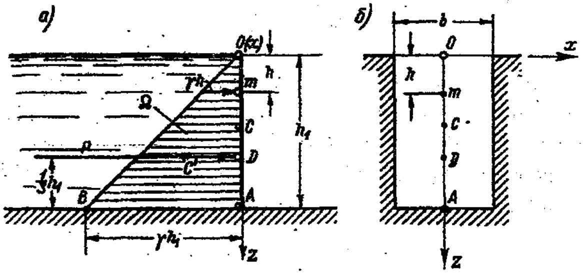
$$z_D = z_C + e \qquad (2.82)$$

2.9. ТЎРТБУРЧАК КЎРИНИШДАГИ ТЕКИС ШАКЛЛАРГА ТАЪСИР ЭТУВЧИ ГИДРОСТАТИК БОСИМ КУЧИНИ АНИҚЛАШНИНГ ГРАФОАНАЛИТИК УСУЛИ

Бунинг учун *OA* кўринишдаги *b* кенгликка эга бўлган шаклни қабул қиламиз (2.9, б-расм). Бунда атмосфера босими ҳисобига пайдо бўладиган гидростатик босим кучини ҳисобга олмасак, фақат оғирлик ҳисобига таъсир этувчи гидростатик босим кучини қарашга тўғри келади. Ихтиёрий *m* чуқурликда

$$p = \gamma h \qquad (2.83)$$

босим мавжуд бўлади.



2.9-расм. Тўғри бурчакли вертикал сирти текис жисмга бир томонлама гидростатик босим таъсири

O нуқтада эса бу босим

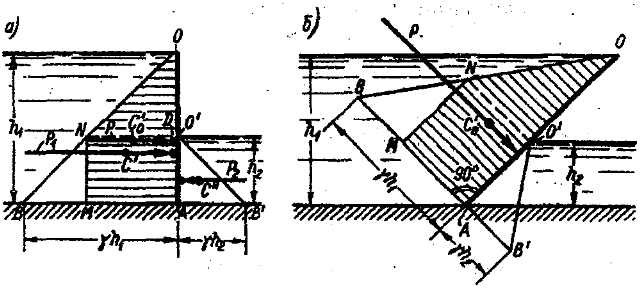
$$p = 0 \qquad (2.84)$$

га тенг булади. h чукурликда эса

$$p = \gamma h_1 \qquad (2.85)$$

га тенг бўлади.

γh_1 катталикни OA деворга тик йўналишда қўйсак (2.9, б-расм), B нуқта пайдо бўлади, буни O нуқта билан туташтирсак, OAB учбурчак пайдо бўлади. Натижада олинган бу учбурчак *гидростатик босим эпюраси* деб аталади. Бу эпюра гидростатик босимнинг чуқурлик ўзгариши билан ўзгаришини кўрсатади.



2.10-расм. Тўғри бурчакли текис шаклларнинг босим эпюраси
а) вертикал шакл;
б) қия шакл.

Шу учбурчак юзасини b кенгликка кўпайтмаси бизга P куч катталигини беради.

$$P = \Omega b = \frac{1}{2} h_1^2 \gamma b \qquad (2.86)$$

P куч OA деворга тик йўналган бўлиб, гидростатик босим эпюраси оғирлик марказидан ўтади. Агар тўсиқнинг иккала томонида суюқлик мавжуд бўлса, гидростатик босимлар фарқи аниқланиб, уларнинг оғирлик марказидан гидростатик босим кучининг тенг таъсир этувчиси ўтади. 2.10-расмда $OAMN$ трапециянинг оғирлик марказидан ўтади.

2.10. ЭГРИ СИРТЛАРГА ТАЪСИР ЭТУВЧИ ГИДРОСТАТИК БОСИМ КУЧИ

Эгри сирт кўринишидаги юзага таъсир этувчи гидростатик босим кучи – икки таъсир этувчидан иборат:

- горизонтал ташкил этувчиси P_x – шу сиртнинг ўзига тик бўлган вертикал текисликка таъсир этувчи гидростатик босим кучига қиймат жиҳатдан тенг:

$$P_x = p_C\omega = \Omega_{эпв} = \frac{\gamma h^2}{2}b \qquad (2.87)$$

- вертикал ташкил этувчиси P_z – шу сиртнинг босим танасидаги суюқлик оғирлигига тенг:

$$P_z = G_{бт} = \gamma W_{бт} = \gamma S_{бт}b \qquad (2.88)$$

бу ерда: γ - суюқликнинг ҳажмий оғирлиги;
h – чуқурлик;
$W_{бт}$ - босим танасининг ҳажми;
$S_{бт}$ - босим танасининг юзаси.

Босим танаси деб, эгри сирт, унинг туташ чизиқларидан сув сатҳига туширилган вертикал текисликлар ҳамда сув сатҳи билан чегараланган ҳажмга айтилади.

Эгри сиртга таъсир этувчи гидростатик босим кучи бу иккала ташкил этувчиларнинг геометрик йиғиндисидан иборат:

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2} \qquad (2.89)$$

Кучнинг горизонтал ўққа нисбатан қиялиги қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$\alpha = arctg\frac{P_z}{P_x} \qquad (2.90)$$

Эгри сиртга таъсир этувчи горизонтал босим кучи таъсир чизиғи унинг иккала ташкил этувчини кесишиш нуқтаси ва сиртнинг эгрилик нуқтасидан ўтади.

Демак, юқорида баён этилган фикрларга асосан, эгри сиртларга таъсир этувчи гидростатик босим кучини аниқлашда эгри сиртнинг босим танаси муҳим рол ўйнайди. Шу сабабли уни қуриш қоидаси билан танишамиз.

- эгри сиртнинг туташ нуқталари топилади;
- танланган нуқталардан сув сатҳигача ёки сатҳ давомигача вертикал чизиқлар ўтказамиз;
- эгри сирт – вертикал чизиқлар ва сатҳ билан чегараланган юза босим танаси юзаси бўлади;
- агар босим танасида сув мавжуд бўлса, у *мусбат босим танаси* дейилади ва вертикал ташкил этувчи гидростатик босим кучи пастга йўналган

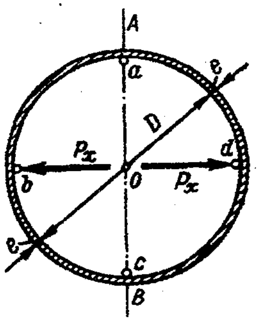
бўлади, акс холда, *манфий босим танаси* дейилади хамда куч юқорига йўналган бўлади.

- гидростатик босим кучи – вертикал ташкил этувчиси, шу сирт босим танасининг оғирлик танасидан ўтади.

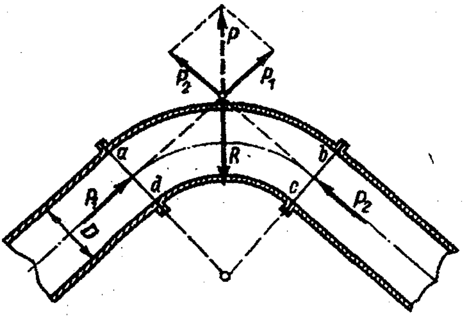
2.11. АЙЛАНА ШАКЛДАГИ ҚУВУР ИЧИДАН ТАЪСИР ЭТУВЧИ ГИДРОСТАТИК БОСИМ КУЧИ

Думалоқ шаклдаги қувурлардаги суюқликларнинг қувур деворларига бўлган гидростатик босим кучини ўрганамиз. 2.11-расмда суюқлик билан тўлдирилган горизонтал қувурнинг кўндаланг кесими кўрсатилган.

Агар $\frac{D}{2}\gamma$ ни p га нисбатан ниҳоятда кичиклигини ҳисобга олсак, бутун кесим бўйлаб босимни $p = const$ деб қабул қилиш мумкин. Агар $\frac{D}{2}\gamma$ ни p га нисбатан ниҳоятда кичиклигини ҳисобга олсак, бутун кесим бўйлаб босимни $p=const$ деб қабул қилиш мумкин.



2.11-расм. Ички гидростатик босим (P_x)



2.12-расм. Қувурнинг эгилган нуқтасига таъсир этувчи гидростатик босим

Бу босим таъсирида *AB* ўқ бўйлаб қувур бўлинади деб фараз қилсак, бунда мустаҳкамликни таъминловчи P_x кучга бўлишимиз керак. Бу куч *abc* ёки *adc* цилиндрик шаклдаги сиртга таъсир этувчи кучга тенг.

$$\boxed{P_x = Dlp} \qquad (2.91)$$

бунда, l - қувур узунлиги P_x куч иккига бўлиниб, йўналганлиги учун қувур қалинлиги аниқланаётганда $\frac{P_x}{2}$ куч қабул қилиниб, ҳисоб олиб борилади.

Бундан ташқари қувур букилган ҳолатда ҳам бўлиши мумкин. Масалан, *abcd* қувур (2.12-расм).

Бу шаклдаги қувур P куч йўналишида букилишга интилади. Гидростатик босим кучи икки гидростатик босим кучи айирмаси билан аниқланади. *ab* йўналишга таъсир этувчи P_1 ва *cd* йўналишга таъсир этувчи P_2 кучлар. Демак, қувурнинг бу қисми

$$P_1 = \frac{\pi D^2}{4} p \quad \text{ва} \quad P_2 = \frac{\pi D^2}{4} p \qquad (2.92)$$

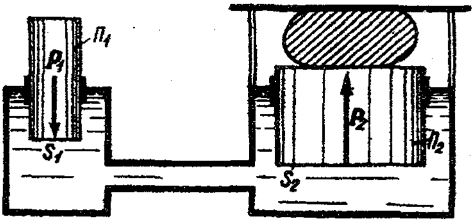
ва реакция кучлари *(/R/=/P/)* таъсири остида мувозанат ҳолатида бўлади. P_1 ва P_2 кучларнинг геометрик йиғиндисидан, асосан, анкер таянчларини жойлаштириш вазиятларини аниқлашда фойдаланилади.

2.12. ЭНГ СОДДА ГИДРАВЛИК МАШИНАЛАР

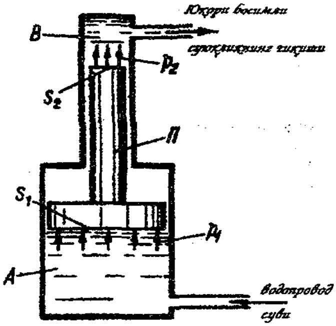
Машинасозлик амалиётида кўпгина ҳолларда, босимни узатишда суюқликлардан фойдаланилади. Бундай принципда ишлатиладиган ускуналар — *гидравлик машиналар* дейилади. Гидравлик пресслар, мультипликаторлар, гидравлик машиналар бошқарув системалари, кўтаргичлар, домкратлар шулар жумласига киради.

Ҳар хил конструкцияга эга бўлган ва турли йўналишларда ишлатиладиган бу машиналарда, асосан, бир хил ифодага асосланган қонуниятдан фойдаланилади. Суюқликнинг ихтиёрий нуқтасига узатилган ташқи босим - унинг бошқа ҳамма нуқталарига ўзгармасдан узатилади.

Юқорида қайд этилган машиналарнинг айримлари билан танишамиз.



2.13-расм. Гидравлик пресс



2.14-расм. Мультипликатор

2.13-расмда гидравлик пресс тасвирланган. Юқоридаги қоидага асосан S_1 юзали $П_1$ поршенга P_1 куч қўйилса, S_2 юзали $П_2$ поршень қуйидаги куч билан юқорига таъсир этади.

$$P_2 = P_1 \frac{S_2}{S_1} \qquad (2.93)$$

чунки,

$$\frac{P_1}{S_1} = \frac{P_2}{S_2} = p \qquad (2.94)$$

Бу асбоб ёрдамида P_1 куч $(S_2{:}S_1)$ марта оширилади. Амалий ҳисобларда қурилманинг ҳаракатчан қисмлари ишқаланиши ҳам ҳисобга олинади.

2.14-расмда эса мультипликатор тасвирланган, агар A камерада p_1 бўлса, B камерадаги p_2 босим ажратилса, қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$p_2 S_2 = p_1 S_1 \qquad (2.95)$$

бунга асосан,

$$p_2 = p_1 \frac{S_1}{S_2} \qquad (2.96)$$

қурилма ёрдамида босим $(S_1 : S_2)$ маротаба оширилади.

II бобга доир назорат саволлари

1. Гидростатик босим нима? У қандай ҳоссаларга эга?
2. Гидростатик босим қандай бирликларда ўлчанади? Атмосфера босими нимага тенг?
3. Монометрик ва вакуумметрик босим деганда нимани тушунасиз?
4. Пьезометрик баландлик нима? Унинг физик моҳиятига таъриф беринг. Напор нима?
5. Гидростатик напор ва пьезометрик баландлик тушунчалари ўртасидаги фарқни тушунтириб беринг.
6. Эйлер тенгламасининг маъноси қандай талқин қилиниши мумкин?
7. Очиқ ва ёпиқ идишлардаги суюқликлар учун абсолют тўлиқ босим қандай аниқланади?
8. Вакуум деганда нимани тушунасиз?
9. Текис ва эгри сиртларга таъсир этувчи гидростатик босим кучи қандай ташкил этувчилардан иборат?
10. Энг содда гидравлик машиналарини биласизми? Уларни ишлаш принципини тушунтиринг.

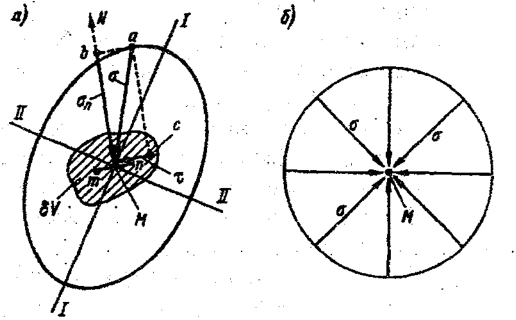
III БОБ. ТЕХНИК ГИДРОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

3.1. ГИДРОДИНАМИК ВА ГИДРОМЕХАНИК БОСИМЛАР

Техник гидродинамика масалаларининг умумий қўйилиши.

«Гидродинамик босим» (яъни фазонинг бирор нуқтасидаги босим) тушунчаси гидродинамикада асосий тушунчалардан бири ҳисобланади.

Гидродинамик босим. Бизга маълумки, суюқлик ҳаракатланиши натижасида унда τ уринма кучланишларни ҳосил қилувчи ишқаланиш кучлари пайдо бўлади. Шунинг учун ҳаракатланаётган суюқликнинг *М* нуқтасидаги кучланганлик ҳолати эллипсоид шаклида бўлса, гидростатикадаги «шар шаклидаги кучланиш» (3.1, б-расм) кўринишида эмас, балки уч ўлчамли ҳолатда, икки ўлчамли ҳолатда эса эллипс шаклидаги кучланганлик кўринишида (3.1, а-расм) ифодаланади.



3.1-расм. Тўлиқ муҳитда берилган m нуқтадаги кучланиш
а) кучланишлар эллипси;
б) кучланишларнинг шарсимон юзаси

Шу мулоҳазага асосан таъкидлаш мумкинки, σ_n – кучланишнинг тик ташкил этувчиси катталиги реал ҳолатдаги ҳаракат вақтида таъсир этаётган йўналишига ҳам боғлиқдир.

Демак, гидродинамикада таъсир майдонига қараб, бу катталик қиймати ҳар хил бўлади. Шу билан бирга, гидродинамикада масалалар ечимини соддалаштириш мақсадида, "нуқтадаги гидродинамик босим" – *p* деган тушунча киритилган. Шартли равишда нуқтадаги гидродинамик босим скаляр деб ҳисобланиб, таъсир этаётган майдон жойлашишига боғлиқ эмас деб қабул қилинади ва уч ўлчамли

$$p = \frac{1}{3}\left(|\sigma_1| + |\sigma_2| + |\sigma_3|\right) \qquad (3.1')$$

Икки ўлчамли текислик

$$p = \frac{1}{2}\left(|\sigma_1| + |\sigma_2|\right), \qquad (3.1'')$$

кўринишда аниқланади.

Бунда $|\sigma_1|$, $|\sigma_2|$, $|\sigma_3|$ - кучланишлар модулининг мос катталиклари.

Юқоридагига асосланиб, таъкидлаш мумкинки, гидродинамик босим гидростатик босимдан фарқли ўлароқ, ҳаракатланаётган суюқлик босимининг ўртача тақрибий қийматини кўрсатади.

Техник гидродинамика масаласининг умумий қўйилиши. Суюқлик оқимининг асосий гидродинамик характеристикаси сифатида *p* – гидродинамик босимнинг скаляр катталиги ва заррачанинг ҳаракат тезлигининг (*u*) вектор катталигини кўрсатиш мумкин. Суюқлик ҳаракатланаётган муҳитнинг турли қўзғалмас нуқталарида босим турли қийматларга эга бўлиши билан биргаликда, вақтнинг турли қийматларида ихтиёрий қўзғалмас нуқтада бу катталик турли қийматларга эга бўлиши мумкин. Яъни:

$$\begin{cases} p = f_1(x,y,z,t) \\ u_x = f_2(x,y,z,t) \\ u_y = f_3(x,y,z,t) \\ u_z = f_4(x,y,z,t) \end{cases} \qquad (3.2)$$

бунда, u_x, u_y, u_z – тезликнинг декарт координаталар системасидаги проекциялари.

Маълум бир t_1 - вақтдаги f_1, f_2, f_3, f_4 функциялар қийматини билиш орқали босимнинг скаляр майдони ва тезликнинг вектор майдони ҳақида маълумот олиш имкониятини беради. Шунинг учун математик гидродинамикада p ва u катталикларни билиш асосий масала ҳисобланади.

Масаланинг бундай қуйилишида f_1, f_2, f_3, f_4 функциялар қийматини ҳисоблаш шу даражада қийин масалаки, ҳатто реал суюқликни идеал суюқлик деб фараз қилинганда ҳам, масалани ҳал қилиб бўлмайди. Қолаверса амалиётда бу масалани ниҳоятда юқори даражада ҳисоблашга эҳтиёж бўлмайди.

Шу сабабли техник гидродинамикада (3.2) ифодадан фойдаланилмасдан, гидравлик усулдан кенг фойдаланилади. Гидравлик усул ёрдамида ҳаракатланаётган суюқлик жойлашган муҳитнинг ихтиёрий қўзғалмас нуқтасидаги босимни ва тезликни аниқлаш оқимнинг айрим ўртача ва интеграл характеристикаларига асосланган. Шу усулга асосланиб тузилган асосий тенгламалар қуйидагилардир:

- суюқликнинг сиқилмаслик ва узлуксизлик гидравлик тенгламаси;
- реал ҳолатдаги «бутун оқим» учун кинетик энергиянинг (Бернулли тенгламаси) гидравлик тенгламаси;
- реал ҳолатдаги суюқлик учун ҳаракатлар сони гидравлик тенгламаси;
- суюқликнинг ҳаракатида пайдо бўладиган ишқаланиш кучларининг миқдорини баҳолаш учун эмпирик ва ярим эмпирик ифодалар (Дарси ва Вейсбах ифодалари)дан фойдаланилади.

Тенгламаларнинг ҳадларини аниқлаб, уларнинг ёрдамида гидравлик ҳодисаларни таҳлил қилиш натижасида суюқликлар механикасига оид ниҳоятда қийин амалий муаммоларни ҳал қилиш мумкин бўлган техник назарияни яратиш мумкин. Лекин айрим масалаларнинг ечимини топишда бу усулларни суюқликларнинг математик механикаси билан биргаликда қўлланилишини ҳам таъкидлашимиз керак.

Гидродинамиканинг икки хил масаласи. Суюқликнинг ҳаракати билан танишганда, асосан, икки хил масалани ечимини топишга тўғри келиши мумкин:

- ташқи масала, яъни, суюқлик оқими маълум бўлиб, суюқликнинг ўзи айланиб оқиб ўтаётган қаттиқ жисмга таъсири;
- ички масала, суюқликка таъсир этаётган кучлар (хажмий, масалан, оғирлик кучи) берилган бўлиб, оқимнинг гидродинамик характеристикаси босим, тезлик ва хоказоларни топиш.

3.2 СУЮҚЛИК ҲАРАКАТИНИ КУЗАТИШНИНГ АСОСИЙ АНАЛИТИК УСУЛЛАРИ

Суюқлик ҳаракатини кузатишнинг икки асосий аналитик усули мавжуд:

Лагранж усули. Ҳаракатланаётган суюқликда K соҳани ажратиб олиб (3.2-расм), қўзғалмас $0x$ ва $0z$ координата ўқларини белгилаймиз. Бошланғич вақтда кириш чегарасидан M_1, M_2, M_3 ҳаракатланаётган заррачаларни кўриб чиқамиз. Уларнинг бошланғич координаталарини x_o ва z_o деб белгилаб оламиз.

Демак,

$$\left.\begin{array}{l} x = f_1(x_o, z_o, t) \\ z = f_2(x_o, z_o, t) \end{array}\right\} \qquad (3.3)$$

Бу ифодалар ёрдамида ҳар қандай белгиланган заррача траекториясини аниқлашимиз мумкин. Энди заррачанинг dt вақтда босиб ўтган ds масофасини топиб олишимиз мумкин. Бундан ихтиёрий нуқтадаги тезликни топишимиз мумкин. Белгилаб олинган соҳани босиб ўтаётган заррачани босиб ўтиш учун кетаётган t вақт давомида кузатишимиз мумкин.

Лагранж фикрига асосан, заррачалар траекторияларининг умумлашган кўриниши орқали оқимни ўрганиш мумкин. Таъкидлаш керакки, x ва z лар суюқлик заррачасининг ўзгарувчан координаталари бўлиб, dx ва dz катталиклар ds катталик проекциялари сифатида қаралиши мумкин.

Демак,

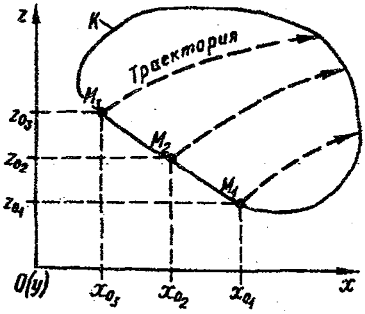
$$u_x = \frac{dx}{dt}; \qquad u_z = \frac{dz}{dt}; \qquad (3.4)$$

Эйлер усули. Фараз қилайлик, ҳаракатланаётган суюқлик билан муҳитнинг бир бўлагини ажратиб олиш мумкин. Бу бўлакни декарт координаталар системасига жойлаштириб, унда *1, 2, 3, ...* нуқталарни танлаб оламиз. Бунда, x, z – Лагранж усулидаги каби, заррача координаталари эмас, балки, муҳитнинг қўзғалмас нуқталаридир (3.3-расм). t_1 вақт оралиғини кузатадиган бўлсак, *1* нуқтада $u_1\,(t_1)$, *2* нуқтада $u_2(t_1)$ ва хоказо тезликларга эга бўлган заррачалар мавжуд бўлади.

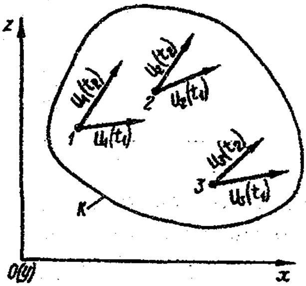
Кўриниб турибдики, t_1 вақтда оқим – тезлик вектори майдонлари кўринишида ифодаланиб, ҳар қайси векторга маълум қўзғалмас нуқта мос келади. Иккинчи бошқа вақт оралиғида *1, 2, 3,...* нуқталар учун $u_1\,(t_2)$, $u_2(t_2)$, $u_3\,(t_2)$ ва хоказо тезликлар майдонига эга бўламиз.

Умуман, хулоса қилиб айтишимиз мумкинки, оқим маълум вақт оралиғида муҳитнинг қўзғалмас нуқталаридаги заррачаларининг тезлик майдонлари билан ифодаланади. t_1 ва t_2 вақт оралиқларига мос келувчи тезлик майдонларини ўзаро таққослаш билан айтиш мумкинки, оқим вақт ўтиши билан ўзгаради.

Юқорида таъкидланганидек, x ва z координаталар, Эйлер усулига асосан, муҳитнинг қўзғалмас нуқталари бўлганлиги сабабли, dx ва dz катталикларни ds катталикнинг проекциялари сифатида қараш мумкин эмас, балки, оддий эркин вазиятлар сифатида қабул қилиниши мумкин. Шу сабабли (3.4) ифодани бундай вазиятда қўллаб бўлмайди.



3.2-расм. Лагранж усулининг тасвири
M_1, M_2, M_3 – суюқлик заррачалари



3.3-расм. Эйлер усулининг тасвири
1, 2, 3, ... – муҳитнинг кўзғалмас нуқталари

Суюқлик ҳаракатини тадқиқ қилишнинг гидравликада қўлланиладиган усули. Лагранж усули ўзига хос мурракаблиги сабабли амалиётда кенг қўлланилмайди. Бундан кейин асосан, Эйлер усулидан фойдаланамиз. Бунда, биз, суюқлик заррачаси ҳаракатини dt кўрилаётган нуқтадан ўтгунга қадар бўлган dt вақт давомида кузатамиз. Масалани бундай қўйилишида муҳитнинг ҳар қандай нуқтасида жойлашган заррача dt вақт давомида ташкил этувчилари dx ва dz бўлган ds масофани босиб ўтади, деб қабул қилишимиз мумкин. Шу сабабли, u_x ва u_z тезлик ташкил этувчиларини аниқлаш учун (3.4) ифодадан фойдаланиш мумкин.

3.3. ИДЕАЛ ҲОЛАТДАГИ СУЮҚЛИКЛАР ҲАРАКАТИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИ

(ЭЙЛЕР ТЕНГЛАМАСИ)

Гидростатика бўлимини ўрганиш жараёнида бирлик массага нисбатан олинган суюқликнинг нисбий тинч ҳолати учун дифференциал тенглама билан танишган эдик. Агар бу тенгламага Даламбер таълимотига асосан, суюқликнинг бирлик массасига нисбати олинган инерция кучини ифодаловчи ҳадни киритсак, идеал суюқлик ҳаракатининг дифференциал тенгламасини олишимиз мумкин. Инерция кучини бирлик массага нисбатан қийматини I деб, ташкил этувчиларини эса I_x, I_y, I_z деб белгилаб оламиз.

$$I_x = -1\frac{du_x}{dt}; \qquad I_y = -1\frac{du_y}{dt}; \qquad I_z = -1\frac{du_z}{dt}; \qquad (3.5)$$

бунда, $\frac{du_x}{dt}$, $\frac{du_y}{dt}$, $\frac{du_z}{dt}$ катталиклар – тезланишнинг ташкил этувчилари.

Инерция кучи тезланишга нисбатан тескари йўналганлиги сабабли (3.5) ифодалар олдида манфий ишора қатнашмоқда. (2-15) тенгламага суюқ параллелепипеднинг инерция кучини $0x$, $0y$. $0z$ ўқларга нисбатан проекцияларини $(\rho, dx, dy, dz)\ I_x$, $(\rho. dx. dy. dz)\ I_y$, $(\rho. dx, dy, dz)\ I_z$ кўринишда (2-16) тенгламага қўйсак, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{du_x}{dt} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{du_y}{dt} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{du_z}{dt} \end{aligned}\right\} \qquad (3.6)$$

Бу тенгламалар *Эйлер тенгламаси* дейилади.

(3.2) ифодани хисобга олиб ёзишимиз мумкин:

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial z}\frac{dz}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \qquad (3.7)$$

Эйлер усули учун (3.2) ифодани ҳисобга олиб ва (3.4) ифодани назарда тутиб, Эйлер тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} = u_x\frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y\frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_x}{\partial t} \\ \frac{du_y}{dt} = u_x\frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y\frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \\ \frac{du_z}{dt} = u_x\frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y\frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial t} \end{aligned}\right\} \qquad (3.8)$$

(3.8) системага кирувчи тезлик проекцияларининг хусусий ҳосилаларидан қуйидагилари тўғри ёки бўйлама ҳисобланади:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}; \quad \frac{\partial u_y}{\partial y}; \quad \frac{\partial u_z}{\partial z}.$$

қолганлари эса эгри ёки кўндаланг хусусий ҳосилалар ҳисобланади.

Эгри ёки кўндаланг хусусий ҳосилаларнинг физик маънолари билан танишамиз. $\frac{\partial u_z}{\partial x}$ хусусий ҳосилани кўриб чиқамиз.

x ўқда ab бўлакни оламиз, (3.4-расм) бу бўлак a ва b суюқлик заррачаларини бирлаштириб, улар орасидаги масофа dx га тенг. Бу бўлак dt вақтда $a'b'$ масофага кўчиб ўтади, шу билан биргаликда a заррача aa' масофани ҳам босиб ўтади:

$$\overline{aa'} = u_z dt \qquad (3.9)$$

b заррача эса bb' масофани босиб ўтади.

$$\overline{bb'} = u'_z dt = (u_z + \frac{\partial u_z}{\partial x}dx)dt \qquad (3.10)$$

бунда, u_z, u'_z - заррачаларнинг z ўқи бўйлаб ҳаракати.

$$u'_z = u_z + \frac{\partial u_z}{\partial x}dx \qquad (3.11)$$

Демак, $\overline{aa'} \neq \overline{bb'}$ бўлганлиги сабабли, dt вақтда ab бўлак нафақат илгариланма, балки, ўз ўқи атрофида ҳам айланма ҳаракат қилади.

Демак,

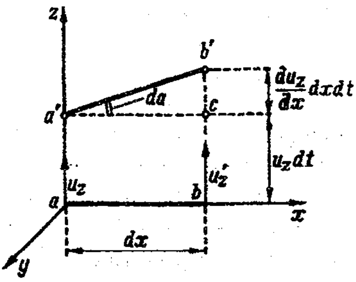
$$tg(d\alpha)=\frac{\overline{c}\overline{b}'}{a'c}=\frac{u'_z dt-u_z dt}{dx}=\frac{\frac{\partial u_z}{\partial x}dxdt}{dx}=\frac{\partial u_z}{\partial x}dt \qquad (3.12)$$

бунда $d\alpha$ ниҳоятда кичик бўлганлиги учун, $d\alpha = tg\ d\alpha$ деб қабул қилинади:

$$d\alpha=\frac{\partial u_z}{\partial x}dt \qquad (3.13)$$

ёки

$$\frac{\partial u_z}{\partial x}=\frac{d\alpha}{dt} \qquad (3.14)$$



3.4-расм. ab – бўлакнинг айланиши

Бундан хулоса қилиш мумкинки, кўрилаётган хусусий ҳосила ab бўлакнинг y ўқи атрофида айланиш тезлигини беради. Қуйидаги олти хусусий ҳосила ҳақида ҳам худди шундай мулоҳаза юритиш мумкин:

$$\frac{\partial u_x}{\partial y};\quad \frac{\partial u_y}{\partial x};\quad \frac{\partial u_y}{\partial z};\quad \frac{\partial u_z}{\partial y};\quad \frac{\partial u_z}{\partial x};\quad \frac{\partial u_x}{\partial z} \qquad (3.15)$$

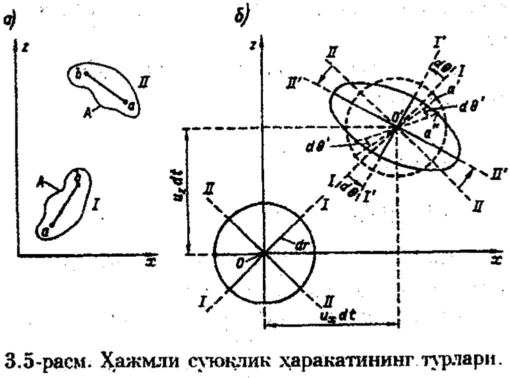
Бунда биринчи икки хад yx текисликда (z ўққа нисбатан) бурчак тезликни англатса, кейинги иккитаси yz текисликда x ўққа нисбатан бурчак тезликни, кейинги иккитаси эса xz текисликда y ўққа нисбатан бурчак тезлигини беради.

3.4. СУЮҚЛИК ҲАРАКАТИНИНГ АСОСИЙ УЧ КЎРИНИШИ. БУРАМА (ВИХРЛИ) ВА НОБУРАМА (ВИХРСИЗ) ҲАРАКАТЛАР ҲАҚИДА ТУШУНЧА

А қаттиқ жисмни олиб, унинг ихтиёрий *а* ва *b* нуқталарини танлаб оламиз (3.5, *а*-расм) ва уларни тўғри чизиқ орқали бирлаштирамиз. Ҳаракат давомида чизиқ ўз узунлигини ўзгартирмайди, шу сабабли ҳар қандай қаттиқ жисмнинг ҳаракатини икки хил ҳаракат йиғиндисидан иборат деб қабул қилиш мумкин:

- илгариланма ҳаракат, ab чизиқ ўз йўналишини сақлаб қолади.
- айланма ҳаракат, ab чизиқ a нуқтага нисбатан айланади.

Суюқлик ҳаракатланаётганда эса ab чизиқ узунлиги ўзгарувчан бўлади. Ҳаракатланаётган суюқлик шакли ҳам ўзгарувчан бўлади. Худди шу ҳолатлар суюқлик ҳаркатини анча мураккаблаштиради. Умуман, элементар ҳажмдаги суюқлик ҳаракатини уч хил ҳаракат йиғиндиси шаклида қараш мумкин:



3.5-расм. Ҳажмли суюқлик ҳаракатининг турлари.
а) қаттиқ жисм ҳаракатининг икки тури;
б) суюқлик элементар хажми ҳаракатининг уч тури

- илгариланма;
- айланма;
- деформацион ҳаракатлар.

3.5, б-расмда ифодаланган dr радиусдаги элементар ҳажмнинг dt вақт ичида 0 нуқтадан $0'$ нуқтагача ҳаракатини кўриб, учта ҳаракатни кузатишимиз мумкин.

- илгариланма ҳаракат ёрдамида 0 нуқта $0'$ нуқтага dt вақтда ўтади;
- айланма ҳаракат ёрдамида I-I ва II-II деформация ўқлари ab бўлак узунлиги ўзгармаган ҳолда $d\theta$ бурчакка бурилади;
- деформацион ҳаракатда эса бу ўқлар қўшимча $d\theta'$ бурчакка бурилиши билан биргаликда узунлигини ҳам ўзгартиради (қисқаради ва узаяди) (3.5, б-расм).

Суюқликнинг бундай уч томонлама ҳаракати Гельмгольц томонидан биринчи бўлиб тадқиқ этилган.

Умуман, суюқлик ҳаракатини шартли равишда илгариланма, айланма ва ўз шаклини вақт давомида ўзгартириб турувчи заррачалар тўпламидан иборат деб қабул қилиш мумкин. Айланма ҳаракатни ўрганишга чуқурроқ тўхталамиз. Оний ўқ атрофида заррача ҳаракатининг бурчак тезлигини Ω ва унинг ташкил этувчиларини Ω_x, Ω_y, Ω_z деб белгилаб оламиз. Энди бу ташкил этувчиларга мос келувчи шартларни белгилаб оламиз. Шу мақсадда, тўғри призма шаклидаги abc элементар ҳажмни (3.6-расм) танлаб оламиз, cab бурчак биссектрисасини aA деб, abc ҳажмни бош деформация ўқи деб белгилаймиз.

Илгариланма ҳаракат йўқ, фақат айланма ва деформацион ҳаракат мавжуд деб фараз қиламиз. abc ҳажм ҳаракатланганда a нуқта ўзининг бошланғич вазиятини ўзгартирмасдан dt вақтда қуйидаги ўзгаришлар бўлиши мумкин:

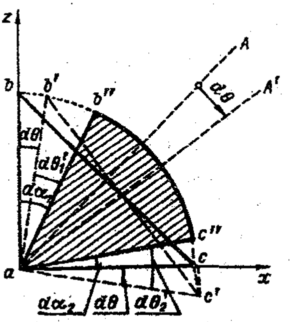
- aA биссектриса $d\theta$ бурчакка бурилиб aA' вазиятта эга бўлиб, abc ҳажм $ab'c'$ га ўзгаради;
- деформация натижасида $ab''c''$ ҳажмни қабул қилади. Бунда, яъни, деформация жараёнида aA' биссектриса ўз йўналишини сақлаб қолади, буралмайди.

Буни ҳисобга олган ҳолда қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$
\begin{aligned}
&d\theta_1' = d\theta_2' \\
&d\alpha_1 - d\theta = d\alpha_2 - d\theta \qquad (3.16) \\
&d\theta = \frac{1}{2}(d\alpha_1 - d\alpha_2)
\end{aligned}
$$

бунда, $d\alpha_1$ ва $d\alpha_2$ - ab ва ac бўлакларнинг бурилиш бурчаклари (3.6-расм).

(3.16) системадаги учинчи тенгламани dt вақтга бўлиб, $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)$ abc элементар суюқлик ҳажмининг aA бош деформация



3.6-расм. Элементар ҳажмли суюқликнинг айланиши ва деформацияланиши ўқи атрофида y нуқтага нисбатан ўртача бурчак тезлигини аниқлаймиз.

$$\frac{d\theta}{dt} = \Omega_Y \qquad (3.17)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{2}\left(\frac{d\alpha_1}{dt} - \frac{d\alpha_2}{dt}\right); \qquad (3.18)$$

бунда,

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = \frac{\partial u_z}{\partial x} \text{ ва } \frac{d\alpha_1}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial z} \qquad (3.19)$$

(3.18) ва (3.19) ифодаларни (3.17) га қўйиб, Ω_y нинг охирги кўринишига эга бўламиз, қолган ташкил этувчиларни ҳам шу тарзда оламиз:

$$\begin{cases} \Omega_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z}\right) \\ \Omega_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x}\right) \\ \Omega_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y}\right) \end{cases} \qquad (3.20)$$

Бурчак тезлик - (Ω)нинг индекслари x, y, z — шу ўқлар ёки шу ўқларга параллел ўқлар атрофидаги айланишни кўрсатади. Ω_x, Ω_y, Ω_z ташкил этувчиларининг геометрик йиғиндиси Ω катталикни бериб, бу катталик оний ўққа нисбатан кўрилаётган элементар суюқликнинг айланма ҳаракатини характерлайди.

Вихрли (бурама) ва вихрсиз (нобурама) ҳаракатлар. Тезликлар компонентларидан хусусий ҳосилани ҳисоблаб, (3.20) ифодага қўйсак, бурчак тезлик ташкил этувчиларини нолга тенглигини кўрамиз. Бундай хусусий ҳолат — илгариланма ва деформацион ҳаракатлар мажмуи билан ҳаракатланади. Бунда, суюқликнинг элементар ҳажми чексиз кичик масофани босиб ўтганда, ўзининг оний ўқига нисбатан ҳаракатланмайди. Шу сабабли, икки хил ҳаракат бўлиши мумкин:

- элементар ҳажмнинг бош деформацион ўқи ниҳоятда чексиз кичик масофада фақат илгариланма ҳаракат қилса, бундай ҳаракат *вихрсиз ҳаракат* дейилади.

- агар ҳаракатда $\Omega \neq 0$ бўлса, яъни бош деформацион ўқ, чексиз кичик масофага ўтишда айланса, *вихрли ҳаракат* дейилади.

3.5. ТЕЗЛИК ПОТЕНЦИАЛИ. СУЮҚЛИКНИНГ ПОТЕНЦИАЛ ҲАРАКАТИ

Юқорида таъкидлаганимиздек, ҳаракатланаётган суюқлик жойлашган муҳитни тезлик векторлари майдони сифатида қараш мумкин. Бу майдон потенциал, яъни, φ (x, y, z) функцияга мос келувчи ва қуйидаги хоссага эга бўлган хусусий ҳолат билан танишамиз.

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = u_x; \quad \frac{\partial\varphi}{\partial y} = u_y; \quad \frac{\partial\varphi}{\partial z} = u_z \qquad (3.21)$$

Биринчи тенгламани y га нисбатан, иккинчисини x га нисбатан дифференциаллаймиз:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial y}=\frac{\partial u_x}{\partial y};\qquad \frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial y}=\frac{\partial u_y}{\partial x} \tag{3.22}$$

бу ифодаларни ўзаро айирсак:

$$\frac{\partial u_y}{\partial x}-\frac{\partial u_x}{\partial y}=0 \tag{3.23}$$

худди шу тарзда:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z}-\frac{\partial u_z}{\partial x}=0;\qquad \frac{\partial u_z}{\partial y}-\frac{\partial u_y}{\partial z}=0 \tag{3.24}$$

(3.23) ва (3.24) ифодаларни (3.20) тенгламага қўйсак,

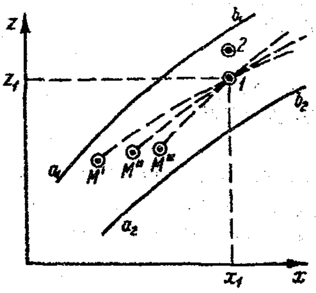
$$\Omega_x=\Omega_y=\Omega_z=0 \tag{3.25}$$

Бундан хулоса қилиш мумкинки, агар қаралаётган тезлик майдонлари потенциал функцияга эга бўлса, яъни потенциал бўлса, суюқлик заррачаларининг деформацион бош ўқининг айланиш бурчак тезликлари нолга тенг бўлиб, вихрсиз тезлик бўлади.

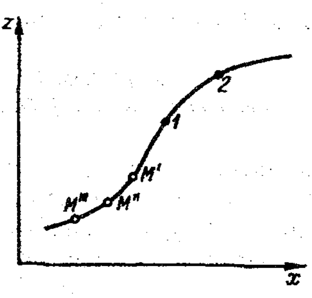
Демак, суюқликнинг вихрсиз ҳаракати доимо потенциалдир. Потенциал ҳаракат бўлган ҳолатда (3.25) функцияга ташкил этувчилари мос келувчи ва маълум бошланғич ҳамда чегаравий шартларни қаноатлантирувчи φ функцияни топишга тўғри келади. Агар вихрли ҳаракат ўрганилганда бундан ташқари вақт ва координатага боғлиқ яна икки функцияни топишга тўғри келишини ҳисобга олсак, вихрсиз ҳаракат нисбатан анча осонроқ масалалигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

3.6. СУЮҚЛИКНИНГ БАРҚАРОР ВА БЕҚАРОР ҲАРАКАТЛАРИ

Бундай ҳаракат турлари ҳақида тушунча ҳосил қилишимиз учун 3.7-расмда ифодаланган a_1, b_1 ва a_2, b_2 чизиқлар билан чегараланган суюқлик оқими билан танишамиз. Расмда ифодаланган муҳитда *1* қўзғалмас нуқта танлаб, бу нуқта орқали бир неча суюқлик заррачалари *(M)*нинг ҳаракатини кузатамиз.



3.7-расм. Суюқлик заррачаларининг беқарор ҳаракати



3.8-расм. Суюқлик заррачаларининг барқарор ҳаракати

Бу қўзғалмас нуқтадан t' вақтда M' заррача, t'' вақтда M'' заррача ва хоказолар мос равишда u', u'', ... тезликлар билан ўтади. Агар суюқлик ҳаракатланаётганда муҳитнинг бирор нуқтасидаги тезлик вақт давомида ўзгариб турса, бундай ҳаракат *беқарор ҳаракат* дейилади.

$$u = f_1(x,y,z,t) \qquad (3.26)$$

Суюқлик ҳаракати давомида, у ҳаракатланаётган муҳитнинг ҳар бир нуқтасида тезлик вақт ўтиши билан ўзгармаса, бундай ҳаракат *барқарор ҳаракат* дейилади.

Бир қўзғалмас нуқтадан ўтаётган M заррачаларнинг ҳаракат траекториялари устма-уст тушади (3.8-расм) ва вақт давомида улар ўзгаради.

Беқарор ҳаракатда икки хил ҳолат бўлиши мумкин:

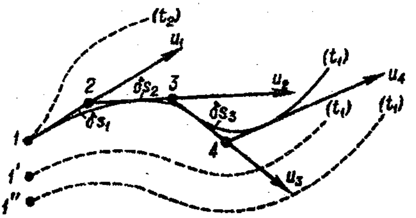
- алоҳида айрим нуқталарда тезлик секин ўзгарганлиги сабабли $\frac{\partial u_x}{\partial t}$, $\frac{\partial u_y}{\partial t}$ ва $\frac{\partial u_z}{\partial t}$ ҳадларни ҳисобга олмаслик мумкин, бундай ҳолатдаги ҳаракат *секин ўзгарувчан ҳаракат* дейилади;
- алоҳида айрим нуқталарда тезликни тез ўзгариши билан кузатиладиган ҳаракат эса *тез ўзгарувчан ҳаракат* дейилади.

3.7. ОҚИМ ЧИЗИҒИ ВА ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМЧАЛАР ТЎПЛАМИ

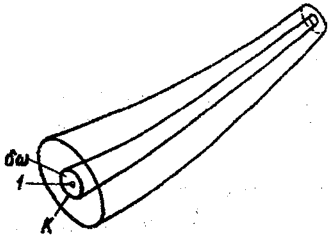
1.Барқарор ва беқарор ҳаракатлар билан танишамиз:

Барқарор ҳаракат. Оқимнинг бундай ҳаракатида вақт давомида ўзгармайдиган ва ундан суюқлик заррачалари кетма-кет ҳаракатланганидаги траекторияси тушунилади (3.8-расм.), M'''–M''–M'–1–2 чизиқ.

Беқарор ҳаракат. Бундай ҳаракатда суюқлик ҳаракатланаётган муҳитнинг ихтиёрий қўзғалмас нуқталаридан заррачаларнинг тезлик векторларига ўтказилган уринма чизиқ - *оқим чизиғи* деб аталади (3.9-расм).



3.9-расм. Беқарор ҳаракатдаги оқим чизиғи



3.10-расм. Оқим ичида ажратилган оқимчалар тўплами

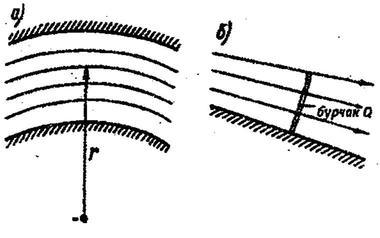
Беқарор ҳаракатда 1, $1'$, $1''$ нуқталар орқали ўтувчи оқим чизиқлари ҳаракатнинг оний вазиятини кўрсатади. Вақт ўзгариши билан бу вазият ўзгариши мумкин. Энди оқимнинг ички қисмида танлаб олинган ихтиёрий 1 нуқта олиб, унинг атрофида $\delta\omega$ элементар юза танлаймиз ва бу юза орқали оқим чизиқларини ўтказамиз. Худди мана шу чизиқлар билан чегараланган муҳитни (3.10-расм) *элементар оқимчалар тўплами* деб атаймиз. Оқимнинг барқарор ҳаракатида элементар оқимчалар тўплами қуйидаги хусусиятларга эга:

- оқимчалар чизиғи барқарор ҳаракатда вақт давомида ўзгармас бўлганлиги сабабли, оқимчалар тўплами шакли ҳам ўзгармасдир;
- элементар оқимчалар тўплами оқим чизиқлари билан чегараланган бўлиб (3.10-расм), улар орқали суюқлик заррачалари сирпаниб ҳаракатланганлиги сабабли, оқимчалар тўплами ичига ташқаридан заррачалар кирмайди ва ичкаридагилари ҳам ташқарига чиқмайди;
- $\delta\omega$ - элементар юза бўлганлиги сабабли, бутун юза бўйлаб *(u)* тезлик ва гидродинамик босим ўзгармас бўлиб, узунлик бўйлаб ўзгариши мумкин.

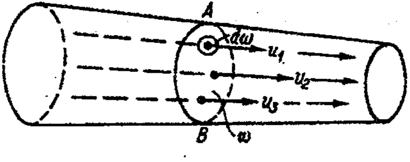
3.8. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ТЕКИС ЎЗГАРМАС, СЕКИН ЎЗГАРУВЧАН ВА ТЕЗ ЎЗГАРУВЧАН ҲАРАКАТЛАРИ. ҲАРАКАТДАГИ КЕСИМ, САРФ ВА ЎРТАЧА ТЕЗЛИК. ТЕЗЛИК ЭПЮРАСИ

Оқимнинг ҳаракатида оқим чизиқларининг тўлиқ параллел кўринишидаги хусусий ҳолати *текис ўзгармае ҳаракати* дейилади. Лекин, амалиётда кўпинча оқим чизиқлари параллеллиги сақланмайди. Бундай ҳаракатлар секин ўзгарувчан ва тез ўзгарувчан ҳаракатларга бўлинади.

Қуйидаги икки шартни қаноатлантирувчи ҳолатдаги оқимнинг ҳаракати *секин ўзгарувчан ҳаракат* дейилади.



3.11-расм. Суюқликнинг секин ва тез ўзгарувчан ҳаракатига доир



3.12-расм. *A-B* кўндаланг кесим юзаси

- *r* — оқим чизиғининг эгрилик коэффициенти (3.11, а-расм).
- кўрилаётган оқимнинг оқим чизиқлари ташкил этган *(θ)* бурчаги нолга яқин қийматга ёки нолга тенг бўлиши керак (3.11, б-расм). Бу иккала шартдан ихтиёрий бирини бажарилмаган ҳолатидаги суюқлик ҳаракати *тез ўзгарувчан ҳаракати* дейилади.

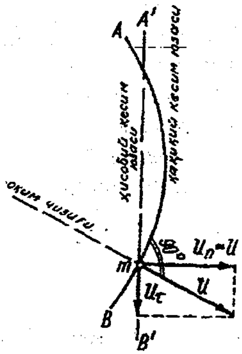
Ҳаракатдаги кесим. Элементар оқимчалар тўпламининг оқим чизиқлари перпендикуляр бўлган *(AB)* юза (3.12-расм) *ҳаракатдаги кесим* деб аталади. Бу ω ҳарфи билан белгиланиб, юза ўлчов бирликларида ўлчанади. Текис ўзгармас ҳаракатда бу кесим текис бўлиб, текис ўзгарувчан ҳаракатда текис кўринишга ўхшаш шаклга эга бўлади (3.13-расм). Текис ўзгарувчан оқимларнинг ҳисоби бажарилганда, бу кесим текис шаклда деб қабул қилинади.

AB кесимда жойлашган *m* нуқтадаги заррача тезлик u ни *A'B'* кесимга перпендикуляр u_n ташкил этувчига ва *A'B'* кесимда ётувчи u_n ташкил этувчиларга ажратамиз. Бунда u_τ тезлик ташкил этувчиси ва унинг тезланиши w_τ ни ҳисобга олмасдан

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

кўринишда ёзиш мумкин.

Бунда, w — m нуқтадаги тезланиш, w_n — унинг *A'B'* юзага нисбатан проекцияси.



3.13-расм. *AB* кесимни текис ҳисобий *A'-B'* кесим билан алмаштириш

Суюқлик сарфи. Ҳаракатдаги кесимдан бирлик вақт оралиғида ўтган суюқлик ҳажми *суюқлик сарфи* дейилади. Бу катталик Q ҳарфи билан белгиланиб, қуйидаги ўлчов бирликларида ўлчанади, $м^3/с$, $дм^3/с$, $л/с$.

Ҳаракатдаги кесимни элементар юзасини $d\omega$ деб белгилаб олсак, унда элементар сарфни қуйидагича ёзиб олиш мумкин:

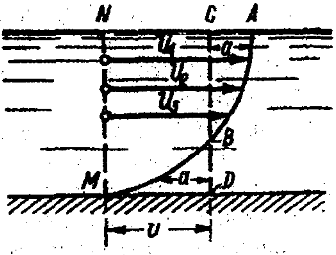
$$dQ = ud\omega \tag{3.27}$$

Ҳаракатдаги кесим бўйлаб, тезлик бир хил эмаслигини ва (3.27) ифодани этиборга олиб,

$$Q = \int_S ud\omega \tag{3.28}$$

деб ёзиш мумкин. Бунда, интеграл ω эгри кесим юзаси бўйлаб олинади.

Ўртача тезлик. Юқорида таъкидланганидек, тезлик ҳаракатдаги кесимнинг турли нуқталарида турличадир (3.12-расм).



3.14-расм. *u* тезлик эпюраси (қ. *ABMN*)

υ - ўртача тезлик

$$u_1 \neq u_2 \neq u_3 \neq ...$$

Шу сабабли ўртача тезлик деган тушунча киритилади ва υ ҳарфи билан белгиланади.

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega}; \quad ёки \quad \upsilon = \frac{\int_\omega ud\omega}{\omega} \tag{3.29}$$

Шунга асосан, сарф қуйидагича аниқланади:

$$\boxed{Q=\omega\upsilon} \tag{3.30}$$

Демак, текис ва текис ўзгарувчан ҳаракатларни ўрганишда қўлланиладиган υ – ўртача тезлик тушунчаси деганда шу кесимдаги мавжуд тезликларнинг ўртача арифметик қиймати тушунилади.

Тезлик эпюраси. Фараз қилайлик, 3.14-расмдаги вертикал MN - бирор бир ҳаракатдаги кесимга мос келади. Бу кесимда турлича u_1, u_2, u_3, ..., тезликлар мавжуд. Бу тезлик векторлари охирини ўзаро бирлаштириб, $ABMN$ шаклни оламиз, бу шакл u тезликни MN вертикал бўйлаб тақсимланиш тезлигини кўрсатади. Бу шакл *тезлик эпюраси* дейилади. Шакл юзасини Ω ҳарфи билан белгилаймиз. Кўрилаётган кесимнинг ихтиёрий тезликлари учун эпюра бир хил бўлганлиги сабабли,

$$Q=\Omega b \tag{3.31}$$

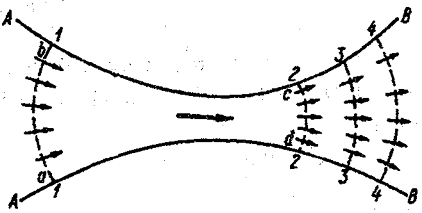
бундан,

$$\Omega=\frac{Q}{b} \tag{3.32}$$

Энди 3.14-расмда C-D вертикални шундай вазиятдан ўтказамизки, $CDMN$ юза катталиги Ω юзага тенг бўлади.

3.9 СУЮҚЛИКНИНГ БАРҚАРОР ҲАРАКАТИДА УЗЛУКСИЗЛИК ТЕНГЛАМАСИ

3.15-расмда кўрсатилган оқимни олиб, ундаги *abcd* бўлакни кўриб чиқамиз. Бўлак *AB* сирт билан чегараланган бўлиб, ундан ташқарига ёки ичкарига оқим кирмайди. Бунда *1-1* ва *2-2* кесимларни белгилаб оламиз.



3.15-расм. (3.36) тенгламани келтириб чиқаришга доир

abcd бўлакдан dt вақтда *1-1* кесимга $Q_1\,dt$ ҳажмда суюқлик кириб, *2-2* кесимдан $Q_2\,dt$ ҳажмда суюқлик чиқиб кетади.

Бунда қуйидаги ҳолатлар ҳисобга олинади:

- *abcd* бўлакка *AB* ён сиртдан суюқлик кирмайди, чунки *AB* сирт оқим чизиғи билан ташкил топган бўлиб, бу чизиқ бўйлаб суюқлик заррачалари кетма - кет ҳаракатланади;
- суюқлик сиқилмайди;
- суюқлик узлуксиз ҳолатда ҳаракатланади, юқоридаги ҳолатларни ҳисобга олиб ёзиш мумкин,

$$Q_1 dt = Q_2 dt \tag{3.33}$$

$$Q_1 = Q_2 \tag{3.34}$$

Худди шу тарзда бошқа кесимларни ҳам ёзиш мумкин: *3.3, 4.4* ва хоказо

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = ... = Q = const \tag{3.35}$$

$$\boxed{Q = const \quad \text{(оқим бўйлаб)}} \qquad (3.36)$$

(3.36) тенгламага асосланиб, шундай хулоса қилиш мумкин, оқимнинг барқарор ҳаракатида ён томондан қўшимча суюқлик миқдори қўшилмаса, ундаги сарф миқдори узунлик бўйича ўзгармайди.

Оқим секин ва тез ўзгарувчан ҳолатда ҳаракатланганда эса оқимнинг узлуксизлик тенгламасини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\upsilon_1\omega_1 = \upsilon_2\omega_2 = \upsilon_3\omega_3 = ... = \upsilon\omega = const \quad \text{(оқим бўйлаб)} \qquad (3.37)$$

$$\boxed{\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}} \qquad (3.38)$$

Агар бутун оқим ўрнига элементар оқимчалар тўплами қурилаётган бўлса,

$$\delta Q = u\delta\omega = const \quad \text{(оқимча бўйлаб)} \qquad (3.39)$$

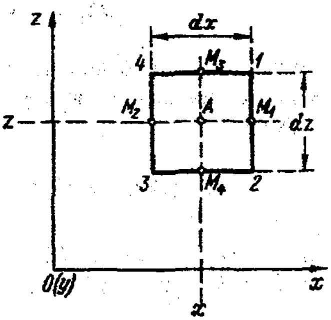
$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\delta\omega_2}{\delta\omega_1} \qquad (3.40)$$

3.10. ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН СУЮҚЛИК УЧУН СИҚИЛМАСЛИК ТЕНГЛАМАСИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ШАКЛИ

3.16-расмдаги x ва z координата ўқларини ифодалаб, y ўқини расм текислигига тик ҳолатда йўналган деб қабул қиламиз. x, y, z координаталар билан аниқланувчи A қўзгалмас нуқтани қабул қиламиз. Бу нуқтадаги u тезликнинг t вақтдаги ташкил этувчиларини u_x, u_y, u_z деб белгилаймиз.

Бу A нуқта атрофида 1–2–3–4 белгили элементар d_x, d_y, d_z ўлчамларига эга бўлган параллелепипедни ажратиб оламиз. Энди dt вақт ичида бу параллелепипедга кириб чиқаётган суюқлик ҳажмини аниқлаймиз.

Агар нуқтада тезликнинг горизонтал ташкил этувчиларини u_x деб белгиласак, у ҳолда, бу нуқтадан $\frac{1}{2}dx$ масофада жойлашган M_1 ва M_2 нуқталар учун:



3.16-расм. 3.49 ифодани келтириб чиқаришга доир

$$(u_x)_{M_1} = u_x + \frac{1}{2}dx\frac{\partial u_x}{\partial x} \qquad (3.41)$$

$$(u_x)_{M_2} = u_x - \frac{1}{2}dx\frac{\partial u_x}{\partial x} \qquad (3.42)$$

бунда, $\frac{\partial u_x}{\partial x}$ - тезликнинг M_1M_2 ўқ бўйлаб бирлик масофадаги ўзгариши.

1-2 томондан чиққан суюқлик миқдорини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\delta W_1 = (u_x)_{M_1} dtdydz = \left(u_x + \frac{1}{2}dx\frac{\partial u_x}{\partial x}\right)dydzdt \qquad (3.43)$$

бунда, $dy\,dz$ — 1 - 2 томон юзаси.

Бу вақтда *3-4* томонга кирган суюқлик миқдорини қуйидагича аниқлаш мумкин.

$$\delta W_2 = (u_x)_{M_2} dtdydz = \left(u_x - \frac{1}{2}dx\frac{\partial u_x}{\partial x}\right)dydzdt \qquad (3.44)$$

dt вақтда ҳажм ўзгаришини аниқлаймиз

$$\delta W_1 - \delta W_2 = \left(u_x + \frac{1}{2}dx\frac{\partial u_x}{\partial x}\right)dydzdt - \left(u_x - \frac{1}{2}dx\frac{\partial u_x}{\partial x}\right)dydzdt = \frac{\partial u_x}{\partial x}dxdydzdt \qquad (3.45)$$

Параллелепипед томонлари учун аналог кўринишда тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\delta W_3 - \delta W_4 = \frac{\partial u_y}{\partial y}dxdydzdt \qquad (3.46)$$

$$\delta W_5 - \delta W_6 = \frac{\partial u_z}{\partial z}dxdydzdt \qquad (3.47)$$

Бунда *3, 4, 5, 6* индекслар орқали *dt* вақт оралиғида параллелепипеднинг маълум томонида оқиб ўтувчи суюқликлар миқдори белгиланган.

Демак,

$$(\delta W_1 - \delta W_2) + (\delta W_3 - \delta W_4) + (\delta W_5 - \delta W_6) = 0 \qquad (3.48)$$

Бу ифодага (3.45), (3.46) ва (3.47) тенгламаларни қўямиз ва *dx dy dz dt* га бўламиз, унда қуйидаги ифодани олишимиз мумкин.

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \qquad (3.49)$$

Бу тенглама — ҳаракатланаётган бир жисмга суюқлик учун *сиқилмаслик тенгламасининг диференциал кўриниши* дейилади. Бу тенглама узлуксизлик тенгламасидан фарқли ўлароқ, суюқлик ҳаракатланаётган муҳитнинг аниқ бир нуқтасига таълуқлидир.

3.11. ТЕКИС ВА НОТЕКИС ҲАРАКАТЛАР, ЭРКИН ОҚИМЧАЛАР, БОСИМЛИ ВА БОСИМСИЗ ҲАРАКАТЛАР. ҲАРАКАТДАГИ КЕСИМНИНГ ГИДРАВЛИК ЭЛЕМЕНТЛАРИ

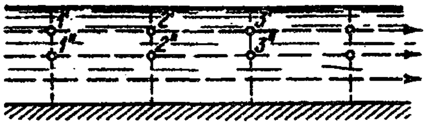
Суюқликнинг текис ва нотекис ҳаракатлари. Барқарор ва беқарор ҳаракатлар билан алоҳида танишиб ўтамиз.

Барқарор ҳаракат. 3.17-расмда ифодаланган оқим бўйлаб $\omega = const$ талабга мос келадиган цилиндр шаклидаги оқим билан танишамиз.

Бу оқимда бир хил бир неча ҳаракатдаги кесим ва тўғри чизиқлар танлаб оламиз. Бу чизиқлар бўйлаб кесимларда $1', 2', 3'$ ... ёки $1'', 2'', 3''$, ... ва хоказо нуқталар белгилаймиз, буларни ***мос нуқталар*** деб атаймиз.

Узунлик бўйлаб оқим ҳаракатида ҳаракатдаги кесим ўзгариши $\omega \neq const$ ёки мос нуқталарда тезлик ўзгариши *оқимнинг беқарор ҳаракати* дейилади.

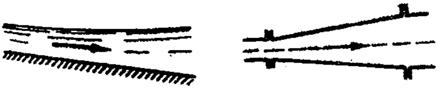
$$(u_1 \neq u_2 \neq u_3 \neq \ldots \neq u_n)$$



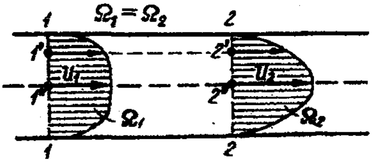
3.17-расм. Мос нуқталар
(1''; 2''; 3'', ...; 1''; 2''; 3'';...)

3.18-расмда оқим ҳаракатида ҳаракатдаги кесим ўзгариши кузатилса, 3.19-расмда тезлик ўзгариб турибди. Шунга боғлиқ ҳолатда тезлик эпюрасининг шакли ҳам ўзгариб туради. Оқим ҳаракатида узунлик бўйлаб ҳаракатдаги тезлик ўзгармаса, бундай ҳаракат *текис ҳаракат* дейилади. Оқимнинг текис ҳаракатида тезлик эпюраси юзаси доимий бўлиб қолмай, балки эпюра шакли ҳам бир хил бўлади. Бундай ҳаракат айрим ҳолларда *параллел оқимли ҳаракат* деб ҳам тарифланади. Текис ҳаракатда бундан ташқари ҳаракатдаги кесим бўйлаб ўртача тезлик (υ) ҳам ўзгармасдир

$$\upsilon = const \qquad \text{(оқим бўйлаб)} \qquad (3.50)$$



3.18-расм. Беқарор ҳаракат

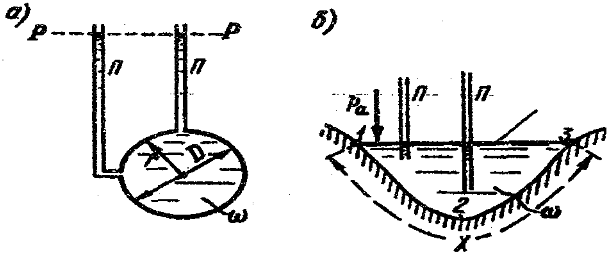


3.19-расм. Цилиндрик қувурлардаги беқарор ҳаракат

Оқимнинг нотекис ҳаракати ўз навбатида икки турга бўлинади:
- текис ўзгарувчан ҳаракат;
- тез ўзгарувчан ҳаракат.

Босимли ва босимсиз ҳаракатлар (3.20, а ва б-расмлар). ***Босимли ҳаракат*** деганда, суюқлик ўз ҳаракати давомида ҳар томондан қаттиқ деворлар билан чегараланиши тушуниланади (3.20, а-расм).

Агар, суюқлик ҳаракатида бир томондан атмосфера билан туташган бўлса, бундай ҳаракат *босимсиз ҳаракат* дейилади (3.20, б-расм).



3.20-расм. Босимли (а) ва босимсиз (б) ҳаракатлар.
χ - хўлланганлик периметри

Оқим ҳаракатдаги кесимининг гидравлик элементлари. Ҳаракатдаги кесимнинг асосан учта асосий гидравлик элементи мавжуд.

1. ω - ҳаракатдаги кесим юзаси;
2. χ - хўлланганлик периметри (3.20, б-расм);
3. Гидравлик радиус – ҳаракатдаги кесим юзасининг хўлланганлик периметри катталигига нисбати билан аниқланади.

$$\boxed{R = \frac{\omega}{\chi}} \qquad (3.51)$$

Бу катталикнинг физик маъноси – ҳаракатдаги кесим шаклининг суюқлик ҳаракатига таъсирини аниқлашга кўмаклашишидир.

Агар кесим айлана шаклида бўлса.

$$R = \frac{\pi D^2}{4\pi D} = \frac{D}{4} = \frac{r}{2} \qquad (3.52)$$

бунда, D – айлана босимли қувур диаметри.

Суюқлик ҳаракати турларининг тасиифи.

1- тасниф:

а) потенциал ҳаракат, яъни оний кичик масофада суюқликни ташкил этувчи заррачалар тўғри айланмасдан ҳаракатланади;

б) айланма ҳаракат.

2 - тасниф:

а) барқарор ҳаракат, яъни стационар (турғун) ҳаракат;

б) беқарор ҳаракат яъни ностационар (нотурғун) ҳаракат.

3 - тасниф:

а) текис ҳаракат;

б) нотекис ҳаракат.

Бу ҳаракат ҳам ўз навбатида қуйидагича таснифланади:

а) секин ўзгарувчан ҳаракат (ҳаракатдаги кесим текис деб қабул қилинади);

б) тез ўзгарувчан ҳаракат (ҳаракатдаги кесим эгри деб қабул қилинади).

4 - тасниф:

а) босимли ҳаракат (3.20, а-расм);

б) босимсиз ҳаракат (3.20, б-расм).

5 - тасниф:

а) ламинар ҳаракат;

б) турбулент ҳаракат.

6 - тасниф:

а) тинч ҳаракат;

б) нотинч ҳаракат.

3.12 КИНЕТИК ЭНЕРГИЯНИНГ ГИДРАВЛИК ТЕНГЛАМАСИ

ИДЕАЛ БАРҚАРОР ҲАРАКАТЛАНАЕТГАН ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМЧАЛАР УЧУН БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ

Бу тенгламани келтириб чиқариш учун механика курсидан бизга маълум бўлган кинетик энергиянинг ўзгариши ҳақидаги теоремадан фойдаланамиз. Эслатиб ўтамизки, бу теоремага асосан ҳаракатланаётган жисмнинг кинетик энергияси ўзгариши — унга шу ораликда таъсир кўрсатаётган кучларнинг бажарган ишлари йиғиндисига тенг.

3.21-расмда ифодаланган элементар оқимча ҳаракатини кўриб чиқамиз. Элементар оқимчанинг *AB* бўлагини *1-1* ва *2-2* кесимлар билан чегаралаб оламиз. Бу кесимларни *00* таққослаш текислигидан кўтарилиш баландлигини мос равишда z_1 ва z_2 деб белгилаб оламиз. *1-1* ва *2-2* ҳаракатдаги кесимлар юзасини $\delta\omega_1$ ва $\delta\omega_2$ деб белгилаб оламиз.

dt вақт оралиғида *AB* бўлак *A'B'* оралиқ масофани босиб ўтган деб ҳисобласак, *1-1* кесим δs_1 ва *2-2* кесим δs_2 масофага кўчган бўлади. Демак,

$$\delta s_1 = u_1 \delta t \quad \text{ва} \quad \delta s_2 = u_2 \delta t \tag{3.53}$$

бунда, u_1 ва u_2 - *1-1* ва *2-2* кесимлардаги тезликлар.

3.9 мавзудаги мулоҳазага асосланиб ёзиш мумкинки,

$$(AA')\ ҳажм = (BB')\ ҳажм = \delta V \quad \text{(белги)}$$

Демак,

$$\delta V = \delta\omega_1 \delta s_1 = \delta\omega_2 ds_2 = \delta Q\, \delta t \tag{3.54}$$

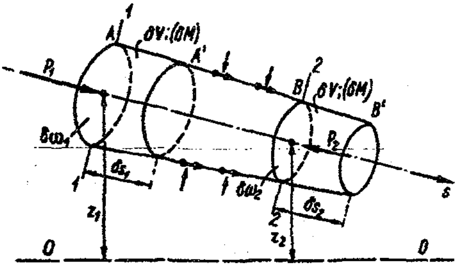
бунда, dQ - элементар оқимча сарфи.

Элементар ҳажм масаласини қуйидагича ҳисоблашимиз мумкин:

$$\delta M = \rho \delta V = \frac{\gamma}{g} \delta V \tag{3.55}$$

Энди AB бўлакни $A'B'$ вазиятини эгаллашида кинетик энергия ўзгаришини ва шу бўлакка таъсир этувчи кучлар бажарган ишлар йиғиндисини топамиз.

AB бўлакни $A'B'$ вазиятга ўтишида кинетик энергия бажарган иш.



3.21-расм. (3.60) тенгламани чиқаришга доир

$$\delta E_{КЭ} = E_{КЭ}^{A'B'} - E_{КЭ}^{AB} = E_{КЭ}^{(A'B+BB')} - E_{КЭ}^{(AA'+A'B)} = E_{КЭ}^{BB'} - E_{КЭ}^{AA'} = \frac{u_2^2 \delta M}{2} - \frac{u_1^2 \delta M}{2}$$

$$\delta E_{КЭ} = \frac{\gamma}{g}\delta V \frac{u_2^2}{2} - \frac{\gamma}{g}\delta V \frac{u_1^2}{2} = \left(\frac{u_1^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g}\right)\gamma\delta V \qquad (3.56)$$

Кучлар бажарган иш.

1. Оғирлик кучи бажарган иш:

$$A_{оғ.к} = (z_1 - z_2)\gamma\delta V \qquad (3.57)$$

2. *1-1* ва *2-2* кесимнинг ён томонларида таъсир этувчи гидродинамик босим кучлари бажарган иш:

$$A_{оғ.к} = (p_1\delta\omega_1)\delta s_1 - (p_2\delta\omega_2)\delta s_2 = (p_1 - p_2)\delta V \qquad (3.58)$$

3. AB бўлакнинг ён сиртларига таъсир этаётган ташқи кучлар бажарган иш нолга тенг, чунки бу кучлар ҳаракатланаётган заррача йўналишига тенг перпендикуляр йўналгандир.

4. Ички босим кучлари бажарган ишлар йиғиндиси нолга тенг, чунки бу кучлар жуфт бўлиб, бир-бирига тескари йўналгандир.

Хулоса. Юқоридаги теоремага асосланиб, қуйидагини ёзишимиз мумкин:

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

ёки

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \qquad (3.59)$$

Бундан ёзиш мумкинки,

$$\boxed{z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = const \quad \text{(оқимча бўйлаб)}} \qquad (3.60)$$

Бу тенглама Даниил Бернулли томонидан 1738 йилда ёзилган бўлиб, *Бернулли тенгламаси* дейилади.

Бу тенгламада қуйидагиларга эътиборни қаратишимиз керак.

1. Тенглама қуйидаги *z, p, u* параметрларни ўзаро боғлиқлигини кўрсатади.

2. Идеал ҳолатдаги суюқликлар учун $z, \frac{p}{\gamma}, \frac{u^2}{2g}$ ҳадлар йиғиндиси ўзгармасдир.

3. Кўрилаётган оқимча учун бу ҳадлар йиғиндиси A_1 бўлса, иккинчи оқимча учун A_2 бўлиб, $A_1 \neq A_2$.

4. Берилган ҳадлар йиғиндиси *(A)*ни билган ҳолда, бизга номаълум бўлган бирор *(z, p, u)* катталикни шу тенглама ёрдамида топишимиз мумкин.

3.13. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ ҲАДЛАРИНИНГ МАЪНОСИ

z – белги деб аталиб, нисбий горизонтал таққослаш текислиги *(00)*дан кўрилаётган оқимчанинг ҳаракатдаги кесимдан қанча баландликда жойлашганини кўрсатади.

$\frac{p}{\gamma}$ - ҳаракатдаги кесим марказидаги гидродинамик босим таъсирида суюқликнинг кўтарилиш баландлиги – *пьезометрик баландлик* дейилади.

$\frac{u^2}{2g}$ - тезлик напори, яъни кўрилаётган кесим марказидаги тезлик ҳисобига суюқликнинг кўтарилиш баландлиги.

Пито найчаси ёрдамида $\frac{u^2}{2g}$ катталикни ўрганишимиз мумкин.

Пито найчаси пьезометр ёрдамида h_u катталик аниқланади.

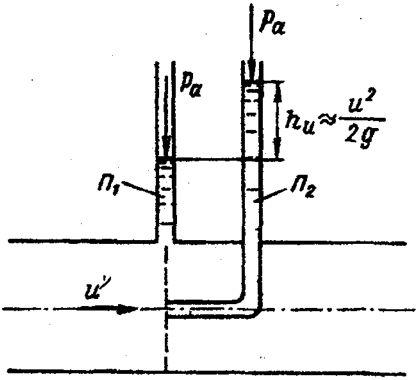
$$h_u = \frac{u^2}{2g} \qquad (3.61)$$

Бу ифодадан фойдаланиб, қаралаётган нуқтадаги тезлик ҳисобланади.

$$u = \sqrt{2gh_u} \qquad (3.62)$$

Бу ифодага кўпгина ҳолларда φ - тузатиш коэффициенти қўшиб ёзилади, чунки (3.62) ифода айрим ҳолларда анча ноаниқ натижа бериши мумкин.

$$u = \varphi\sqrt{2gh_u} \qquad (3.63)$$



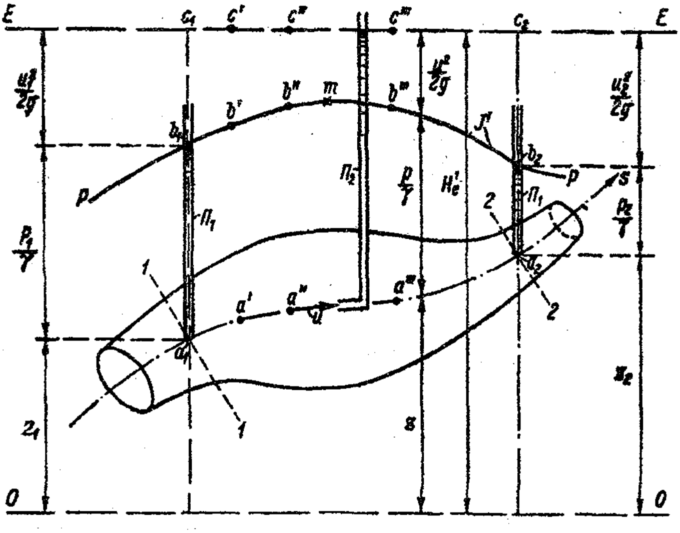
3.22-расм. $П_1$ – пезометр, $П_2$ – Пито найчаси

3.14. БАРҚАРОР ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН ИДЕАЛ ҲОЛАТДАГИ СУЮҚЛИКНИНГ ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМЧАЛАРИ УЧУН БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИНИНГ ГЕОМЕТРИК ТАҲЛИЛИ. ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМЧА УЧУН ТЎЛИҚ НАПОР

Фараз қилайлик, 3.23-расмда ифодаланган идеал суюқликнинг элементар оқимчаси мавжуд бўлиб, унда *00* таққослаш текислигида z_1 ва z_2 масофа баландликда жойлашган *(1-1* ва *2-2)* кесимларни белгилаб олишимиз мумкин. Бу кесимларда жойлашган a_1 ва a_2 нуқталар орқали ёрдамчи вертикаллар ўтказамиз ва уларга $П_1$ пьезометрларни ўрнатамиз. Ёрдамчи вертикаллар ва пьезометрлардаги суюқлик сатҳлари кесишган нуқталарни b_1 ва b_2 деб белгилаб оламиз. Бу нуқталарга мос келувчи тезлик напорлари катталигини қўямиз. Бунинг натижасида c_1 ва c_2 нуқталарни оламиз.

Олинган натижаларга асосланиб, қуйидаги хулосаларга келамиз:

1. $\frac{p}{\gamma}$ - баландликдаги нуқтадан ўтувчи, яъни суюқликнинг оғирлиги ҳисобига кўтарилиш сатҳларини туташтирувчи чизиқ *(Р-Р) пьезометрик чизиқ* дейилади.



3.23-расм. Идеал суюқликнинг элементар оқимчаси учун Бернулли тенгламаси таҳлили. *00* - таққослаш текислиги, *Р-Р* - пьезометрик чизиқ, *Е-Е* – напор чизиғи, H'_e - тўлиқ напор, J' - пьезометрик нишаблик

2. с нуқтадан ўтувчи ва *Р-Р* пьезометрик чизиқдан тезлик напорига тенг бўлган масофада юқорида жойлашган чизиқ *напор чизиғи* дейилади.

3. $\left[d\left(z+\frac{p}{\gamma}\right)\right]$ катталикнинг яъни, *Р-Р* пьезометрик чизиқнинг кўрилаётган кесимлар орасида жойлашиши бирлик *ds* масофага нисбатан қиймати ***пьезометрик нишаблик*** дейилади.

$$J'=-\frac{d\left(z+\frac{p}{\gamma}\right)}{ds} \qquad (3.64)$$

Ифодадаги манфий қийматнинг олиниш сабаби, *Р-Р* чизиқ оқим бўйлаб кўтарилишида манфий, тушишида мусбат қиймат олинишини таминлашда.

4. ***Тўлиқ напор*** деганда, учала ҳаднинг йиғиндиси тушунилади.

$$\boxed{H'_e=z+\frac{p}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}} \qquad (3.65)$$

Геометрик нуқтаи назардан H'_e напор чизиғини таққослаш текислигидан баландлигини кўрсатади.

$$H'_e=const \quad \text{(оқимча бўйлаб)}$$

3.15. БАРҚАРОР ҲОЛАТДАГИ ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМЧАЛАР УЧУН БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИНИНГ ЭНЕРГЕТИК ТАҲЛИЛИ

Тўлиқ напорни ташкил этувчи Бернулли тенгламаси ҳадларини энергетик нуқтаи назардан кўриб чиқамиз. Биринчи икки ҳадни потенциал напор деб қабул қилишимиз мумкин, яъни,

$$H=z+\frac{p}{\gamma} \qquad (3.66)$$

Бу ифода суюқликнинг берилган кесимдан ўтаётган бирлик массаси учун потенциал энергиясини билдиради. Учинчи ҳад, яъни $\frac{u^2}{2g}$ - тезлик напори суюқликнинг бирлик массасига мос келувчи кинетик энергия миқдорини билдириб, ***солиштирма кинетик энергия*** дейилади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун, *M* суюқлик миқдорини *u* тезлик билан ҳаракатланмоқда деб фараз қиламиз. Бу масса оғирлигини *Mg* деб қабул қилишимиз табиий. Бунда g = 9,81 м/с^2 - эркин тушиш тезланиши. Кинетик энергияни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$КЭ=\frac{Mu^2}{2} \qquad (3\text{-}67)$$

Бу энергиянинг бирлик массага нисбатан миқдорини оламиз.

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

Юқоридагига асосланиб, H_e тўлиқ напор, иккала потенциал ва тезлик напорлар йиғиндисидан иборат. Яна бошқачароқ шаклда ифодалашимиз мумкин, яъни тўлиқ напор геометрик *(z)*, босим $\left(\frac{p}{\gamma}\right)$ ва тезлик $\left(\frac{u^2}{2g}\right)$ напорлари йиғиндисидан иборат.

Юқоридаги фикрларимиздан хулоса қилишимиз мумкинки, ***оқимчанинг тўлиқ напори*** деганда берилган кесимдан бирлик вақт оралиғида оқиб ўтаётган суюқликнинг механик энергияси миқдорини билдирувчи катталик тушунилади. Идеал ҳолатдаги суюқликлар учун бу катталик ўзгармайди.

3.16. КИНЕТИК ЭНЕРГИЯНИНГ ГИДРАВЛИК ТЕНГЛАМАСИ. БАРҚАРОР ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН РЕАЛ СУЮҚЛИКНИНГ ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМЧАСИ УЧУН БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ. ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМЧАНИНГ ЁН СИРТЛАРИ ОРҚАЛИ МЕХАНИК ЭНЕРГИЯ «ДИФФУЗИЯСИ»

Ёпишқоқ реал суюқлик ўз ҳаракатида ишқаланиш кучи мавжудлиги билан ҳаракатланади. Бу куч икки хил рол ўйнайди.

1. Ишқаланиш кучи ҳисобига ҳаракатланаётган суюқликнинг механик энергиясининг бир қисми иссиқлик энергиясига айланади ва у оқимча бўйлаб тарқалади.

2. Ишқаланиш кучи мавжудлиги туфайли оқимнинг элементар оқимчалари механик энергиялари биридан иккинчисига ўтиши, яъни ўзига хос механик энергия диффузияси рўй беради.

Бу вазият ҳисобига оқим бўйлаб энергия $\pm h'_{\Delta E}$ ва h' миқдорда ўзгариши мумкин. Демак, мувозанат ва Бернулли тенгламаларини реал ҳолати учун қуйидагича ёзиш мумкин.

$$H'_{e_1} = H'_{e_2} \pm h'_{\Delta E} + h'_f \qquad (3.68)$$

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^{\,2}}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^{\,2}}{2g} = \pm h'_{\Delta E} + h'_f} \qquad (3.69)$$

бунда, H'_{e_1} ва H'_{e_2} - *1-1* ва *2-2* кесимлар учун тўлиқ солиштирма энергиялар;

h'_f - йўқотилаётган тўлиқ энергиянинг бирлик миқдори;

$h'_{\Delta E}$ - напорнинг диффузион ўзгариши.

Бунда диффузион ўзгаришнинг мусбат ва манфий миқдорлари ўзаро тенг деб қабул қиламиз.

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

Шунга асосланиб, Бернулли тенгламасини ёзишимиз мумкин.

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^{\,2}}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^{\,2}}{2g} + h'_f \qquad (3.70)$$

Бу хусусий ҳолда,

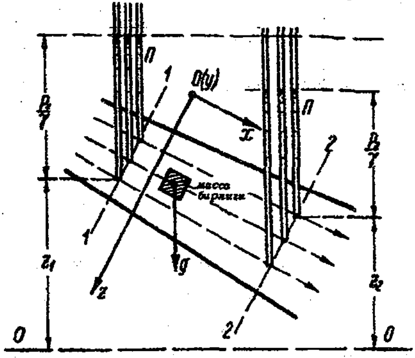
$$h'_f = H'_{e_1} - H'_{e_2} \qquad (3.71)$$

Энди бундан кейинги муаммо – бу тенгламани элементар оқимчалар учун кўринишини бутун оқим учун ифодалашга ҳаракат қиламиз.

3.17. ТЕКИС ВА ТЕКИС ЎЗГАРУВЧАН ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН СУЮҚЛИКНИНГ ҲАРАКАТДАГИ КЕСИМИ БЎЙЛАБ БОСИМ ТАҚСИМЛАНИШИ. (Биринчи кўмаклашувчи вазият)

Барқарор ҳаракат билан танишиб, бунда ҳажмий куч сифатида, фақат оғирлик кучи мавжуд деб ҳисоблаймиз, ҳаракатдаги кесимни эса текис деб қабул қиламиз.

3.24-расмда текис ўзгарувчан ҳаракатдаги оқим тасвирланган бўлиб, унда *1-1* ва *2-2* кесимлар танлаб оламиз, бу кесимларнинг турли нуқталарига пьезометрлар ўрнатамиз. Бу пьезометрлардаги суюқлик сатҳи бир хил бўлиб, бу ҳолат z ва p/γ катталиклар – кесимларнинг турли нуқталарида ҳар хил катталикка эга бўлсада, уларнинг йиғиндиси бир хил эканлигини кўрсатади.



3.24-расм. Текис ҳаракатдаги кесимларда босимнинг тақсимланиши

$$\boxed{z + \frac{p}{\gamma} = const \quad \text{(қаралаётган кесим учун)}} \qquad (3.72)$$

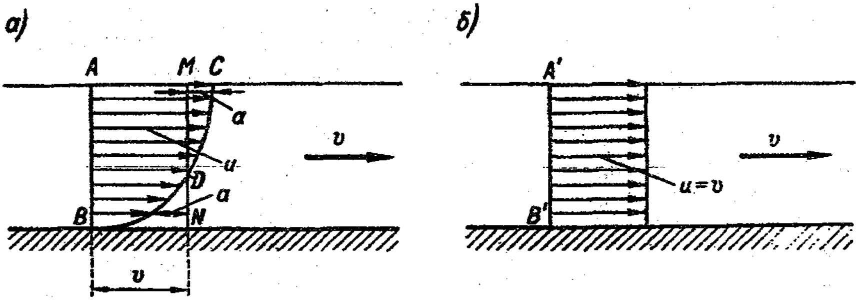
Бошқа кесим учун бу катталик бошқа қийматга эга бўлади, лекин ўша кесимнинг ҳамма нуқталари учун ўзгармас бўлади.

Демак, хулоса қилиш мумкинки, текис ва текис ўзгарувчан ҳаракатда қаралаётган кесим бўйлаб босим тақсимланиши гидростатик қонунга бўйсунади. Бу ҳолат – элементар оқимчадан бутун оқимни ўрганишга ўтишдаги *биринчи кўмаклашувчи вазият* дейилади.

3.18. ИХТИЁРИЙ ҲАРАКАТДАГИ КЕСИМ ОРҚАЛИ ОҚИБ ЎТАЁТГАН СУЮҚЛИК МАССАСИНИНГ КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ МИҚДОРИГА ВА ҲАРАКАТ СОНИ КАТТАЛИГИГА ҲАРАКАТДАГИ КЕСИМ БЎЙЛАБ ТЕЗЛИК ТАҚСИМЛАНИШИ НОТЕКИСЛИГИНИНГ ТАЪСИРИ

(иккинчи кўмаклашувчи вазият)

3.25-расмда ифодаланган оқимнинг узунлик бўйича қирқимида иккита ҳаракатдаги кесимни танлаб оламиз. *АВ* ва *А'В'* кесимлардаги *(Q)* сарфни ва уларнинг геометрик ўлчамларини бир-хил деб қабул қиламиз. Суюқликнинг *М* массаси ҳаракат сонини *ХС* ва кинетик энергияни *КЭ* деб белгилаб оламиз. Бу миқдор *dt* оний вазиятда *АВ* кесимдан оқиб ўтади (3.25, а-расм). Юқорида келтирилган параметрларнинг ўртача миқдорини *[ХС(М)]*, *[КЭ(М)]*, $[ХС(М)]_{ўр}$ ва $[КЭ(М)]_{ўр}$ деб белгилаб оламиз.



3.25-расм. α_o ва α коэффициентларнинг моҳиятини аниқлашга доир

Расмдан кўриниб турибдики, *ХС(М)* ва *КЭ(М)* катталикларни ҳисоблашда ҳаракатдаги кесимнинг турли нуқталаридаги u тезлик миқдори турлича эканлиги ҳисобга олинади, шу сабабли юқоридаги катталиклар ҳақиқий деб қабул қилинади. $[XC(M)]_{ўр}$ ва $[КЭ(M)]_{ўр}$ катталикларни ҳисоблашда эса, u тезлик катталиги бутун кесим бўйлаб бир хил деб қабул қилинади ва ўртача тезликка тенгланади. Юқоридаги катталиклар эса, υ ўртача тезлик бўйича ҳисобланган ***ўртача қийматли катталиклар*** дейилади.

Бизнинг асосий вазифамиз *а* ва *б* схемалар учун аниқланган *ХС* ва *КЭ* катталикларни миқдорий тақсимлашдан иборат. Бошқача қилиб талқин қилинганда, *М* массанинг *ХС* ва *КЭ* катталикларига ҳаракатдаги кесим бўйлаб тезлик тақсимланишининг нотекислиги қандай таъсир кўрсатишини ўрганишимиз керак. Бунинг учун қуйидаги муносабатни ўрганишимиз керак:

$$XC(M):[XC(M)]_{ур} \quad ва \quad КЭ(M):[КЭ(M)]_{ур}$$

Бунинг учун [(3.27, 3.28, 3.29)] ифодалар асосида тасдиқланган қуйидаги муносабатларни ёзиб оламиз:

$$dQ = ud\omega; \qquad Q = \int_{\omega} ud\omega = \upsilon\omega \tag{3.73}$$

$$dV = dtdQ; \qquad V = dt\int_{\omega} ud\omega = \upsilon\omega dt \tag{3.74}$$

$$dM = \rho dV = \rho ud\omega dt \tag{3.75}$$

$$M = \rho dt\int_{\omega} ud\omega = \rho\upsilon\omega dt \tag{3.76}$$

бунда, $d\omega$ - ҳаракатдаги кесимнинг элементар юза катталиги; V - dt вақт оралиғида ҳаракатдаги кесимдан ўтган суюқлик ҳажми; M - шу ҳажм массаси.

М массанинг ҳаракатлар сонига *(ХС)* ясси ҳаракатдаги кесим бўйлаб u тезлик тақсимланиши нотекислигининг таъсири.

dM массанинг ҳақиқий ҳаракатлар сони

$$XC(dM)=udM=\rho u^2 d\omega dt \qquad (3.77)$$

M массанинг ҳаракатлар сони эса

$$XC(M)=\int_\omega XC(dM)=\rho dt\int_\omega u^2 d\omega \qquad (3.78)$$

M массанинг «ўртача» ҳаракатлар сонини қуйидагича ифодалашимиз мумкин:

$$[XC\ (M\ )]_{\text{ур}}=\upsilon M\ =\upsilon(\rho\upsilon\omega\, dt\,)=\rho\upsilon^2\omega dt \qquad (3.79)$$

бунда,

$$XC(M)>[XC(M)]_{\text{ур}} \qquad (3.80)$$

Ҳақиқатдан ҳам,

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

бунда, $a = u - \upsilon$ - манфий ёки мусбат катталик (қаранг 3.25, а-расм).

Расмга асосан,

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

Ҳаракат давомида *MCD* ва *BDN* юзалар тенглашиши мумкин. Шунга асосан,

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

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

охирги ҳад доимо мусбат бўлиб, нолга яқинлашади, фақат $a = 0$ бўлган ҳолда $u = \upsilon$ (яъни, ҳақиқий тезликлар ҳаракатдаги кесим бўйлаб текис тақсимланади).

Бу вазият (3.80) ифоданинг тўғрилигини тасдиқлайди.

Энди (3.78) ифоданинг (3.79) ифодага нисбатини α_0 деб белгилаймиз. Яъни,

$$\frac{XC(M)}{[XC(M)]_{\text{ур}}}=\frac{\int_\omega u^2 d\omega}{\upsilon^2\omega}=\alpha_0 \qquad (\text{белги}) \qquad (3.81)$$

Бунга асосан,

$$\int_\omega u^2 d\omega=\alpha_0\upsilon^2\omega \qquad (3.82)$$

$$XC(M)=\alpha_0[XC(M)]_{\text{ур}}=\alpha_0\rho\upsilon^2\omega dt=\alpha_0\rho\upsilon Q dt \qquad (3.83)$$

Демак, таъкидлаш мумкинки, *dt* вақт оралиғида ҳаракатдаги кесимдан ўтаётган *M* масса ҳаракатлар сонининг ҳақиқий катталиги, кесимдан ўтаётган заррачалар тезлиги бир хил υ катталикка тенг деб ҳисоблаб, аниқланган ҳаракатлар сонининг шартли (ўртача) қийматини тузатиш коэффициентига (α_0) кўпайтмасига тенг.

M массанинг ясси ҳаракатдаги кесим бўйлаб тезлик тақсимланиши бир хил эмаслигининг кинетик энергияга таъсири.

dM массанинг ҳақиқий кинетик энергияси [(3.75) ифодага қаранг]:

$$\text{КЭ}(dM)=\frac{u^2dM}{2}=\frac{1}{2}\rho u^3 d\omega dt \tag{3.84}$$

M массанинг ҳақиқий кинетик энергиясини ёзамиз.

$$\text{КЭ}(M)=\frac{1}{2}\rho dt\int_\omega u^3 d\omega \tag{3.85}$$

M массанинг «ўртача» кинетик энергияси қиймати:

$$[\text{КЭ}(M)]_{\text{ўр}}=\frac{M\upsilon^2}{2}=\frac{1}{2}\rho\upsilon^3\omega dt \tag{3.86}$$

бунда,

$$\text{КЭ}(M)\succ[\text{КЭ}(M)]_{\text{ўр}} \tag{3.87}$$

ҳолатни ҳисобга оламиз.

Уларнинг нисбатларини α деб белгилаймиз, яъни

$$\frac{\text{КЭ}(M)}{[\text{КЭ}(M)]_{\text{ўр}}}=\frac{\int_\omega u^3 d\omega}{\upsilon^3\omega}=\alpha \qquad \text{(белги)} \tag{3.88}$$

Бунга асосан,

$$\int_\omega u^3 d\omega=\alpha\upsilon^3 d\omega \tag{3.89}$$

$$\text{КЭ}(M)=\alpha[\text{КЭ}(M)]_{\text{ўр}}=\alpha\frac{1}{2}\rho\upsilon^3\omega dt \tag{3.90}$$

Демак, (3.90) ифодага асосан dt вақт оралиғида қаралаётган ҳаракатдаги кесимдан оқиб ўтган M массанинг ҳақиқий кинетик энергияси, υ ўртача тезликка асосан ҳисобланган шартли (ўртача) кинетик энергиянинг α тузатиш коэффициентининг кўпайтмасига тенг.

α_0 ва α тузатиш коэффициентларининг сонли қийматлари.

Бу коэффициентларнинг қийматлари доимо бирдан катта бўлиб, ҳаракатдаги кесим бўйлаб тезлик тақсимланишининг бир хил эмаслиги қанча юқори бўлса, бу коэффициентларнинг қиймати шунча миқдорда бирдан катта бўлади.

Текис ҳаракатда бу коэффициентлар тенг тажрибалар натижасида аниқланган қиймати қуйидагича олиниши мумкин.

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

Оқимнинг нотекис ҳаракатида айрим ҳолларда бу катталиклар бирдан кескин фарқ қилиши мумкин. Шу билан биргаликда, кўпинча амалиётда бу катталик қиймати бирга яқин бўлади. Шу сабабли кўпинча, амалий ҳисобларда бу катталиклар бирга тенг деб қабул қилинади, яъни ҳисобга олинмайди.

α_0 - коэффициентни оқимнинг ҳаракатлар сони тузатмаси ёки Буссинеск коэффициенти, α эса, оқимнинг *кинетик энергияси коррективи* ёки *Кориолис коэффициенти* дейилади.

3.19. ТЎЛИҚ ОҚИМ УЧУН ТЎЛИҚ НАПОР

Аниқ катталикли кўндаланг кесимга эга бўлган оқимни *тўлиқ оқим* деб оламиз. Оқимнинг ўртача тезлиги υ вақтинчаликдан фойдаланган ҳолда, текис ўзгарувчан ва параллел оқимчали ҳаракатлар билан танишишда давом этамиз. Бундай ҳаракатларда оқимнинг ҳаракатдаги кесими ясси деб қабул қилишини биламиз. Бизга маълумки, ҳар қайси элементар оқимча (3.65) ифода билан аниқланувчи H'_e тўлиқ напорга эга бўлиб, бу напор бутун ҳаракатдаги кесимнинг гидродинамик характеристикаси ҳисобланади.

Тахлилимизни қуйидагича давом эттирамиз:

1) (3.65) ифодани $d\omega$ элементар юза орқали dt вақт оралиғида оқиб ўтаётган суюқлик оғирлиги $(\gamma\ dQ\ dt)$га кўпайтириб, шу вақт оралиғида суюқлик олиб ўтган механик энергияни аниқлаймиз;
2) Ҳаракатдаги кесимдан dt вақт оралиғида оқим олиб ўтган механик энергияни олиш учун юқорида олинган ифодани интеграллаймиз;
3) Олинган энергияни қийматини $\gamma\ Q\ dt$ ифодага бўлиб, оқим олиб ўтаётган механик энергиянинг бирлик қийматини аниқлаймиз.
4) Бу катталикни H_e тўлиқ напор деб қабул қилиб, уни H'_e катталикнинг ўртача қиймати эканлигига ишонч ҳосил қиламиз.

Бу ҳолатда $dQ = ud\omega,\quad Q = \upsilon\omega$ ни ҳисобга олиб, қуйидагиларни ёзишимиз мумкин:

$$H_e = \frac{\int_\omega H'_e(\gamma dQdt)}{\gamma Qdt} = \frac{\int_\omega\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}\right)dQ}{Q} = \frac{\int_\omega\left(z+\frac{p}{\gamma}\right)dQ}{Q} + \frac{\int_\omega \frac{u^2}{2g}ud\omega}{\upsilon\omega} \qquad (3.91)$$

ёки (3.72) ифодани эътиборга олганимизда,

$$H_e = \left(z+\frac{p}{\gamma}\right)\frac{\int_\omega dQ}{Q} + \frac{\frac{1}{2g}\int_\omega u^3 d\omega}{\upsilon\omega} \qquad (3.92)$$

(3.89) ифодани ҳисобга олсак,

$$H_e = \left(z+\frac{p}{\gamma}\right) + \frac{1}{2g}\frac{\left(\alpha\upsilon^3\omega\right)}{\upsilon\omega} \qquad (3.93)$$

ва нихоят,

$$\boxed{H_e = z+\frac{p}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon^2}{2g}} \qquad (3.94)$$

деб ёзишимиз мумкин. Тўлиқ оқим учун солиштирма энергия ёки тезлик напори оқимининг ўртача тезлиги ёрдамида қуйидагича ифодаланади:

$$\boxed{h_v = \frac{\alpha v^2}{2g}} \qquad (3.95)$$

бунда, α - кинетик энергия коррективи.

3.20. БАРҚАРОР ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН РЕАЛ СУЮҚЛИК ОҚИМИ КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИНИНГ ГИДРАВЛИК ТЕНГЛАМАСИ (БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ)

Ён деворлари сув ўтказмас материалдан иборат очиқ ўзанда ҳаракатланаётган оқим билан танишамиз. Фараз қилайлик, ўзаннинг ён деворларидан қўшимча миқдор қўшилмайди ва ўта олмаган оқимнинг айрим миқдори кетмайди. Ишқаланиш кучи бажарган иш ҳисобига оқимнинг энергияси оқим бўйлаб камаяди. Демак, реал (ёпишқоқ) суюқликлар учун

$$H_{e_1} > H_{e_2} \qquad (3.96)$$

муносабат ўринлидир. Бунда, H_{e_1} ва H_{e_2} - қаралаётган кесимлардаги тўлиқ напорлар (3.26-расм).

Бу муносабатни ва (3.94) ифодаларни ҳисобга олиб, тўлиқ оқимнинг гидравлик тенгламасини, яъни Бернулли тенгламасини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f} \qquad (3.97')$$

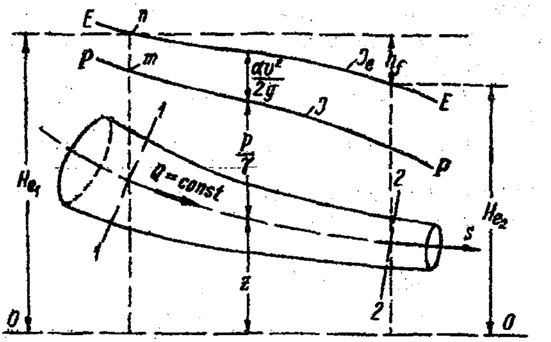
ёки энергетик нуқтаи назаридан

$$H_{e_1}(\gamma Q t) - H_{e_2}(\gamma Q t) = h_f(\gamma Q t) \qquad (3.97'')$$

бунда,

$$h_f = H_{e_1} - H_{e_2} \qquad (3.98)$$

напор йўқолиши дейилади. Яъни, *1-1* ва *2-2* кесимлар оралиғида ишқаланиш ҳисобига оқимнинг ҳаракатига бўлган тўсқинликни енгиб ўтиш учун сарфланган напор миқдоридир.



3.26-расм. Барқарор ҳаракатдаги реал суюқлик оқими учун Бернулли тенгламасининг геометрик интерпретацияси.
0-0 таққослаш текислиги; *P-P* пьезометрик чизиқ; *E-E* напор чизиғи; H_{e_1} ва H_{e_2} - тўлиқ напорлар; h_f - напор йўқолиши; J_e – пьезометрик қиялик.

3.26-расмда *P-P* пьезометрик ва *E-E* напор чизиқлари кўрсатилган. Бунда *E-E* чизиқ оқим ҳаракати бўйлаб напор қайнаши ҳисобига горизонтал ҳолатда бўлмайди. Бу элементар йўқолишни $\left[-d\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{\alpha v^2}{2g}\right)\right]$ бирлик ds масофага нисбатан қийматини *гидравлик қиялик* деб атаб, J_e ҳарфи билан белгилаймиз.

$$J_e = -\frac{dH_e}{ds} \qquad (3.99)$$

ёки

$$J_e = \frac{d\left(z+\frac{p}{\gamma}+\frac{\alpha v^2}{2g}\right)}{ds} \qquad (3.100)$$

$$J_e = +\frac{dh_f}{ds} \qquad (3.101)$$

Умуман, реал суюқликлар учун гидравлик қиялик мусбат қийматга эга бўлади. Пьезометрик қиялик тушунчаси билан танишамиз (қаранг 3.14 мавзу).

$$J = -\frac{d}{ds}\left(z+\frac{p}{\gamma}\right) \qquad (3.102)$$

3.26-расм орқали биз бутун гидродинамик кўринишни ифодалашимиз мумкин.

a) *S* оқим ўқи ва *P-P* чизиқ билан чегараланган шакл бизга p/γ ифоданинг ўзгариш эпюрасини кўрсатиб турибди.

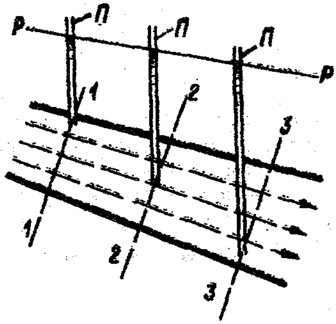
b) *P-P* ва *E-E* чизиқлар билан чегараланган шакл эса $\frac{\alpha v^2}{2g}$ тезлик напорини ўзгаришини кўрсатади.

c) *P-P* ва *00* таққослаш текислиги орасидаги шакл эса оқим бўйлаб потенциал напор ўзгаришини кўрсатади.

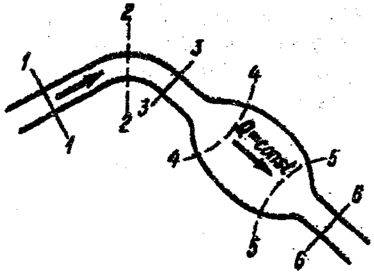
d) *E-E* чизиқ ва *00* таққослаш текислиги орасидаги шакл тўлиқ напор ўзгаришини кўрсатади.

Бернулли тенгламаси икки кесимнинг гидродинамик элементлари ўртасидаги боғлиқликни кўрсатишини таъкидлашимиз мумкин. (3.97) ифодага кирувчи z_1 ва z_2 ҳадлар *1-1* ва *2-2* кесимлар нуқталарининг *00* таққослаш кесимдан баландлигини кўрсатса, p_1/γ ва p_2/γ ҳадлар бу кесимларнинг нуқталаридаги босим ҳисобига яратилган пьезометрик баландликни билдиради. Бу қанақа нуқталар деган саволга шундай савол излашимиз мумкин:

3.17 мавзудаги мулоҳазаларга асосан оқимнинг секин ўзгарувчан ва параллел ҳаракатида $z+\frac{p}{\gamma}=const$ бўлиб, кесимнинг қайси нуқтасига пьезометрик найча ўрнатилишидан қатъий назар, бу катталик қиймати ўзгармайди (3.27-расм).



3.27-расм. *P-P* чизиқни чизишга доир



3.28-расм. Бернулли тенгламасининг қўлланилиш шарти

Шуни доимо ёдда тутиш керакки, *P-P* ва *E-E* чизиқлардан ўтувчи вертикалда ётувчи ҳар қандай нуқта жуфтлиги маълум бир оқимнинг ҳаракатдаги кесимига таълуқлидир.

Юқоридагиларни ҳисобга олганда, Бернулли тенгламасини қўллаш учун қуйидаги учта асосий шартлар мавжуддир:

1 – шарт. 1-1 ва 2-2 кесимлар орасида оқим сарфи доимий бўлиши керак (Q=const).

2 – шарт. (3.60) ифодани чиқаришда 1-1 ва 2-2 кесимлар орасида оқимнинг кинетик энергияси доимий деб ҳисобланганлиги сабабли, оқим ҳаракати бу оралиқда барқарор бўлиши керак (3.21-расм).

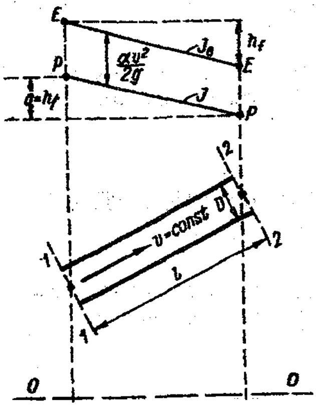
3 – шарт. Кесимлар оралиғида ҳаракат тез ўзгарувчан бўлсада, кесимларда оқим ҳаракати секин ўзгарувчан ёки текис бўлиши керак. Чунки, $z+\frac{p}{\gamma}=const$ *шарти бажарилиши керак.*

3.28-расмда секин ўзгарувчан ҳаракат соҳаси бутун чизиқлар билан ва тез ўзгарувчан ҳаракат соҳаси штрихланган чизиқлар билан кўрсатилган. Кўриниб турибдики, Бернулли тенгламаси билан 1 ва 3, 3 ва 6 ва х.к. кесимларни бирлаштириш мумкин, лекин 1 ва 2 ёки 2 ва 4 ва х.к. кесимларни Бернулли тенгламаси билан бирлаштириш мумкин эмас.

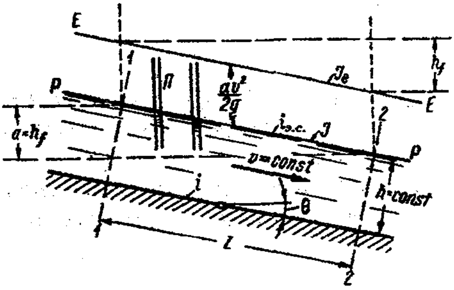
3.21. ОҚИМНИНГ БАРҚАРОР ҲАРАКАТИДА НАПОР ВА ПЬЕЗОМЕТРИК ЧИЗИҚЛАРНИНГ КЎРИНИШЛАРИ ҲАҚИДА УМУМИЙ КЎРСАТМАЛАР. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИГА КИРУВЧИ ҲАДЛАР ҲАҚИДА ҚЎШИМЧА МУЛОҲАЗАЛАР

Текис ҳаракат бўлгандаги ҳолат.

Босимли ва босимсиз ҳаракатлар билан танишамиз. Босимли ҳаракатни 3.29-расмда ифодаланган D қувурнинг l узунликдаги бўлагида кузатиш мумкин. Оқимнинг оқиши ҳар қандай кесимда ўзгармаслиги сабабли, йўқолиш ҳам ўзгармайди. Шу сабабли, E-E напор чизиғи қиялиги ўзгармасдир J_e=*const* (оқим бўйлаб).



3.29-расм. Оқимнинг текис босим остидаги ҳаракатида P-P ва E-E чизиқлар



3.30-расм. Оқимнинг текис босимсиз ҳаракатида P-P ва E-E чизиқлар

Хулоса қилиш мумкинки,

$$\frac{\alpha v^2}{2g}=const \qquad \text{(оқим бўйлаб)} \qquad (3.103)$$

бўлганлиги сабабли, оқимнинг босим остидаги текис ҳаракатида P-P пьезометрик чизиқ маълум қияликдаги тўғри чизиқ кўринишида бўлиб, напор чизиғига параллел бўлади. E-E чизиқнинг узунлик бўйлаб камайиши шу участка оралиғида напор йўқолишини кўрсатади.

$$a=h_f \qquad (3.104)$$

Босим остидаги текис ҳаракат учун

$$J_e=J=\frac{h_f}{l}=\frac{a}{l} \qquad (3.105)$$

ифода ўринлидир.

Босимсиз ҳаракат. Бу ҳолатда (3.31-расм) пьезометрик чизиқ оқимнинг эркин сатх чизиғи билан устма-уст тушади. Демак,

$$J_e = J = i_{э.с} = i = \frac{h_f}{l} = \frac{a}{l} \qquad (3.106)$$

Бунда i - ўзан туби қиялиги.

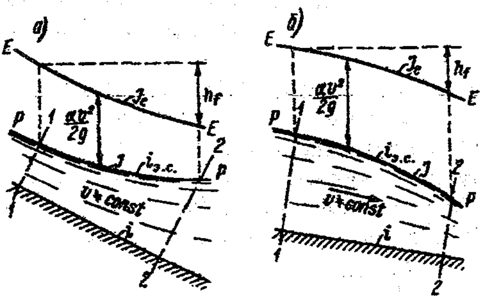
$i_{э.с.}$-оқим эркин сатҳи қиялиги,

a — эркин сатҳнинг l узунликдаги пасайиши.

Нотекис ҳаракатдаги ҳолат.

Бунда фақат босимсиз ҳаракатни таҳлил қилиш билан чегараланамиз (3.31-расм). Бунда қуйидаги ҳолатни кузатиш мумкин:

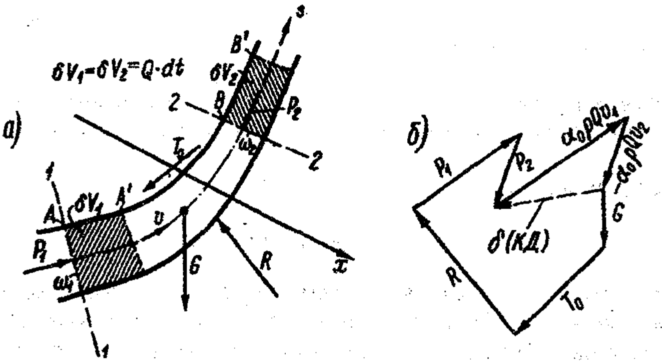
$$J_e \neq J = i_{э.с} \neq i \qquad (3.107)$$



3.31-расм. Босимсиз нотекис ҳаракатда *P-P* ва *E-E* чизиқлар шакллари

3.22. БАРҚАРОР ҲАРАКАТДАГИ ОҚИМ УЧУН ҲАРАКАТЛАР СОНИНИНГ ГИДРАВЛИК ТЕНГЛАМАСИ

Ихтиёрий кўринишдаги оқимни танлаб олиб, унда x ўқини ўтказамиз ва *1-1* ва *2-2* ҳаракатдаги кесимларни белгилаймиз (3.32, а-расм).



3.32-расм. Ҳаракатлар миқдорининг гидравлик тенгламасига доир

1-1 ва *2-2* кесимлар учун оқим ҳаракатини текис барқарор деб олиб, назарий механика курсидаги материал нуқталарнинг ҳаракат сони ҳақидаги теоремани қўллаймиз. Бунда кесимлардаги тезликлар u тақсимланишини бир хил деб ҳисоблаймиз, яъни

$$\alpha_{0_1} = \alpha_{0_2} = \alpha_0 \qquad (3.108)$$

Теоремани эсга оламиз. Ҳаракатланаётган жисм *δ(ХС)* ҳаракатлар сонининг ихтиёрий *x* ўққа проекцияси шу вақт оралиғида жисмга таъсир этаётган ташқи кучларини шу ўққа проекциялари йиғиндисига тенг.

$$\delta(XC)_x = \sum(TK)_x \tag{3.109}$$

Бу теоремани *dt* вақт оралиғида *1-1* ва *2-2* кесимлар орлиғида *AB* вазиятдан *A'B'* вазиятта ўтган суюқлик ҳажми учун қўллаймиз.

AB ҳажмнинг [δ(ХС)] ҳаракатлар сони ўзгариши.

Расмдаги чизиқчалар билан белгиланган элементар ҳажмларини δV_1 ва δV_2 деб белгилаймиз.

$$\begin{aligned}\delta(XC) = XC(A'B') - XC(AB) = XC(A'B + BB') - XC(AA' + A'B) = \\ = XC(\delta V_2) - XC(\delta V_1)\end{aligned} \tag{3.110}$$

Маълумки, жисмнинг ҳаракатлар сони қуйидагига тенг.

$$XC = \text{жисм массаси} \times \text{жисм тезлиги}$$

Шуни эътиборга олиб, δV_1 ва δV_2 элементар ҳажмларнинг ҳаракатлар сонини аниқлаймиз. *dt* вақт оралиғида *1-1* кесим орқали ўтган суюқлик ҳажми δV_1 га тенг.

$$\text{масса}(\delta V_1) = \rho Q dt \tag{3.111}$$

Агар бу кесимдаги ўртача тезликни υ_1 деб қабул қилсак:

$$[XC(\delta V_1)]_{yp} = (\rho Q dt)\upsilon_1 \tag{3.112}$$

Лекин, *1-1* кесимнинг ҳар хил нуқтасида тезлик ҳар хил бўлганлиги сабабли,

$$XC(\delta V_1) = \alpha_0 [XC(\delta V_1)]_{yp} = \alpha_0 \rho Q \upsilon_1 dt \tag{3.113}$$

бунда, υ_1 — *1-1* кесимдаги ўртача тезлик.

Аналог кўринишда (3.113) ифодани *XC(δV₂)* учун қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$XC(\delta V_2) = \alpha_0 \rho Q \upsilon_2 dt \tag{3.114}$$

бунда, υ_2 — *2-2* кесимдаги ўртача тезлик.

(3.110) ифодага (3.113) ва (3.114) ифодаларни қўйсак,

$$\delta(XC)_x = \alpha_0 \rho Q(\upsilon_{2x} - \upsilon_{1x})dt \tag{3.115}$$

AB ҳажмдаги суюқ жисмга таъсир этувчи ташқи кучлар импульси (ТКИ).

$$\text{ТКИ} = \text{кучлар} \times \text{вақт}$$

AB жисмга таъсир этувчи ташқи кучлар билан танишамиз. *AB* жисмнинг оғирлик кучи G_x унинг *x* ўққа проекцияси ва куч импульсининг проекцияси қуйидагига тенг:

$$G_x dt \tag{3.116}$$

Суюқ *AB* жисмни чегаралаб турувчи ён деворлар томонида таъсир этувчи ташқи ишқаланиш кучининг *x* ўққа проекцияси импульси

$$(T_o)_x dt \tag{3.117}$$

Ён деворлар реакция кучи (ишқаланишни ҳисобга олмасдан) R_x куч импульси проекцияси

$$R_x dt \tag{3.118}$$

Кесимларнинг ташқи томонида таъсир этувчи гидродинамик кучлар — P_l ва P_2. Уларнинг *x* ўққа проекцияларининг импульси

$$(P_{1_x} + P_{2_x})dt = P_x dt \tag{3.119}$$

Ҳаракатлар сонининг гидравлик тенгламаси. (3.109) ифодага (3.115) ва (3.119) ифодаларни қўйсак,

$$\boxed{\alpha_0 \rho Q(\upsilon_{2_x} - \upsilon_{1_x}) = G_x + (T_o)_x + R_x + P_x} \tag{3.120}$$

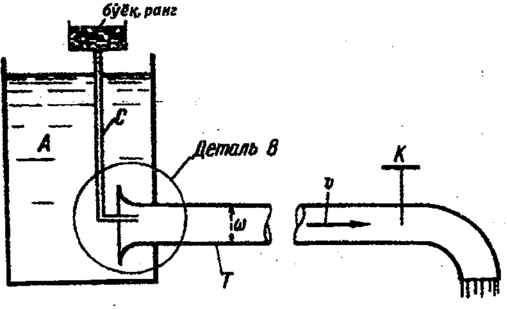
бунда, ρQ — бирлик вақт оралиғида ҳаракатдаги кесимдан ўтган суюқлик массаси бўлиб, $\rho Q = const$ (оқим бўйлаб); $\alpha_0\ \rho\ Q\ \upsilon$ - *секунддаги ҳаракатлар сони* деб аталади.

Тенгламани қуйидагича ифодалаш мумкин. *1-1* текис кесимдан *2-2* кесимга оқим ўтишида бирор ўққа нисбатан секунддаги ҳаракатлар сони ўзгариши шу ўққа нисбатан ташқи таъсир этувчи тўртта кучнинг (G, T_0, R, P) шу қисмга таъсир этувчи миқдорлари проекцияларининг йиғиндисига тенг (3.32, б-расм).

3.23. СУЮҚЛИКНИНГ ИККИ ХИЛ ҲАРАКАТИ

1839 ва 1854 йилларда немис инженер гидротехниги Г.Хаген ва 1980 йилда рус олими Д.И.Менделеевлар суюқликнинг ҳаракатида ғалати бир ҳолатни кузатишган. Суюқликнинг бу ҳаракат ҳолатини 1883 йилда инглиз физиги О.Рейнольдс кузатиб ўрганган ва назарий жихатдан асослаган. Бу ҳодисани кузатиш учун 3.33-расмда ифодаланган бир хил рангдаги суюқлик билан тўлдирилган *А* идишга шиша қувур уланган. Қувурга $Кр_1$ кран ўрнатилган бўлиб, *А* идиш юқорисига иккинчи *Б* идиш ўрнатилган. Унга ҳам кичик найча уланган бўлиб, қувурга найчанинг чиқиш қисми туширилган. Найчанинг ичида ҳаракатланаётган суюқликни бошқариш учун $Кр_2$ кран ўрнатилган ва *Б* идишга солиштирма оғирлиги биринчи суюқликникига тенг, лекин ранги бошқа суюқлик солинган. $Кр_l$ ва $Кр_2$ ёрдамида суюқликлар маълум бир тезлик ёрдамида ҳаракатга келтирилган.

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega} \qquad (3.121)$$



3.33-расм. Рейнольдс қурилмаси схемаси

Тажриба натижасида қуйидагилар аниқланган:

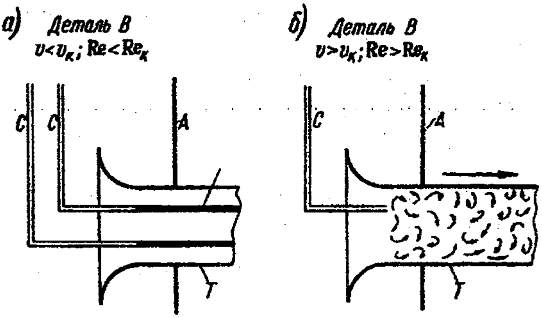
1. Қувурдаги ҳаракатланаётган суюқлик оқимининг маълум бир чегаравий қиймати $\upsilon_к$ дан кичик тезликда, найчадан тушаётган суюқлик маълум бир оқимча шаклида катта идишдаги суюқлик билан аралашмасдан ҳаракатлана бошлаган.

$$\upsilon < \upsilon_к \qquad (3.122')$$

2. Шу чегаравий қийматдан юқори бўлган тезликда эса улар аралаш ҳолатда ҳаракатлана бошлаган.

$$\upsilon > \upsilon_к \qquad (3.122'')$$

Биринчи ҳолатдаги ҳаракат *оқимнинг ламинар (тартибли)* (3.34, *а*-расм), иккинчи ҳолатдаги ҳаракат *турбулент (тартибсиз) ҳаракат* (3.34, б-расм) деб аталган. Оқимнинг чегаравий тезлигини эса $\upsilon_к$ критик тезлик деб белгиланган. О.Рейнольдс назарий мулоҳазалари ва тажрибалари асосида критик тезликни аниқлаш ифодасини таклиф қилган:



3.34-расм. Ҳаракат режимлари:
а) ламинар; б) турбулент

$$\upsilon_к = \frac{\nu Re_к}{R} \qquad (3.123)$$

бунда, R - гидравлик радиус; ν - суюқликнинг кинематик ёпишқоқлик коэффициенти.

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \qquad (3.124)$$

бунда, η - суюқликнинг динамик ёпишқоқлик коэффициенти.

$Re_к$ - ўлчамсиз эмпирик коэффициент бўлиб, *критик Рейнольдс сони* дейилади.

Тажрибалар асосида бу соннинг критик қиймати қуйидагича аниқланган.

а) айлана цилиндрик шаклдаги қувурларда босим остида ҳаракатланаётган суюқлик оқими учун

$$Re_к \approx 500 \qquad (3.125)$$

Бошқа айрим муаллифлар маълумотларига қараганда, бу қиймат анча кичик бўлиши мумкин.

~~б) тўғри бурчакли очиқ каналларда ҳаракатланаётган суюқликлар учун~~ Хопф тажрибасига асосан, бу катталик

$$Re_к \approx 300 \qquad (3.126)$$

га тенг.

(3.123) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$Re_к = \frac{\upsilon_к R}{\nu} \qquad (3.127)$$

ёки,

$$\boxed{\mathrm{Re} = \frac{\upsilon\, R}{\nu}} \qquad (3.128)$$

бунда, υ - ҳақиқий (лекин критик эмас) ўртача тезлик.

Бу ҳаракатларнинг мавжудлик шартларини қуйидагича ифодалаш мумкин:

1) Агар $Re < Re_к$ бўлса, ***оқимнинг ламинар ҳаракати;***

2) Агар $Re > Re_к$ бўлса, ***оқимнинг турбулент ҳаракати*** кузатилади.

Хулосада қуйидагиларни таъкидлаш лозим:

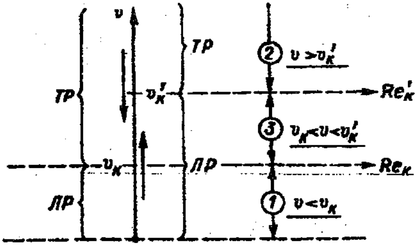
1. Суюқлик оқимининг айлана қувурларда босим остидаги ҳаракатини ўрганишда гидравлик радиус ўрнига кувур диаметри ёрдамида Рейнольдс сонини аниқлаш мумкин.

$$Re_D = \frac{\upsilon D}{\nu} = \frac{\upsilon(4R)}{\nu} = 4Re \qquad (3.129)$$

2. Гидротехника амалиётида, асосан, оқимнинг турбулент ҳаракати кузатилади. Фақат грунт сувлари ҳаракати бундан мустасно. Ёпишқоқ суюқликлар ҳаракати эса, асосан, ламинар тартибда кузатилади.
3. Шуни таъкидлаш жоизки, юқорида келтирилган гидродинамиканинг асосий тенгламалари (узлуксизлик, Бернулли, ҳаракат сони тенгламалари) ҳар иккала ҳаракатлар учун ўринлидир. Фақат Бернулли тенгламасидаги энергия (напор) йўқолиши ҳар хил ифодалар ёрдамида аниқланади.
4. 3.33-расмдаги қурилма ёрдамида тажриба ўтказиш давомида ташқи ҳар қандай таъсирдан қурилмани чегаралаб, тезликнинг бир қанча юқорироқ қийматларида ламинар ҳаракатни сақлаб қолиш мумкин. Лекин ниҳоятда кичик таъсир натижасида бу ҳолат бузилиши мумкин ва турбулент ҳаракатга ўтиши мумкин. Бу тезлик қиймати тезликнинг ***юқори критик катталиги*** дейилади.

Бу ҳолатни 3.35-расм ёрдамида ифодалаш мумкин.

Турбулент ҳолатда ҳаракатланаётган оқим тезлигини босқичма босқич пасайтириб, маълум кичик қийматда турбулент ҳаракатни сақлаб қолиш мумкин. Лекин кичик ташқи таъсир бу ҳаракатни ламинар ҳаракатга айлантириши мумкин. Бу ҳолатдаги тезликни критик тезликнинг *пастки чегаравий қиймати* дейилади.



3.35-расм. Суюқликнинг ламинар ҳолатдан турбулент ҳолатдаги ҳаракатга ва аксинча турбулент ҳолатдан ламинар ҳолатдаги ҳаракатга ўтиши

III бобга доир назорат саволлари

1. Гидродинамик босим нима ва у қандай бирликларда ўлчанади?
2. Гидродинамик ва гидростатик босим ўртасида қандай фарқ бор?
3. Суюқлик ҳаракатини кузатишнинг Лагранж ва Эйлер усуллари ўртасида қандай тафовут мавжуд?
4. Суюқликнинг барқарор ва беқарор ҳаракатлари ҳақида тушунча беринг.
5. Суюқлик ҳаракатининг асосий кўринишлари ва уларнинг таснифи ҳақида тушунча беринг.
6. Бурама (вихрли) ва нобурама (вихрсиз) ҳаракатлар ҳақида тушунча беринг.
7. Суюқликнинг напор остидаги ва напорсиз ҳаракати ҳақида тушунча беринг.
8. Ҳаракатдаги кесим ва унинг гидравлик элементлари ҳаракати ҳақида тушунча беринг.
9. Суюқликнинг бир ўлчамли, икки ўлчамли ва фазовий (уч ўлчамли) ҳаракатлари борасидаги асосий фарқлар ҳақида тушунча беринг.
10. Суюқликнинг текис ва нотекис ҳаракатлари қандай ўзига хос хусусиятларга эга?
11. Идеал барқарор ҳаракатланаётган элементар оқимча учун Бернулли тенгламасини ёзинг ва тенглама ҳадларининг маъносини тушунтириб беринг.
12. Кориолис коэффициенти нима ва унинг сонли қийматини айтинг?
13. Суюқликнинг турбулент ҳаракатида уринма кучланишлар учун аниқланган формула қандай кўринишга эга?

IV-БОБ. ОҚИМНИНГ БАРҚАРОР ҲАРАКАТИДА НАПОР ЙЎҚОЛИШИ. ГИДРАВЛИК ҚАРШИЛИК. ТУРБУЛЕНТ ОҚИМ ҲАРАКАТИНИ ҲИСОБЛАШ СХЕМАСИ

4.1. НАПОР ЙЎҚОЛИШИ ҲАҚИДА УМУМИЙ ТУШУНЧАЛАР. ГИДРАВЛИК ҚАРШИЛИК

Бизга маълумки, суюқлик оқимига, унинг ҳаракати давомида ҳар хил ташқи кучлар таъсир қилади. Бу кучлар бажарган ишлар ҳисобига суюқликниг механик энергияси ўзгариши мумкин. Масалан, сув оқими гидравлик турбинанинг парракларини ҳаракатга келтириб, шунинг ҳисобига сувнинг механик энергияси камаяди ёки босим остидаги қувур деворларида ҳам вибрациянинг пайдо бўлиши, сувнинг механик энергиясининг камайишига олиб келади.

Биз, энергиянинг ёки напорнинг бундай йўқолишларига эътибор бермасдан, балки оқимнинг ўз ҳаракати давомида ишқаланиш кучларини енгиб ўтиш учун сарфлаган энергиясини (ёки йўқолган напорини) ўрганиш билан шуғулланамиз. Юқоридаги мавзуларда Бернулли тенгламасини ўрганиш жараёнида биз энергия (напор) йўқолишининг мана шу шаклини назарда тутганмиз. Напор йўқолиши икки хил бўлиши мумкин:

1) *Узунлик бўйича напор йўқолиши.* Бу йўқолиш оқимнинг текис ҳаракатида узунлик бўйлаб бир хил тақсимланса, унинг нотекис ҳаракатида узунлик бўйлаб ҳар хил миқдорда тақсимланиши мумкин. Напорнинг узунлик бўйлаб йўқолишини h_l ҳарфи билан белгилаймиз.
2) *Маҳаллий напор йўқолишлари.* Бундай кўринишдаги йўқолишлар — суюқлик ҳаракатланаётган ўзаннинг айрим қисмларида оқимнинг кескин турли хилдаги деформацияга учраши натижасида рўй беради. Масалан, бурилиш, кенгайиш, турли бошқарув қурилмалари (кран, клапан, задвижка ва х.к.) ўрнатилган жойларда оқимнинг шу тўсиқларни енгиш учун сарфлаган напорлари. Маҳаллий йўқолишлар $h_м$ ҳарфи билан белгиланади.

4.1-расмда қувур ифодаланган бўлиб, бунда хусусий бўғинлар мавжуд. *I* - бурилиш, *II* - қисман очиқ задвижка (сурилгич).

1-1 ва *2-2* кесимлар орасида узунлик бўйича йўқолишдан ташқари маҳаллий йўқолишлар ҳам мавжуддир. *Г* ва *Д* участкаларда оқим маҳаллий деформацияси юз бериб, унда суюқликнинг тез ўзгарувчан беқарор ҳаракати амалга ошади.

Шуни таъкидлаш керакки, оқимнинг узунлик бўйлаб йўқолиши мавжуд бўлган соҳаларда τ кучланиш оқим бўйлаб текис тақсимланса, маҳаллий йўқолишлар мавжуд бўлган соҳаларда бу тақсимланиш нотекис бўлади.

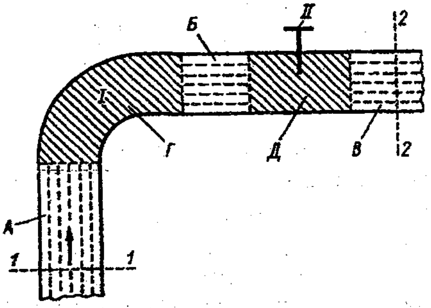
Кўпгина ҳолларда, *Г* ва *Д* соҳалардаги оқим узунлиги унинг умумий узунлигидан анча кичик бўлганлиги сабабли, амалий ҳисобларда маҳаллий напор йўқолишини ҳисобга олмасдан, узунлик бўйича йўқолишни оқимнинг узунлиги бўйича йўқолиши сифатида қабул қилинади.

Умумий ҳолда, икки қаралаётган кесим оралиғидаги оқим напорининг йўқолиши қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\boxed{h_f = h_l + \sum h_j} \qquad (4.1)$$

Механик энергия йўқолишини қуйидагича тушунтириш мумкин:

Ишқаланиш кучлари бажарган иш ҳисобига механик энергия иссиқликка айланади ва суюқлик исийди. Иссиқлик вақт ўтиши билан тарқалиб кетади.



4.1-расм. Ишқаланиш кучланиши τ тақсимланган соҳалар:
а) *А, Б, В,* - текис тақсимланиш бўлиб, бу соҳаларда оқим ҳаракатида напорнинг узунлик бўйича йўқолиши мавжуд; б) нотекис тақсимланиш. *Г* ва *Д* соҳаларда оқим напорининг нотекис йўқолиши мавжуд

Юқоридагига асосланиб, айтиш мумкинки, суюқлик ҳаракатида ишқаланиш кучлари бажарган иш ҳисобига ва алоҳида бўғинлардан маҳаллий ишқаланиш кучлари бажарган иш ҳисобига иссиқликка айланиб, кейин йўқолиб кетган миқдор *напор йўқолиши* h_f дир.

Гидравлика курсини ўрганиш жараёнида кўпинча «гидравлик қаршилик» атамасига дуч келамиз. Бунда, реал ҳолатдаги суюқликларнинг ҳаракатида пайдо бўладиган ишқаланиш кучларини тушуниш ўринлидир. Идеал суюқликларда ишқаланиш кучларини нолга тенг деб қабул қилганлигимиз сабабли, гидравлик қаршиликлар мавжуд эмас, деб қаралади.

Реал суюқликларда ишқаланиш қанча юқори бўлса, қаршилик шунча кўп бўлади. Бу икки тушунча орасида ўзаро боғлиқлик мавжуддир. Оқимда бу кучланиш тақсимланишини, *u* тезликни билсак, ишқаланиш кучи бажарган ишни ва бундан напор йўқолишини аниқлаш мумкин. Лекин, бу масала анча мураккаб муаммо. Бу муаммони ҳал қилиш билан биз, кейинги мавзуларда шуғулланамиз. Бунда дастлаб, суюқлик ҳаракатининг энг оддий ҳолати - текис барқарор ҳаракат билан танишамиз. Бу ҳаракатдаги ишқаланиш кучлари ва напор йўқолиши орасидаги боғлиқликни ифодаловчи тенгламадан фойдаланамиз. Бу тенглама асосида, Ньютоннинг ички ишқаланиш кучи ҳақидаги қонуниятидан фойдаланиб, оқим ҳаракатида йўқолган напор ва тезлиги орасидаги боғлиқликни кўрсатувчи ифодани топамиз. Бу масала ламинар ҳолатда ҳаракатдаги суюқликлар учун анча осон ҳал қилинса, турбулент ҳолатда ҳаракатланаётган суюқлик оқимлари учун уни аниқлашда айрим экспериментал коэффициентлардан фойдаланишга тўғри келади.

Оқимнинг беқарор ҳаракатида напор йўқолишини аниқлаш анча муаммо бўлиб, у жуда мураккаб масаладир. Шу сабабли, кўпгина ҳолларда текис барқарор ҳаракатлар учун напор йўқолиши аниқланиб, унга айрим тузатмалар киритиш усулидан фойдаланилади.

4.2. «ТЎҒРИ ЎЗАНЛАР» УЧУН ТЕКИС БАРҚАРОР ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН ОҚИМНИНГ АСОСИЙ ТЕНГЛАМАСИ. ИЧКИ ИШҚАЛАНИШ КУЧЛАРИ БАЖАРГАН ИШ

Ўзан деворларига таъсир этаётган узунлик бўйича уринма кучланишини τ_o деб белгилаб оламиз. Шу уринма кучланиш қиймати узунлик бўйлаб ва ўзаннинг хўлланганлик периметри бўйича ўзгармас бўлса *($\tau_o \approx const$)*, бундай ўзанлар *«тўғри ўзанлар»* дейилади.

Энди, ўз олдимизга суюқликнинг ишқаланиш кучи таъсири билан узунлик бўйича напор йўқолишининг боғлиқлигини ўрганиш масаласини топиш деб қўямиз. Цилиндрик шаклдаги қувурда босим остида ҳаракатланаётган суюқлик оқимидан l узунликдаги *1-1* ва *2-2* кесимлар билан чегараланган участкани ажратиб оламиз (4.2-расм). s ўқни қувурда ҳаракатланаётган суюқлик оқими бўйлаб ҳаракатлантирамиз. Суюқликнинг текис ҳаракатида l узунликдаги суюқлик оқимининг *PP* - пьезометрик чизиғи қия чизиқ бўлиб, унинг пасайиши h_l - напор йўқолишини кўрсатади. Кўрилаётган соҳага таъсир этаётган ташқи кучлар билан танишиб чиқамиз. Шундан сўнг, оқимнинг барқарор текис ҳаракатланаётганлигини ҳисобга олиб, бу кучларни s ўққа проекциялари йиғиндисини нолга тенглаб, излаётган тенгламани оламиз.

Кўрилаётган соҳага таъсир этаётган кучлар.

1. Бу ҳажмдаги суюқлик оғирлиги

$$G = \omega l \gamma \qquad (4.2)$$

бунда, ω - ҳаракатдаги кесим юзаси катталиги.

s ўққа бу куч проекциясини ёзамиз

$$G_s = \omega l \gamma \sin\beta \qquad (4.3)$$

бунда, β - қувур ўқининг горизонтга нисбатан қиялиги.

Расмдан кўриниб турибдики,

$$l \sin\beta = z_1 - z_2 \qquad (4.4)$$

шу сабабли,

$$G_s = \gamma\omega(z_1 - z_2) \qquad (4.5)$$

2. Ажратилган суюқликка ён томондаги суюқлик кучлари томонидан бўлаётган таъсир.

$$P_1 = p_1\omega; \qquad P_2 = p_2\omega \qquad (4.6)$$

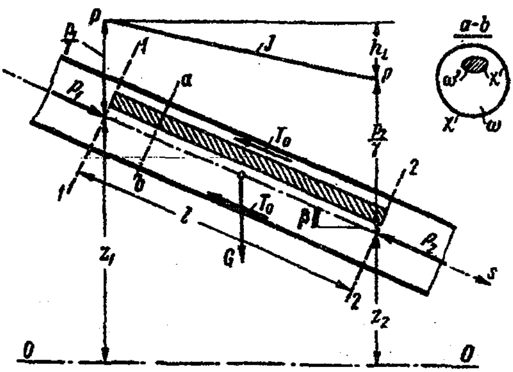
бунда, p_1 ва p_2 – *1-1* ва *2-2* кесимларнинг оғирлик марказларига таъсир этувчи гидродинамик босим. Бу босим кучлари s ўққа ўзгаришсиз проекцияланади.

3. Нормал босимларнинг s ўққа проекцияси нольга тенг деб қабул қилинади.

4. Деворларга ишқаланиш кучи T_0 ҳам ўзгаришсиз проекцияланади. Бундан ташқари, ички ишқаланиш кучлари *(T)* ҳам мавжуд.

Агар 4.3-расмда ифодаланганидек, оқим ичида иккита *a* ва *b* оқимчаларни олсак, уларда, агар, $u_a \neq u_b$ терминлар мавжудлигини ҳисобга олсак, оқимчалар ўртасида ўзаро ишқаланиш кучлари пайдо бўлади. Булар ўзаро маълум жуфликни ташкил қилади.

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



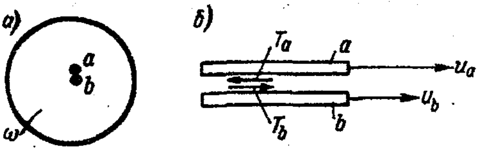
4.2-расм. Оқимнинг текис ҳаракати асосий тенгламасини чиқаришга доир

Бутун таъсир этувчи кучларнинг s ўқига проекцияси йиғиндисини топамиз.

$$G_s + P_1 - P_2 - T_0 = 0 \qquad (4.7)$$

бу тенгламага (4.5) ва (4.6) ифодаларни қўйсак

$$\gamma\omega(z_1 - z_2) + p_1\omega - p_2\omega - T_0 = 0 \qquad (4.8)$$



4.3-расм. Ички ишқаланиш кучлари

Ҳосил бўлган ифодани $\gamma\omega$ га бўлсак, қуйидагини оламиз:

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

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = \frac{T_0}{\gamma\omega} \qquad (4.9)$$

4.2-расмга асосан

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = h_l \qquad (4.10)$$

Демак,

$$h_l = \frac{T_0}{\gamma\omega} \qquad (4.11)$$

Бундан ташқари,

$$T_0 = \chi l \tau_0 \qquad (4.12)$$

эканлигини эътиборга олсак,

$$h_l = \frac{\chi l}{\gamma \omega} \tau_0 \tag{4.13}$$

$$\frac{h_l}{l} R = \frac{\tau_0}{\gamma} \tag{4.14}$$

$$\boxed{\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ} \tag{4.15}$$

бунда,

$$J = \frac{h_l}{l}; \qquad R = \frac{\omega}{\chi} \tag{4.16}$$

4.15 ифода оқимнинг *барқарор текис ҳаракати асосий тенгламаси* деб аталади. «Тўғри ўзанлар» учун

$$h_l = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l}{R} \tag{4.17}$$

Ички ва ташқи ишқаланиш кучлари туфайли пайдо бўлаётган напор йўқолиши худди шундай аниқланиши мумкин.

Қўшимча эслатмалар. Таъкидлаш керакки, (4.15) ва (4.17) тенглама нафақат цилиндрик шаклдаги босим остида ҳаракатланаётган суюқлик оқими учун, балки текис барқарор ҳаракатланаётган ҳар қандай оқим учун ўринлидир.

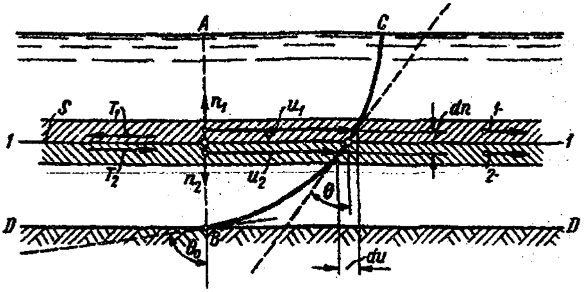
А. ОҚИМНИНГ ТЕКИС БАРҚАРОР ЛАМИНАР ТАРТИБДАГИ ҲАРАКАТИДА ТЕЗЛИК ТАҚСИМЛАНИШИ ВА НАПОРНИНГ УЗУНЛИК БЎЙИЧА ЙЎҚОЛИШИ

4.3. СУЮҚЛИКДА ИЧКИ ИШҚАЛАНИШ КУЧЛАРИ ҚОНУНИ. ОҚИМНИНГ ЛАМИНАР ҲАРАКАТИДА УРИНМА КУЧЛАНИШ КАТТАЛИГИ

Оқим ҳаракатида (4.4-расм) узунлик бўйича қирқим олиб, унда *AB* ҳаракатдаги кесим ва *ABC* тезлик эпюрасини ажратиб оламиз. Бунда u_1 ва u_2 тезлик билан ҳаракатланаётган икки қатлам билан танишамиз. Бу икки қатлам туташган *I-I* сирт *S* юзага эга деб оламиз. Бу сиртда ҳар иккала қатлам томонидан ўсиб борувчи T_1 ва T_2 ишқаланиш кучлари таъсир қилади.

$$|T_1| = |T_2| \tag{4.18}$$

Реал суюқлик оқимида бу кучлар ҳисобига пайдо бўлаётган τ уринма кучланиш ҳақида олдинги мавзуларда танишдик. Биз бу ҳолда фақат узунлик бўйича уринма кучланишлар билан танишамиз. Бу ҳолатга таълуқли ишқаланиш кучлар бўйича қонун Ньютон томонидан 1686 йил кашф этилган. Бу қонунни қуйидагича ифодалаш мумкин.



4.4-расм. Суюқлик оқимининг ҳаракатида узунлик бўйича ишқаланиш кучлари учун схема

Ўзаро параллел оқимчаларнинг ишқаланиши натижасида пайдо бўладиган T ишқаланиш кучи:

1) Тезлик градиентига тўғри пропорционал;
2) Суюқликнинг бу қатламлари S юзасига тўғри пропорционал;
3) Босимга боғлиқ эмас;
4) Суюқликнинг физик хоссасига (турига) ва ҳароратига боғлиқ.

Яъни,

$$\boxed{T=\eta S\left|\frac{du}{dn}\right|} \tag{4.19}$$

бунда, η - динамик ёпишқоқлик коэффициенти. Бу коэффициент катталиги – *вискозиметр* деб аталувчи асбоблар ёрдамида тажриба ўтказиш йўли билан аниқланади.

$\frac{du}{dn}$ - тезлик градиенти, *1-1* сиртга нисбатан ўтказилган n нормал бўйича $|u|$ тезликдан олинган ҳосила

$$\frac{du}{dn}=tg\theta \tag{4.20}$$

BC уринма ва вертикал орасидаги бурчак. Бундан кейин ёзувни соддалаштириш учун $\left|\frac{du}{dn}\right|$ градиентни $\frac{du}{dn}$ деб ёзамиз ва бунда абсолют қийматни тушунишимиз керак.

Шунга эътибор бериш керакки, оқим тезлигининг текис тақсимланишида $\frac{du}{dn}=0$ реал суюқлик учун ишқаланиш бўлмаслиги керак. Бунда, кучланиш эллипсоиди (4.5, а-расм) ўрнига шарсимон сирт кўринишдаги (4.5, б-расм) кучланиш бўлиши мумкин.

Узунлик бўйича ички ишқаланишнинг ламинар ҳаракатдаги уринма кучланиши қуйидагича ифодаланиши мумкин:

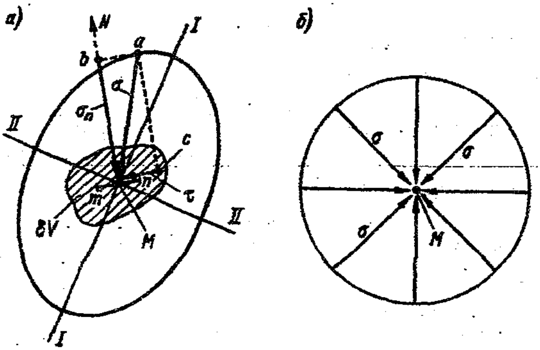
$$\tau=\frac{T}{S}=\eta\frac{du}{dn}=\eta tg\theta \tag{4.21}$$

Агар оқим тубининг *D-D* сирти билан танишсак, кўпчилик тадқиқотчилар фикрига асосан, $u = 0$. Тезлик градиенти эса,

$$\left(\frac{du}{dn}\right)_0 = tg\theta_0 \qquad (4.22)$$

бунда, бурчак θ_0 расмда кўрсатилган.

Ламинар ҳаракат учун



4.5-расм. Тўлиқ муҳитда берилган *M* нуқтадаги кучланиш
а) кучланишлар эллипси;
б) кучланишларнинг шарсимон юзаси

$$T_0 = \eta S_0 \left(\frac{du}{dn}\right)_0; \qquad \tau_0 = \eta\left(\frac{du}{dn}\right)_0 = \eta tg\theta_0 \qquad (4.23)$$

Агар олдинги мавзуда τ (ёки τ_0) кучланиш билан h_l катталик орасидаги боғлиқликни ўрганган бўлсак, бу мавзуда ламинар тартибдаги оқим ҳаракати учун τ кучланиш билан u тезлик ўзгариши интенсивлиги орасидаги боғлиқлик ўрганилди.

Айрим суюқликлар учун η (пуазда) ва ν (стокседа) ёпишқоқлик коэффициентлари қийматлари.

Жадвал 4.1.

Суюқликлар номи	t,°С	η		V	
		Па с	П	м²/с	Ст
	0	0,001792	0,01792	$1{,}792\ 10^{-6}$	0,01792
	10	0,001306	0,01306	$1{,}306\ 10^{-6}$	0,01306
	20	0,001004	0,01004	$1{,}006\ 10^{-6}$	0,01006
Сув	30	0,000802	0,00802	$0{,}805\ 10^{-6}$	0,00805
	40	0,000654	0,00654	$0{,}659\ 10^{-6}$	0,00659
	50	0,00549	0,00549	$0{,}556\ 10^{-6}$	0,00556
Бензин	15	0,000650	0,00650	$0{,}930\ 10^{-6}$	0,00930
Этил спирти	20	0,001190	0,01190	$1{,}540\ 10^{-6}$	0,01540
Симоб	15	0,001540	0,01540	$0{,}110\ 10^{-6}$	0,00110
Скипидар	16	0,001600	0,01600	$1{,}830\ 10^{-6}$	0,01830
Керосин	15	0,002170	0,02170	$2{,}700\ 10^{-6}$	0,02700
Глицерин (50 % -ли)	20	0,006030	0,06030	$5{,}980\ 10^{-6}$	0,05980
Мой:					
Трансформатор	20	0,027500	0,27500	$31{,}000\ 10^{-6}$	0,31000
“АУ” веретин	20	0,042700	0,42700	$48{,}000\ 10^{-6}$	0,48000
турбина	20	0,086000	0,86000	$96{,}000\ 10^{-6}$	0,96000

4.4. ТЕКИС БАРҚАРОР ЛАМИНАР ТАРТИБДА ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ҲАРАКАТДАГИ КЕСИМИ БЎЙЛАБ и ТЕЗЛИК ТАҚСИМЛАНИШИ

r_0 радиусли цилиндрик қувурда босим остида ҳаракатланаётган суюқлик оқими билан танишамиз (4.6-расм). AB кесимнинг ABC эпюрасини кўрсатамиз ва ABC эгрилик тенгламасини аниқлашга ҳаракат қиламиз. Бунинг учун ҳаракатланаётган суюқлик ичида r радиусли цилиндрик тўпламни белгилаб оламиз.

1) Бу тўплам учун ён сиртлар бўйича τ ишқаланиш кучланишларини икки хил кўринишда ёзиш мумкин:

$$\tau = \gamma R'J = \gamma \frac{r}{2} J \tag{4.24}$$

бунда, кўрилаётган тўплам гидравлик радиуси:

$$R' = \frac{\omega'}{\chi'} = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} \tag{4.25}$$

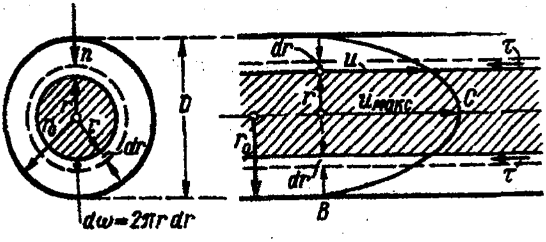
2) Ньютон қонунига асосан:

$$\tau = \eta \left| \frac{du}{dn} \right| = -\eta \frac{du}{dr} \tag{4.26}$$

Танланган йўналишда (r) (4.6-расмга қаранг) $\frac{du}{dn}$ - манфийдир.

(4.24) ва (4.26) ни биргаликда ечиб,

$$\gamma \frac{r}{2} J = -\eta \frac{du}{dn} \tag{4.27}$$



4.6-расм. Айлана қувурдаги суюқликнинг текис барқарор ламинар тартибдаги ҳаракати

ёки

$$du = -\frac{1}{2} \frac{\gamma}{\eta} Jrdr \tag{4.28}$$

Бу тенгламани интеграллаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$u = -\frac{\gamma}{4\eta} Jr^2 + C \tag{4.29}$$

С доимийликни $r = r_0$ ва $u = 0$ бошланғич шарт учун топамиз.

$$0 = -\frac{\gamma}{4\eta} Jr_0^2 + C \tag{4.30}$$

$$C = \frac{\gamma}{4\eta} Jr_0^2 \tag{4.31}$$

(4.31) ифодани (4.29) тенгламага кўямиз.

$$u = \frac{\gamma}{4\eta} J\left(r_0^2 - r^2\right) \tag{4.32}$$

бунда, J - пьезометрик қиялик.

Демак, ACB (4.32) ифодага асосан, баробардир. (4.32) ифодага $r = 0$ катталикни қўйиб, тезликнинг максимал қийматини ёзишимиз мумкин

$$u_{макс} = \frac{1}{4}\frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2 \tag{4.33}$$

Ламинар ҳаракатда коррективлар катталикларини қуйидагича ёзиш мумкин

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

4.5. АЙЛАНА ЦИЛИНДРИК ҚУВУРДАГИ Q САРФЛИ ОҚИМ УЧУН ПУАЗЕЙЛ ФОРМУЛАСИ. БАРҚАРОР ТЕКИС ЛАМИНАР ТАРТИБДА ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН СУЮҚЛИК УЧУН НАПОРНИНГ УЗУНЛИК БЎЙИЧА ЙЎҚОЛИШИ

Суюқлик оқимининг цилиндрик қувур орқали босим остидаги ҳаракатини кўриб чиқамиз (4.6-расм). Қувур орқали ҳаракатланаётган оқимнинг Q сарфини аниқлаймиз. r радиусли элементар юза ($d\omega$) орқали ўтаётган сарфни аниқлаймиз

$$dQ = ud\omega = u2\pi rdr \tag{4.34}$$

бунда,

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

(4.34) ифодага (4.32) ифодани қўйсак,

$$dQ = \frac{\gamma}{4\eta} J\left(r_0^2 - r^2\right) 2\pi rdr \tag{4.35}$$

Бу ифодани юза бўйича интеграллаcак, умумий сарфни аиқлаймиз

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

ёки

$$\boxed{Q = MJD^4} \tag{4.36}$$

бунда, *M* коэффициент суюқлик турига боғлиқ:

$$M = \frac{\pi\ \gamma}{128\ \eta} \tag{4.37}$$

Ўртача тезлик эса,

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega} = \left(\frac{\pi\ \gamma}{128\eta} JD^4\right) : \frac{\pi D^2}{4} = \frac{1}{32}\frac{\gamma}{\eta} JD^2 \tag{4.38}$$

ёки

$$\upsilon = \frac{1}{32}\frac{\gamma}{\eta}\frac{h_l}{l} D^2 = \frac{1}{8}\frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2 = \frac{1}{2} u_{макс} \tag{4.39}$$

бундан кўриниб турибдики,

$$h_l = 32 \frac{\eta}{\gamma}\frac{l}{D^2}\upsilon \tag{4.40}$$

(4.36) ифода 1840 йилда медицина соҳаси бўйича доктор Пуазейл томонидан ёзилган бўлиб, бу ифодани у капилляр найчаларда суюқлик ҳаракатини ўрганиб, тадқиқот қилиш натижасида кашф қилган. (4.40) ифодани кузатиб, қуйидаги асосий хулосаларни қилиш мумкин.

Оқимнинг ламинар тартибдаги ҳаракатида напор йўқолиши қуйидагиларга боғлиқ:

1) Суюқликнинг ёпишқоқлигини (η) ва ҳажмий оғирлигини (γ) ҳисобга олувчи физик хоссасига;
2) Ўртача тезликнинг биринчи даражасига тўғри пропорционал;
3) Ўзаннинг ғадир-будурлигига боғлиқ эмас.

Айрим ҳолларда цилиндрик қувурларда ламинар тартибда ҳаракатланаётган оқим энергияси (напори)нинг йўқолиши (h_l) қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$h_l = 32 \frac{\eta}{\gamma}\frac{\upsilon}{D^2} l = 32 \frac{\nu}{D}\frac{l}{D}\frac{\upsilon}{g}\frac{2}{2}\frac{\upsilon}{\upsilon} = 64 \frac{\nu}{D\upsilon}\frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g} \tag{4.41}$$

бундан,

$$\boxed{h_l = \lambda \frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g}} \tag{4.42}$$

Бу ифодалардан кўриниб турибдики, λ - гидравлик ишқаланиш коэффициенти суюқлик оқимининг ламинар тартибдаги ҳаракатида унинг тезлигига боғлиқ.

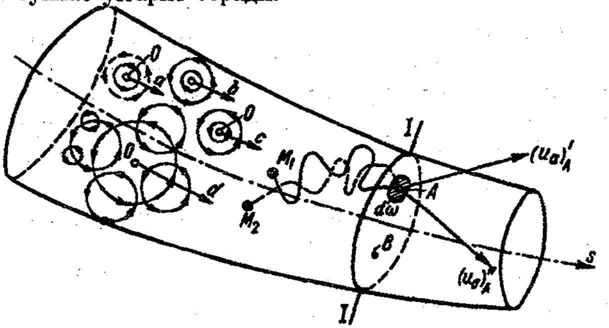
$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}_D} \tag{4.43}$$

Б. ТУРБУЛЕНТ ОҚИМНИ ҲИСОБЛАШ МОДЕЛИ. СУЮҚЛИКНИНГ ТУРБУЛЕНТ ТАРТИБДАГИ ҲАРАКАТИДА ЎРТАЧА ТЕЗЛИКНИНГ ТАҚСИМЛАНИШИ

4.6. ТУРБУЛЕНТ ҲАРАКАТДАГИ ОҚИМНИ ЎРГАНИШДА ФОЙДАЛАНИЛАДИГАН АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР

Маҳаллий оний тезлик (актуал тезлик). Турбулент тартибда ҳаракатланаётган оқим структурасини қуйидагича тасаввур қилишимиз мумкин. Суюқлик оқимининг юқори тезликларида турли шакл ва катталикларига эга бўлган суюқлик ҳажмлари (4.7-расм *a, b, c*) тартибсиз айланма ҳаракатлана бошлайди. Суюқлик ичида пайдо бўлувчи ва тарқалиб кетувчи айланмалар оқим бўйлаб ўзгариб боради.

Берилган *1-1* кесимдан бу ҳажмлар маълум вақтларда ўтиб, агар бу ўтаётган ҳажмларнинг бирор *A* қўзғалмас нуқтадан заррачаларни олсак, бу заррачалар *0* марказга нисбатан айланма ва илгариланма ҳаракат қилади. Шу сабабли, бу нуқтада тезлик ҳар доим ўзгариб туради.



4.7-расм. Турбулент ҳаракат схемаси

Агар *A* нуқтага тушаётган заррачалар тўпламини $(M_1, M_2, ...)$ турли *t* вақт оралиғидаги ҳаракатини кузатсак, қуйидагиларни кузатиш мумкин:

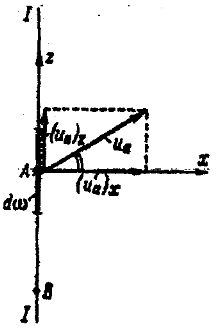
a) M_1 заррача турли траектория чизиб ҳаракатланиб, ихтиёрий t_1 вақтда *A* нуқтада $(u_a)_A'$ тезликка эга бўлади.

b) M_2 заррача эса бошқача траектория бўйлаб ҳаракатланиб, *A* нуқтадан t_2 вақтда $(u_a)_A''$ тезликка эга бўлади.

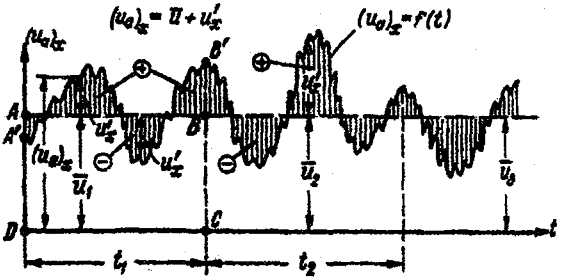
1-1 кесимнинг бошқа *B* нуқтасида ҳам $(t_1, t_2, ...)$ турли вақтларда турли тезлик $\left[(u_a)_B', (u_a)_B'', ...\right]$ ларга эга бўлиши мумкин.

Демак, мухитнинг ихтиёрий қўзғалмас нуқтасидаги ихтиёрий (t) вақтдаги хақиқий u_a тезлиги *оний маҳаллий тезлик* ёки *актуал тезлик* дейилади.

Маҳаллий оний (актуал) тезлик тебраниши. 4.8-расмда оқимнинг *1-1* текис кўндаланг кесимини белгилаб оламиз, ундаги *A* қўзғалмас нуқта атрофида *dω* элементар юзани белгилаймиз. Бу юзага *Ax* тик чизиқни ва *Az* ортогонал чизиқни чизиб оламиз. Бу нуқтадаги тезликни u_a деб белгилаб, унинг *Ax* ва *Az* ўқларга проекцияларини $(u_a)_x$ ва $(u_a)_z$ деб оламиз.



4.8-расм. Бўйлама актуал $[(u_a)_x]$ тезлик ва кўндаланг актуал $[(u_a)_z]$ тезлик



4.9-расм. Муҳитда жойлашган *A* қўзғалмас нуқтадаги (4.7-расм) бўйлама актуал тезликнинг тебраниш графиги схемаси

Актуал тезлик $(u_a)_x$ нинг бўйлама ташкил этувчиси қуйидаги томонлари билан характерланади.

а) доимо ўз йўналишига эга бўлади (u_a тезликдан фарқли ўлароқ);

b) u_a тезликнинг вақт ўзгариши билан катталиги ўзгаришига мос равишда, бу ташкил этувчи ҳам ўз катталигини ўзгартиради.

Бу ташкил этувчиларни мос равишда *бўйлама* $(u_a)_x$ ва *кўндаланг* $(u_a)_z$ *тезликлар* деб атаймиз.

$(u_a)_x$ тезликнинг вақт ўтиши билан *A* нуқтадаги ўзгариши 4.9-расмдаги каби ифодаланади. Уни *бўйлама тезлик тебраниш графиги* дейилади.

Худди шу тарзда кўндаланг тезлик тебранишини ифодалашимиз мумкин (4.10, а-расм).

Демак, маҳаллий оний тезлик ташкил этувчиларининг вақт ўтиши билан ўзгариши *тезлик тебраниши* дейилади. Бу ҳодисани Пито найчасида суюқликнинг кўтарилиши ва тушишида кузатиш мумкин.

Ўртача маҳаллий тезлик. Тебранма тезлик. Бу 4.9-расмда ифодаланган бўйлама тезлик тебраниши графигидан t_1 вақт оралиғини танлаб олиб, унда *AB* тўғри чизиқни ўтказамиз. Бунда *AB* чизиқни шундай ўтказамизки, *ABCD* ва *A'B'CD* юзаларининг тенглигига эришамиз, яъни

$$\Omega_{ABCD} = \Omega_{A'B'CD}$$

Шу шарт бажарилганда, *A* нуқтада бўйлама тезликнинг ўртача u_1 қиймати мавжуд бўлади.

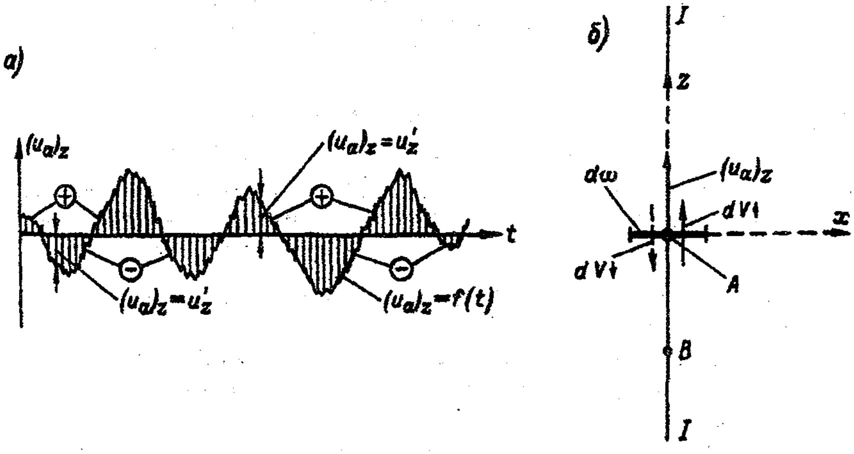
Худди шунингдек, t_2 вақт оралиғида $\bar{u}_2$ бўйлама тезлик катталиги мавжуд бўлади:

$$\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = ... = \bar{u} = cons \quad \text{(вақт бўйича)} \qquad (4.44)$$

Бундай турбулент ҳаракат *ўртача барқарор* ёки *барқарор ҳаракат* дейилади. Агар бунда, $\bar{u}_1 \neq \bar{u}_2 \neq \bar{u}_3 \neq ... \neq \bar{u}$ бўлса, бундай ҳаракат *барқарор ҳаракат* дейилади.

$d\omega$ элементар юза орқали t вақт оралиғида оқиб ўтган суюқлик ҳажмини dV деб белгилаб олсак, барқарор ҳаракатдаги ўртача тезликни қуйидагича аниқлаш мумкин

$$\bar{u} = \frac{dV}{td\omega} = const \qquad \text{(вақт бўйича)} \qquad (4.45)$$



4.10-расм. Турбулент оқимнинг бўйлама ва кўндаланг йўналиши
а) *А* кўзғалмас нуқтадаги кўндаланг актуал тезликнинг графиги схемаси;
б) dV ҳажмли суюқликнинг $d\omega$ элементар юза орқали кўндаланг алмашинуви

4.9-расмни таҳлил қилиб, бўйлама актуал тезликни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$(u_a)_x = \bar{u} + u'_x \qquad (4.46)$$

бунда, u'_x - бўйлама *тебранма тезлик* ёки *тебранма қўшимча* дейилади.

Катта вақт оралиғи учун

$$\sum u'_x dt = 0 \qquad (4.47)$$

чунки, бу йиғинди 4.9-расмда чизиқчалар билан белгиланган юзалар йиғиндисига тенг.

Умуман, актуал тезликни кўндаланг ташкил этувчиси тебранишини қараётганимизда (4.10-расм) Oz ўққа ортогонал бўлган $d\omega$ элементар юзани назарда тутишимиз керак (4.10, б-расм). Чунки, бу юзадан ўтаётган суюқлик $(u_a)_z$ -тезликнинг вақт ўзгариши билан катталиги ва йўналишининг ўзгариши ҳисобига ҳаракатда бўлади. Бу суюқликни t вақт мобайнида $d\omega$ юзадан юқорига ўтган миқдорини $dV\uparrow$ деб оламиз.

$$dV\uparrow = dV\downarrow' \qquad (4.48')$$

бундан кўриниб турибдики, t вақт мобайнида $d\omega$ юза орқали ўтган суюқлик миқдори нолга тенг.

$$dV = dV\uparrow - dV\downarrow = 0 \qquad (4.48'')$$

Демак,

$$\overline{u}_z = 0 \qquad (4.49')$$

Бу ифодани назарда тутиб, қуйидагини ёзишимиз мумкин:

$$(u_a)_z = 0 + u'_z = u'_z \qquad (4.49'')$$

бунда, u'_z - кўндаланг тебранма тезлик.

Демак, актуал тезликнинг тебранма ташкил этувчиси деганда, кўндаланг тебранма тезликни тушунамиз, яъни

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

Босим тебраниши. Ўртача оқим. (Рейнольдс — Буссинеск модели). Тадқиқотлар натижасига асосланиб, шуни айтиш мумкинки, тезлик тебраниши босим тебраниши билан давом этади.

Барқарор турбулент оқим ҳаракатини кузатиб, ихтиёрий A нуқтадаги гидродинамик босимнинг турли вақт оралиқларидаги миқдорини қуйидагича ёзиш мумкин (4.7-расм):

$$\overline{p}_1 = \overline{p}_2 = \overline{p}_3 = ... = \overline{p} \qquad (4.50)$$

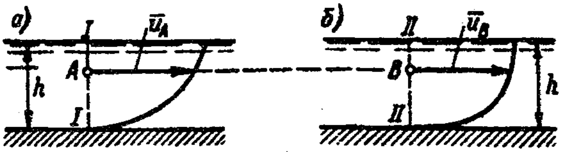
О.Рейнольдс ва Ж.Буссинесклар турбулент оқимни ҳисоблаш учун фаразий модел таклиф этишган бўлиб, бу модел шундай суюқлик оқимидан иборатки, бунда заррачалар тезлиги маҳаллий бўйлама тезликка тенг бўлиб, оқим мавжуд бўлган муҳитнинг барча нуқталарида босим ўртача $\overline{p}$ гидродинамик босимга тенг бўлади. Бундай моделларда кўндаланг маҳаллий тезликлар эътиборга олинмайди, яъни турбулент кўчиш қаралмайди.

Демак, турбулент оқимларни ҳисоблашда Рейнольдс-Буссинекс моделига асосан, $\overline{u}$ ва $\overline{p}$ катталиклар ишлатилади. Масалан, турбулент оқимлар учун Бернулли тенгламаси ёзилганда u ва p катталикларни ёзишда, асосан, шу ўртача катталиклар назарда тутилади. Тебраниш интенсивлигини аниқлашда эса, α_c - тузатма коэффициентидан фойдаланилади. Шуни таъкидлаш керакки, турбулент кучини ҳисобга олмаслик напор катталигига таъсир кўрсатади. Бу ҳақда кейинги мавзуларда батафсилроқ тўхталамиз.

Суюқликнинг турбулент ҳаракатида ўртача тезлик. Бу тушунча билан танишганимизда, битта асосий тушунчани ажратиб олишимиз керак. Бу бир муҳитнинг қўзғалмас нуқтасидаги турли вақт оралиғидаги ўртача тезлик u ва ҳаракатдаги кесим бўйлаб ўртача тезлик υ. Суюқликнинг ламинар ҳаракатида бу катталик хақиқий (u) тезликларнинг ўртача қийматига тенг бўлса, турбулент ҳаракат учун бу катталикни аниқлашда аввал кўндаланг кесимнинг алоҳида нуқталаридаги бўйлама тезликларнинг ўртача қиймати олиниб, кейин бу катталикларнинг ўртача қиймати олинади.

Турбулент оқим кинетик энергияси. 4.11-расмда иккита бир хил призматик ўзанларни ифодалаймиз. Бу ўзандаги оқимларнинг Q сарфи, h чуқурлиги ва υ ўртача тезлиги бир хил эканлиги билан ажралиб туради. *I-I* ва *II-II* ҳаракатдаги кесимлар билан танишамиз (4.11, *а* ва б-расм). Гарчанд ўхшаш A ва B нуқталарда бўйлама $\overline{u}_A$ ва $\overline{u}_B$ тезликлар тенг бўлсада. $\overline{u}_A = \overline{u}_B$

тезликлар тебраниши ҳар хил бўлиши мумкин. Бу кесимларни ўзаро таққослаб айтиш мумкинки, ўртача тезликлар бир хил бўлганлиги билан бирга, бу оқим ҳар хил структурага эга бўлиши мумкин. Бунда, турбулентлик даражаси юқори бўлган оқим, юқори кинетик энергияга эга бўлади. Бу кинетик энергия икки қиймат йиғиндисидан иборат (4.13-расм):

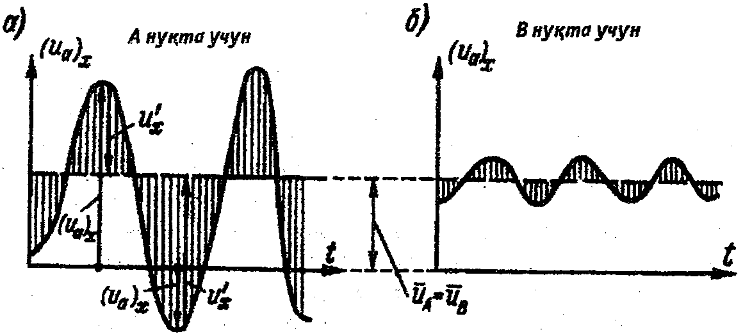


4.11-расм. Ҳар хил тезликларда ҳаракатланувчи оқимларни таққослаш

а) $\bar{u}$ ўртача тезликка асосан ҳисобланган кинетик энергия;

б) тебранма u тезликлар асосида хисобланган кинетик энергия.

Ламинар тартибдаги оқим учун кинетик энергия $\frac{\alpha v^2}{2g}$ кўринишда ифодаланади. Бунда, α - тузатма коэффициенти, ҳаракатдаги кесим бўйлаб тезлик тақсимланишини бир хил эмаслигини ҳисобга олади.



4.12-расм. 4.11-расмдаги оқимнинг бўйлама актуал тезлик тебраниши

Турбулент тартибда ҳаракатланаётган оқим учун $\frac{\alpha_c v^2}{2g}$ ифода орқали фойдаланилади.

$$\alpha_c = \alpha + \alpha_П \qquad (4.51)$$

бунда, $\alpha_П$ – кўндаланг кесимнинг алоҳида нуқталарида тебранма бўлган тезликни ҳисобга олувчи тузатма коэффициенти.

$\alpha_П$ тузатма коэффициент - фақат беқарор турбулент ҳаракатда мавжуд бўладиган интенсив турбулент оқимларда ҳисобга олинади.

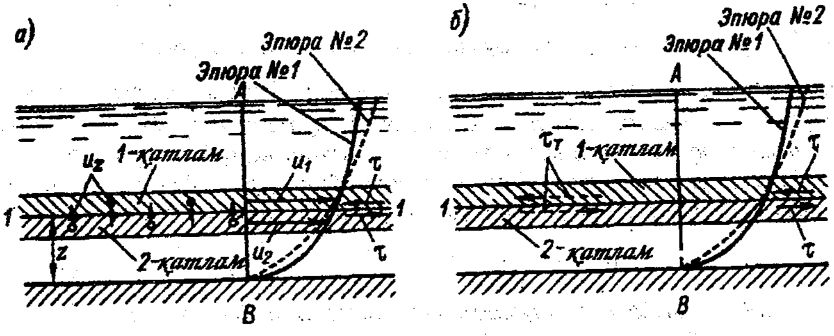
Барқарор турбулент ҳаракатда буни ҳисобга олмаслик мумкин. Хулоса қилиб таъкидлаш кеаркки, 4.11, *а* ва б - расмлардаги оқимларда тезлик тебранишининг ҳар хиллиги сабабли, ўртача тезлик тақсимланиши ҳар хил бўлиб, эпюраси турли кўринишга эга бўлади.

4.7. ЎРТА ОҚИМЛАРДАГИ ТУРБУЛЕНТ УРИНМА КУЧЛАНИШЛАР

Ҳақиқий турбулент оқимларда, асосан, актуал уринма кучланишлар мавжудлиги бизга маълум. Турбулентлик туфайли, бу кучланишлар майдони вақт мобайнида ўзгаради. Агар берилган вақтда бу майдон маълум бўлса, Ньютон қонунидан фойдаланиб, шу вақт учун актуал уринма кучланишлар майдонини ҳам ҳисоблашимиз мумкин. «Турбулент уринма кучланиш» тушунчасини (τ_T), ҳақиқий турбулент оқим актуал кучланиши (τ) билан тенглаштириб бўлмайди. τ_T кучланиш ҳақиқий оқимларда бўлмайди, балки, бу катталик фаразий тушунча бўлиб, ўрта оқимга (Рейнольдс - Буссинеск модели) уни ҳақиқий оқимга яқинлаштириш учун киритилади.

Бу масала билан чуқурроқ танишамиз. Ҳақиқий турбулент оқимдан ўрта оқимга ўтишда, кўндаланг тебранма тезлик тушириб қолдирилади $(u'_z = u_z)$, фақат тезликнинг бўйлама ташкил этувчиси u_x қолиб, у шартли равишда u деб белгиланади.

Шу билан бирга, бу ташлаб юборилган ҳад, бўйлама тезлик u эпюрасини шаклланишига таъсир кўрсатади, демак, напор йўқолиши катталигига ҳам таъсир кўрсатади. u_z - узунлик тезлигини ҳисобга олинмаслиги натижасида бўладиган ўзгаришни мувозанатлаштириш учун τ_T - бўйлама уринма кучланиш тушунчаси киритилади. Албатта, бу кучланиш катталиги шундай танланиши керакки, u тезлик эпюрасига таъсири, ҳисобга олинмаган u_z тезлик таъсирига мувозанатлаштирилади.



4.13-расм. Уринма кучланишларини ўрганишга доир
а) «ҳақиқий» оқим, чуқурлик бўйича заррачалар алмашинуви мавжуд бўлади;
б) ўрталаштирилган оқим модели

4.13, *а*-расмда чуқурлик бўйича заррачалар алмашинуви мавжуд бўлган ҳақиқий оқим схемаси тасвирланган «қора» заррачалар нисбатан u_1 узунлик бўйича катталикка эгадирлар. Булар $u_z\downarrow$ тезлик билан пастки қатламга тушиб, уларнинг ҳаракатини тезлаштиришади. «Оқ» заррачалар эса, нисбатан кичик тезликка эга бўлиб, *2* - қатламдан *1* - қатламга ўтиб, бу қатламдаги оқим ҳаракатини секинлаштиради. Агар *1* - эпюра тезликнинг ҳақиқий эпюраси бўлса, *2* - эпюра эса u_z тезлик ҳисобга олинмаган ҳолат учун тезликнинг ***тақрибий эпюраси*** дейилади.

4.13, б-расмда эса, турбулент алмашинуви бўлмаган *(u_z=0)* ҳолат учун Рейнольдс - Буссинеск модели схемаси ифодаланган. Бундай схема учун *2* - тезлик эпюрасига эришишимиз керак. Мана шу схемага u_z тезлик ўрнига фараз қилинаётган τ_T уринма кучланишини киритиб, 2 - эпюра ўрнига «хақиқий» *1* - эпюрани олишимиз мумкин. Юқоридаги *а* - схемадан кўриниб турибдики, хақиқий оқимларда (*а* - схема) τ - Ньютон уринма кучланишлари мавжуд, Рейнольдс - Буссинеск моделида (*б* - схема) эса 1-1 сирт бўйлаб $(\tau+\tau_T)$га тенг бўлган уринма кучланишлари мавжуд. τ_T кучланиш катталигини аниқлаш учун қуйидаги кўринишга эга бўлган постулатдан фойдаланамиз.

$$\delta\left[XC(M)\uparrow\downarrow\right]_a = ИК(\tau_T)_б$$

бунда, *ХС* - элементар ҳажмдаги суюқликнинг турбулент алмашинув натижасидаги ҳаракатлар сонини ўзгариши; *ИК* - фараз қилинаётган ишқаланиш кучлари импульси (4.13, б-расм).

Юқоридаги ифодани кучлар импульсининг ҳаракатлар сони тенгламаси деб аташ мумкин эмас. Чунки, тенгламанинг чап томонидаги ҳад хақиқий оқим учун ўринли бўлса (4.13, *а*-расм), ўнг томонидаги ҳад фараз қилинаётган оқим учун ўринлидир (4.13, б-расм).

Буссинеск бу тенгламани ўзининг махсус усули билан ечиб, тузилиши жихатидан (4.21) ифодага ўхшаш қуйидаги тенгламани олган:

$$\tau_T = \eta_T\left|\frac{du}{dn}\right| \qquad (4.52)$$

бунда, $\frac{du}{dn}$ - тезлик градиенти бўлиб, маъноси (4.21) ифодадаги кабидир, фақат бунда *u* - тезликнинг узунлик узунлик бўйича ўртача қиймати; η_T *турбулент ёпишқоқликнинг динамик коэффициенти* ёки *турбулент алмашинуви коэффициенти* деб номланувчи тузатиш коэффициентидир.

Л.Прандтль молекуляр ёпишқоқликни йўқ деб фараз қилиб, бу коэффициентни аниқлаш учун қуйидаги формулани таклиф этган:

$$\eta_T = \rho l^2 \frac{du}{dn} \qquad (4.53)$$

бунда, *l- кўчиш масофаси узунлиги* ёки *аралашиш* деб аталади. Ҳар хил тадқиқотчилар бунга турлича физик маъно беришади. Бу катталик қуйидагича аниқланиши мумкин:

$$l = \aleph z \qquad (4.54)$$

бунда, *z* - ўзан деворидан турбулент уринма кучланиши аниқланаётган нуқтагача бўлган масофа, $\aleph$ - *“Прандтлнинг умумий доимийси”* деб аталиб, Никурадзе тажрибалари натижасига асосан айлана шаклдаги қувурлар учун $\aleph \approx 0{,}4$ деб қабул қилинган.

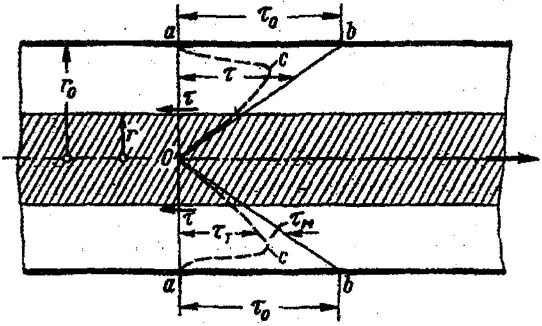
(4.53) ифодани ҳисобга олиб, турбулент ёпишқоқликни ёки алмашинувининг кинематик коэффициентини қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\nu_T = \frac{\eta_T}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn} \qquad (4.55)$$

Умуман, ўртача оқим юқорида келтирилган ҳар иккала ёпишқоқликка эга бўлиши керак. Яъни, тўлиқ уринма кучланиш қуйидагига эга бўлади:

$$\tau = \eta \frac{du}{dn} + \eta_T \frac{du}{dn} \qquad (4.56)$$

Суюқлик оқимининг ламинар тартибдаги ҳаракатида (4.56) ифоданинг ўнг томонидаги иккинчи ҳадни ҳисобга олмаслик мумкин, бунда, τ девордаги ўртача ишқаланиш тезлигининг биринчи даражасига тўғри пропорционалдир. Суюқликнинг турбулент тартибдаги ҳаракатини Рейнольдс сонининг катта қийматларида (4.56) ифоданинг ўнг томонидаги иккинчи ҳад қиймати биринчи ҳадга нисбатан анча юқори бўлади, бунда молекуляр ёпишқоқлигини инобатга олмаслик мумкин, бундай ҳолатда τ катталик ўртача тезликнинг иккинчи даражасига тўғри пропорционал бўлади.



4.14-расм. Босимли қувурдаги оқим кесими бўйлаб бўйлама ишқаланишдаги уринма кучланишларнинг тақсимланиши

(4.56) ифода тўғри бўлган ҳолатларда айлана шаклдаги қувурда ҳаракатланаётган ўртача турбулент оқимлар учун турбулент уринма кучланиш τ_T эпюраси 4.14-расмда ифодаланганидек, *Оса* шаклда бўлиши кузатилган. Бу расмда τ_y – молекуляр ёпишқоқлик билан характерланувчи уринма кучланиши τ_y ҳарфи билан белгиланган.

4.8. ТЕКИС БАРҚАРОР ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН ТУРБУЛЕНТ ОҚИМДАГИ КЕСИМДА ЎРТАЛАШТИРИЛГАН ТЕЗЛИКНИНГ ТАҚСИМЛАНИШИ. ЁПИШҚОҚЛИК ҚАТЛАМИ. СИЛЛИҚ ВА ҒАДИР-БУДУР ҚУВУРЛАР. ЧЕГАРАВИЙ ҚАТЛАМ

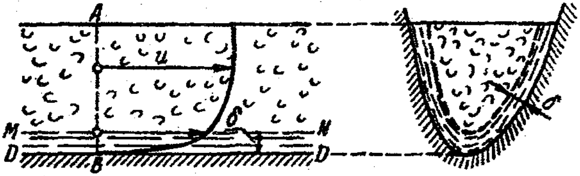
Турбулент ҳаракатланаётган оқимнинг ҳаракатдаги кесим бўйлаб тақсимланиши. Ёпишқоқ қатлам. Буни кузатиш учун 4.15-расмда ифодаланган *АВ* ҳаракатдаги кесимда ўртача тезлик тақсимланиши эпюрасини кўриб чиқамиз. Тажриба натижасига асосланиб, бу эпюрани қуйидагича тавсифлаш мумкин:

1) *ВА* чизиқ бўйлаб девор яқинида u тезлик ўсади, яъни $\frac{du}{dn}$ градиент катта тезликка эга бўлади.

2) Девордан узоқроқ масофада u катталик нисбатан секин ўзгаради, яъни $\frac{du}{dn}$ катталик кичик қийматга эга бўлади.

Суюқликни ранглаш ёрдамида кузатиш мумкинки, суюқлик оқим марказидан унинг ён томонларига ва аксинча ён томондан марказий қисмга ўтиб, аралашиб туради. Шу сабабли, яъни турбулент аралашиш ҳисобига оқимнинг турбулент тартибдаги ҳаракатида ламинар тартибдаги ҳаракатга нисбатан тезлик тақсимланиши марказий қисмда текис бўлади.

Агар напор остидаги ламинар тартибли ҳаракатланаётган оқимнинг ўртача тезлигини (υ) қувур ўқи бўйича тезлигига $(u_{макс})$ нисбати $\frac{\upsilon}{u_{макс}} = 0{,}5$ га тенг бўлса, тажрибаларда турбулент тартибдаги ҳаракатда $\frac{\upsilon}{u_{макс}} = 0{,}70 \div 0{,}90$ эканлиги исботланган.



4.15 чизма. Турбулент ҳаракатда (ўртача) тезликлар эпюраси;
δ - ёпишқоқ қатлам қалинлиги

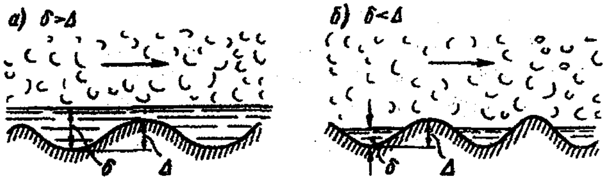
Бу муносабатни ўзан девори ғадир-будурлигига боғлиқлигини таъкидлаб, бундан ташқари *Re* Рейнольдс сонининг ўсиши билан ортишини кузатиш мумкин.

Л.Прандтль тадқиқотлари натижалари турбулент ҳаракатланаёган оқимнинг заррачалари тезлиги девор яқинида нолга тенглигини кўрсатди. Шу натижага асосан, хулоса қилиш мумкинки, ўзан девори яқинида δ юпқа қалинликдаги қатламда тезлик ниҳоятда кичик бўлиб, унда ламинар тартибдаги ҳаракатга яқин ҳаракат мавжуд бўлади. Бу қатлам *ёпишқоқ* ёки *ламинар қатлам* дейилади.

Бу қатлам чуқурликнинг мингдан бир қисмини ташкил қилиб, уни масштабсиз кўриниши 4.15-расмда келтирилган.

Оқимнинг *турбулент ядроси* деб аталувчи ёпишқоқ қатлам оралиғида ўтиш бўлакси мавжуд бўлиб, унда тезлик тебраниши кескин камаяди.

Гидравлик силлиқ ва ғадир-будур қувурлар. Булар 4.16-расмда келтирилган бўлиб, бунда Δ - девор нотекис қисми баландлиги, *δ* - ёпишқоқ қатлам баландлиги. *а* схемадаги ҳолатда ғадир-будурлик ёпишқоқ қатлам билан ёпилади *(δ > Δ)* ва натижада силлиқ девор пайдо бўлади. Бундай деворларда узунлик бўйлаб напор йўқолиши ўзан деворининг ғадир-будурлигига боғлиқ эмас деб қабул қилинади.



4.16-расм. Силлиқ *(а)* ва ғадир-будур *(б)* ўзан

б схема мавжуд бўлган ҳолатларда эса *(δ < Δ)* турбулент соҳада нотекисликлар алоҳида "тепаликчалар" кўринишида бўлиб, оқим турбулент ядроси заррачалари уларга урилиши натижасида напор йўқолиши ўзан деворининг ғадир-будурлигига боғлиқ бўлади.

Махсус тадқиқотлар натижасида аниқланишича Рейнольдс сонининг ўсиши билан ёпишқоқ қатлам қалинлиги *δ* камаяр экан. Шу сабабли, хулоса қилиш мумкинки, силлиқ ва ғадир-будур деворлар тушунчаси нисбийдир. Битта деворнинг ўзи маълум бир шароитда (*Re* - Рейнольдс сонининг кичик қийматларида) силлиқ бўлса, бошқа бир шароитда (*Re* - Рейнольдс сонининг катта қийматларида) девор ғадир-будур бўлади.

Айлана қувурларда босим остида турбулент тартибда ҳаракатланаётган суюқлик оқими учун ўртача тезлик эпюрасини қуришда ишлатиладиган ифодалар. Турбулент тартибда ҳаракатланаётган оқимнинг ҳаракатдаги кесими бўйлаб тезлик тақсимланишини ўрганишга жуда кўп назарий ва экспериментал ишлар бағишланган. Шулардан айланма цилиндрик шаклли қувурдаги вазиятни кўриб чиқамиз (4.6-расмга қаранг).

Узунлик бўйича тезлик эпюрасини ифодаловчи *АСВ* эгри чизиқ тенгламасини ёзиш учун, ламинар тартибдаги ҳаракатдаги каби иккита турлича кўринишдаги уринма кучланиш ифодасини ёзамиз.

1) Текис ҳаракат тенгламаси:

$$\tau_T = \gamma R'J$$

2) Турбулент уринма кучланиш тенгламаси:

$$\tau_T = -\eta_T \frac{du}{dn}$$

Ламинар тартибдаги ҳаракат каби бу иккала тенгламани биргаликда ечиб, қуйидаги тенгламани ёзишимиз мумкин:

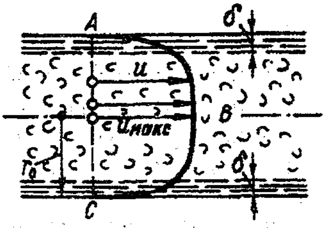
$$du = -\frac{1}{2}\frac{\gamma}{\eta_T} Jrdr \qquad (4.57)$$

Бу ифодани интеграллаб, қуйидаги ифодани топамиз:

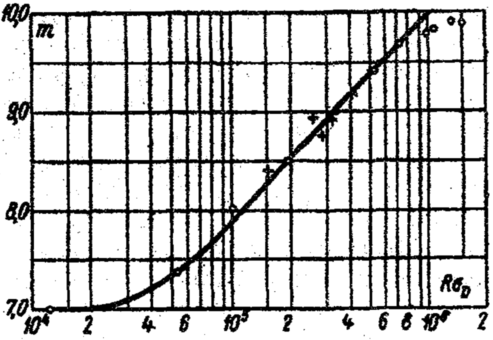
$$u = -\frac{1}{2}\gamma J \int_0^r \frac{1}{\eta_T} rdr \qquad (4.58)$$

Ламинар тартибдаги ҳаракатда бундай ҳолатда η катталик доимий бўлиб, интеграл остидан чиқарилиб, тенглама енгил ечилар эди. Лекин, турбулент ҳаракатда η_T ҳаракат ҳолатига боғлиқлиги сабабли, бу тенгламага қўшимча гипотеза ва ўзгаришлар киритилиб, тақрибий усулда ечилиши мумкин. Бу тенглама Л.Прандтль томонидан ечилиб, тезлик тақсимланишининг логарифмик қонуни олинган. Бундан ташқари, Карман, Тейлор, А.Н.Патрашев ва бошқа тадқиқотчилар ҳам бу тенгламани ечиш билан шуғулланишган.

Юқоридаги тенглама асосида олинган ABC эгрилиги айрим камчиликларга эга (4.17-расм). Улар ҳар доим ҳам чегаравий шартларни қаноатлантирмайди. Булар $r = r_0$ бўлганда девор олдидаги суюқлик тезлигининг $u = -\infty$ бўлиши ва Прандтль ифодасига асосан, тезлик градиенти $\frac{du}{dr} \neq 0$ бўлиши ҳақиқатга мос келмаслигидир. Лекин шунга қарамасдан бу формулалар оқимнинг асосий ядроси учун яхши қониқарли натижалар беради.



4.17-расм. Оқимнинг айлана қувурлардаги турбулент ҳаракатида тезлик тақсимланиши



4.18-расм. (4.59) ифодадаги m катталикни аниқлаш учун экспериментал график

Тезлик тақсимланишини ифодаловчи формулаларнинг амалий ишлар учун қулайи кўрсаткичли функция кўринишидаги формулалардир. Карман 1921 йилда шундай формулалардан бирини силлиқ қувурлар учун тажрибалар натижасида қуйидаги кўринишда олган:

$$u = u_{макс}\left(1-\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{1}{m}} \qquad (4.59)$$

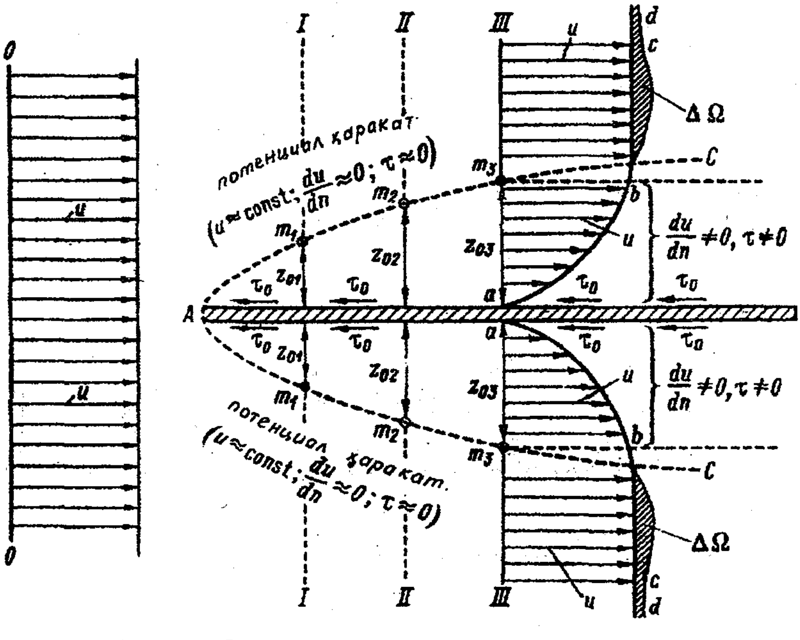
бунда, r_0 – қувур радиуси, r – ҳаракатдаги кесим марказида u тезлик ўлчанаётган нуқтагача бўлган масофа, m – Рейнольдс сони (Re_D)га боғлиқ бўлган даража кўрсаткичи (4.18-расм), $u_{макс}$ – қувур ўқи бўйлаб оқимнинг максимал тезлиги.

Бу ифодани $1/m$ кўрсаткич катталигини қуйидаги формула ёрдамида аниқлаганда ғадир-будур қувурлар учун ҳам қўлланилиши мумкинлиги 1956 йилда А.Д.Альтшуль томонидан исботланган.

$$\frac{1}{m} = 0{,}9\sqrt{\lambda} \qquad (4.60)$$

Девор яқинидаги чегаравий қатлам. Узун AB қўзғалмас пластинкани кўриб чиқамиз. Бу пластинка устидан реал суюқликдан иборат горизонтал оқим ўтмоқда. (4.19-расм). Унинг OO вертикал кесимида $u=const$ бўлиб, бутун кесим бўйлаб ўзгармасдир.

Оқим бу пластинкадан ўтишда τ_0 ҳаракатига тўсқинлик қилувчи ишқаланиш кучланиши олади, бу пластинка юзасида тезлик нолга тенг бўлади.



4.19-расм. Девор яқинидаги чегаравий қатлам қалинлиги z_0 (AB қўзғалмас пластинка яқинида пайдо бўлади)

III-III кесим билан танишиб, хулоса қилиш мумкинки, AB пластинканинг секинлаштирувчи таъсири натижасида u тезлик кўриниши $abcd$ шаклида бўлади. z_{03} бўлак оралиғида u тезлик эпюраси сезиларли кўринишда ўзгаради (расмдаги am_3 ҳаракатдаги кесим қисми). Бу участкадан ташқари қисмида u тезлик ўзгариши нисбатан камроқ бўлади, шу сабабли,

$$\frac{du}{dn} \approx 0 \quad \text{ва} \quad \tau \approx 0$$

Худди шундай вазият бошқа кесимларда ҳам кузатилиши мумкин.

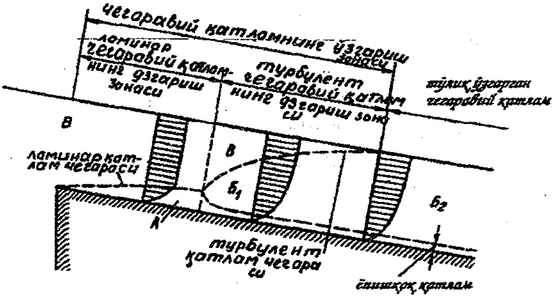
$$z_{0_1} < z_{0_2} < z_{0_3}...$$

Юқоридагига асосланиб, қуйидаги хусусиятлар билан характерланувчи девор яқинидаги *АВ* суюқлик қатлами чизиғини белгилаб олиш мумкин:

1. z_0-суюқлик қатлами баландлиги оқим бўйлаб ўсади;

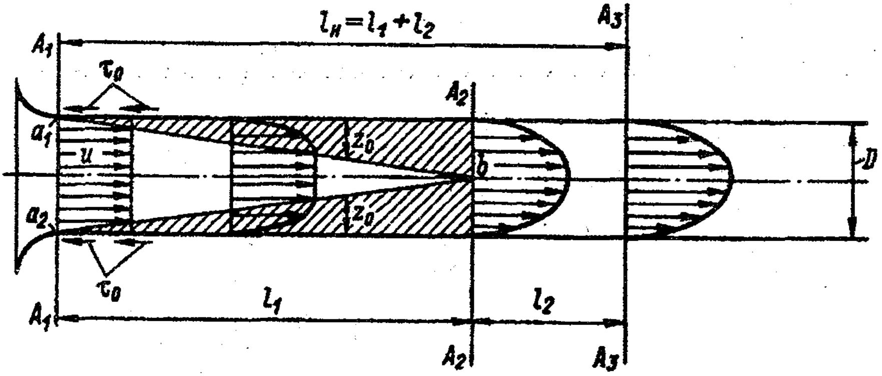
Қатлам таъсири доирасида $\frac{du}{dn}$ ва τ катталиклар қийматлари нолдан фарқ қилади.

Бу қатлам чизиғидан ташқарида $\frac{du}{dn}$ ва τ катталиклар сезиларли ўзгармаганлиги сабабли, суюқликни идеал ҳолатда потенциал ҳаракатланади деб ҳисоблаш мумкин.



4.20-расм. Канал бошида девор яқинидаги чегаравий қатламнинг ўзгариши

Шартли равишда юқоридаги уч ҳолатга мос келувчи қатламни *"девор яқинидаги чегаравий қатлам"* деб қабул қиламиз.



4.21-расм. Босимли айлана шаклидаги қувур девори яқинидаги чегаравий қатлам ўзгариши (чегаравий қатлам узуқ чизиқлар билан кўрсатилган). A_2-A_2 вертикалнинг ўнг томонида чегаравий қатлам мавжуд эмас.

4.20-расмда суюқликнинг сув ҳавзасидан каналга оқиб тушиши тасвирланган.

Босимли қувурларда чегаравий қатлам ўзгариши. Оқимнинг "бошланғич участкаси". Агар 4.21-расмда ифодаланганидек кам тўсиқли бўлган қувурга реал суюқлик киришини кузатсак, A_1A_1 бошланғич участкада *u* тезлик эпюраси текис кўринишда бўлади. Маълум бир l_1 масофадан кейин τ_0 ишқаланиш кучланишининг таъсирида (A_2A_2 кесимгача) чегаравий қатламнинг z_0 баландлиги орта бошлайди. A_2A_2 кесимда (аниқроғи b нуқтада) чегаравий қатлам бирлашиши амалга ошади. l_1 ёрдамида белгиланмаган a_1-b-a_2 соҳа мавжуд бўлиб, бу соҳа ичида суюқлик потенциал ҳаракатда бўлади, яъни, соҳада $u=const$. Лекин оқим бўйлаб тезлик ошади.

4.21-расмни таҳлил қилиб, кўриш мумкинки, чегаравий қатламдан ташқари A_2A_2 ва A_3A_3 кесимлар оралиғида қуйидаги хусусиятларга эга бўлган яна бир бўлак мавжуд.

а) A_2A_2 кесимдаги тезлик эпюраси текис ҳаракатга хос бўлган (A_3A_3 кесимдаги каби) кўринишга эга бўлади:

б) Тезлик тебраниши ҳам текис ҳаракат каби бўлади.

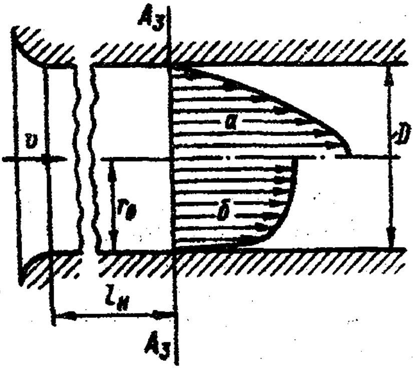
Қувурлар системасида $l_H = l_1 + l_2$ узунликка эга бўлган масофа *"бошланғич участка"* деб аталади. Бу бўлак *нотекис ҳаракат* деб аталади.

Бундан кейин ифодаланадиган напор йўқолишларини аниқловчи формулалар текис ҳаракат учун қўлланилиши мумкин бўлганлиги сабабли, бу бўлакда улар тўғри натижа бермайди.

Бошланғич участка узунлигини айлана қувурлар учун эксперимент натижаларига асосланиб, қуйидагича аниқлаш мумкин (турбулент тартибдаги ҳаракат учун):

$$l_H = (25 \div 50)D \qquad (4.61)$$

4.22-расмда турбулент ва ламинар тартибдаги ҳаракатларда тезликнинг тақсимланиш эпюраси келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, девор яқинидаги оқим чегаравий қатламининг энг катта қалинлиги қувур диаметрининг ярмига тенг.



4.22-расм. Бошланғич участканинг туташ қисмидаги тезлик эпюраси α-ламинар тартиб, δ-турбулент тартиб

В. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ТУРБУЛЕНТ ТАРТИБДАГИ ТЕКИС БАРҚАРОР ҲАРАКАТИДА НАПОР ЙЎҚОЛИШИ

4.9. ДАРСИ-ВЕЙСБАХ ФОРМУЛАСИ.
λ-ГИДРАВЛИК ИШҚАЛАНИШ КОЭФФИЦИЕНТИ

Тажрибалар натижасига асосан $\dfrac{\tau_0}{\gamma}$ нисбат катталигини тезлик напори орқали ифодалаш мумкинлигини кўрсатди.

$$\frac{\tau_0}{\gamma}=\frac{\lambda}{4}\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (4.62)$$

бунда, $\frac{\lambda}{4}$ - эмперик пропорционаллик коэффициенти. (4.62) ва (4.15) ифодаларни биргаликда ёзиб, қуйидагини ёзиш мумкин,

$$RJ=\frac{\lambda}{4}\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (4.63)$$

бундан, $J = h_l : l$ муносабатни инобатга олган ҳолда,

$$\boxed{h_l=\lambda\frac{l}{4R}\frac{\upsilon^2}{2g}} \qquad (4.64)$$

ифодани оламиз.

Бунда, l – оқим узунлиги; R – гидравлик радиус.

Айлана шаклдаги босим қувурлар учун тенглама қуйидаги кўринишга эга:

$$\boxed{h_l=\lambda\frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g}} \qquad (4.65)$$

Бу формула *Дарси-Вейсбах* формуласи деб аталади.

Ўлчов бирлиги бўлмаган λ коэффициентни эса ***гидравлик ишқаланиш коэффициенти*** деб аташ қабул қилинган.

Бу коэффициентни дастлабки давр тадқиқотчилари ўзгармас, кейинчалик оқимнинг ўртача тезлиги ва ўзан деворларига боғлиқ деб қарашган. Лекин ҳозирги амалий ҳисобларда бу катталикни ўзаннинг ғадир-будурлик коэффициенти ва Рейнольдс сони катталикларига боғлиқ ҳолда аниқловчи формулалардан фойдаланилади.

Ҳаракатдаги кесим бўйлаб тезлик тақсимланиш қонунини билган ҳолда, турбулент тартибдаги оқим ҳаракати учун λ катталикни аниқлаш мумкин

$$\lambda=\frac{h_l}{l}D\frac{2g}{\upsilon^2}=J\frac{D}{4}g\frac{8}{\upsilon^2} \qquad (4.66)$$

бунда,

$$\lambda = RJg\,\frac{8}{\upsilon^2}=8\frac{\upsilon_*^2}{\upsilon^2} \qquad (4.67)$$

Яъни,

$$\frac{\upsilon}{\upsilon_*}=\sqrt{\frac{8}{\lambda}} \qquad (4.68')$$

Бундан,

$$\lambda=\frac{8\upsilon^2}{\upsilon_*} \qquad (4.68'')$$

Силлиқ қувурлар учун 1932 йилда Л.Прандтль қуйидаги формула ёрдамида гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқлашни таклиф этган.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\lg\left(\mathrm{Re}_D \sqrt{\lambda}\right) - 0{,}8 \qquad (4.69)$$

1913 йилда эса, Рейнольдс сонининг 4000÷100000 оралиқдаги қийматлари учун Блазиус томонидан λ коэффициентни аниқлаш учун қуйидаги коэффициентни таклиф этган

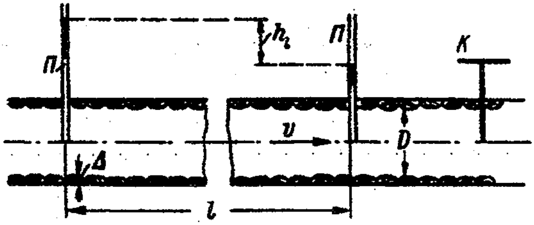
$$\lambda = \frac{0{,}3164}{\mathrm{Re}_D^{0{,}25}} \qquad (4.70)$$

Ғадир-будур қувурлар учун гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқлаш билан жуда кўп тадқиқотчилар шуғулланишган. Шулардан ҳозирги даврда энг кўп амалиётда қўлланиладиганлари билан танишамиз.

4.10. НАПОР ЙЎҚОЛИШИНИ АНИҚЛАШ БЎЙИЧА И.НИКУРАДЗЕ ТАДҚИҚОТЛАРИ

И.Никурадзе напор йўқолиши ҳақида тадқиқотлар ўтказиш учун 4.23-расмда кўрсатилган қурилмадан фойдаланган.

D диаметрли қувурга *К* кран ва бир биридан *l* масофада жойлашган иккита *П* пьезометрлар ўрнатилган. *К* кран ёрдамида тезликни ўзгартириб, бу тезликнинг турли қийматлари учун h_l напор йўқолишини пьезометрлар ёрдамида аниқлаш мумкин.



4.23-расм. Никурадзе тадқиқотлари ўтказилган қурилма схемаси

Тажрибада h_l, υ, ν катталикларни аниқлаб,

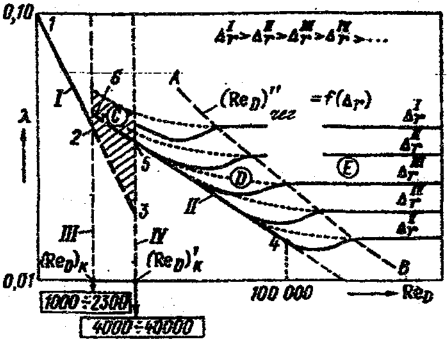
$$\lambda = \frac{h_l}{l} 2g \frac{D^3}{\nu^2} \frac{1}{\mathrm{Re}_D^2}$$

формула ёрдамида $\lambda = f\left(\mathrm{Re}_D\right)$ графигини тузиш мумкин ва λ катталигини аниқлаш имкониятига эга бўламиз. И.Никурадзе бир хил баландликка эга бўлган ва бир-биридан бир хил узоқликда жойлашган қум заррачаларини деворга ёпиштириш йўли билан бир хил текис тақсимланган сунъий ғадир-будурлик яратган. Бундай қувурда босимли ҳаракат вақтида нисбий ғадир-будурликнинг турли қийматлари учун λ ва Re_D катталикларнинг ўлчамсиз қийматлари эгриликлари графигини қурди.

$$\Delta_r = \frac{\Delta}{D} \qquad (4.71)$$

бунда, Δ - ғадир-будурлик баландлиги; Δ - қувур диаметрига нисбатан ниҳоятда кичик бўлган катталикдир.

Қуйидаги график (4.24-расм) сиқилмас суюқликнинг айлана қувурда текис барқарор ҳаракати учун напор йўқолиши ҳақидаги масалани умумлаштириш имконини беради.



4.24-расм. Никурадзе графиги схемаси. (Δ_r катталикнинг турли қийматлари учун $\lambda = f(\mathrm{Re}_D)$ эгриликлари

I-ламинар тартиб соҳаси; C- ўтиш соҳаси;

II-турбулент тартиб соҳасининг силлиқ ўзанлар соҳаси;

D-турбулент соҳадаги ғадир-будур ўзанларнинг квадрат қаршиликларгача бўлган соҳаси;

E-турбулент соҳанинг ғадир-будур ўзанлар учун квадрат қаршиликлар соҳаси.

Бу графикдан қуйидагиларни кузатиш мумкин.

1) (4.64) ва (4.65) ифодалар таркибига кирувчи λ коэффициент умумий ҳолларда фақат Δ_r ва Re_D катталикларга боғлиқ;

2) λ-коэффициент фақат Δ_r ёки Re_D катталикларга боғлиқ бўлган хусусий ҳолларда ҳаракатлар хам мавжуд бўлади;

3) Шундай маълум соҳалар мавжудки, Δ_r ва Re_D катталикларнинг қийматлари соҳасида

$$h_l :: \upsilon^m \qquad (4.72)$$

пропорционаллик мавжуддир.

4.24-расмда Никурадзе графигининг схемаси келтирилган. Бу графикдан фойдаланиб, қуйидагиларни хулоса қилиш мумкин:

I-чизиқ - *ламинар тартиб чизиғи* дейилади.

II-чизиқ - Блазиус формуласига асосан чизилганлиги сабабли *Блазиус чизиғи* дейилади.

Маълум бир масштабда горизонтал йўналишда $\lg\mathrm{Re}_D$ ва вертикал йўналишда $\lg\lambda$ катталикларни қўйсак, *I* ва *II* таянч чизиқларни маълум кўрсаткичли функция билан ифодаланувчи чизиқ кўринишида ифодалашимиз мумкин.

Бу графикни учта соҳага бўлиш мумкин.

Биринчи соҳа – ламинар тартиб соҳаси; чизиқнинг *1-2* қисми билан ифодаланган бўлиб, бу чизиқ (4.43) тенгламага асосан тузилган. Бунда, ҳар хил Δ_r ғадир-будурликлар учун тажриба натижаларига асосан тузилган $\lambda = f(\mathrm{Re}_D)$, графиклар *1-2* чизиқ билан бирлашиб кетади.

Бу соҳа учун қуйидаги ҳолатлар мавжуддир:

а) Re_D катталик нисбатан кичик, яъни (Re_D)=1000÷2300 гача бўлган қийматдадир;

б) h_l напор йўқолиши ғадир будурликка боғлиқ эмас, чунки $\lambda = f(\mathrm{Re}_D)$ графиги ғадир-будурликнинг турли қийматлари учун бирлашиб кетади;

в) напор йўқолиши оқимнинг ўртача тезлиги биринчи даражасига тўғри пропорционалдир;

г) гидравлик ишқаланиш коэффициенти (4.43) ифода билан аниқланади.

Иккинчи соҳа – *III* ва *IV* вертикаллар орасидаги соҳа бўлиб, *ўтиш соҳаси* деб аталади. Бу соҳа:

а) Рейнольдс сони 1000÷2300 дан 4000÷40000 қийматларда ўзгаради;

б) Суюқлик қувурда турбулент тартибда ҳаракатланганда, маълум оралиқда ўзгарувчан тартибдаги ҳаракат кузатилади;

Бундай ўзгарувчан тартибдаги ҳаракат кузатиладиган соҳа *аралаш турбулент соҳаси* дейилади.

Учинчи соҳа – турбулент тартиб соҳаси. Бу соҳа *IV* вертикал чизиқнинг ўнг томонида жойлашган бўлиб, бу соҳада Рейнольдс сони қуйидаги катталикларга тенг бўлади: $\mathrm{Re}_D \approx 4000 \div 40000$. Бу соҳа ўз навбатида учта қисмга бўлинади:

Биринчи қисм-«силлиқ ўзанлар қисми». Бу қисм Re_D<100000 қийматда *II* тўғри чизиқ шаклида бўлиб, Re_D>100000 қийматда *II* чизиқ давоми бўлиб. қияланиб кетади. Биринчи қисм қуйидагилар билан характерланади:

а) h_l напор Re_D=100000 қиймат оралиғида ϑ тезликнинг 1,75 даражасига тўғри пропорционалдир;

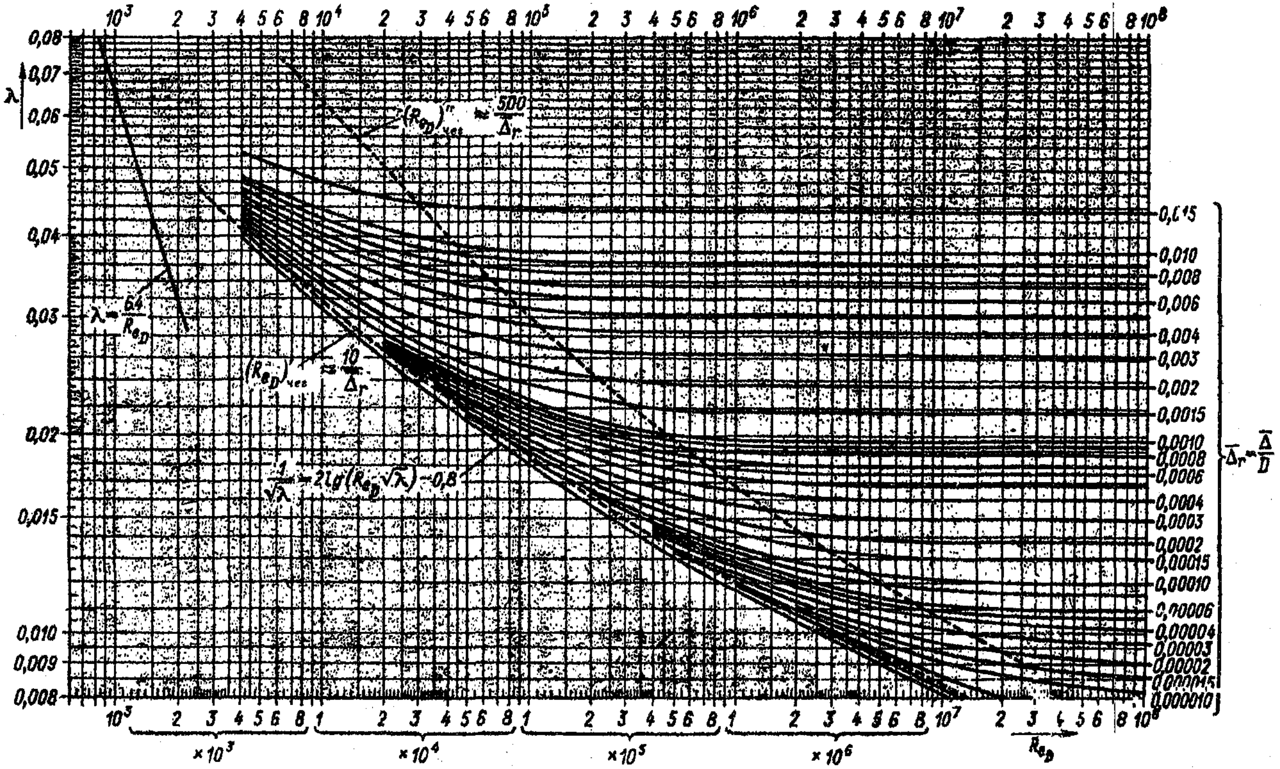
б) Δ_r=const эгриликлар бир чизиққа бирлашишпга асосланиб, h_l- напор йўқолишини ғадир-будурликка боғлиқ эмаслигини таъкидлашимиз мумкин;

в) Блазиус (4.70) ва Прандтль (4.69) формулаларига асосан h_l ва λ катталиклар Рейнольдс сонига боғлиқ.

$$\lambda = f(\mathrm{Re}_D) \qquad (4.73)$$

Иккинчи қисм - ғадир-будур ўзанларнинг квадрат қаршиликкача бўлган қисми. Бу қисм *II* вертикал ва *AB* чизиқлар орасидаги соҳа бўлиб, бу қисмда гидравлик қаршилик λ ва напор йўқолиши h_l Рейнольдс сони Re_D ва нисбий ғадир-будурлик *(Δ_r)* га боғлиқдир.

$$\lambda = f(\mathrm{Re}_D,\ \Delta_r) \qquad (4.74)$$



4.25-расм. λ - гидравлик ишқалаииш коэффициентини аниқлаш учун Кольбрук графиги (думалоқ ва баъзи бир тўғрибурчакли босимли қувурлар учун)

Учинчи қисм- ғадир-будур ўзанларнинг квадрат қаршиликлар қисми. Бу қисм AB чизиқнинг ўнг томонида жойлашган. Бунда:

а) напор йўқолиши (υ) тезлик квадратига тўғри пропорционалдир $(m=2)$;
б) гидравлик ишқаланиш коэффициенти λ Рейнольдс сонига боғлиқ эмас;
в) h_l ва λ- катталиклар нисбий ғадир-будурликка боғлиқ.

$$\lambda = f(\Delta_r) \tag{4.75}$$

Умуман, шуни таъкидлаш керакки, Никурадзе томонидан олинган натижаларни нафақат цилиндрик қувурлардан ҳаракатланаёган суюқликлар учун, балки, босимли ва босимсиз ҳаракатланаёган суюқликлар учун ҳам қўллаш мумкин. Бундан ташқари ҳар қандай гидравлик ҳисобларни бажаришда суюқликлар турини ажратишга зарурият йўқ. Чунки, напор йўқолишини аниқлашда фақат Рейнольдс сони қиймати билан характерланувчи суюқлик назарда тутилади.

4.11. АЙЛАНА ВА ТЎҒРИ ТЎРТБУРЧАК ШАКЛДАГИ ҚУВУРЛАРДА ГИДРАВЛИК ИШҚАЛАНИШ КОЭФФИЦИЕНТИ (λ) НИ АНИҚЛАШНИНГ АМАЛИЙ УСУЛЛАРИ

Қувурларнинг деворларидаги ғадир-будурликни ташкил қилувчи тепаликчаларнинг ҳар хил баландликка эга бўлиши ва ўзаро ҳар хил масофада жойлашганлигига қараб, икки хил ғадир-будурлик бўлиши мумкин:

1) текис ғадир-будурлик;
2) нотекис ғадир-будурлик.

Кўпгина ҳолларда амалиётда нотекис ҳар хил ғадир-будурликли қувурлар учраганлиги сабабли, қуйида шундай қувурларни гидравлик ҳисоби билан танишамиз.

1^0. Босимли ғадир-будур қувурлар. Бундай қувурлар учун 1938 йилда Кольбрук томонидан бир неча тадқиқотчилар тажрибасига асосланиб, гидравлик ишқаланишни аниқлаш учун қуйидаги ифода таклиф этилган

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\lg\left(\frac{2{,}5}{\mathrm{Re}_D}\frac{1}{\sqrt{\lambda}} + \frac{\overline{\Delta}_r}{3{,}7}\right) \tag{4.76$'$}$$

бунда, $\overline{\Delta}_r$ - ўрталаштирилган нисбий ғадир-будурлик.

Бу формуладан фойдаланиб, 4.25-расмда келтирилган график чизилган. Бу графикдан фойдаланиб, турбулент соҳанинг барча қисмлари учун гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқлаш мумкин.

Ғадир-будур қувурларда ҳаракатланаёган суюқликнинг квадрат қаршиликлар қисми учун формула соддалашиб, Прандтль формуласи кўринишига келади:

$$\lambda = \frac{0{,}25}{\left(\lg\frac{\overline{\Delta}_r}{3{,}7}\right)^2} \tag{4.76$''$}$$

$\overline{\Delta}$ катталик - ғадир-будурликни ташкил қилувчи баландликлар таъсирининг ўртача қиймати бўлиб, уни аниқлаш учун ҳар бир баландликнинг катталигини аниқлаб, уларнинг ўртача қийматини қабул қилиш, албатта, мумкин эмас. Шу сабабли, буни аниқлаш учун қуйидаги усулни аниқлаш мумкин.

Квадрат қаршиликлар соҳасида (4.65) ифода ёрдамида гидравлик ишқаланиш коэффициенти *(λ)* қиймат аниқланади. Кейин (4.76″) ифодада $\overline{\Delta}$ катталикнинг ўртача қиймати ҳисобланиб, у *эквивалент ғадир-будурлик* деб аталади. Бу катталик қувур материалининг тури, тайёрланиш усули, уланишига ҳамда қувурнинг ишлатилиш вақтига боғлиқдир. Бу усулда топилган эквивалент ғадир-будурликнинг соний қийматлари *4.2* жадвалда келтирилган. Бу жадвалдан амалий ҳисобларни бажаришда фойдаланиш мумкин.

Қувур ва каналлар ғадир-будурлиги

4.2-жадвал

Қувур ва каналлар характеристикаси	$\overline{\Delta}$, мм
I. Яхлит қувурлар	
Латундан	0,0015-0,0100
Янги ишлатилаётган пўлатдан	0,020-0,100
Ишлатилаётган пўлат сув қувурлари	1,20-1,50
II. Чўян қувурлар	
Янги	0,25-1,00
Янги битум сингдирилган	0,10-0,15
Асфальтланган	0,12-0,30
Фойдаланилган	1,00-1,50
III. Яхлит пайвандланган қувурлар	
Янги ёки яхши ҳолатдаги қувурлар	0,04-0,10
Фойдаланилган	≈0,10-0,15
Кучли емирилган	2,0
IV. Бетонли ва асбест цементли қувурлар	
Сирти силлиқ бетонли	0,3-0,8
Ўртача сифатли силлиқланган	2,5
Сирти дағал бетонли	3,0-9,0
Янги асбест цементли	0,05-0,10
Фойдаланилган асбест цементли қувурлар	≈0,60
V. Ёғоч ва шишали қувурлар	
Юқори сифатли силлиқланган қувурлар	0,15
Яхши сифатли силлиқланган қувурлар	0,30
Паст сифатли силлиқланган қувурлар	0,70
Шишали қувурлар	0,0015-0,0100
VI. Каналлар силлиқланиши	
Фақат цементли аралашма билан сувалган	0,05-0,22
Темирли цемент аралашмаси билан сувалган	0,5
Металл сетка устидан сувалган	10-15
Шлакобетон плиталар	1,5

Берилган қувур учун $\bar{\Delta}$ катталик аниқланиб, 4.71 ифода ёрдамида $\bar{\Delta}_r$ катталик топилади. (3-129) ифода ёрдамида эса, Re_D катталик топилади. Қаралаётган қувур учун $\bar{\Delta}_r$ ва Re_D аниқлангандан сўнг, 4.25 график ёрдамида гидравлик ишқаланиш коэффициенти (λ) аниқланади.

А.Д.Альтшуль эса гидравлик ишқаланиш коэффициенти учун қуйидаги формулани таклиф қилди.

$$\lambda \approx 0{,}1\left(1{,}46\bar{\Delta}_r + \frac{100}{Re_D}\right)^{0.25} \approx 0{,}11\left(\bar{\Delta}_r + \frac{68}{Re_D}\right)^{0.25} \qquad (4.77')$$

Шифринсон эса квадрат қаршиликлар соҳаси учун гидравлик ишқаланиш коэффициентини қуйидагича аниқлашни таклиф этган:

$$\lambda = 0{,}11\sqrt[4]{\bar{\Delta}_r} \qquad (4.77'')$$

Бу формуладан (4.76′) ифодаси ўрнига фақат $\bar{\Delta}_r < 0{,}007$ бўлган ҳолатларда фойдаланиш мумкин.

Агар томонлари нисбати 0,5÷2,0 га тенг бўлган тўғри тўртбурчак шаклидаги қувурлар учун λ гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқлаш зарурати бўлса, унда юқорида келтирилган график ва (4.76) ва (4.77) ифодалардан фойдаланиш мумкин. Фақат бунда гидравлик диаметр D тушунчасидан фойдаланилади

$$D_r = 4R$$

бунда, R - қувурнинг гидравлик радиуси.

4.25-расмда иккита пунктир чизиқ ўтказилган бўлиб, квадрат қаршиликкача бўлган соҳани ажратиб турибди, бунда (4.74) ифода ўринлидир.

Рейнольдс сонининг бу соҳа учун қиймати қуйидаги оралиқда бўлади

$$(\mathrm{Re}_D)'_{чег} < (\mathrm{Re}_D) < (\mathrm{Re}_D)''_{чег}$$

Агар

$$4000 \le \mathrm{Re}_D \le (\mathrm{Re}_D)'_{чег} \qquad (4.78)$$

бўлса, унда *силлиқ қувурлар соҳаси* деб қабул қилиниб, бунда (4.73) ифода ўринли бўлади.

Агар

$$\mathrm{Re}_D \ge (\mathrm{Re}_D)''_{чег} \qquad (4.79)$$

бўлса, квадрат қаршиликлар соҳаси бўлиб, (4.73) ифода ўринли бўлади.

А.Д.Альтшуль Рейнольдс сонининг чегаравий қийматлари учун қуйидаги ифодаларни таклиф қилди.

$$(\mathrm{Re}_D)'_{чег} \approx \frac{10}{\bar{\Delta}_r} \quad (4.80)$$

$$(\mathrm{Re}_D)''_{чег} \approx \frac{500}{\bar{\Delta}_r} \quad (4.81)$$

Бу масалаларни ўрганишда Рейнольдс сонининг критик қиймати ва чегаравий қиймати ҳақидаги тушунчаларнинг бир-биридан фарқлай олишимиз керак.

2^0. Босимли силлиқ қувурлар. Бундай ҳолатларда (4.76′) ва (4.77″) ифодалар содда кўринишни олиб, Прандтль (4.69) ва Блазиус (4.70) ифодалари кўринишига келади. (4.70) формула Re_D Рейнольдс сонининг қуйидаги қийматлари учун аниқ натижа беради:

$$4000 < Re_D < 100000 \quad (4.82)$$

$\mathrm{Re}_D > 4000$ ҳолатларда қуйидаги келтирилган ифодадан ҳам фойдаланиш мумкин:

$$\lambda = \frac{1}{(1{,}82 \lg \mathrm{Re}_D - 1{,}64)^2} \quad (4.83)$$

Агар қувур кўндаланг кесими тўғри тўртбурчак шаклида бўлса, силлиқ қувурлар хисоби 1^0 банддаги каби бажарилади.

3^0. Қўшимча маълумотлар. Амалиётда фойдаланилаётган чўян ва пўлат қувурлар учун гидравлик ишқаланиш коэффициенти Ф.А.Шевелев формуласига асосан аниқланади.

а) $\mathrm{Re}_D \geq 9{,}2 \cdot 10^5$ (квадрат қаршиликлар соҳаси учун)

$$\lambda = \frac{0{,}021}{D^{0,3}} \approx \frac{0{,}021}{\sqrt[3]{D}} \quad (4.84)$$

б) $\mathrm{Re}_D \leq 9{,}2 \cdot 10^5$ (квадрат қаршиликлар соҳасигача бўлган қисм учун)

$$\lambda = \left(\frac{1{,}5 \cdot 10^{-6}}{D} + \frac{1}{\mathrm{Re}_D} \right)^{0,3} \quad (4.85)$$

Бундай формулаларда D – метр ўлчов бирлигида ифодаланади.

IV боб учун назорат саволлари

1. Напор йўқолишининг қандай турларини биласиз? Узунлик ва маҳаллий йўқолишлар ҳақида тушунча беринг.
2. Тўғри ўзанлар учун барқарор текис ҳаракатнинг асосий тенгламасини ёзинг.
3. Оқимнинг ламинар тартибдаги ҳаракати нима? Бундай тартибдаги ҳаракатнинг физик моҳиятини аниқланг.
4. Маҳаллий ва оний тезлик тушунчаларига қисқача изоҳ беринг.
5. Ўрта оқимлардаги турбулент уринма кучланиш учун аниқланган формула қандай кўринишга эга?
6. Кориолис сони (кинетик энергия коэффициенти) — цилиндрик қувурларда ҳаракатланаётган суюқликнинг ламинар ва турбулент оқимлари учун бир хил қийматга эгами?
7. Гидравлик ишқаланиш коэффициенти нима ва унинг сон қийматини аниқлаш усуллари ҳақида маълумот беринг.
8. Босимли ғадир-будур ва босимли силлиқ қувур учун гидравлик ишқаланиш коэффициентини айтинг.
9. Шези коэффициентини аниқлаш учун қандай формулалардан фойдаланилади?
10. Ламинар режимдаги суюқликнинг қувур деворларидаги тезлиги нимага тенг?
11. Ламинар режимда напор йўқолиши қувур деворларининг ғадир-будурлигига боғлиқми?

V БОБ. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ҚУВУРЛАРДАГИ БОСИМЛИ ТЕКИС БАРҚАРОР ҲАРАКАТИ

5.1. ДАСТЛАБКИ ТУШУНЧАЛАР

Энди, биз, қўзғалмас қувурлар орқали ҳар қандай суюқликнинг барқарор бир хил босим остидаги турбулент тартибли ҳаракати билан танишамиз. Қувурнинг ички диаметрини D, узунлигини l деб белгилаб оламиз. Кўрилаётган оқимнинг гидравлик элементлари қуйидагилардир:

$$\omega = \frac{\pi D^2}{4}; \qquad \chi = \pi D; \qquad R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{D}{4} \tag{5.1}$$

чунки,

$$R = \frac{\pi D^2}{4} \quad \text{ва} \quad \pi D = \frac{D}{4}$$

Бундан кейин қуйидаги асосий тенгламалардан фойдаланамиз:

1) Узлуксизлик тенгламаси – сарф мувозанати тенгламаси;
2) Бернулли тенгламаси – солиштирма энергия мувозанати тенгламаси;
3) Напорни аниқлаш тенгламалари.

Шуни таъкидлаш керакки, бундан буён биз, асосан, квадрат қаршиликлар соҳаси мавжуд бўлган оқимларнинг қувурлардаги ҳаракати билан танишамиз.

Квадрат қаршиликлар соҳаси ва текис ўзанлар соҳаси учун қувурларни ҳисоблаш фақат напорни аниқлашда Шези формуласи ўрнига Дарси-Вейсбах формуласидан фойдаланиш билан фарқ қилади.

5.2. НАПОР ЙЎҚОЛИШИНИ АНИҚЛАШДА ФОЙДАЛАНИЛАДИГАН ИФОДАЛАР

Умуман, қувурларнинг гидравлик ҳисобида икки хил ҳолатни ҳисобга олиш керак.

1-ҳолат. Маҳаллий йўқолишлар йўқ ёки уларнинг катталиги умумий йўқолган напорнинг 5 фоиздан кам қисмини ташкил этганлиги учун уларни ҳисобга олмаслик мумкин.

Бундай ҳолатда, фақат, напорнинг узунлик бўйича йўқолиши мавжуд бўлиб, уни сарф модули орқали ифодалаш мумкин.

$$\boxed{h_l = \frac{Q^2}{K^2} l} \tag{5.2}$$

бунда,

$$J = \frac{Q^2}{K^2} \tag{5.3}$$

Думалоқ қувурлар учун K^2 катталигини ёзамиз:

$$K^2 = \omega^2 C^2 R = \left(\frac{\pi D^2}{4}\right)^2 C^2 \frac{D}{4} = \frac{\pi^2 C^2}{64} D^5 \tag{5.4}$$

бунда C – Шези коэффициенти.

$$C = f(n;\ R) = f\left(n;\ \frac{D}{4}\right) \qquad (5.5)$$

$\Delta = (0{,}10 \div 0{,}15)$*мм* бўлган янги битумланган (битумланмаган) чўян қувурлар учун K сарф модули ва λ гидравлик ишқаланиш коэффициентлари қийматлари

5.1-жадвал

D, мм	$K_{мин}$, л/с	$K^2_{мин}$, (л/с)^2	$K_{ур}$, л/с	$K^2_{ур}$, (л/с)^2	$K_{макс}$, л/с	$K^2_{макс}$, (л/с)^2	$\lambda_{мин}$	$\lambda_{ур}$	$\lambda_{макс}$
50	12,16	147,9	12,47	156,5	12,80	163,8	0,0230	0,0242	0,0255
75	35,41	$1{,}254\cdot10^3$	36,07	$1{,}301\cdot10^3$	37,03	$1{,}371\cdot10^3$	0,0209	0,0220	0,0230
100	74,96	$5{,}619\cdot10^3$	76,16	$5{,}800\cdot10^3$	77,70	$6{,}037\cdot10^3$	0,0200	0,0208	0,0215
125	133,3	$17{,}769\cdot10^3$	135,2	$18{,}279\cdot10^3$	138,9	$19{,}253\cdot10^3$	0,0190	0,0200	0,0206
150	214,2	$45{,}882\cdot10^3$	219,3	$48{,}092\cdot10^3$	227,8	$51{,}893\cdot10^3$	0,0177	0,0191	0,0200
200	457,4	$20{,}921\cdot10^4$	474,9	$22{,}553\cdot10^4$	484,3	$23{,}455\cdot10^4$	0,0165	0,0172	0,0185
250	833,3	$69{,}439\cdot10^4$	845,7	$71{,}521\cdot10^4$	859,3	$73{,}840\cdot10^4$	0,0160	0,0165	0,0170
300	1334	$17{,}796\cdot10^5$	1352	$18{,}279\cdot10^5$	1387	$19{,}238\cdot10^5$	0,0153	0,0161	0.0165
350	1986	$39{,}442\cdot10^5$	2019	$40{,}764\cdot10^5$	2065	$42{,}642\cdot10^5$	0,0149	0,0156	0,0161
400	2801	$78{,}456\cdot10^5$	2863	$81{,}968\cdot10^5$	2924	$85{,}498\cdot10^5$	0,0145	0,0151	0,0158
450	3817	$14{,}569\cdot10^6$	3878	$15{,}039\cdot10^6$	3924	$15{,}398\cdot10^6$	0,0142	0,0148	0,0153
500	5020	$25{,}200\cdot10^6$	5096	$25{,}969\cdot10^6$	5193	$26{,}967\cdot10^6$	0,0140	0,0145	0,0150
600	8079	$65{,}270\cdot10^6$	8169	$66{,}733\cdot10^6$	8377	$70{,}174\cdot10^6$	0,0134	0,0141	0,0145
700	12008	$14{,}419\cdot10^7$	12251	$15{,}009\cdot10^7$	12596	$15{,}866\cdot10^7$	0,0128	0,0136	0,0141
800	16949	$28{,}727\cdot10^7$	17324	$30{,}012\cdot10^7$	18897	$35{,}710\cdot10^7$	0,0125	0,0132	0,0138
900	23069	$53{,}218\cdot10^7$	23627	$55{,}804\cdot10^7$	24177	$58{,}453\cdot10^7$	0,0122	0,0128	0,0134
1000	30513	$93{,}104\cdot10^7$	31102	$96{,}733\cdot10^7$	31730	$100{,}68\cdot10^7$	0,0120	0,0125	0,0130

$\Delta = (0{,}25 \div 1{,}00)$*мм* бўлган янги битумланмаган чўян қувурлар учун K сарф модули ва λ гидравлик ишқаланиш коэффициентлари қийматлари

5.2-жадвал

D, мм	$K_{мин}$, л/с	$K^2_{мин}$, (л/с)^2	$K_{ур}$, л/с	$K^2_{ур}$, (л/с)^2	$K_{макс}$, л/с	$K^2_{макс}$, (л/с)^2	$\lambda_{мин}$	$\lambda_{ур}$	$\lambda_{макс}$
50	8,77	76,91	9,64	92,93	11,22	125,89	0,0300	0,0410	0,0490
75	26,24	688,54	28,42	807,70	33,23	1104,2	0,0260	0,0350	0,0416
100	56,40	$3{,}1810\cdot10^3$	61,37	$3{,}7663\cdot10^3$	70,94	$5{,}0325\cdot10^3$	0,0240	0,0320	0,0380
125	102,32	$10{,}469\cdot10^3$	110,59	$12{,}230\cdot10^3$	125,93	$15{,}858\cdot10^3$	0,0230	0,0300	0,0350
150	166.53	$27{,}732\cdot10^3$	181,42	$32{,}906\cdot10^3$	204,78	$41{,}943\cdot10^3$	0,0220	0,0280	0,0330
200	359,35	$1{,}2913\cdot10^5$	391,36	$1{,}5288\cdot10^3$	429,20	$1{,}8421\cdot10^5$	0,0210	0,0255	0,0300
250	649,83	$4{,}2228\cdot10^5$	701,99	$4{,}9280\cdot10^5$	770,71	$5{,}9398\cdot10^5$	0,0200	0,0240	0,0280
300	1059,4	$11{,}223\cdot10^5$	1128,3	$12{,}724\cdot10^5$	1242,7	$15{,}443\cdot10^5$	0,0190	0,0230	0,0262
350	1588,6	$25{,}237\cdot10^5$	1684,8	$28{,}383\cdot10^5$	1878,4	$35{,}285\cdot10^5$	0,0180	0,0224	0.0252
400	2262,6	$51{,}194\cdot10^5$	2394,4	$57{,}312\cdot10^5$	2669,3	$71{,}252\cdot10^5$	0,0170	0,0215	0,0242
450	3076,7	$94{,}661\cdot10^5$	3260,9	$106{,}34\cdot10^5$	3626,3	$131{,}48\cdot10^5$	0,0168	0,0209	0,0235
500	4054,7	$16{,}439\cdot10^6$	4283,3	$18{,}347\cdot10^6$	4776,7	$22{,}810\cdot10^6$	0,0165	0,0206	0,0230
600	6570,5	$43{,}171\cdot10^6$	6860,5	$47{,}066\cdot10^6$	7662,4	$58{,}706\cdot10^6$	0,0160	0,0200	0,0221
700	9788,8	$95{,}824\cdot10^6$	10259	$105{,}25\cdot10^6$	11446	$130{,}99\cdot10^6$	0,0155	0,0192	0.0212
800	13838	$191{,}49\cdot10^6$	14543	$211{,}47\cdot10^6$	16257	$264{,}29\cdot10^6$	0,0150	0,0185	0,0207
900	18759	$351{,}91\cdot10^6$	20035	$401{,}36\cdot10^6$	22053	$445{,}59\cdot10^6$	0,0147	0.0178	0,0203
1000	24603	$605{,}31\cdot10^6$	26704	$713{,}10\cdot10^6$	28895	$834{,}92\cdot10^6$	0,0145	0.0170	0.0200

Бу катталик квадрат қаршиликкача бўлган соҳа учун қуйидагича аниқланиши мумкинлиги бизга маълум:

$$C=\sqrt{\frac{8g}{\lambda}}=f(\Delta_r)=f\left(\frac{\Delta}{D}\right) \qquad (5.6)$$

Ғадир-будурлиги Δ=1,0÷1,5 *мм* ли фойдаланишда бўлган эски чўян қувурлар учун *K* сарф модули ва λ гидравлик ишқаланиш коэффициентлари.

5.3-жадвал

D, мм	$K_{мин}$, л/с	$K^2_{мин}$, (л/с)^2	$K_{ур}$, л/с	$K^2_{ур}$, (л/с)^2	$K_{макс}$, л/с	$K^2_{макс}$, (л/с)^2	$\lambda_{мин}$	$\lambda_{ур}$	$\lambda_{макс}$
50	8,13	66,10	8,43	71,07	8,77	76,91	0,0490	0,0530	0,0570
75	24,18	584,67	24,69	609,60	26,24	688,54	0,0416	0,0470	0,0490
100	52,41	$2,7468\cdot10^3$	53,90	$2,9052\cdot10^3$	56,40	$3,1810\cdot10^3$	0,0380	0,0416	0,0440
125	95,23	$9,0687\cdot10^3$	98,22	$9,6472\cdot10^3$	102,32	$10,469\cdot10^3$	0,0350	0,0380	0,0404
150	155,48	$24,162\cdot10^3$	160,62	$25,799\cdot10^3$	166,53	$27,732\cdot10^3$	0,0330	0,0356	0,0380
200	336,59	$1,1329\cdot10^5$	346,36	$1,1997\cdot10^5$	359,35	$1,2913\cdot10^5$	0,0300	0,0323	0,0342
250	607,73	$3,6934\cdot10^5$	627,74	$3,9406\cdot10^5$	649,83	$4,2228\cdot10^5$	0,0280	0,0300	0,0320
300	990,26	$9,8062\cdot10^5$	1017,8	$10,359\cdot10^5$	1059,4	$11,223\cdot10^5$	0,0262	0,0284	0,0300
350	1491,0	$22,231\cdot10^5$	1534,6	$23,550\cdot10^5$	1588,6	$25,237\cdot10^5$	0,0252	0,0270	0,0286
400	2124,8	$45,148\cdot10^5$	2195,5	$48,202\cdot10^5$	2262,6	$51,194\cdot10^5$	0,0242	0,0257	0,0275
450	2911,7	$84,780\cdot10^5$	2980,9	$88,858\cdot10^5$	3076,7	$94,661\cdot10^5$	0,0235	0,0250	0,0262
500	3851,3	$14,833\cdot10^6$	3954,0	$15,634\cdot10^6$	4054,7	$16,439\cdot10^6$	0,0230	0,0242	0,0255
600	6278,2	$39,415\cdot10^6$	6415,0	$41,152\cdot10^6$	6570,5	$43,171\cdot10^6$	0,0221	0,0232	0,0242
700	9370,0	$87,797\cdot10^6$	9531,2	$90,840\cdot10^6$	9788,8	$95,824\cdot10^6$	0,0212	0,0224	0,0232
800	13213	$174,59\cdot10^6$	13487	$181,91\cdot10^6$	13838	$191,49\cdot10^6$	0,0207	0,0218	0,0227
900	17971	$322,96\cdot10^6$	18297	$334,78\cdot10^6$	18759	$351,91\cdot10^6$	0,0203	0,0212	0,0221
1000	23731	$563,16\cdot10^6$	24175	$584,43\cdot10^6$	24603	$605,31\cdot10^6$	0,0200	0,0207	0,0215

(5.6) формуладан кўриниб турибдики, сарф модули қувурнинг диаметри ва ғадир-будурлигига функционал боғлиқдир. Маълум бир ғадир-будурликка эга чўян қувурлар учун эса бу катталик фақат қувур диаметрига функционал боғлиқ. Шу ҳолатни ҳисобга олган ҳолда, чўян қувурлар учун сарф модулини қувур диаметрига асосан аниқлаш учун 5.1, 5.2, 5.3 жадваллар келтирилган. Шуни ёдда тутиш керакки, ҳар қайси чўян қувур маълум сарф модули қийматига эга. Агар *D* – диаметр маълум бўлса, *K* ва K^2 катталикларни аниқлаб, (5.2) формуладан фойдаланиб, h_l-напор йўқолишини ҳисоблаш мумкин. h_l, *K*, *l* катталиклар маълум бўлса, сарфни ҳисоблашимиз мумкин ва хоказо.

2 ҳолат. Агар маҳаллий напор йўқолишлари мавжуд бўлса, бунда напорни узунлик бўйича йўқолиши Дарси-Вейсбах формуласига асосан аниқланади.

$$\boxed{h_l=\lambda\frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g}} \qquad (5.7)$$

Гидравлик ишқаланиш коэффициенти (λ) катталигини аниқлаш бизга юқорида танишган мавзуларимиздан маълум. Маҳаллий напор йўқолиши эса, Вейсбах формуласига асосан аниқланади:

$$h_М = \zeta_М \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.8)$$

бунда, $\xi_М$ – маҳаллий йўқолиш коэффициенти бўлиб, унинг асосий қиймати асосан махсус тажрибалар ўтказиш йўли билан аниқланади. Биз, бу тажрибалар натижаси асосида тузилган жадвалларни юқоридаги мавзуларда келтирганмиз.

5.3. НАПОР ЙЎҚОЛИШИНИНГ ЙИҒИНДИ ҚИЙМАТИНИ АНИҚЛАШ. ТЎЛИҚ ҚАРШИЛИК КОЭФФИЦИЕНТИ. УЗУН ВА ҚИСҚА ҚУВУРЛАР ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Фараз қилайлик, қувур системаси берилган бўлиб (5.1-расм), унинг узунлиги бўйлаб ҳаракатига тўсқинлик қилувчи ўзгаришлар мавжуд. Масалан бурилиш, кран, кескин кенгайиш ва хоказолар. Булар орасидаги масофани $(20 \div 30)D$ муносабатдан катта деб ҳисоблаганлигимиз сабабли, уларни бир-бирига таъсири йўқ.

1-1 ва 2-2 кесимлар орасидаги тўлиқ напор йўқолишини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$h_f = h_l + \sum h_М$$

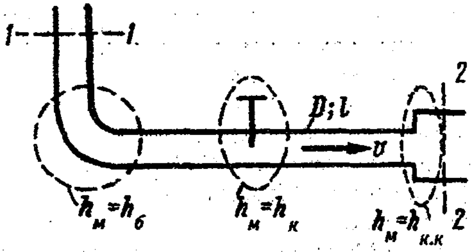
Ҳар бир ҳадни алоҳида-алоҳида кўриб чиқамиз.

Маҳаллий напор йўқолишлари қуйидагига тенг.

$$\sum h_м = h_б + h_к + h_{к.к}$$

бунда, $h_б$ – бурилишдаги йўқолиш, $h_к$ – кран ўрнатилган соҳадаги йўқолиш, $h_{к.к}$ – кескин кенгайишдаги йўқолиш.

Вейсбах формуласига асосан:



5.1-расм. Напор йўқолиши йиғиндисини аниқлаш. (*D=const* ҳолат учун)

$$h_б = \zeta_б \frac{\upsilon^2}{2g}; \quad h_к = \zeta_к \frac{\upsilon^2}{2g}; \quad h_{к.к} = \zeta_{к.к} \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.9)$$

Демак,

$$\sum h_м = (\zeta_б + \zeta_к + \zeta_{к.к}) \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.10)$$

ёки, умумий кўринишда:

$$\sum h_м = \frac{\upsilon^2}{2g} \sum \zeta_м \qquad (5.11)$$

Напорнинг узунлик бўйича йўқолиши - h_l. Бу катталик Дарси-Вейсбах формуласига асосан аниқланади:

$$\frac{\lambda l}{D} = \zeta_l \qquad (5.12)$$

$$h_l = \zeta_l \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.13)$$

бунда, ζ_l *-узунлик бўйича қаршилик коэффициенти* деб аталади.

Тўлиқ напор йўқолиши:

$$h_f = \zeta_l \frac{\upsilon^2}{2g} + \frac{\upsilon^2}{2g} \sum \zeta_м \qquad (5.14)$$

ёки

$$h_f = \left(\zeta_l + \sum \zeta_м\right) \frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.15)$$

Агар

$$\boxed{\zeta_f = \zeta_l + \sum \zeta_м} \qquad (5.16)$$

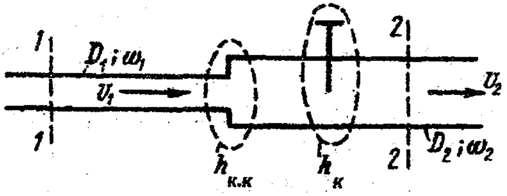
деб белгилаш киритсак,

$$\boxed{h_f = \zeta_f \frac{\upsilon^2}{2g}} \qquad (5.17)$$

бунда, ζ_f — *тўлиқ коэффициент* деб номланади.

Демак, юқорида келтирилган $\zeta_м$, ζ_l, ζ_f коэффициентлар ёрдамида ҳар қандай напор йўқолиши тезлик напори орқали ифодаланиши мумкин.

Қувур системаси диаметри ўзгарувчан бўлган ҳолат. Фараз қилайлик, турли ўлчамли қувурлар системасида (5.2-расм) напорнинг йўқолишини аниқлаш керак.



5.2-расм. Напор йўқолишининг йиғиндиси

Напор йўқолиши икки хил тезлик напори орқали ифодаланади.

$$\sum h_м = \left(\zeta_{к.к}\right)_1 \frac{\upsilon_1^2}{2g} + \left(\zeta_к\right)_2 \frac{\upsilon_2^2}{2g} \qquad (5.18)$$

Оқимнинг узлуксизлик тенгламасига асосан,

$$\upsilon_1 = \upsilon_2 \frac{\omega_2}{\omega_1} \qquad (5.19)$$

Демак,

$$\left(\zeta_{к.к}\right)_1 = \frac{\upsilon_1^2}{2g} = \left(\zeta_{к.к}\right)_1 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \frac{\upsilon_2^2}{2g} = \left(\zeta_{к.к}\right)_2 \frac{\upsilon_2^2}{2g} \qquad (5.20)$$

бунда,

$$\left(\zeta_{к.к}\right)_2 = \left(\zeta_{к.к}\right)_1 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \qquad (5.21)$$

деб, белгилаш киритамиз.

Демак, $\Sigma h_м$ ифодага кирувчи ҳамма ҳадларни битта тезлик қиймати билан ифодалаш имконияти мавжуд экан.

«Узун» ва «қисқа» қувурлар системаси хақида тушунча.

Умуман, амалиётда учрайдиган сув ўтказувчи қувурларда йўқоладиган узунлик бўйича напор миқдори - маҳаллий напор йўқолишларига нисбатан ниҳоятда катта қийматга эга бўлиб, бунда, маҳаллий напор йўқолишларини ҳисобга олмаслик мумкин. Бундай ҳолатда,

$$h_f \approx h_l$$

деб қабул қилинади ва қувурлар системаси *узун қувурлар системаси* дейилади. Магистрал сув узатиш қувурлар системаси бунга мисол бўлиши мумкин. (200-500 мм диаметрли 200-1000 м бўлган қувурлар системаси). Узун қувурлар системасида пьезометрик ва тўлиқ напор чизиқларини чизишда тезлик напори кичик қийматга эга бўлганлиги учун инобатга олинмайди ва улар ўзаро устма-уст тушади. Агар напорнинг маҳаллий йўқолиши узунлик бўйича йўқолишининг 3-5% дан кўп қисмини ташкил этса, албатта $\Sigma h_м$ - маҳаллий йўқолишни ҳисобга олишга тўғри келади. Бундай қувурлар системаси *қисқа қувурлар системаси* дейилади. Шаҳар сув таъминот системасининг истеъмол ҳудуди - қисқа қувурлар системасига мисол бўлади. Бундан ташқари насос станцияларининг сўриш қувурлари, дюкер гидротехник иншоотлари, сифон системалари ҳам шулар жумласидандир.

А. ҚИСҚА ҚУВУРЛАР СИСТЕМАСИ

5.4. ЎЗГАРМАС ДИАМЕТРЛИ ОДДИЙ ҚИСҚА ҚУВУРЛАР СИСТЕМАСИ

Бизга маълумки, ён томонларга қисман ажралиши бўлмаган қувурлар системаси *оддий қувурлар системаси* дейилади.

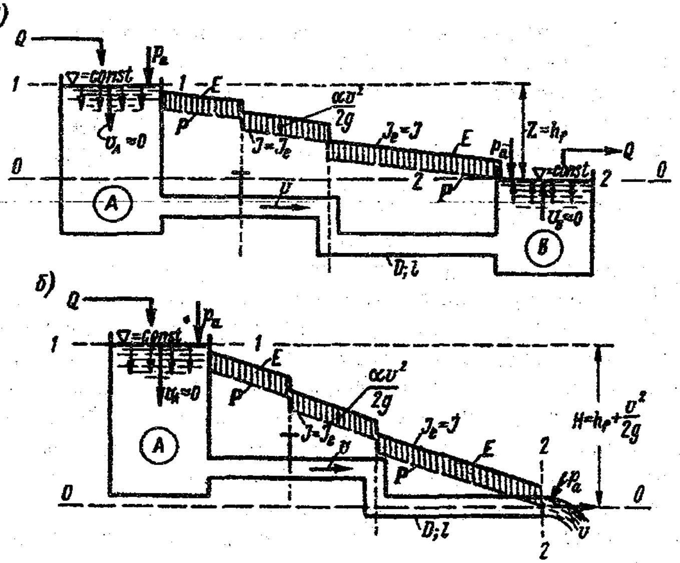
Қисқа қувурлар системасининг гидравлик ҳисобида суюқлик оқимининг чиқиши суюқлик сатҳи остига ва очиқ атмосферага қараб айрим ўзига хос томонлари бўлиши мумкин. Ҳар қайси ҳолат билан алоҳида танишамиз.

Суюқлик оқимининг сатх остига чиқиши (5.3, *а*-расм). Бунда биз суюқлик оқимининг ўртача υ тезлиги вақт ўтиши билан ўзгармайдиган барқарор ҳаракати мавжуд бўлган ҳолат билан танишамиз. Қувур орқали туташган *A* ва *B* идишлардаги суюқлик сатхлари фарқи *z* га тенг деб қабул қиламиз. Суюқлик *A* идишга оқиб кириб, *B* идишдан чиқиб кетмоқда.

Қувурда ҳаракатланаётган оқим сарфини ҳисоблаймиз. Бунинг учун Бернулли тенгламасидан фойдаланамиз.

1) *1-1* ва *2-2* кесимларни танлаб олиб, ҳисоблаш учун қулай вазиятдан таққослаш *00* текислигини ўтказамиз (5.3, а-расм).
2) Тенгламанинг умумий кўринишини ёзиб олиб, унга кирувчи ҳар бир ҳад билан алоҳида танишамиз.

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon_1^2}{2g}=z_2+\frac{p_2}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon_2^2}{2g}+h_f \qquad (5.22)$$



5.3-расм. Қисқа қувурлар

а) оқимнинг сатх остига чиқиши

б) оқимнинг атмосферага чиқиши

Тенгламада

$$z_1=Z;\ \upsilon_1=\upsilon_A=0;\ p_1=p_2=P_a;\ \ z_2=0;\ \alpha\approx1,0 \qquad (5.23)$$

Демак,

$$Z=h_f \qquad (5.24)$$

бунда,

$$h_f=\zeta_f\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.25)$$

$$Z=\zeta_f\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.26)$$

$$\upsilon=\frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}\sqrt{2gZ} \qquad (5.27)$$

Бундан оқим сарфини ҳисоблаш формулаларини ёзишимиз мумкин:

$$Q=\omega\upsilon=\frac{\pi D^2}{4}\frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}\sqrt{2gZ} \qquad (5.28)$$

Оқимнинг атмосферага чиқиши (5.3, б-расм). Бундай ҳолатда ҳам оқимнинг барқарор ҳаракати (υ = *const*, *H* = *const*) бўлган ҳолат мавжуд деб қараймиз. Бунда *H* - *A* идишнинг чиқиш тешиги марказидан суюқлик сатхигача бўлган масофа.

Бу ҳолатда ҳам маълум қоидалар асосида *1-1* ва *2-2* кесимлар танланиб, *00* таққослаш текислигини ўтказамиз.

1) Энди *1-1* ва *2-2* кесимлар учун *00* таққослаш текислигига нисбатан Бернулли тенгламасини ёзамиз.

$$z_1+\frac{p_1}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon_1^2}{2g}=z_2+\frac{p_2}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon_2^2}{2g}+h_f \qquad (5.29)$$

$$\underline{z_1=H;\ \upsilon_1=\upsilon_A}=0;\ \upsilon_2=\upsilon;\ p_1=p_2=p_a;\ \alpha=1{,}0$$

2) Демак, тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиб олишимиз мумкин:

$$H=h_f+\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.30)$$

ёки

$$H=\zeta_f\frac{\upsilon^2}{2g}+\frac{\upsilon^2}{2g}=(\zeta_f+1)\frac{\upsilon^2}{2g} \qquad (5.31)$$

бундан,

$$\upsilon=\frac{1}{\sqrt{1+\zeta_f}}\sqrt{2gH} \qquad (5.32)$$

Оқимнинг узлуксизлик тенгламасига асосан,

$$Q=\frac{\pi D^2}{4}\frac{1}{\sqrt{1+\zeta_f}}\sqrt{2gH} \qquad (5.33)$$

Асосий ҳисоблаш формулалари. Бу формулаларни қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\boxed{Q=\mu_T\omega\sqrt{2gZ}} \qquad (5.34')$$

$$\boxed{Q=\mu_T\omega\sqrt{2gH}} \qquad (5.34'')$$

бунда, μ_T қувурлар системасининг сарф коэффициенти деб аталиб, қуйидагича аниқланади.

а) оқим сатх остига чиққан ҳолда

$$\mu_T=\frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}=\frac{1}{\sqrt{\zeta_l+\sum\zeta_M}}=\frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{D}+\sum\zeta_M}} \qquad (5.35)$$

б) оқим атмосферага чиққан ҳолда

$$\mu_T=\frac{1}{\sqrt{1+\zeta_f}}=\frac{1}{\sqrt{1+\frac{\lambda l}{D}+\sum\zeta_M}} \qquad (5.36)$$

Юқорида келтирилган формулалар ёрдамида қуйидаги масалаларнинг ечимини топиш мумкин:

1) Берилган *D, Z* катталиклар асосида *Q*- сарфни топиш;
2) Берилган *D, Q* катталиклар асосида *Z*- сатхлар фарқини топиш;
3) Берилган *Q* ва *Z* катталиклар асосида қувур диаметри (*D*) ни аниқлаш. Бу масалани ҳисоблашда танлаб олиш усулидан фойдаланилади.

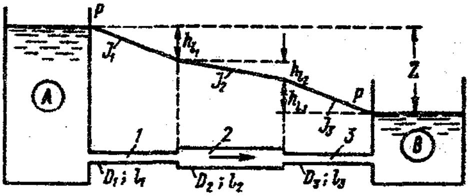
Б. УЗУН ҚУВУРЛАР СИСТЕМАСИНИНГ СУЮҚЛИК ОҚИМИНИ БОСИМ ОСТИДАГИ БАРҚАРОР ҲАРАКАТИ ҲОЛАТИ УЧУН ГИДРАВЛИК ҲИСОБИ

5.5. УМУМИЙ МАЪЛУМОТЛАР

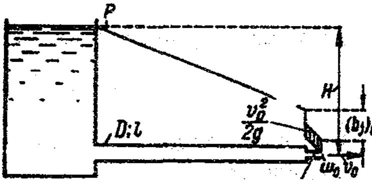
Бизга маълумки, инсон ўзининг ҳаётдаги муаммоларини ҳал қилиш жараёнида суюқлик оқимини маълум масофага узатиш муаммосини ҳал қилиш билан кўп шуғулланади. Масалан, асосий истеъмол учун ярокли сувни бир неча километр узоқликда жойлашган аҳоли турар жойларини таъминлаш, шаҳардаги чиқинди аралашмаларини шаҳардан чиқариш, нефть маҳсулотларини узатиш ва ҳоказо.

Юқоридаги мулоҳазаларимиздан бизга маълумки, қувурлар системасида ҳаракатни таъминлаш, асосан, истеъмол манбаларидаги напор фарқи ҳисобига вужудга келади.

Мисол тариқасида қуйидаги расмларни келтиришимиз мумкин.



5.4-расм. Ўзгарувчан диаметрли содда узун кувур $(J_1 > J_2)$



5.5-расм. Найчали содда узун қувур

Юқорида тасвирланган расмларда ўзгарувчан диаметри содда узун қувурлар системаси келтирилган.

Бизга маълумки, содда қувурлар системаси деганда узунлик бўйлаб, сарф тарқатилмайдиган қувурлар системасини тушунамиз.

Узун қувурлар системасидаги йўқолган напорларни аниқлашда напорнинг узунлик бўйича йўқолиши асос қилиб олинади ва меъёрий миқдор сифатида 10-5% юқори қилиб қабул қилинади. Бундай гурухга мансуб қувурларнинг гидравлик ҳисобини бажаришда асосан уч хил масалалар бўлиши мумкин.

1) Суюқликнинг физик хоссаларини характерловчи катталиклар ρ ва ν маълум, ҳамда напор H, l - қувур узунлиги ва қувур материалига ва тайёрланиш техникаларига боғлиқ бўлган ғадир-будурлик берилган. Сарфни аниқлаш керак;
2) Берилган ρ, υ, ν, l, D, n катталиклар ва Q сарф. Аниқлаш керак H-напорни;
3) Берилган ρ, ν, l, n, Q, H. Аниқлаш керак - қувур диаметри D ни.

Бу масалаларни ҳисоблашда, асосан, реал ҳолатдаги барқарор ҳаракатланаётган суюқлик оқимлари учун ёзилган Бернулли тенгламасидан фойдаланамиз. Агар тенгламани танланган кесимлар учун ёзиб, маҳаллий йўқолишларни ва тезлик напорларини ҳисобга олмасак, тенглама қуйидаги кўринишда бўлиши мумкин:

а) Босим остидаги суюқликка чиқиш ҳолати учун:

$$Z = h_{l_1} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3} \qquad (5.37)$$

Юқоридаги мавзулардан бизга маълумки,

$$h_l = Jl\,, \quad \text{бундан,} \quad J = \frac{Z}{l} \qquad (5.38')$$

Сарф характеристикасини ёзсак,

$$K = c\omega\sqrt{RJ} \qquad K^2 = c^2\omega^2 RJ$$

$$Q = c\omega\sqrt{RJ} \qquad Q^2 = c^2\omega^2 RJ \qquad (5.38'')$$

$$Q^2 = K^2 J$$

$$J = \frac{Q^2}{K} \qquad (5.38''')$$

$$Z = J_1 l_1 + J_2 l_2 + J_3 l_3 \qquad (5.38^{\text{IV}})$$

$$Z = \frac{Q^2}{K_1^2} l_1 + \frac{Q^2}{K_2^2} l_2 + \frac{Q^2}{K_3^2} l_3 \qquad (5.39)$$

$$Z = Q^2 \sum \frac{1}{K^2} \qquad (5.40)$$

$$Q = \sqrt{\frac{Z}{\sum \frac{1}{K^2}}} \qquad (5.41)$$

Бу олинган ифодалардан турли гидравлик ҳисобларни бажаришда фойдаланишимиз мумкин. Масалан маълум Z, Q, l, β, ν, d га асосан Q сарфни ҳисоблашимиз мумкин. Ёки Q, l, K га асосан Z напорни аниқлашимиз мумкин.

б) Оқимнинг атмосферага чиқиши (5.5-расм)

$$H = h_l \qquad (5.42)$$

Умуман, узун қувурлар гидравлик ҳисоби амалиётида напорнинг узунлик бўйича йўқолиши инобатга олинсада, қувурнинг чиқиш қисмидаги ўрнатилган найчаларда тезлик ниҳоятда юқорилигини ҳисобга олган ҳолда, найчада напор йўқолиши ва тезлик напори миқдорини қуйидагича ёзамиз.

$$H = h_l + h_{мн} + \frac{\upsilon_0^2}{2g} \qquad (5.43)$$

бунда,

$$h_{мн} = \zeta_н \frac{\upsilon_0^2}{2g} \qquad (5.44)$$

Шундай қилиб,

$$H = h_l + (1+\zeta_н)\frac{\upsilon_0^2}{2g} \qquad (5.45)$$

ёки

$$H = h_l + \frac{\upsilon_0^2}{2g\mu_н^2} \qquad (5.46)$$

бунда,

$$\mu_н = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta_н}} \qquad (5.47)$$

Демак, ёзишимиз мумкинки,

$$H = \frac{Q^2}{K^2} l + \frac{Q^2}{\omega_0^2 2g\mu_н^2} \qquad (5.48')$$

чунки,

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega} \qquad (5.48'')$$

Бунда қуйидаги масалаларни ечишимиз мумкин:

1) D, l, Q берилган H - напорни аниқлаш керак;
2) Берилган D, l, Q, H - Q сарфни аниқлаш керак;
3) Берилган Q, H, l - аниқлаш керак D;

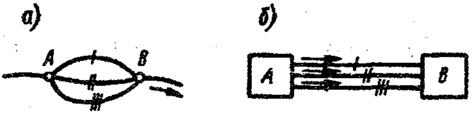
Агар қувурнинг туташ қисмида найча бўлмаса, тезлик напорини гидравлик ҳисобда инобатга олмасдан, масалани ечишни осонлаштириш мумкин.

5.6. ГИДРАВЛИК ҲИСОБЛАРНИ БАЖАРИШДА ҚУВУРЛАРНИНГ КЕТМА-КЕТ ВА ПАРАЛЛЕЛ УЛАНИШИ

Қувурнинг кетма-кет уланиши (5.6-расм), асосан, иқтисодий нуқтаи назаридан ёки напорни ошириш мақсадида амалга оширилиши мумкин.

$$(h_l)_{AB} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3} \qquad (5.49)$$

5.6-расм. Қувурларнинг кетма-кет уланиши



5.7-расм. Қувурларни параллел улаш

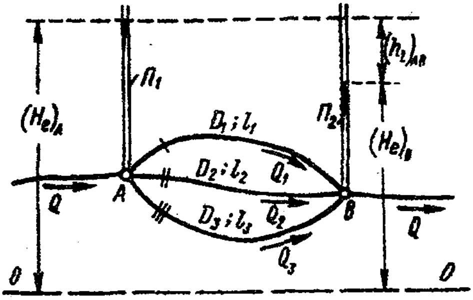
Қувурларнинг параллел уланиши. Қувурларни параллел улашда, биз, мураккаб қувурлар системасига дуч келамиз (5.7-расм). Бундай мураккаб қувурлар системасини гидравлик ҳисобида, асосан, пьезометрлардан фойдаланишга тўғри келади. Бу $П_1$ ва $П_2$ пьезометрлар қувурлар системасининг бўлиниши ва бирлашиши узелларига ўрнатилса, қуйидаги ифода улар учун ўринлидир

$$(h_l)_{AB}=(H_e)_A-(H_e)_B \tag{5.50}$$

A ва B узеллардаги напорлар мос равишда $(H_e)_A$ ва $(H_e)_B$ га тенг деб қабул қилинди (5.8-расм).

Бу муносабатга асосан, қуйидагиларни ёзишимиз мумкин.

$$\left.\begin{array}{l} h_{l_1}=(H_e)_A-(H_e)_B \\ h_{l_2}=(H_e)_A-(H_e)_B \\ h_{l_3}=(H_e)_A-(H_e)_B \end{array}\right\} \tag{5.51}$$



5.8-расм. Узун қувурларни параллел улаш ҳисобига доир

Бундан,

$$(h_l)_{AB}=h_{l_1}=h_{l_2}=h_{l_3}=(H_e)_A-(H_e)_B \tag{5.52}$$

демак,

$$h_l=\frac{Q^2}{K^2}l \tag{5.53}$$

ёки

$$(h_l)_{AB}=\frac{Q_1^2}{K_1^2}l_1=\frac{Q_2^2}{K_2^2}l_2=\frac{Q_3^2}{K_3^2}l_3 \tag{5.54}$$

деб ёзиб олишимиз мумкин. Шунга мос равишда

$$\left.\begin{array}{ll} I & Q_1=K_1\sqrt{\dfrac{(h_l)_{AB}}{l_1}} \\ II & Q_2=K_2\sqrt{\dfrac{(h_l)_{AB}}{l_2}} \\ III & Q_3=K_3\sqrt{\dfrac{(h_l)_{AB}}{l_3}} \end{array}\right\} \tag{5.55}$$

ва

$$IV \qquad Q=Q_1+Q_2+Q_3 \tag{5.56}$$

тенгламаларни ёзишимиз мумкин.

Натижада, Q, l, D катталиклар берилган, Q_1, Q_2, Q_3, $(h_l)_{AB}$ тўрт номаълумли тўртта тенглама пайдо бўлади. Бу тенгламаларни ечими биз учун керакли катталикларни беради.

Буни ечиш учун (5.56) ифодага, (5.55) ифодаларни қўямиз.

$$Q=K_1\sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_1}}+K_2\sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_2}}+K_3\sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_3}} \tag{5.57}$$

$$Q=\sqrt{(h_l)_{AB}}\sum\frac{K}{\sqrt{l}} \tag{5.58}$$

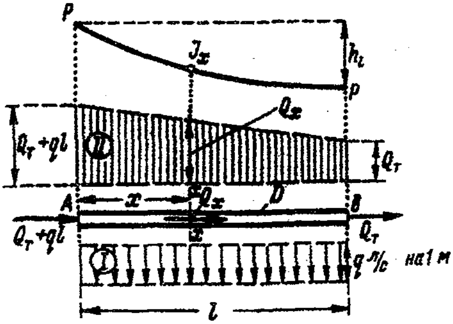
$$(h_l)_{AB}=\frac{Q^2}{\left(\sum\frac{K}{\sqrt{l}}\right)^2} \tag{5.59}$$

5.7. САРФ ЎЗГАРУВЧАН БЎЛГАНДА НАПОР ЙЎҚОЛИШИ

Юқоридаги ҳисобларда, асосан, напор йўқолиши сарф доимий $Q=const$ бўлган ҳолатлар учун ўрганилди. Лекин амалиётда қувурлар системаси бўйлаб сарф ўзгариб турган ҳолат кўп учрайди. Қувурлар системасида сарф текис тақсимланаётган ҳолат билан танишамиз. Бу ҳолат 5.9-расмда тасвирланган. AB қувур узунлиги l бўлиб, диаметри D га тенг.

I эпюра қувурдан сарф тарқалишини кўрсатади.

Сарф қувур узунлиги бўйлаб чизиқли қонуниятга асосан ўзгаради. Бунда, суюқлик сарфи эпюраси *II* трапеция кўринишида бўлади. Участканинг иккала четки кесимида Q_T ўтиш сарфи мавжуд бўлади. Агар номаълум қувур кесимидаги сарф Q_x бўлса, x нинг $0 \div l$ қийматида сарф Q_X сарф $(Q_T + ql)$ ва Q_T оралиқда ўзгаради, J_x гидравлик қиялик қувур узунлиги бўйлаб камаяди.



5.9-расм. Узунлик бўйича ўзгарувчан сарфли қувур

Демак, P-P пьезометрик чизиқ қия бўлиб, қабариқлик пастга қараган бўлади.

$$Q_x=(Q_T+ql)-qx \tag{5.60}$$

бунда, q - қувурнинг бирлик узунлигидаги сарфи.

$$dh_l = J_x dx = \frac{Q_x^2}{K^2} dx = \frac{[(Q_T + ql) - qx]^2}{K^2} dx \qquad (5.61)$$

Бу тенгламани $x = 0$ ва $x = l$ оралиқларда интеграллаймиз.

$$h_l = \int_{x=0}^{x=l} \frac{[(Q_T + ql) - qx]^2}{K^2} dx = \frac{\frac{1}{l} \int_{x=0}^{x=l} [(Q_T + ql) - qx]^2 dx}{K^2} l \qquad (5.62)$$

$$h_l = \frac{Q_{xuc}^2}{K^2} l \qquad (5.63)$$

$$Q_{xuc}^2 = \frac{1}{l} \int_{x=0}^{x=l} [(Q_T + ql) - qx]^2 dx \qquad (5.64)$$

ёки

$$Q_{xuc}^2 = \frac{1}{l} \left[\int_{x=0}^{x=l} (Q_T + ql)^2 dx - \int_{x=0}^{x=l} 2(Q_T + ql) qx dx + \int_{x=0}^{x=l} q^2 x^2 dx \right] \qquad (5.65)$$

ёки

$$Q_{xuc}^2 = (Q_T + ql)^2 - (Q_T + ql) ql + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} ql \right)^2 \qquad (5.66)$$

Агар $Q_T = 0$ бўлса,

$$Q_{xuc} = \frac{1}{\sqrt{3}} ql = 0{,}58ql \qquad (5.67)$$

Агар $Q_T \neq 0$ бўлса,

$$\boxed{Q_{xuc} \approx Q_T + 0{,}55ql} \qquad (5.68)$$

5.8. МУРАККАБ ҚУВУРЛАР СИСТЕМАСИНИНГ ГИДРАВЛИК ҲИСОБИ

Умуман, мураккаб қувурларни икки гурухга бўлишимиз мумкин:

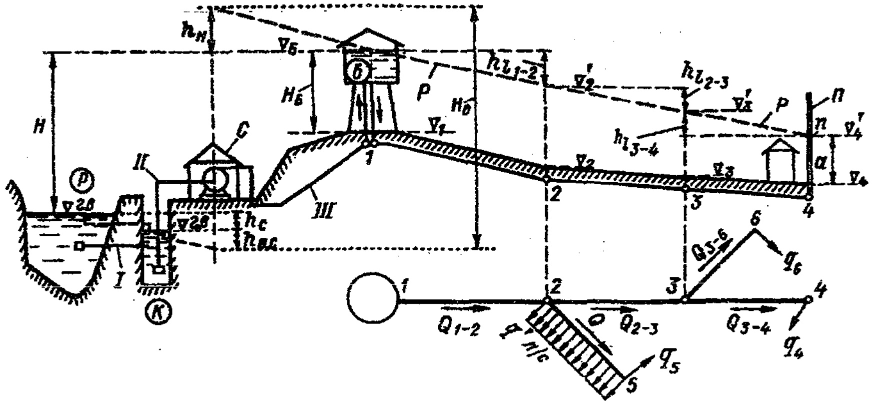
- туташмаган, охири берк қувурлар системаси (5.10-расм);
- ҳалқасимон система (5.11-расм).

Бундай қувурлар системасининг гидравлик хисобида, агар, сув напорли босимлар баландлигини аниқлаш учун гидравлик хисоб бажарилиши керак бўлса, қуйидагилар маълум бўлиши керак:

- *l* — алоҳида қувурлар узунлиги, таъминот системаси плани, жой плани горизонтал кўринишда;

- система нуқталарида олинаётган сарфлар миқдори q_4, q_5, q_6;

- системанинг туташ қисмларидаги керакли энг кичик пьезометрик кўрсаткичлари, яъни, напорлар.



5.10-расм. Туташмаган охири берк қувурлар системаси

Гидравлик ҳисоблаш натижасида қувурлар диаметри, керакли сув сарфи билан таъминловчи сув бакидаги напор баландлигини аниқлаш мумкин.

Умумий ҳисоб қуйидаги тартибда бажарилади:

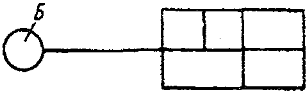
1. Ҳар бир узелдаги ҳисобий сарф миқдори аниқланади:

$$Q_{3-4} = q_4$$

$$Q_{1-2} = q_4 + q_5 + q_6 + q' l_{2-5}$$

$$Q_{2-5} = q_5 + 0.55 q' l_{2-5}$$

2. Магистрал йўналишни аниқлаймиз. Бунда бу йўналишда сарф энг юқори бўлиши керак. Яна у узун бўлиб, ер юзи баландликларининг энг катта қийматлари шу йўналишда жойлашиши керак.



5.11-расм. Ҳалқасимон тармоқ тасвири. *М* босимли сув минораси

Магистрал йўналишнинг ҳисоби қуйидаги тартибда олиб борилади.

Тежамкор тезлик аниқланади. Маълумки, қувур диаметри магистрал йўналишда кичикроқ олинса, магистрал йўналишнинг қурилиш нархи камаяди. Лекин, босимли сув минораси насос станцияси қурилиши нархи қимматлашади. Бундан ташқари эксплуатация нархи ҳам ошади. Магистрал йўналишда қувур диаметрини ошиши бунга тескари манзарани беради.

Юқоридаги мулоҳазалар асосида тежамкор тезлик тушунчасини ўрганиш амалга оширилган. Тадқиқотчилар натижасига асосан, бу катталик қуйидаги жадвал асосида қабул қилиниши мумкин.

D, м	0,10	0,20	0,25	0,30
$\upsilon_{теж}$, м/с	0,75	0,90	1,10	1,25

3. Магистрал йўналишдаги қувурлар диаметрини аниқлаймиз:

$$\omega = \frac{Q}{\upsilon_{теж}}; \quad D' = \sqrt{\frac{4\omega}{\pi}} = \sqrt{\frac{4Q}{\pi \upsilon_{теж}}}$$

4. Ҳар бир участка учун напор йўқолишини аниқлаймиз:

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l$$

5. h_l катталик маълум бўлгандан сўнг участка учун P-P пьезометрик чизиқни чизамиз.

Чизиқни чизиш Δ'_4 баландликни билган ҳолда, участка охиридан бошлаймиз. Аниқланган $(h_l)_{3\text{-}4}$, $(h_l)_{2\text{-}3}$, $(h_l)_{1\text{-}2}$ катталиклар тик йўналишда қўйилади.

Магистралдан бўлинган йўналишлар ҳисоби эса қуйидаги тартибда аниқланади (5.12-расмга қаранг).

а) $h_l^{'} = \Delta_3^{'} - \Delta_6^{'}$ - напор йўқолиши аниқланади;

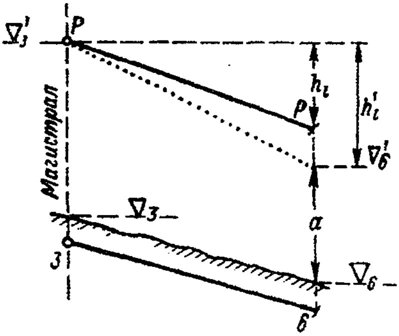
б) сарф модули ифодасини қуйидагича ёзамиз:

$$(K')^2 = Q^2 \frac{l}{h_l^{'}}$$

в) махсус жадваллар ёрдамида K' катталикка мос келувчи қувур диаметри D' топилади.

г) D диаметрга асосан ҳақиқий сарф модули қийматини топамиз ва бунга асосан ҳақиқий напор (h_l) йўқолишини аниқлаймиз.

Агар магистрал йўналишни биз нотўғри танлаган бўлсак, ҳисоб давомида $\Delta'_6 > \Delta'_3$ муносабатга келиишимиз мумкин, яъни, 3-6 бўлим охирига керакли сарф узатиш имконияти йўқ. Бундай ҳолатда магистрал йўналиш қайта танланиб, гидравлик ҳисоб қайтадан бажарилади.



5.12-расм. Охири берк магистрал система тармоғи

V боб учун назорат саволлари

1. Қувурдаги напорни аниқлашда Дарси-Вейсбах формуласини ёзинг.
2. Узун ва қисқа қувурлар ҳақида тушунча беринг.
3. Маҳаллий напор қандай аниқланади?
4. Гидравлик қаршилик деб нимага айтилади?
5. Узун қувурлар ҳисоби билан қисқа қувурлар ҳисоби ўртасидаги фарқ нимадан иборат?
6. Ўзгарувчан сарфда узунлик бўйича напор йўқолиши қандай аниқланади?
7. Нима учун қисқа қувурлар ҳисобида Бернулли тенгламасига тез-тез мурожаат қилинади?

IV БОБ. ТИРҚИШ ВА НАЙЧАЛАР ОРҚАЛИ СУЮҚЛИКНИНГ ОҚИШИ

А. ИНГИЧКА ДЕВОРЛИ ТЕКИС ТЎСИҚЛАРДАГИ ТЕШИКЛАРДАН ДОИМИЙ НАПОРЛИ СУЮҚЛИКНИНГ ОҚИШИ

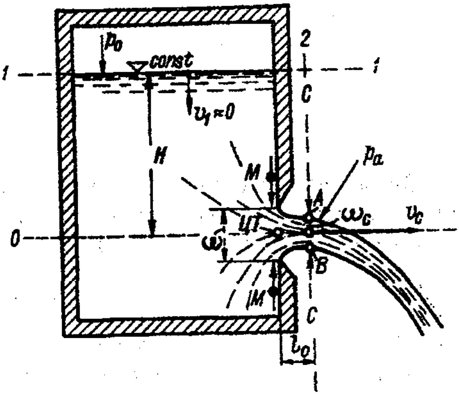
6.1. ОҚИМНИНГ КИЧИК ТИРҚИШДАН АТМОСФЕРАГА ОҚИБ ЧИҚИШИ

Тадқиқотчилар томонидан ўтказилган тажрибаларга асосланиб, оқимнинг кичик тирқишдан атмосферага оқиб чиқишини 6.1-расмдаги кўринишда кўрсатиш мумкин.

Бунда p_o - суюқлик эркин сиртига таъсир этувчи ташқи босим, бу катталик p_a - атмосфера босимидан фарқ қилади; ω - тирқиш юзаси; ω_c - оқимчанинг *С-С* кесимдаги юзаси. *Н* - тирқишнинг оғирлик марказигача бўлган чуқурлик.

Агар l_o масофада оқимнинг пастлашишини ҳисобга олсак, у ҳолда ω_c юзанинг оғирлик марказигача бўлган чуқурлик деб қабул қилишимиз мумкин. Оқимча *С-С* кесимгача кескин сиқилиб боради. Бундай ҳолат – суюқлик заррачаларининг инерцияси ҳисобига бўлади деб қабул қилиш мумкин. Бунга мисол тариқасида *М* заррачанинг ҳаракатини кўришимиз мумкин. (6.1-расм).

Агар ҳаракатланаётган оқимга ҳавонинг аралашиши – аэрацияни ва ҳаво қаршилигини ҳисобга олмасак, пастлашаётган заррачанинг тезлиги ошганлиги сабабли, оқимнинг сиқилиши давом этиши керак. Агар тирқишдан чиқаётган суюқлик оқимчасининг тезлиги юқори бўлса, оқимнинг ташқи қобиғида ўринма кучланишларнинг таъсири кучаяди. Ҳаво қаршилиги оқимча тезлигини камайтириб, унинг ҳаво билан аралашиш жараёнининг жадаллаштиради ва *С-С* кесимдан кейин оқимча кенгая бошлайди.



6.1-расм. Оқимнинг кичик тирқишдан атмосферага чиқиши

Оқимча ўз ҳаракатида *С-С* кесимгача тез ўзгарувчан ҳаракатда бўлиб, кейин текис ўзгарувчан ҳаракатлана бошлайди. *С-С* кесим эса *сиқилган кесим* деб аталади, Худди мана шу *С-С* кесимдан бошлаб, оқимча учун Бернулли тенгламасини қўллаш мумкин, чунки бу кесимгача оқимнинг ҳаракати тез ўзгарувчандир. *АВ* йўналишдаги оқимнинг тезлиги *u* эпюрали тўғри тўртбурчакдир. Агар тирқиш айлана шаклида бўлса, бу сиқилган кесимгача масофа қуйидагича аниқланади:

$$l_0 \approx 0{,}5D \tag{6.1}$$

бунда, D – тирқиш диаметри.

Сиқилиш коэффициентини қуйидагича аниқлаймиз:

$$\boxed{\frac{\omega_c}{\omega} = \varepsilon} \tag{6.2}$$

бунда, ε - сиқилиш коэффициенти.

Энди ўрганиладиган муаммо сифатида сиқилган кесимдаги оқимнинг ўртача тезлиги υ_c ва идишдан чиқаётган оқим сарфини *(Q)* аниқлаймиз. Бунинг учун идишдаги суюқлик сиртидан *1-1* ва сиқилган кесимдан *2-2* кесимни ўтказиб, сиқилган кесим оғирлик марказидан *00* таққослаш текислигини ўтказамиз. Бу текисликка нисбатан *1-1* ва *2-2* кесимлар учун Бернулли тенгламасини ёзамиз:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha\upsilon_1^{\ 2}}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha\upsilon_2^{\ 2}}{2g} + h_f \tag{6.3}$$

Тенгламанинг ҳар бир ҳадини таҳлил қиламиз.

$$\left.\begin{array}{lll} z_1 = H; & \dfrac{p_1}{\gamma} = \dfrac{p_o}{\gamma}; & \dfrac{\alpha\upsilon_1^2}{2g} \approx 0 \\ z_2 = 0; & \dfrac{p_2}{\gamma} = \dfrac{p_a}{\gamma}; & \dfrac{\alpha\upsilon_2^2}{2g} \approx \dfrac{\upsilon_2^2}{2g} = \dfrac{\upsilon_c^2}{2g} \end{array}\right\} \tag{6.4}$$

Оқимнинг идишдаги тезлигини ҳисобга олмасдан, *C-C* кесимдаги босимни атмосфера босимига тенг деб қабул қиламиз. *1-1* кесимдан *2-2* кесимгача напор йўқолишини қуйидагича аниқлаймиз:

$$h_f = \zeta \frac{\upsilon_c^2}{2g} \tag{6.5}$$

бунда, ζ - қаршилик коэффициенти.

Демак, (6.4) ва (6.5) ифодаларни инобатга олсак, (6.3) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$H + \frac{p_0}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\upsilon_c^2}{2g} + \zeta\frac{\upsilon_c^2}{2g} \tag{6.6}$$

бунда,

$$H + \left(\frac{p_o}{\gamma} - \frac{p_a}{\gamma}\right) = H_{кл} \tag{6.7}$$

бунда, $H_{кл}$ - *келтирилган* ёки *жамланган напор* дейилади. У ҳолда:

$$H_{\text{кт}} = (1+\zeta)\frac{\upsilon_c^2}{2g} \qquad (6.8)$$

Бундан,

$$\upsilon_c = \sqrt{\frac{1}{1+\zeta}}\sqrt{2gH_{\text{кт}}} \qquad (6.9)$$

ёки

$$\upsilon_c = \varphi\sqrt{2gH_{\text{кт}}} \qquad (6.10)$$

бунда,

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+\zeta}} \qquad (6.11)$$

деб белгиланиб, ***тезлик коэффициенти*** деб аталади.

Агар $p_o = p_a$ бўлса, (6.10) ифодани қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\boxed{\upsilon_c = \varphi\sqrt{2gH}} \qquad (6.12)$$

Идеал ҳолатдаги суюқликлар учун

$$h_f = \zeta\frac{\upsilon_c^{\ 2}}{2g} = 0 \qquad (6.13)$$

ва

$$\zeta = 0\ ; \qquad \varphi = 1{,}0 \qquad (6.14)$$

эканлигини ҳисобга олсак,

$$\upsilon_c = \sqrt{2gH} \qquad (6.15)$$

Бу ифода *Торричелли ифодаси* дейилади. Бу боғлиқликни 1643 йилда Торричелли аниқлаб, $\varphi \approx 1{,}0$ эканлигини таъкидлаган. Сиқилган кесимдаги оқимнинг ўртага тезлигини билган ҳолда, бу кесимдаги оқим сарфини аниқлаймиз:

$$Q = \omega_c\upsilon_c = \omega_c\varphi\sqrt{2gH} = \omega\frac{\omega_c}{\omega}\varphi\sqrt{2gH} \qquad (6.16)$$

Бундан,

$$Q = \varepsilon\varphi\omega\sqrt{2gH} \qquad (6.17)$$

ёки

$$\boxed{Q = \mu_0\omega\sqrt{2gH}} \qquad (6.18)$$

$$\mu_0 = \varepsilon\varphi \qquad (6.19)$$

μ_0 - тирқишнинг ***сарф коэффициенти*** деб аталади.

Демак, бу ҳодисани ўрганишда қуйидаги тўртта янги коэффициентлар билан танишдик:

ε- сиқилиш; ζ- қаршилик; φ - тезлик; тирқишнинг сарф коэффициентлари.

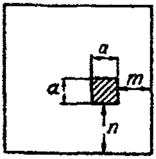
6.2. ОҚИМЧАЛАРНИНГ СИҚИЛИШ ТУРЛАРИ. ε, ζ, φ ва μ_0 КОЭФФИЦИЕНТЛАР КАТТАЛИКЛАРИ

(Кичик тирқишдан атмосферага чиққан ҳолда)

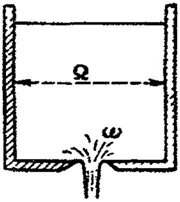
Оқимчанинг сиқилиш даражасига суюқлик жойлашган муҳитнинг ён деворлари ва идиш туби таъсир кўрсатиши мумкин. Шу сабабли тирқишни ён деворлар ва идиш тубида жойлашган вазиятига боғлиқ ҳолатда оқимчанинг сиқилиши турлича кўринишда бўлиши мумкин:

Тўлиқ сиқилиш. Тирқишдан отилиб чиқаётган оқимнинг сиқилишига суюқлик жойлашган идишнинг ён деворлари ва тубининг таъсири бўлмаса бундай сиқилиш *тўлиқ амалга ошган сиқилиш* дейилади (6.2-расм). Бундай сиқилиш қуйидаги шарт бажарилганда амалга ошади:

$$m > 3a, \quad n > 3a \tag{6.20}$$



6.2-расм. Оқимнинг тўлиқ амалга ошган ва чала сиқилишига доир



6.3-расм. Оқимчанинг чала сиқилишига доир

Бунда, a – томонлари узунлиги бир хил бўлган тирқиш катталиги, m – тирқишдан ён деворгача бўлган масофа, n – тирқишдан идиш тубигача бўлган масофа. (6.20) шарт бажарилганда тажрибалар натижасига асосланиб, юқорида санаб ўтилган коэффициентларнинг қуйидаги қийматларини қабул қилиш мумкин:

$$\varepsilon = 0{,}63 \div 0{,}64; \; \zeta = 0{,}06; \; \varphi = 0{,}97; \; \mu_o = 0{,}62 \tag{6.21}$$

Тўлиқ амалга ошмаган сиқилиш. Тирқишдан отилиб чиқаётган оқимчанинг бундай сиқилиши (6.20) шарт бажарилмаган ҳолатларда рўй бериши мумкин.

Таъкидлаш керакки, тирқишларнинг шакли ва ўлчамлари бир хил бўлсада, тўлиқ амалга ошган сиқилиш ҳаракатдаги кесим юзаси ω_c тўлиқ амалга ошмаган сиқилиш кесим юзасидан кичик бўлади.

$$\omega_c > \omega_c' \tag{6.22}$$

Тўлиқ амалга ошмаган сиқилишда, сарф коэффициентини қуйидаги ифода асосида ҳисоблаш мумкин (6.3-расм):

$$\mu_0 \approx \mu_0'\left(1+\frac{\tau}{100}\right) \tag{6.23}$$

бунда,

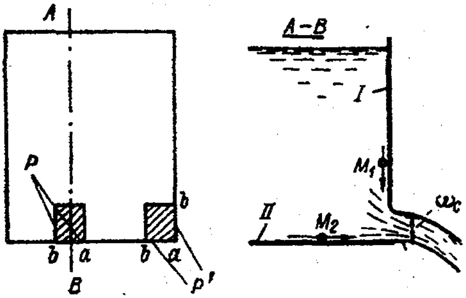
$$\tau = f\left(\frac{\omega}{\Omega}\right) \tag{6.24}$$

бўлиб, Ω - идишнинг горизонтал кесим юзаси.

Агар, а) $\omega:\Omega=0,1$ бўлса, $\tau\approx 1,5$

б) $\omega:\Omega=0,2$ бўлса, $\tau\approx 3,5$.

Нотўлиқ сиқилиш. Нотўлиқ сиқилиш m ва n катталиклардан бири ёки ҳар иккаласи нолга тенг бўлган ҳолатда рўй бериши мумкин (6.4-расм). M_1 суюқлик заррачаси I ён девор бўйлаб пастга ҳаракатланиб, ўз энергияси ҳисобига тирқишдан чиқиб, юқорига ҳаракатлана бошлайди. M_2 заррача эса II деворда девор бўйлаб ҳаракатланиб, тирқишдан чиққандан кейин ҳам ўз ҳаракатини давом эттиради. Бундай сиқилишда ω_c катталик қиймати анча катта бўлади, шунинг ҳисобига μ_0 сарф коэффициенти анча катта бўлиб, қуйидагича аниқланади:



6.4-расм. Тўлиқ сиқилмаган оқимча

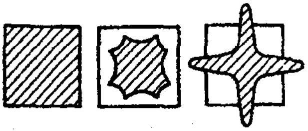
$$\mu_0 \approx \mu_0'\left(1+0,4\frac{P'}{P}\right) \qquad (6.25)$$

бунда: P - тирқиш периметри;

P' - тирқишнинг оқим сиқилмаган соҳаси периметри.

Хулосалар:

1. Демак, тезлик коэффициенти қиймати $\varphi\approx 1,0$ бўлса, сиқилиш ва сарф коэффициентлари қийматлари $0,6\div 1,0$ оралиғида бўлади.
2. Бошқа ҳамма шароитлар бир хил бўлганда, нотўлиқ ва тўлиқ амалга ошмаган сиқилишдаги оқимча сарфи (Q), тўлиқ амалга ошган сиқилишидаги оқимча сарфидан катта бўлади.
3. Сарф коэффициентининг юқорида келтирилган катталиклари оқимнинг турбулент ҳаракати учун таълуқли бўлиб, бунда Рейнольдс сони юқори бўлади ва Рейнольдс сонининг кичик қийматлари учун эса сарф коэффициенти унга функционал боғлиқдир.
4. Оқимча ҳаракати давомида кесим бўйича ўз шаклини ўзгартиради. Бундай ўзгаришлар 6.5-расмда ифодаланган.

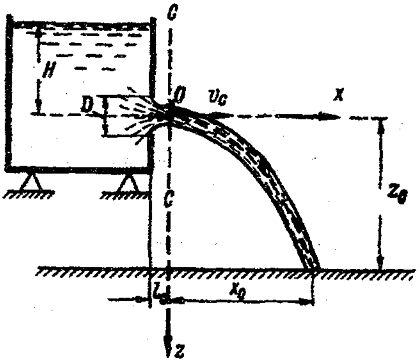


6.5-расм. Оқимча кесими шаклининг ўзгариши

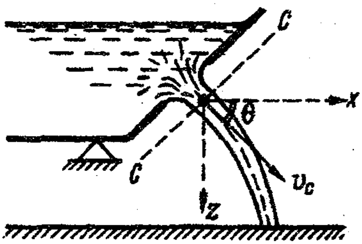
6.3. ОҚИМЧАНИНГ ТРАЕКТОРИЯСИ

Тик ҳолатда турган деворда ўрнатилган тирқишдан отилиб чиқаётган оқимча ҳаракати билан танишамиз.

Оқимча траекторияси деб, тирқишдан отилиб чиқиб, оғирлиги ҳисобига эркин пастлашаётган оқимча чизиғига айтилади. Бу чизиқчанинг ҳаракат тенгламасини ёзиш учун қуйидагича фикр юритамиз:



6.6-расм. Оқимчанинг траекторияси (тирқиш тик деворда бўлган ҳолатда)



6.7-расм. Оқимча траекторияси (тирқиш қия деворда жойлашган ҳолат учун)

Девордан l_0 масофада жойлашган *C-C* сиқилиш рўй бераётган кесимни белгилаб оламиз. Сиқилган кесим марказида *0* нуқта белгилаб, ундан x ва z координаталарни белгилаймиз. Ҳаво қаршилигини ҳисобга олмасдан, бу кесимда υ_c тезликка эга бўлган заррачани танлаб оламиз ва бу заррача учун назарий механика курсидан бизга маълум бўлган ҳаракат тенгламасини ёзамиз:

$$x = \upsilon_c t; \qquad z = \frac{gt^2}{2} \tag{6.26}$$

бунда, t - вақт.

Траектория тенгламасини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$z = \frac{gx^2}{2\upsilon_c^2} \tag{6.27}$$

Бундан:

$$\upsilon_c = \varphi\sqrt{2gH} \tag{6.28}$$

Бу (6.27) тенглама оқимча траекторияси чизиғини парабола кўринишда бўлишини кўрсатади (6.6-расм). Унга z_o қийматни қўйсак оқимчанинг узоқлашиш масофаси (x_o) ни топишимиз мумкин. Тирқиш идиш деворига қия қилиб ўрнатилган бўлса (6.7-расм), оқим ўқи тенгламаси юқорида берилган кўринишда бўлади, фақат бунда заррачанинг бошланғич тезлиги (υ_c) горизонтга нисбатан θ бурчак остида қия бўлади.

6.4. КИЧИК ТИРҚИШЛАРДАН ОҚИМЧАНИНГ СУВ САТҲИ ОСТИГА ЧИҚИШИ

(Тирқишнинг кўмилганлик ҳолати)

Бундай қўшилган тирқиш 6.8-расмда кўрсатилган. Бунда z – идишлардаги сатҳлар фарқи. Энди *1-1* ва *3-3* кесимлар учун Бернулли тенгламасини энергия йўқолиши орқали ёзамиз:

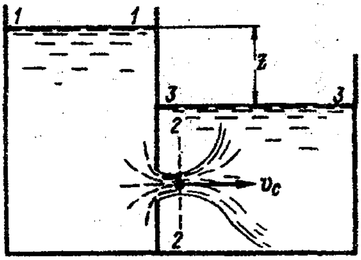
$$h_f = Z = \zeta\frac{\upsilon_c^2}{2g} = \left(\zeta_{1-2} + \zeta_{2-3}\right)\frac{\upsilon_c^2}{2g} = \left(\zeta_{1-2} + 1\right)\frac{\upsilon_c{}^2}{2g} \qquad (6.29)$$

бунда, ζ - кесимлар орасидаги энергиянинг йўқолиш коэффициенти.

Натижада, қуйидаги тенгламани олишимиз мумкин:

$$\boxed{Q = \mu_0\omega\sqrt{2gZ}} \qquad (6.30)$$

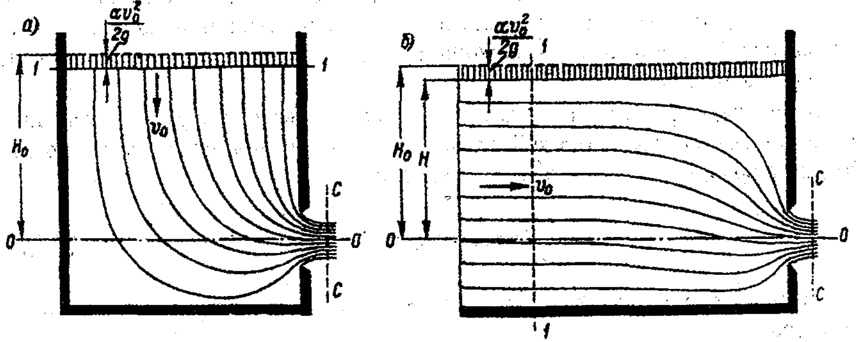
Бу тенглама оқимчанинг *тирқишдан сув сатҳи остига чиқишини ҳисоблаш тенгламаси* дейилади.



6.8-расм. Сув остида жойлашган кичик тирқишдан оқимчанинг чиқиши

6.5. СУЮҚЛИКНИНГ ИДИШДАГИ ҲАРАКАТИ. КИЧИК ВА КАТТА ТИРҚИШЛАР ҲАҚИДА ТУШУНЧАЛАР. КАТТА ТИРҚИШЛАРНИНГ ГИДРАВЛИК ҲИСОБИГА ДОИР АМАЛИЙ КЎРСАТМАЛАР

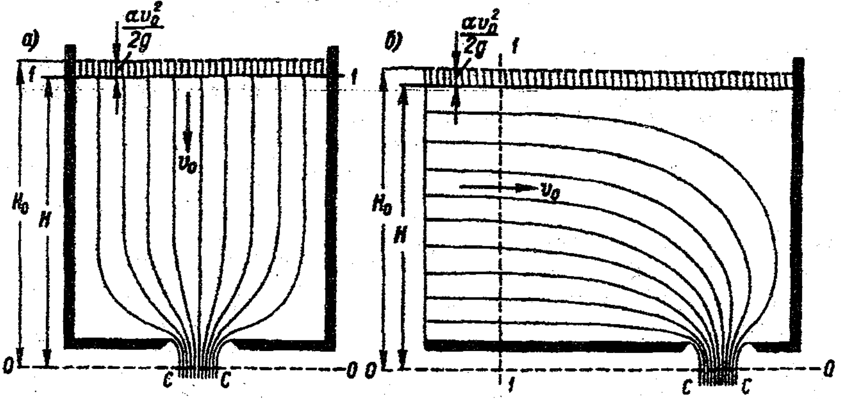
Тирқиш орқали суюқлик оқимининг отилиб чиқиши натижасида, идишда жойлашган бутун суюқлик массаси ҳаракатга келади. Суюқликнинг идишга кириб келиши ва тезлик катталигига қараб, идишда суюқлик ҳар хил ҳаракатланиши мумкин.



6.9-расм. Суюқликнинг идишдаги тезлиги

а) суюқлик илгариланма потенциал ҳаракат қилиши мумкин;

б) айланма ҳаракат, яъни ҳаракатланаётган суюқликда айланма ҳаракатланаётган соҳалар бўлиши мумкин.



6.10-расм. Суюқликнинг идишдаги тезлиги

6.9 ва 6.10-расмларда оқимнинг илгариланма потенциал ҳаракатига онд ҳаракатидаги ҳаракат чизиқчалари ифодаланган 6.9, б ва 6.10, б-расмларда *1-1* кесим тик ҳолатда бўлиб, яқинлашиши тезлигини v_0 деб белгилаб олсак, тўлиқ напорни қуйидагича аниқлашимиз мумкин:

$$H_{1_1} = H + \frac{2v_0^2}{2g} = H_0 \quad \text{(белги)} \qquad (6.31)$$

1-1 ва *С-С* кесимлар орасида энергиянинг йўқолиши φ - тезлик коэффициенти билан баҳоланади.

Олдинги билимларимизга асосланиб айтишимиз мумкинки, 6.9, *а* ва 6.10, б-расмлардаги идишда ҳаракатланаётган суюқликлар учун тезлик коэффициенти 6.9, б- ва 6.10, *а*-расмларга нисбатан кичик бўлиши керак, лекин тезлик унда унча катта эмаслиги ва напор йўқолиши асосан тирқиш яқинида рўй берганлиги учун коэффициентнинг катталиги деярли тенг деб қабул қилиш мумкин.

Агар тирқиш кичик бўлса, φ коэффициент катталиги оқимнинг ҳаракатига боғлиқ эмас. Бундай идишларда ҳаракатланаётган оқим сарфини қуйидаги ифода ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH_0} \qquad (6.32)$$

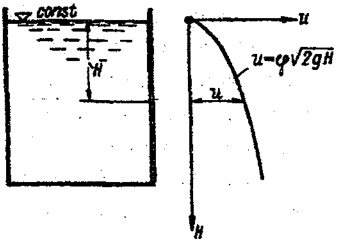
Агар *1-1* кесимдаги оқимнинг ҳаракатдаги кесим юзаси Ω деб белгиласак,

$$\Omega : \omega > 4{,}0 \qquad (6.33)$$

бўлганда

$$H_o = H \qquad (6.34)$$

деб қабул қилиниши мумкин.



6.11-расм. Суюқлик оқиш тезлигининг чўкиш тезлигига боғлиқлик графиги

H — напор; υ_c - сиқилган кесимдаги оқимнинг ўртача тезлиги ошиши билан ошади, шу сабабли $u = f\,(H)$ графиги 6.11-расмдаги кўринишда бўлиши табиийдир. 6.1-расмдан кўриниб турибдики, A ва B нуқталарнинг чуқурлиги ҳар хилдир. Шу сабабли, u_A ва u_B тезликлар миқдори ҳар хилдир.

$$u_A = \varphi\sqrt{2gH_A} \neq u_A = \varphi\sqrt{2gH_B} \qquad (6.35)$$

бунда, H_A ва H_B - A ва B нуқталарнинг $1\text{-}1$ кесимга нисбатан чуқурлиги.

Агар

$$H' \geq 10D \qquad (6.36)$$

бунда, H' - тирқишнинг юқори қирраси чуқурлиги;

D - тирқиш диаметри бўлса, u_A ва u_B катталиклари орасидаги фарқ - 5% дан кичик бўлади.

Энди кичик ва катта тирқишлар деб аталаувчи тушунчалар билан танишамиз. Қуйидаги икки шартни бир вақтда каноатлантирувчи тирқишлар *кичик тирқишлар* дейилади.

1-шарт. υ_0 - яқинлашиш тезлиги ниҳоятда кичик, яъни (6.33) тенгсизлик ўринли;

2-шарт. u_A ва u_B тезликлар деярли бир - бирига тенг. $u_A \approx u_B$, яъни (6.36) тенгсизлик ўринли бўлади.

Бу иккала шартни инобатга олиб, кичик тирқиш қуйидаги вазиятларда мавжуд бўлади:

а) Тирқиш тик деворда жойлашиб, кесимга горизонтал ҳолатда яқинлашишида (6.9, а-расм), (6.33) ва (6.36) шартлар бир вақтда жойлашганда;

б) Тирқиш тик деворда жойлашган бўлиб, $1\text{-}1$ яқинлашиш кесими тик ҳолатда бўлганда, (6.9, б-расм) (6.36) шарт бажарилганда. Бунда (6.33) шарт доимо бажарилади;

в) Тирқиш горизонтал тубда жойлашганда (6.10-расм). Бунда (6.33) шарт бажарилиб, (6.36) шарт мавжуд бўлмайди.

Демак, хулоса қилиб айтиш мумкинки, кичик тирқишларда $\upsilon_o = 0$ ва $H_o = H$ шарт бажарилар экан.

Катта тирқиш деганда эса юқоридаги икки шартга бир вақтда жавоб бермайдиган тирқишлар тушунилади.

Умуман айтганда, бундай тирқишлар учун ҳам юқорида кўрилган ифодалар ўринли, лекин сарф коэффициенти катталиги ҳар хил бўлади. Бунинг қийматини аниқлаш учун кўпгина ҳолларда махсус тадқиқотлар ўтказилади. Шуларнинг айримлари натижаларини келтиришимиз мумкин:

1. Ҳар томондан оқим сиқиладиган тирқишларда, $\mu_0 = 0{,}65$;
2. Тўлиқ сиқилмаган оқимлар мавжуд тирқишлар учун, $\mu_0 = 0{,}70$;
3. Лойқа ётқизиқларини чиқаришга мўлжалланадиган тирқишлар учун:
   а) ёндан сиқилиш бўлса, $\mu_0 = 065 \div 0{,}70$;
   б) ён томондан сиқилиш кам бўлса, $\mu_0 = 0{,}70 \div 075$;
   в) сиқилиш бўлмаганда, $\mu_0 = 0{,}80 \div 0{,}85$;

Б. СУЮҚЛИКНИНГ ДОИМИЙ НАПОР ТАЪСИРИДА НАЙЧА ОРҚАЛИ ҲАРАКАТИ

6.6. НАЙЧАЛАРНИНГ ШАКЛЛАРИ. УМУМИЙ КЎРСАТМАЛАР

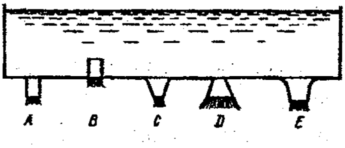
Биз, юқорида узун ва қисқа қувурлар тушунчалари билан танишган эдик. Бунда, биз таъкидлаган эдикки, узун қувурларда напорнинг фақат узунлик бўйича йўқолиши ҳисобга олинади, қисқа қувурларда эса ҳар иккала напорнинг йўқолиши ҳисобга олинади.

Найчанинг қуйидаги кўринишлари мавжуд (6.12-расм):

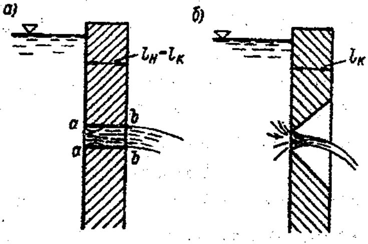
1) Ташқи цилиндирсимон найча - Вентури найчаси (6.12, А-расм);
2) Кичик цилиндрсимон найча - Борд найчаси (6.12, В-расм);
3) Конуссимон найчалар: тораювчи (6.12, С-расм) ва кенгаювчи (6.12, D-расм) найчалар;
4) Томонлари текис эгилувчан найча (6.12, Е-расм).

Энди оқимни қалин девордаги тирқишдан чиқиши билан танишамиз (6.13, а-расм). Гидравлика нуқтаи назардан *ab* Вентури найчани кўришимиз мумкин.

а-а кесимни «кириш» ва *b-b* кесимни «чиқиш» кесимлари деб атаймиз. Улар орасидаги масофани $l_н$ деб белгилаб, уни «найча узунлиги» ёки «деворнинг гидравлик қалинлиги» деб белгилаб олишимиз мумкин.



6.12-расм. Тирқиш турлари



6.13-расм. Ингичка (*а*) ва қалин (б) девордаги тирқишлардан суюқликнинг чиқишига доир

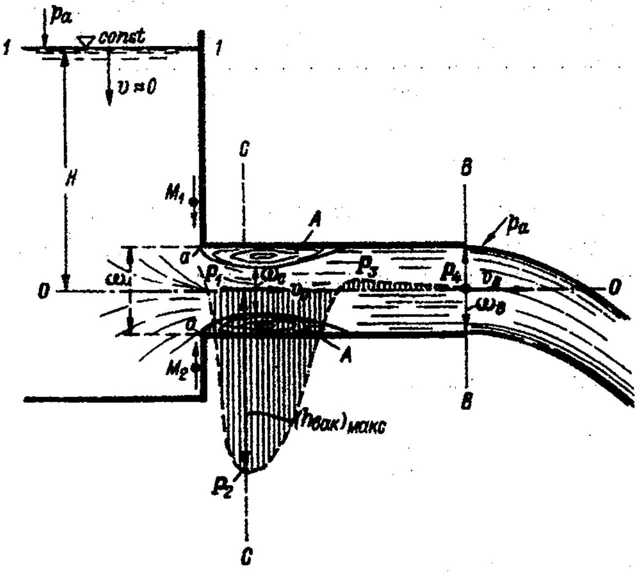
6.13, б-расмдаги амалий нуқтаи назардан «кириш» ва «чиқиш» кесимлар ўзаро устма уст тушиб, $l_н \approx 0$ бўлади. Тузилиши қалин бўлсада, гидравликада бу деворни юпқа девор деб қабул қиламиз. Бундан ташқари шуни таъкидлашимиз керакки, найчалар билан танишганимизда квадрат қаршиликлар соҳасига мос келувчи оқимнинг турбулент ҳаракатини кўриш билан чегараланамиз.

6.7. ТАШҚИ ЦИЛИНДРСИМОН НАЙЧА. (ВЕНТУРИ НАЙЧАСИ)

Суюқликнинг атмосферага чиқишидаги ҳаракати (6.14-расм). Суюқлик оқимчаси ўзининг оғирлиги ҳисобига пайдо бўладиган инерция кучи ҳисобига, дастлаб ω_c кесим катталигигача сиқилади, кейин кенгайиб, бутун найчани эгаллайди. (6.14-расмда M заррачанинг ҳаракати фикримизга далил бўлиши мумкин). Бунда айланма ҳаракатга эга бўлган A соҳани кузатиш мумкин. B - B кесимда суюқликка p_a атмосфера босимининг таъсири бўлганлиги сабабли,

$$\omega_B = \omega \qquad (6.37)$$

шарт бажарилади. бунда, ω - найча уланган тирқиш кўндаланг кесими юзаси.

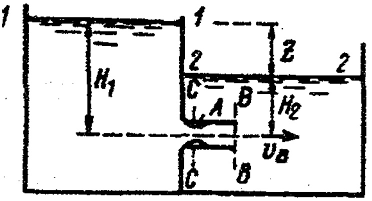


6.14-расм. Вентури найчаси

Расмдан кўриниб турибдики, оқим атмосферага чиқишида унинг сиқилиши деярли сезилмайди.

А айланма соҳа ва бу соҳа билан ўтаётган оқимчани ажратиб турувчи сирт ҳақида напорнинг маҳаллий йўқолишининг умумий тавсифи ҳақида айтилган барча фикрлар ўринлидир.

Бу соҳа ва соҳа майдонида ўтувчи оқимча ҳам вакуум – бўшлиққа эга.



6.15-расм. Вентури найчасидан оқимчанинг сув сатҳига оқиб чиқиши

Бўшлиқнинг энг катта қиймати *С-С* кесимда мавжуд бўлади, шунинг ҳисобига тезлик ва кинетик энергияси энг катта қийматига эга бўлади.

Бизга маълумки, кинетик энергиянинг ошиши, потенциал энергиянинг камайишига олиб келади. Агар *В-В* кесимда босим атмосфера босимига тенг бўлса, *С-С* кесимда эса сиқилиш ҳисобига тезликнинг ошиши сабабли, босимни камайганлигини кўрамиз.

Юқоридаги мулоҳазаларимизга асосан, бу соҳада пьезометрик чизиқ – P_1 P_2 P_3 P_4 кўринишида бўлади (6.15-расм).

Оқимнинг найчадан чиқиш тезлиги ($\upsilon_в$) ***ва сарфни (Q) ҳисоблаш ифодалари.*** Бу ифодаларни олиш учун 6.14 ва 6.15-расмлардаги *1-1* ва *В-В* кесимлар ёки *1-1* ва *2-2* кесимлар учун Бернулли тенгламасини ёзиб, 6.1 ва 6.4 мавзулардагидек фикр юритиб, қуйидагиларни оламиз:

Оқимчанинг атмосферага чиқиши (6.14-расм).

$$\boxed{\upsilon_з = \varphi\sqrt{2gH}} \qquad (6.38)$$

бунда, $\upsilon_в$ - оқимчанинг *В-В* кесимдаги чиқиш тезлиги; *Н* - найчанинг оғирлик марказидан идишдаги суюқлик сатҳигача бўлган баландлиги; φ - тезлик коэффициенти бўлиб, қуйидагича аниқланади:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+(\zeta_{най})}} \qquad (6.39)$$

бунда, $(\zeta_{най})$ - қаршилик коэффициенти.

$$h_{н.й} = (\zeta_{най})\frac{\upsilon_в^2}{2g} \qquad (6.40)$$

бунда, $h_{н.й}$ - найчадаги напорнинг йўқолиши.

Сарф қуйидагича аниқланади:

$$\boxed{Q = \mu_н \omega\sqrt{2gH}} \qquad (6.41)$$

бунда, $\mu_н$ - найчанинг сарф коэффициенти. Найчада сиқилиш йўқ деб қабул қилганимиз сабабли:

$$\mu_н = \varepsilon_B \varphi = \varphi \qquad (6.42)$$

Шунинг учун

$$\boxed{\varepsilon_B = \frac{\omega_B}{\omega} = 1{,}0} \qquad (6.43)$$

деб қабул қилишимиз мумкин.

Оқимчанинг сув сатҳи остига чиқиши (6.15-расм). Бундай ҳолда (6.36) ва (6.41) ифодалар ўрнига қуйидагиларни ёзишимиз мумкин:

$$\upsilon_B = \varphi\sqrt{2gZ} \qquad (6.44)$$

$$Q = \mu_н \omega \sqrt{2gZ} \qquad (6.45)$$

бунда, Z - сатҳлар орасидаги фарқ; φ - тезлик коэффициенти бўлиб, қуйидагича аниқланади:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{(\zeta_{най})_{к.о}}} = \sqrt{\frac{1}{\zeta_{най} + 1}} \qquad (6.46)$$

бунда, $\mu_н$ - сарф коэффициенти бўлиб, $\mu_н = \varphi$ деб қабул қилишимиз мумкин.

ε, ζ, φ, $\mu_н$ коэффициентлар катталиклари. B-B кесимда $\varepsilon_B = 1{,}0$ деб қабул қилишимиз мумкин. *C-C* кесимда ε_C - сиқилиш коэффициенти энг катта қийматга эга бўлиб, (6.2 мавзуга қаранг) қуйидагига тенг:

$$\varepsilon_C = (0{,}63 \div 0{,}64)$$

Найчадан оқимчанинг атмосферага чиқиш коэффициенти эса, қувурга кириш коэффициентига тенг деб қабул қилинади, яъни:

$$\zeta_{най} = \zeta_{кир} = 0{,}5$$

Сатҳ остига чиқишда эса

$$(\zeta_{най})_{к.о} = \zeta_{кир} + \zeta_{чик} = 0{,}5 + 1{,}0 = 1{,}5 \qquad (6.47)$$

φ - сарф коэффициенти ҳар иккала ҳолат учун тенгдир.

$$\varphi = \mu_н = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{най}}} = \sqrt{\frac{1}{(\zeta_{най})_{к.о}}} = \sqrt{\frac{1}{1 + 0{,}5}} = 0{,}82 \qquad (6.48)$$

Суюқликнинг ингичка девордаги тирқишдан ва Вентури найчасидан чиқишини таққослаш. Бунинг учун иккала ҳолатда сарф ва тезликни таққослаймиз. Вентури найчасида (атмосферага чиқиши):

$$Q_{най} = 0{,}82\omega\sqrt{2gH}\ ; \quad (\upsilon_B)_{най} = 0{,}82\sqrt{2gH} \qquad (6.49)$$

Ингичка девордаги тирқишдан (атмосферага) чиқиши:

$$Q_T = 0{,}62\omega\sqrt{2gH}\ ; \quad (\upsilon_C)_T = 0{,}97\sqrt{2gH} \qquad (6.50)$$

Демак,

$$\frac{Q_{най}}{Q_T} = \frac{0{,}82}{0{,}62} \approx 1{,}34 \qquad (6.51)$$

$$\frac{(\upsilon_B)_{най}}{(\upsilon_C)_T} = \frac{0{,}82}{0{,}97} \approx 0{,}85 \qquad (6.52)$$

Найчанинг анча эффективлиги кўриниб турибди. Сарф 34% ошиб, тезлик 15% камаймокда. Бунда сарфнинг ошишини кесимнинг чиқишда кенгайиши ва ўз навбатида тезликни камайиши билан тушунтириш мумкин.

C-C кесимдаги вакуум катталиги.

Оқимнинг атмосферага чиқиши. Бу катталикни аниқлаш учун оғирлик марказидан ўтувчи *00* текисликка нисбатан *C-C* ва *B-B* кесимлар учун Бернулли тенгламасини ёзамиз. (6.14-расм).

$$\frac{p_C}{\gamma} + \frac{\upsilon_C^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\upsilon_B^2}{2g} + h_{j_{C-B}} \qquad (6.53)$$

бунда, p_C ва υ_C катталиклар *C-C* кесимга таълуқлидир.

$$h_{j_{C-B}} = \zeta_{C-З}\frac{\upsilon_B^2}{2g} \qquad (6.54)$$

$$\upsilon_C = \frac{\upsilon_B}{\varepsilon_C} \qquad (6.55)$$

(6.54) ва (6.55) ифодаларни (6.53) ифодага қўямиз.

$$\frac{\upsilon_B^2}{\varepsilon_C^2 2g} - \frac{\upsilon_B^2}{2g} - \zeta_{C-B}\frac{\upsilon_B^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_C}{\gamma} = (h_{вак})_{макс} \qquad (6.56)$$

ёки

$$(h_{вак})_{макс} = \left(\frac{1}{\varepsilon_C^2} - \varepsilon_{C-B} - 1\right)\frac{\upsilon_B^2}{2g} \qquad (6.57)$$

бунда, $(h_{вак})_{max}$ - *C-C* кесимдаги вакуум катталик.

Бунда (6.57) ифодани (6.36) га қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$(h_{вак})_{макс} = kH \qquad (6.58)$$

бунда,

$$k = \varphi^2\left(\frac{1}{\varepsilon_C^2} - \zeta_{C-B} - 1\right) \qquad (6.59)$$

Агар (6.59) ифодага φ, ε_C ва ζ_{C-B} коэффициентларнинг сон қийматларини қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$k = 0{,}82^2\left(\frac{1}{0{,}63} - 0{,}35 - 1\right) = 0{,}77 \qquad (6.60)$$

Демак,

$$\boxed{(h_{вак})_{макс} = (0{,}75 \div 0{,}80)H} \qquad (6.61)$$

Сатҳ остига оқиш. 6.15-расмдаги *C-C* ва *2-2* кесимлар учун Бернулли тенгамасини ёзиб, юқоридагидек фикр юритсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\boxed{(h_{вак})_{макс} = (0{,}75 \div 0{,}80)Z - H_2} \qquad (6.62)$$

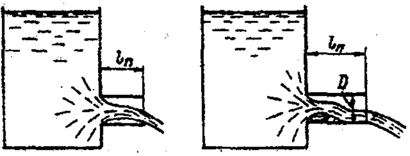
бунда, Z ва H_2 катталиклар расмда кўрсатилган.

Агар H_2 катта қийматга эга бўлса, ифодада $(h_{вак})_{макс}$ манфий қийматга эга бўлади, демак вакуум бўлмайди.

Цилиндирсимон қисқа қувурнинг Вентури найчасидек ишлаши учун мавжуд бўлиши керак бўлган асосий шартлар. Ҳамма қисқа қувурлар ҳам Вентури найчасидек ишлаши мумкин эмас. Масалан 6.16-расмдаги вазиятлар ҳам бўлиши мумкин.

Қисқа қувурнинг найчадек ишлаши учун қуйидаги иккита шарт бажарилиши керак.

1-шарт. Қувурчанинг узунлиги l_n қуйидагича бўлиши керак.



6.16-расм. Вентури найчасида вакуумнинг ҳосил бўлиши (қувур узунлиги қисқа бўлганда)

$$\boxed{(3{,}5 \div 4{,}0)D \le l_n \le \ (6 \div 7)D} \qquad (6.63)$$

бунда, D - қувурча диаметри.

Агар $l_n < \ (3{,}5 \ \div \ 4{,}0)D$ бўлса, 6.16-расмдаги вазият юзага келади. қувурча узунлиги қисқа бўлганлиги сабабли оқимча ҳаракатланиб кенгайишга улгурмайди;

Агар $l_n > \ (6 \ \div \ 7)D$ бўлса, бунда «қисқа қувур» пайдо бўлиб, бунда напорнинг узунлик бўйича йўқолишини ҳисобга олишга тўғри келади.

2- шарт. Максимал вакуумда қуйидаги шарт бажарилиши керак:

а) атмосферага чиқишда (6.14-расм):

$$(h_{вак})_{макс} \le (h_{вак})_{қўш} \qquad (6.64)$$

б) сатҳ остига чиқишда (10-15-расм):

$$(h_{вак})_{макс} \ \le (\ h_{вак} \ )_{қўш} - H_2 \qquad (6.65)$$

бунда, $(h_{вак})_{қўш} \approx 8$ м. сув устунига тенгдир.

6.8. ИЧКИ ЦИЛИНДРСИМОН НАЙЧА. (БОРД НАЙЧАСИ)

Борд найчасидан оқимчанинг атмосферага чиқиши билан танишамиз (6.17-расм).

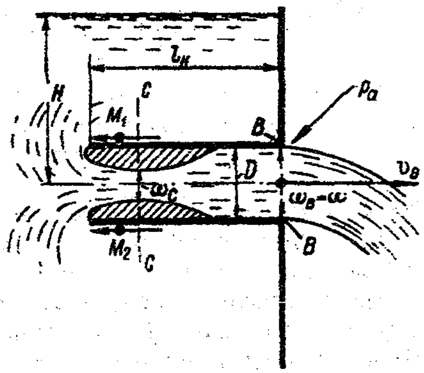
Найча узунлигини $(3,5 \div 4)D$ дан кичик эмас деб қабул қилиб, ε_c сиқилиш коэффициентини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\varepsilon_c = \frac{\omega_c}{\omega} = 0,5 \qquad (6.66)$$

Борд найчасидан кўриниб турибдики, *С-С* кесимдаги тезлик ва вакуум Вентури найчасига нисбатан катта қийматга эга. Қаршилик коэффициенти эса қуйидагига тенг.

$$\xi_{най} = 1,0 \qquad (6.67)$$

Бошқа коэффициентлар эса қуйидагича қабул қилинади:



6.17-расм. Борд найчаси

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+\zeta_{най}}} = \sqrt{\frac{1}{1+1}} = 0,71 \qquad (6.68)$$

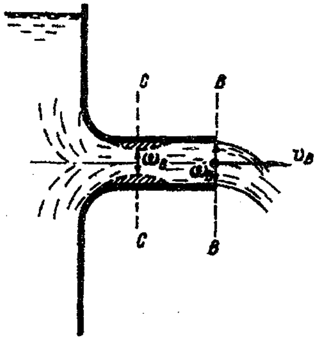
$$\mu_н = \varphi = 0,71; \qquad \varepsilon_в = 1,0 \qquad (6.69)$$

Ҳисоблаш ифодалари Вентури найчасидек бўлади.

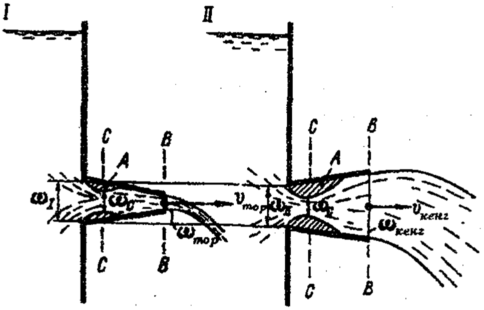
6.9. НАЙЧАЛАРНИНГ БОШҚА ШАКЛЛАРИ

Найчаларнинг бошқа шакллари билан танишишда фақат оқимчанинг атмосферага чиқиш ҳолати билан танишамиз.

Кириш қисми айланма бўлган найчалар. Агар кириш қисми айланма бўлса (6.18-расм), сиқилиш камайиб, ω_c катталашади. Бунда *С-С* кесимдан *В-В* кесимгача оқимчанинг кенгайиш даражаси камайиб, $\upsilon_в$ тезлик ошади. Киришни бундай шаклга келтириш йўли билан сарф коэффициентининг $\mu = 0,95$ бўлишига эришиш мумкин.



6.18-расм. Кириш қисми айланма бўлган найча



6.19-расм. Конуссимон най

Конуссимон тораювчи ва кенгаювчи найчалар. 6.19-расмда кўрсатилган бундай найчаларда қуйидаги муносабат бўлиши мумкин:

$$(h_f)_{тор} < (h_f)_ц < (h_f)_{кенг} \qquad (6.70)$$

Шунга мос равишда:

$$\upsilon_{тор} > \upsilon_ц > \upsilon_{кенг} \qquad (6.71)$$

$$\varphi_{тор} > \varphi_ц > \varphi_{кенг} \qquad (6.72)$$

$$\omega_{тор} < \omega_ц < \omega_{кенг} \qquad (6.73)$$

муносабатларни ёзиш мумкин.

Бунда «$_{тор}$», «$_{кенг}$», «$_ц$» индекслар кенгаювчи, цилиндрсимон. тораювчи найчаларнинг параметрлари. Кузатишлар натижаси кўрсатганки.

$$Q_{тор} < Q_ц < Q_{кенг} \qquad (6.74)$$

В. СУЮҚЛИКНИНГ ЎЗГАРУВЧАН НАПОР ОСТИДА ТИРҚИШ ВА НАЙДАН ЧИҚИШИ

6.10. ОҚИМЧАНИНГ АТМОСФЕРАГА ЁКИ СУЮҚЛИКНИНГ ДОИМИЙ САТҲГА ОҚИБ ЧИҚИШИ

6.20-расмдаги суюқлик билан тўлдирилган идишни кўриб чиқамиз. қуйидаги белгилашларни киритамиз:

Ω - идишнинг горизонтал кесими юзаси:

$$\Omega = f_1 (H) \qquad (0,75)$$

бунда, Q – чиқаётган сарф:

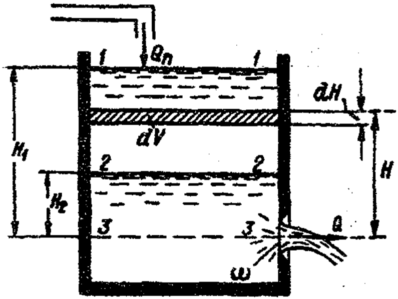
$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH} = f_2(H) \qquad (6.76)$$

$Q_{\text{п}}$ – идишга кираётган оқим сарфи вақт давомида ўзгаради деб қабул қиламиз.

$$Q_{\text{п}} = f(t) \qquad (6.77)$$

бунда, $Q_{\text{п}} = const$ бўлган хусусий ҳол билан танишамиз.

Агар $Q_{\text{п}} > Q$ бўлса, идиш тўла бошлайди ва суюқлик сатҳи токи $Q_{\text{п}} = Q$ шарт бажарилгунга қадар кўтарилади. Акс ҳолда, $Q_{\text{п}} < Q$ бўлса, сатҳ тушиб, $Q_{\text{п}} = Q$ ҳолат бўлгунча пасаяди.



6.20-расм. Суюқликнинг ўзгарувчан напор остида оқиб чиқиши

Биз, $Q_{\text{п}} < Q$ ҳолатни кўриб, шундай t вақтни танлаймизки, бу вақт оралиғида суюқлик сатҳи *1-1* кесим вазиятидан *2-2* кесим вазиятигача тушади. Бу масалани ҳал қилишда қуйидагича фикр юритамиз. Қисқа оний dt вақтда идишдан қуйидаги ҳажмдаги суюқлик оқиб чиқади:

$$Qdt = \mu_0 \omega \sqrt{2gH}\,dt \qquad (6.78)$$

Худди шу dt вақтда идишга қуйидаги ҳажмда суюқлик тушади:

$$Q_{\text{п}}\ dt \qquad (6.79)$$

Идишдаги ҳажмнинг ўзгаришини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$dV = Q_{П} dt - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}\,dt \qquad (6.80)$$

ёки

$$dV = \Omega dH \qquad (6.81)$$

(6.80) ва (6.81) ифодаларнинг ўнг томонларини ўзаро тенглаб, қуйидаги дифференциал тенгламани ёзамиз:

$$Q_{П} dt - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}\,dt = \Omega dH \qquad (6.82)$$

бундан

$$dt = \frac{\Omega}{Q_{П} - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}} dH \qquad (6.83)$$

(6.83) тенгламани H_1 ва H_2 бўйича интегралласак,

$$t = \int_{H_1}^{H_2} \frac{\Omega}{Q_{П} - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}} dH = \int_{H_2}^{H_1} \frac{\Omega}{\mu_0 \omega \sqrt{2gH} - Q_{П}} dH \qquad (6.84)$$

Умуман, $\Omega \neq const$, яъни идиш ноцилиндрик бўлган умумий ҳолда, t вақт катталиги охирги фарқ усулида ҳисобланиши мумкин (кейинроқ бу усул ҳақида батафсил тўхталамиз).

$Q_п = Q$ ва $\Omega = const$ бўлган ҳолда (6.84) ифода қуйидаги кўринишни олади:

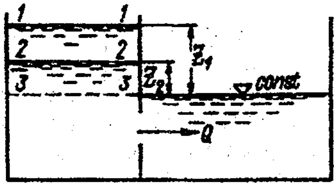
$$t=\frac{\Omega}{\mu_0\omega\sqrt{2g}}\int_{H_2}^{H_1}\frac{dH}{\sqrt{H}}=2\frac{\Omega}{\mu_0\omega\sqrt{2g}}\left(\sqrt{H_1}-\sqrt{H_2}\right) \qquad (6.85)$$

Бу хусусий ҳолда ($Q_п=0$ ва $\Omega=const$) идишнинг 3-3 сатҳигача бўшаши қуйидагича аниқланади:

$$t_0=\frac{2\Omega\sqrt{H_1}}{\mu_0\omega\sqrt{2g}}=\frac{2\Omega H_1}{\mu_0\omega\sqrt{2gH_1}}=2\frac{\Omega H_1}{Q_1}=2t' \qquad (6.86)$$

бунда, Q_1 - суюқликнинг сатҳи H_1 бўлгандаги сарф; t' - доимо Q_1 сарф чиқиб тургандаги ҳолатда идишнинг тўлиқ бўшаши учун кетадиган вақт (ҳақиқатда эса Q сарф Q_1 да 0 гача ўзгаради).

Оқимча доимий сатҳли суюқликка чиққанда (6.20-расм) худди юқоридагидек ҳисоблаш ифодалари олинади. Фақат H ўрнида сатҳлар фарқи Z катталиги мавжуд бўлади.



6.20-расм. Оқимчанинг доимий сатҳли суюқликка оқиб чиқиши

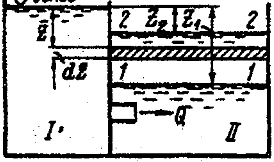
6.11. ИДИШДАГИ ДОИМИЙ НАПОР ТАЪСИРИДА СУЮҚЛИК САТҲИНИНГ ЎЗГАРУВЧАН СУЮҚЛИК САТҲИГА ОҚИБ ЧИҚИШИ

Агар идишни бўшашини эмас, балки тўлиш жараёнини кўриб чиқиб, юқоридаги каби фикр юритсак, қуйидаги ҳисоблаш ифодасини оламиз:

$$t=\frac{2\Omega}{\mu_n\omega\sqrt{2g}}\left(\sqrt{Z_1}-\sqrt{Z_2}\right) \qquad (6.87)$$

бунда, Ω - тўлдирилаётган идишнинг горизонтал кесим юзаси бўлиб, $\Omega=const$ - ўзгармасдир. Z_1 ва Z_2 6.21-расмда кўрсатилган геометрик катталиклар.

Бундан ташқари қуйидагиларни таъкидлаш лозим деб ҳисоблаймиз.



6.21-расм. Суюқликнинг ўзгарувчан сатҳга оқиб чиқиши

1. Оқимча бир идишдан иккинчи идишга чиқаётганда ҳар иккаласида ҳам сатҳ ўзгарувчан бўлиши мумкин. Бундай масалалар ҳам юқоридагидек ҳисобланади, лекин ҳисоблаш ифодалари анча мураккаб бўлади.
2. Юқоридаги масалалар билан амалиётда сув омборларини тўлдириш ва бўшатишда ҳамда сув йўллари шлюзларини бошқаришда кўришимиз мумкин. Сув омборларида $\Omega \neq const$ бўлганлиги учун масала анча мураккаблашади.

3. Турли сув ҳажмларини йиғадиган ва тарқатадиган гидротехник иншоотларда, асосан, беқарор ҳаракат мавжуд бўлади. Лекин биз, юқоридаги ҳисоблаш ифодаларини келтириб чиқаришда оддий Бернулли тенгламасидан фойдаландик. Бундай чегараланиш кўпгина ҳолларда мумкин, чунки ҳаракат секин ўзгарувчан бўлади. Лекин айрим амалий ҳисобларда, нотекис ҳаракатни пайдо бўлишида асосий рол ўйновчи локал инерция кучларини ҳисобга олишга тўғри келади.

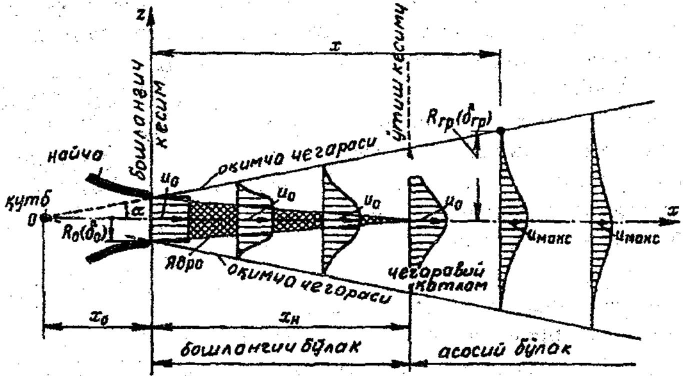
Г. ЭРКИН ОҚИМЧАЛАР

6.12. ЭРКИН ОҚИМЧАЛАР ҲАҚИДА УМУМИЙ МАЪЛУМОТЛАР

Суюқликнинг эркин оқимчалари деб, қаттиқ деворлар билан чегаланмаган оқимга айтилади. Эркин оқимчалар кўмилган ва кўмилмаган бўлади. *Кўмилган эркин оқимчалар* деб, суюқлик билан ўралган ёки унинг ичида ҳаракатланаётган оқимчаларга айтилади. Кўмилган эркин оқимчаларга сув омборларида лойқа ётқизиқларни ювишда ишлатиладиган оқимчаларни айтиш мумкин. *Кўмилмаган эркин оқимчалар* деб, ҳаво билан чегараланган ҳолда ҳаракатланаётган оқимчаларга айтилади. Масалан, фонтан оқимчалари, ёмғир қурилмалари оқимчалари, гидромониторлар ва хоказо.

Эркин оқимчалар ламинар ва турбулент бўлиши мумкин. Амалиётда кўпинча турбулент оқимчаларни учратишимиз мумкин. Турбулент оқимчаларнинг ҳаракати етарли даражада назарий ўрганилган бўлиб, биз бу қисмда кўп тўхталмасдан умумий маълумотлар ва асосий ҳисоблаш учун керакли ифодаларни келтиришни етарли деб ҳисобладик.

Кўмилган эркин турбулент оқимча. Оқимча уни ўраб турадиган суюқлик массасига кириши билан кенгая бошлайди ва маълум масофада ёйилиб кетади. (6.22-расм). Бундай оқимча билан таниша бориб, авваламбор унинг ўраб турган суюқлик билан чегарасига аниқлик киритишимиз керак.



6.22-расм. Кўмилган эркин турбулент оқимча

Бу чегарадаги жараёнларни ўрганишимизда 4-7 ва 4-14 мавзуларда танишган жараёнларни ҳисобга олишимиз керак. Чегара текислигига нисбатан кўндаланг тезликлар мавжудлиги сабабли, оқимча ва суюқлик орасида массалар алмашинуви амалга ошиб туради.

Энди, кўмилган эркин оқимча структурасини тасвирлашга ҳаракат қиламиз. Оқимчанинг ҳаракати бошланиши, найчанинг чиқиш қисмидаги ҳаракатга ўхшайди. Бу *оқимчанинг бошланғич кесими* дейилади. Бу кесимдан ўтиш кесими деб аталувчи кесимларгача оқимчанинг *доимий тезлик ядроси* деб аталувчи қисми бўлади. Бу ядронинг деярли ҳамма нуқтасида тезлик бир хил u_0 бўлади. Тажрибалар шуни кўрсатадики, ядро ён томонлар расмдагидек тўғри чизиқ билан чегараланиб туради. Бу тўғри чизиқлардан кейин оқимча тезликларида ўзгариш рўй беради.

Ўтиш участкасидан кейин тезлик кескин камайиб, суюқликка аралаша бошлайди. Бошланғич кесимдан ўтиш кесимгача бўлган участка *бошланғич участка* деб аталади. Кейин *асосий участка* деб аталувчи участка бошланади.

Кузатишлар натижасида олинган ўртача тезликлар тарқалишини кўрсатувчи эпюралар 6.22-расмда келтирилган.

Ўрганилаётган оқимчаларнинг қуйидаги асосий катталикларини таъкидлаш мумкин: x_0 - оқимчага йўналиш берадиган масофа; $x_н$ - бошланғич участка узунлиги; $\delta_{гр}$ - оқимча ядросини чегараловчи чизиқни қияланиш бурчагининг ярми $R_{гр}$ - берилган x масофадаги радиус ёки $\delta_{гр}$ - ярим баландлик, $R_{гр} = \delta_{гр}$; $u_{макс}$ - ҳаракат ўқи бўйича асосий участкадаги тезлик.

Бу катталикларни думалоқ ва ясси оқимчалар учун Г.Н.Абрамович ифодаларига асосан аниқлаш мумкин.

R_0 - найча радиуси; δ_0 - тўғри турбурчак тирқиши баландлигининг ярми; u_0 - тирқишдан оқимчанинг чиқиши; a - *структура коэффициенти* дейилиб, тажрибавий усулда аниқланади.

Эркин оқимча параметрларини аниқлашга доир формулалар

6.1-жадвал

№	Эркин оқимча параметрлари	Доирасимон оқимча	Ясси оқимча
1.	Йўналтирувчи масофа	$x_0 = \frac{0{,}29}{a} R_0$	$x_0 = \frac{0{,}41}{a} \delta_0$
2.	Бошланғич участка узунлиги	$x_0 = \frac{0{,}67}{a} R_0$	$x_0 = \frac{1{,}03}{a} \delta_0$
3.	Оқимчани кенгайиш бурчаги ярмининг тангенси	$tg\alpha = 3{,}4a$	$tg\alpha = 2{,}4a$
4.	Бошланғич кесимдан ихтиёрий x масофадаги оқимча баландлигининг ярми	$R_{гр} = \left(3{,}4\frac{ax}{R_0} + 1\right) R_0$	$\delta_{гр} = \left(2{,}4\frac{ax}{\delta_0} + 1\right)\delta_0$
5.	Оқимчанинг ўқ бўйича участкасидаги тезлиги	$u_{макс} = \frac{0{,}96}{\frac{ax}{R_0} + 0.29} u_0$	$u_{макс} = \frac{1.2}{\sqrt{\frac{ax}{\delta_0} + 0.41}} u_0$
6.	Структура коэффициентлари	$a \approx 0.08$	$a \approx 0{,}09 \div 0{,}12$

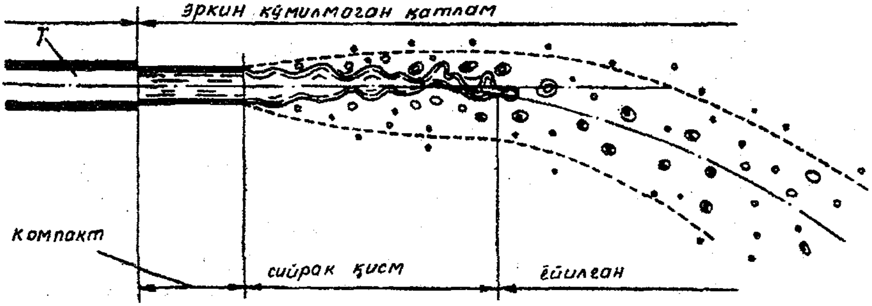
Кўмилмаган эркин турбулент оқимчалар. Бунда, биз, ҳавога отилиб чиқаётган кесими думалоқ шаклдаги оқимча билан танишамиз. Тадқиқотлар натижаси шуни кўрсатадики, бу оқимчани уч қисмга бўлиш мумкин: компакт, сийрак, ва ёйилган (6.23-расм).

Компакт қисмида оқимчанинг цилиндрсимон шакли ва ҳаракатнинг узлуксизлиги сақланиб қолади;

Сийраклашган қисмида – оқимчанинг яхлитлиги бузилиб, у кенгшая бошлайди;

Ёйилган қисмида эса оқимча йўқолиб, томчиларга бўлиниб кетади.

Охирги икки қисмда оқимнинг сийраклашиб йўқолишини аэрация ходисаси орқали тушунтириш мумкин. Бу суюқликнинг ҳаво билан аралашиб кетиши бўлиб, бунинг натижасида оқимча чегарасида ҳаво ва сув массалари ўзаро алмашиб, бу жараён кучая боради.



6.23-расм. Кўмилмаган эркин оқимча схемаси

Умуман амалиётда бу оқимчаларга турлича талаблар қўйилиб, шунга қараб ўрганилади. Махсус ўкув курсларнда оқимчалар махсус чукур ўрганилади.

VI бобга доир назорат саволлари

1. Кўмилган эркин турбулент оқимчадан ўтаётган сув миқдори қандай аниқланади?
2. Кўмилган тирқиш орқали ўтаётган суюқлик тезлиги қандай аниқланади?
3. Бордо найчаси деганда нимани тушунасиз?
4. Оқимга ички ва ташқи цилиндрсимон найчалар сарф, тезлик ва сиқилиш коэффициентларига қандай таъсир қилади?
5. Вентури найчасидан ўтганда сарф коэффициенти нимага тенг бўлади?
6. Найча шаклларининг турларини айтинг.
7. Вентури найчасининг ишлаш принципини тушунтиринг.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

1. **Абелев А.С.** Сельскохозяйственное водоснабжение и основы гидравлики.-Л.: Сельхозгиз, 1959.
2. **Абрамов Н.Н.** Водоснабжение.-М.: Стройиздат, 1967.
3. **Абрамов Н.Н.,** Поспелова М.М. Расчёт водопроводных сетей.-М.: Госстройиздат, 1962.
4. **Абрамович Г.Г.** Теория турбулентных струй.-М.: Физматгиз, 1960.
5. **Агроскин И.И.,** Дмитрев Г.Т., Пикалов Ф.И. Гидравлика.-М.-Л.: Энергия, 1964.
6. **Агроскин И.И.,** Дмитриев Г.Т., Пикалов Ф.И. Гидравлика,-М.: Госэнергоиздат, 1964.
7. **Альтшуль А.Д.** Гидравлические сопративления.-М.: Недра, 1970.
8. **Альтшуль А.Д.,** Киселёв П.Г. Гидравлика и аэродинамика.-Л.: Стройиздат, 1975.
9. **Андрияшев М.М.** Гидравлический расчёт волопроводных сетей.-М.: Стройиздат , 1964.
10. **Бахметов Б.А.** Механика турбулентного потока.-М.-Л.: Стройиздат, 1939.
11. **Бернар Ле Меоте.** Введение в гидравлику и теорию волн на воде.-Л.: Гидрометеоиздат , 1974.
12. **Богомолов А.И.,** Михайлов К.А. Гидравлика.-М.: Стройиздат, 1973.
13. **Гидравлика, гидромашины, гидроприводы.**/ Т.М.Башта, С.С.Руднёв, Б.Б.Некрасов и др.-М.: Машиностроение, 1970.
14. **Гидроэнергетические установки.**/Под ред. Д.С.Щавелева.-Л.: Энергоиздат, 1981.
15. **Емцев Б.Т.** Техническая гидромеханика.-М.: Стройиздат, 1978.
16. **Зегжда А.П.** Гидравлические потери на трение в каналах и трубопроводах.-М.-Л.: Стройиздат, 1957.
17. **Идельчик И.Е.** Гидравлические сопративления.М.-Л.: Госэнергоиздат, 1954.
18. **Идельчик И.Е.** Справочник по гидравлическим сопративлениям.-М.: Машиностроение, 1975.
19. **Избаш М.В.** Основы гидравлики.-М.: Госстройиздат, 1952.
20. **Качановский Б.Д.** Гидравлика судоходных шлюзов.-М.-Л.: Речиздат, 1951.
21. **Киселёв П.Г.** Гидравлика.-М.-Л.: Госэнергоиздат,1963.
22. **Корнфельд М.** Упругость и прочность жидкостей. -М.-Л.: ГИТТЛ,1951.
23. **Лабораторный курс гидравлики, насосов и гидропередач.**/Под ред. С.С.Руднёва и Л.Г.Подвидза.-М.: Машиностроение, 1074.
24. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа.-М.: Наука,1972.
25. **Михайлов А.В.** Внутренние водные пути.-М.: Стройиздат. 1973.
26. **Мошнин Л.Ф.** Методы технико-экономического расчёта водопроводных сетей.-М.: Госстройиздат, 1950.

27.**Некрасов Б.Б.** Гидравлика и её применение в летательных аппаратах.-М.: Машиностроение, 1967.

28.**Оглоблин А.П.** Основы гидромеханики.-М.: Оборонгиз, 1945.

29.**Павловский Н.Н.** Собрание сочинений, т. I.-М.-Л.: Издательство АН СССР, 1955.

30.**ПатрашевА.Н.** Гидромеханика.-М.: Военно-морское издательство, 1953.

31.**Повх И.Л.** Аэродинамический эксперимент в машиностроении.-Л.: Машиностроение, 1974.

32.**Позднеев М.В.** Противопожарное водоснабжение.-Л.-М.: Изд. Наркомхоза РСФСО, 1940.

33.**Примеры гидравлических расчётов.**/Под ред. А.И.Богомолова.-М.: Транспорт, 1977.

34.**Рауз Х.** Механика жидкости для инженеров-гидротехников.-М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958.

35.**Ржаницын Н.А.** Гидравлика струйных течений.-М.: Издательство Университета дружбы народов, 1985.

36.**Семёнов-Тян-Шанский В.В.** Статика и динамика коробля.-Л.: Судостроение, 1973.

37.**Симаков Г.В.** Сифонные водосбросы (пособие к курсовому и дипломному проектированию).-Л.: из-во ЛПИ им. М.И.Калинина, 1974.

38.**Справочник по гидравлике.**/Под ред. В.А.Большакова.-Киев: Высшая школа, 1977.

39.**Справочник по гидравлическим расчётам.**/Под ред. П.Г.Киселева.-М.: Энергия, 1972.

40.**Тер-Степанов Г.А.** Гидроманиторные работы.-М.: Стройвоенмориздат, 1948.

41.**Угинчус А.А.**, Чугаева Е.А. Гидравлика.-Л.: Стройиздат, 1971.

42.**Чоу В.Т.** Гидравлика открытых каналов каналов.-М.: Стройиздат, 1969.

43.**Чугаев Р.Р.** Гидравлика -Л.: Энергоатомиздат, 1982.

44.**Шевелёв Ф.А.** Таблицы для гидравлического расчёта стальных, чугунных, асбестоцементных и пластмассовых водопроводных труб.-М.: Стройиздат, 1970.

45.**Шлихтинг Г.** Возникновение турбулентности.-М.: Издательство иностр. лит., 1962.

46.**Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя.-М.: Издательство иностр. лит., 1956.

47.**Штеренлихт Д.В.** Гидравлика. I, II, III, IV т. -М.: Энергоатомиздат, 1991.

48.**Штеренлихт Д.В.** Очерки истории гидравлики, водных и строительных искусств. I, II, III т. -М.:Геос, 1999.

Мундарижа

IV боб. Оқимнинг барқарор ҳаракатида напор йўқолиши. Гидравлик қаршилик. Оқим турбулент ҳаракатини ҳисоблаш схемаси

А. Оқимнинг текис барқарор ламинар тартибдаги ҳаракатида тезлик тақсимланиши ва напорнинг узунлик бўйича йўқолиши

Босишга рухсат этилди 23.11.2001
Когоз бичими 60x84 1/16. Адади 100 нусха
Буюртма 67 Уз. РФААК босмохонасида чоп этилди
Тошкент, Муминов кучаси – 13 уй.