

К. Ш. Латипов

УЗБ
532
Л27

ГИДРАВЛИКА, ГИДРОМАШИНАЛАР ВА ГИДРОЮРИТМАЛАР

Ўзбекистон Республикаси Олий ва махсус
ўрта таълим вазирлиги олий техника
ўқув юрлари учун дарслик сифатида
тавсия этган



ТОШКЕНТ — „ЎҚИТУВЧИ“ — 1992

Дарслик уч қисмдан: гидравлика, гидромашиналар ва гидроузатмалар қисмидан иборат.

Биринчи қисмда суюқликлар, уларнинг физик хоссалари, гидростатика масалалари ва уларнинг турли сиртлар, деворлар ҳамда сузиб юрувчи жисмларнинг мувозанат шартларини аниқлашда қўлланиши баён қилинган. Оқимчали моделнинг қўлланилиши, ҳаракат турлари ва тартиблари, ишқаланиш ва маҳаллий қаршиликларни турбулент ҳамда ламинар тартиблар учун ҳисоблаш, суюқликларнинг идиш деворидаги тешик ва найчалардан оқиб кетиши, гидравлик зарбалар ҳақида маълумот берилган.

Иккинчи қисмда ҳажмий ва марказдан қочма насослар, уларда суюқликларнинг ҳаракат қилиш қонунлари, насосларнинг характеристикалари ва улардан фойдаланиш, насосларнинг ишлаш чегаралари ва уларда кавитация ҳамда гидравлик зарбага қарши кураш усуллари баён этилган.

Учинчи қисм ҳажмий ва парракли гидроузатмалар, гидродвигателлар, гидроузатмаларда ишлатиладиган турли гидроаппаратларга ва уларнинг қисмларига бағишланган. Гидромашиналар ва гидроузатмаларни мослаш ва бошқариш ҳақида ҳам маълумотлар берилган.

Дарслик олий техника ўқув юр்தларининг талабаларига мўлжалланган.

Тақризчилар: проф. К. В. Мукж, доц. А. Ҳамидов, доц. Р. М. Каримов

Л 3308010000—127
353 (04)—92 112 — 91 © „Ўқитувчи“ нашриёти, 1992.

ISBN 5—645—01224—0

Сўз боши

Ўзбек тилига давлат тили мақоми берилиши олий техника ва махсус ўрта таълим ўқув юртларининг талабаларини ўзбек тилида ёзилган техника адабиёти билан таъминлашдек долзарб вазифани ўртага қўйди.

Ушбу „Гидравлика, гидромашиналар ва гидроюритмалар“ дарслиги ана шу вазифани бажаришга муаллифнинг қўшган камтарона ҳиссасидир. Бу китобга муаллифнинг Тошкентдаги олий техника ўқув юртларида шу фандан ўқиган лекциялари ҳамда унинг С. Эргашев билан ҳамкорликда ёзган ва 1986 йилда „Ўқитувчи“ нашриётида нашр эттирган „Гидравлика ва гидромашиналар“ ўқув қўлланмаси асос қилиб олинди.

Ўзбек тилида техникага оид, шу жумладан гидравликага оид атамаларни соф ўзбек тилида бериш анча машкул иш бўлганлигидан муаллиф бу борада жиддий қийинчиликларга учради. Шунинг учун дарсликда ишлатилган баъзи атамаларга эътироз билдирилиши, улар бир қарашда ғалати туюлиши мумкин. Лекин, имонимиз комилки, ўзбек тилида нашр этиладиган техника адабиёти кўпая бориши билан бу атамаларга аниқликлар киритилди ва улар адабиётда ҳамда истеъмолда ўз ўрнини топади.

Муаллиф китобдаги расмларни тайёрлашда кўрсатган ёрдами учун доцент П. К. Норкинга миннатдорчилик изҳор қилади.

Дарслик тўғрисидаги барча дўстона фикр-мулоҳазаларни муаллиф мамнуният билан қабул қилади.

Муаллиф

КИРИШ

Суюқликларнинг мувозанат ва ҳаракат қонунларини ўрганувчи ҳамда бу қонунларни техниканинг ҳар хил соҳаларига татбиқ этиш билан шуғулланувчи фан гидравлика деб аталади.

Гидравлика суюқликларда кучларнинг тарқалиши ва унинг ҳаракат давомида ўзгариб бориши қонунларини ҳар хил қурилмалар ва машиналарни ҳисоблаш ҳамда лойиҳалашга татбиқ этиш билан ҳам шуғулланади.

Гидравлика шунингдек, гидротехника, ирригация, сув таъминоти ва канализация, нефть механикаси каби бир қанча фанларнинг асоси ҳисобланади. Инсоният тарихининг дастлабки даврларидаёқ сувдан фойдаланиш ҳаётда маълум урин эгаллаган. Археологик текширишлар одамлар жуда қадим замонларданоқ (эрамиздан 4000—2000 йиллар аввал) турли гидротехника иншоотлари қуришни билганликларини кўрсатади. Қадимги Хитойда, Мисрда, Грецияда, Римда, Ўрта Осиёда ва бошқа ибтидоий маданият учоқларида кемалар, тўғонлар, водопровод ва суғориш системалари бунёд этилганлиги тўғрисида маълумотлар мавжуд. Бу қурилмаларнинг қолдиқлари ҳанузгача сақланиб қолган. Лекин у даврларда бундай қурилиш ишлари ҳақида ҳеч қандай ҳисоблашлар сақланмаганлиги улар фақат содда амалий билимларга таянган бўлиб, илмий назарий асосга эга эмас деган фикрга олиб келади.

Бизгача етиб келган, гидравликага алоқадор илмий ишлардан биринчиси Архимеднинг „Сузиб юрувчи жисмлар ҳақида“ асаридир. Суюқлик қонунларининг очилиши эрамизнинг XVI—XVII асрларидан бошланди. Буларга Леонардо да Винчининг суюқликларнинг ўзандаги ва трубадаги ҳаракати, жисмларнинг сузиб юриши ва бошқаларга боғлиқ ишлари, С. Стевеннинг идиш тубига ва деворларига таъсир қилувчи босим кучи, Г. Галилейнинг жисмларнинг суюқликдаги ҳаракати ва мувозанати ҳақидаги ишлари, Е. Торичеллининг суюқликларнинг кичик тешикдан оқиб кетиши, Б. Паскалнинг босимнинг суюқлик орқали узатилиши тўғрисидаги, И. Ньютоннинг суюқликлардаги ички қаршиликлар қонуни ва бошқа ишлар киради. Кейинчалик суюқлик-

ларнинг мувозанат ва ҳаракат қонунлари икки йўналиш бўйича тараққий қила бошланди. Булардан бири тажрибаларга асосланган гидравлика бўлса, иккинчиси назарий механиканинг мустақил бўлими сифатида тараққий қила бошлаган назарий гидромеханика эди.

Назарий гидромеханика аниқ математикага асосланган бўлиб, суюқлик қонунларини дифференциал тенгламалар билан ифода-лаш ва уларни ечишга асосланади. Бу назарий билимларнинг тараққий қилишига XVII—XVIII асрларда яшаган буюк математик-механик олимлар Л. Эйлер, Д. Бернулли, М. Ломоносов, Лагранжларнинг илмий асарлари асос бўлди. У вақтдаги ишлар соф назарий бўлиб, суюқликларнинг физик хоссаларини идеаллашти-риб кўрар ва олинган натижалар ҳаракат тарзларини тўғри ифо-далагани билан тажриба натижаларидан жуда узоқ эди. Шу-нинг учун бу ишлар гидромеханиканинг тараққиётида айтарлик муҳим роль ўйнамас эди ва гидромеханика ўша замон техника-си қўйган талабга жавоб бера олмас эди. XVIII—XIX асрларда Шези, Дарси, Буссинеск, Вейсбах ва бошқа олимларнинг ишлари ҳозирги замонда гидравлика деб аталувчи амалий фаннинг асоси бўлди.

Гидравлика ўз хулосаларини суюқлик ҳаракатининг соддалаш-тирилган схемаларини қараш асосида чиқаради ва, одатда, назарий тенгламаларга эмпирик коэффициентлар киритиб, уларни тажрибалар ўтказиш йўли билан аниқлайди. Шунингдек, гидравлика оқимнинг кесим бўйича ўртача тезлиги ва босимининг ҳаракат давомида йўлнинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига ўтган-да қандай ўзгариб боришини текшириш билан қаноатланади. Кейинчалик эса гидравлика билан гидромеханика фани ўзаро яқинлашиб, бир-бирини тўлдирувчи фанга айланди. Бу нарса асримиз бошида ижод этган олим Л. Прандтлнинг номи билан боғлиқдир.

Ҳозирги замон гидравликаси назарияни тажриба билан боғ-лаб, назарий текширишларни тажрибада синаш, тажриба нати-жаларини эса назарий асосда умумлаштириш йўли билан тараққий қилиб борувчи ва ўз текширишларида гидромеханиканинг усул-лари ҳамда ютуқларидан фойдаланиб борувчи фандир.

Гидравликанинг тараққиётида рус олимларининг ҳам му-ҳим ҳиссаси бор. Гидромеханика фанининг асосчилари Д. Бер-нулли ва Л. Эйлер Петербург фанлар Академиясининг аъзолари бўлиб, Россияда яшаб, ижод этганлар. Н. П. Петровнинг гидро-динамик сирпаниш назарияси, Н. Е. Жуковскийнинг гидромеха-никадаги муҳим ишлари ва трубалардаги зарба назарияси, В. Г. Шуховнинг нефть кувурларини ҳисоблаш бўйича ишлари, А. Н. Криловнинг кемалар назарияси, Н. Н. Павловскийнинг суюқлик-ларнинг фильтрацияси назарияси, Л. С. Лейбензоннинг ер ости гидромеханикаси ва бошқа совет олимларининг ишлари дунё фа-нига қўшилган буюк ҳисса бўлиб ҳисобланади. Н. Е. Жуков-ский, С. А. Чаплигин ва Н. Е. Кочинлар замонавий аэродинами-ка ва газ динамикасининг асосчилари бўлиб, бу фанлар ҳозир-

ҳам самолёт ва ракеталар ҳаракатини ўрганишда катта роль ўйнайди. Ҳозирги замон саноати ва техникасида ўзбек олими Х. А. Раҳматулин асос солган кўп фазали муҳитлар гидродинамикаси муҳим аҳамиятга эга.

Ҳозирги замон суғориш системасини, химия саноатини, қишлоқ хўжалиги саноатини ва техниканинг бир қанча соҳаларини насослар, компрессорлар, гидроэлектростанциялар ва бошқа гидромашиналарсиз тасаввур қилиб бўлмайди.

Гидромашиналар—механик ҳаракатни суюқликнинг ҳаракатига ёки суюқликнинг ҳаракатини механик ҳаракатга айлантириб берувчи қурилмалардир. Гидромашиналарнинг юритмалар деб атаувчи турларида эса механик ҳаракат аввал суюқликнинг ҳаракатига айлантирилиб, сўнгра яна механик ҳаракатга айлантирилади. Бу қурилмалар ўзига хос махсус қисмлардан ташкил топган бўлиб, бу курсда гидроюритмаларни гидромашиналардан алоҳида кўриб чиқилади.

Инсоният тарихида суюқлик ҳаракатини механик ҳаракатга айлантириб берувчи биринчи қурилма чархпалак бўлиб, унинг Ўрта Осиё, Ҳиндистон, Хитой ва Мисрда бундан 3000 йиллар аввал суғориш ишларида ва тегирмонларда қўлланилганлиги маълум. Биринчи насос—поршенли насос бўлиб, инсон ёки ҳайвон кучи билан ҳаракатга келтирилган. Бу машиналар Россияда қадимдан маълум эди. М. В. Ломоносов ўз асарларида чуқур шахталардан сувни тортиб олишда фойдаланиш мақсадида насосларнинг тузилиши ва конструкцияларини келтирган. У бир қанча қурилмаларни чархпалак ёрдамида ҳаракатга келтириш усуллари устида ишлади ва амалда жорий этди. XVIII аср ўрталарида гидравлик қурилмалардан фойдаланувчи заводлар Уралнинг ўзида 150 дан ортиқ эди. И. И. Ползунов томонидан кашф қилинган (1765 й.) буғ машинаси поршенли насосларни ҳаракатга келтириш учун кенг қўллана бошлади. Л. Эйлер (1707—1783 йй.) ўзининг машҳур парракли гидромашиналар назариясини яратди ва парракли гидромашиналарнинг ишини характерловчи муҳим муносабатларни ҳосил қилди. Бу муносабатлар, 1835 й. А. А. Саблуков марказдан қочма насосни кашф этганидан кейин, гидравлик турбиналар ва марказдан қочма насосларни лойиҳалашда қўлланила бошлади.

В. Г. Шухов нефтни чуқур қудуқлардан чиқариб олиш учун поршенли насосларнинг бир қанча конструкцияларини ишлаб чиқди. Н. Е. Жуковский ва С. А. Чаплигинлар қаноатларнинг суюқликдаги ҳаракати назариясини яратдилар. Бу назария кейинчалик парракларни ва йўналтирувчи қурилмаларни лойиҳалашда асос бўлиб хизмат қилди, турбина ва насослар тузилишидаги муҳим тараққиётларга йўл очиб берди. И. И. Куколевскийнинг динамик ўхшашлик қонунларини марказдан қочма насосларни лойиҳалашда қўллаши насослар қурилиши бўйича лаборатория тажрибаларини илмий асосга қўйди.

Совет Иттифоқида гидромашиналар қурилишининг тараққиётида И. Г. Есьман, Н. М. Шапов ва бошқаларнинг хизматлари жуда катта.

Гидромашиналар каби гидроузатмаларнинг ҳам айрим қисмлари қадим замонлардан қўлланилиб келган, лекин уларнинг ҳозирги замон тушунчасида (яъни бир қанча қурилмалар комплексида) қўлланилиши яқин вақтларда бошланди. 1888 й. Россияда металлургия заводи инженерлари гидроузатмалардан фойдаланганликлари маълум. 1907 й. дан бошлаб денгиз флотида гидроузатмалар (гидротрансформатор ва гидромuftалар) қўлланила бошлади.

Ватанимиз тоғ саноатида гидроюритмалар 1933—1937 йиллардан фойдаланила бошланди. 1950 йилдан бошлаб гидромашиналар ва гидроузатмаларни мамлакатимиз саноатида қўлланилиш жуда тез тараққий қила бошлади.

Ҳозирги кунда бу қурилмалардан пахта териш машиналари, тракторлар, бульдозерлар, турли автомобиллар ва бошқа механизмларда кенг қўлланилмоқда.

Гидравлика ва гидромашиналар тараққиётининг истиқболлари юқорида айтилган миқёсда қуйидагиларни ўз ичига олади. Янада қувватлироқ ва фойдали иш коэффициенти юқорироқ насослар, турбиналар ва гидроузатмалар яратиш ва уларни амалда жорий этиш;

— гидромашиналарни ва гидротехник иншоотларни лойиҳалашда ҳозирги замонавий ҳисоблаш усулларини қўллаш ва ЭҲМлардан кўпроқ фойдаланиш. Машиналарни автоматик бошқариш системалари асосида бошқаришга ўтиш;

— гидроузатмаларда қўлланиладиган иш суюқликларнинг арзонроқ ва сифатлироқ турларини яратиш, иш суюқликларининг тирқишлардан сизиб қетишини камайтириш йўлларини топиш;

— баъзи шароитларда машиналарнинг мойлаш системаларини такомиллаштириш ва уни асосий қурилмадан ажратиш;

— гидромuftаларда иссиқликдан ҳимоя воситаларини такомиллаштириш ва янги конструкцияларини яратиш;

— пневмоузатмаларда сиқилган ҳаво тайёрлаб берувчи қисмларни ва пневмосистемалардаги тирқишларни беркитувчи бўлма-ларини яхшилаш ва ҳоказо.

Биринчи қисм. ГИДРАВЛИКА

I б о б. СУЮҚЛИКЛАРНИНГ АСОСИЙ ХОССАЛАРИ

1.1. Суюқлик тўғрисида асосий тушунчалар

Жуди кичик миқдордаги кучлар таъсирида ўз шаклини ўзгартирувчи физик жисмлар *суюқликлар* деб аталади. Улар қаттиқ жисмлардан ўз заррачаларининг жуда ҳаракатчанлиги билан ажралиб туради ва оқувчанлик хусусиятига эга бўлади. Шунинг учун улар қайси идишга қуйилса, ўшанинг шаклини олади.

Гидравликада суюқликлар икки гурппага: *томчиланувчи* (капельные) *суюқликларга* ва *газсимон суюқликларга* ажралади. Суюқлик деганда томчиланувчи суюқликни тушүнишга одатланилган бўлиб, улар сув, спирт, нефть, симоб, турли мойлар ва табиатда ҳамда техникада учраб турувчи бошқа ҳар хил суюқликлардир.

Томчиланувчи суюқликлар бир қанча хусусиятларга эга:

1) ҳажми босим таъсирида жуда кам ўзгаради ва сиқилишга қаршилиги жуда катта;

2) ҳарорат ўзгариши билан ҳажми оз миқдорда ўзгаради;

3) чўзувчи кучларга деярли қаршилиқ кўрсатмайди;

4) сиртида молекулалараро ўзаро қовушоқлик кучи юзага келади ва у сирт таранглик кучини вужудга келтиради.

Томчиланувчи суюқликларнинг бошқа хусусиятлари тўғрисида кейинчалик яна тўхталиб ўтаимиз.

Газлар томчиланувчи суюқликлардагига нисбатан ҳам тезроқ ҳаракатланувчи заррачалардан ташкил топган бўлиб, улар босим ва температура таъсирида ўз ҳажмини тез ўзгартиради. Уларда чўзувчи кучга қаршилиқ ва қовушоқлик кучи томчиланувчи суюқликларга нисбатан жуда ҳам кам. Газлар билан газ динамикаси, термодинамика ва аэродинамика фанлари шуғулланади.

Гидравлика курси асосан томчиланувчи суюқликлар билан шуғулланади. Шунинг учун уни бундан буён тўғридан-тўғри суюқлик деб атайвераимиз.

Суюқликлар туташ жисмлар қаторига киради ва мувозанат ҳамда ҳаракат ҳолларида доимо қаттиқ жисмлар (суюқлик солинган идиш туби ва деворлари, труба ва каналларнинг деворлари ва бошқалар) билан чегараланган бўлади. Суюқликлар газ-

лар (ҳаво) билан ҳам маълум чегара бўйича ажралиши мумкин. Бу чегара эркин сирт (свободная поверхность) деб аталади.

Суюқликлар силжитувчи кучларга сезиларли даражада қаршилик курсатади ва бу қаршилик ички кучлар сифатида намоён бўлади. Уларни аниқлаш суюқликлар ҳаракатини текширишда муҳим аҳамиятга эгадир.

1.2-§. Суюқликларга таъсир қилувчи кучлар

Суюқликларга таъсир қилувчи кучлар қўйилиш усулига қараб ички ва ташқи кучларга ажралади:

ички кучлар — суюқлик заррачаларининг ўзаро таъсири натижасида вужудга келади;

ташқи кучлар — суюқликка бошқа жисмларнинг таъсирини ифодалайди (масалан, суюқлик солинган идиш деворларининг таъсири, очиқ юзага таъсир қилаётган ҳаво босими ва ҳ.).

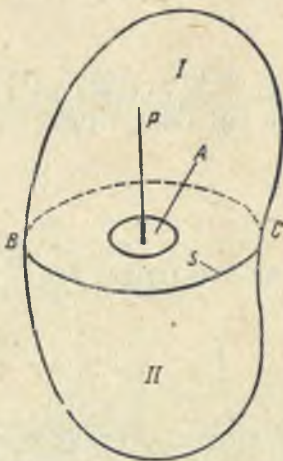
Ички кучлар силжитувчи кучларга қаршилик сифатида намоён бўлади ва *ички ишқаланиш кучи* дейилади. Ташқи кучларни юза бўйича ва ҳажм бўйича таъсир қилувчи кучлар сифатида кўриш мумкин. Шунинг учун суюқликларга таъсир қилувчи кучлар юза бўйича ёки ҳажм бўйича таъсир қилинишига қараб юзаки ва масса кучларга бўлинади.

Юзаки кучлар — қаралаётган суюқлик ҳажмининг сиртларига таъсир қилувчи кучлардир. Уларга босим кучи, сирт таранглик кучи, суюқлик солинган идиш деворининг реакция кучлари, ички ишқаланиш кучи киради. Ички ишқаланиш кучлари суюқлик ҳаракат қилган вақтда юзага келади ва қовушоқлик хусусиятини юзага келтиради (аввалги параграфга қаранг).

Масса кучлар — қаралаётган суюқлик ҳажмининг ҳар бир заррасига таъсир қилади ва унинг массасига пропорционал бўлади. Уларга оғирлик ва инерция кучлари киради.

1.3-§. Суюқликларда босим

Суюқликларга таъсир қилувчи асосий кучлардан бири *гидростатик босим*дир. Уни тушунтириш учун 1.1-расмга мурожаат қиламиз. Бу ерда мувозанат ҳолатидаги суюқликнинг ихтиёрий ҳажми ифодаланган. Бу ҳажм ичида ихтиёрий A нуқта олиб, ундан BC текисликни ўтказамиз. Натижада ҳажм икки қисмга ажралади. BC сиртда A нуқта атрофида бирор S юза ажратамиз. Ҳажмининг I қисми орқали унинг II қисмига BC юза бўйича босим кучи берилади.



1.1-расм. Суюқликларда босим тушунчасига доир чизма.

Бу кучнинг S юзага таъсир қилган қисмини P билан белгилаймиз.

Қаралаётган S юзага таъсир қилувчи P куч *гидростатик босим кучи* ёки қисқача *гидростатик куч* дейилади. P куч II қисмга нисбатан ташқи куч, бутун ҳажмга нисбатан эса ички куч ҳисобланади. P кучнинг S юзага нисбати бу юзанинг бирлик миқдорига таъсир қилувчи кучни беради ва у ўртача гидростатик босим деб аталади:

$$p_{\text{ур}} = \frac{P}{S}, \quad (1.1)$$

Агар S юзани кичрайтира бориб, нуқтага интилтирсак ($S \rightarrow 0$), $p_{\text{ур}}$ бирор чегаравий қийматга интилади:

$$p = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{P}{S}. \quad (1.2)$$

Бу қиймат A нуқтага таъсир қилаётган босимни беради ва у гидростатик босим деб аталади. Умумий ҳолда гидростатик босим p билан ўртача гидростатик босим $p_{\text{ур}}$ тенг эмас. Улар бири-биридан кичик миқдорга фарқ қилади.

Гидростатик босим Н/м^2 билан ўлчанади.

1.4-§. Суюқликларнинг физик хоссалари

1. **Солиштирма оғирлик.** Суюқликнинг ҳажм бирлигига тенг миқдорининг оғирлиги унинг *солиштирма оғирлиги* деб аталади ва грекча γ ҳарфи билан белгиланади. Юқорида айтилган таърифга асосан

$$\gamma = \frac{G}{V}, \quad (1.3)$$

бу ерда V — суюқлик ҳажми (бирлиги м^3), G — оғирлиги (бирлиги Н). Солиштирма оғирликнинг ўлчов бирлиги СИ системасида

$$[\gamma] = \frac{[G]}{[V]} = \frac{\text{Н}}{\text{м}^3},$$

техник системада эса $\frac{\text{кГ}}{\text{м}^3}$ бўлиб, улар ўзаро қуйидагича боғланган:

$$1 \frac{\text{кГ}}{\text{м}^3} = 9,80665 \frac{\text{Н}}{\text{м}^3}$$

Солиштирма оғирлик ҳажми аввалдан маълум бўлган турли идишлардаги суюқликларнинг оғирлигини ўлчаш усули билан ёки ареометрлар ёрдами билан аниқланади.

Солиштирма оғирлик босимга ва температурага боғлиқ бўлиб, улар ўртасидаги муносабат идеал газлар учун қуйидаги

формула билан ифодаланади:

$$\frac{p}{\gamma} = RT, \quad (1.4)$$

бу ерда p — босим ($\frac{H}{m^2}$), T — абсолют температура, R — газ доимийси

$$\left(R_{\text{хаво}} = 287 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}, R_{\text{метан}} = 518 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right).$$

Суюқлик солиштира оғирлигининг 4°C даги сувнинг солиштира оғирлигига нисбати унинг нисбий солиштира оғирлиги бўлади.

2. Солиштира ҳажм. Суюқликнинг оғирлик бирлигидаги миқдорининг ҳажми солиштира ҳажм дейилади ва ҳажми оғирликка бўлиш йўли билан аниқланади:

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

(1.1) ва (1.3) формулалардан кўриниб турибдики:

$$\gamma \cdot v = 1 \text{ ёки } v = \frac{1}{\gamma}.$$

Солиштира ҳажмнинг ўлчов бирлиги СИ системасида:

$$[v] = \frac{[V]}{[G]} = \frac{m^3}{H}.$$

Солиштира ҳажм ҳам солиштира оғирлик каби босим ва температурага боғлиқ бўлиб, у (1.4) нинг бошқа кўриниши

$$pv = RT \quad (1.6)$$

орқали ифодаланади.

3. Зичлик. Суюқликнинг ҳажм бирлигига тўғри келган тинч ҳолатдаги массаси унинг зичлиги деб аталади. Бу таърифга асосан

$$\rho = \frac{M}{V}, \quad (1.7)$$

бунда M — суюқликнинг массаси (бирлиги $\frac{H \cdot c^2}{m}$).

Зичликнинг ўлчов бирлиги қуйидагича аниқланади:

$$[\rho] = \frac{M}{L^3} = \frac{H \cdot c^2}{m^4}.$$

Баъзан нисбий зичлик тушунчаси киритилади. Суюқлик зичлигининг сувнинг 4°C иссиқликдаги зичлигига нисбати унинг нисбий зичлиги бўлади. (1.7) ва (1.3) лардан кўриниб турибдики, зичлик билан солиштира оғирлик ўзаро қуйидагича боғланган:

$$\rho = \frac{\gamma}{g}, \quad (1.8)$$

у ҳолда нисбий зичлик ва нисбий солиштира оғирликлар ўзаро қуйидагича боғланади:

$$\rho_{\text{нисб}} = \frac{M_{\text{суюқ}}}{M_{\text{сув}}} = \frac{G_{\text{суюқ}}}{G_{\text{сув}}} = \gamma_{\text{нисб}} \quad (1.9)$$

Зичлик температурага боғлиқ бўлиб, одатда, температура ортиши билан камаяди. Бу ўзгариш нефть маҳсулотлари учун қуйидаги муносабат орқали ифодаланади:

$$\rho_t = \frac{\rho_{20}}{1 + \beta_t(t - 20)} \quad (1.10)$$

бунда t — температура (бирлиги $^{\circ}\text{C}$), β_t — ҳажмий кенгайиш температура коэффиценти; ρ_{20} — суюқликнинг 20°C даги зичлиги.

Сувнинг зичлиги бу қонундан мустасно бўлиб, унинг зичлиги энг катта қийматга 4°C (аниқроғи $3,98^{\circ}\text{C}$) да эга бўлади. Унинг иссиқлиги бундан ошса ҳам, камайса ҳам зичлиги камайиб боради.

4. Суюқликларнинг иссиқликдан кенгайиши Юқорида айтиб ўтилганидек, зичлик иссиқлик ўзгариши билан ўзгариб боради. Бу эса ўз-ўзидан иссиқлик ўзгариши билан ҳажмнинг ўзгаришини кўрсатади. Суюқликларнинг бу хусусиятини гидравлик машиналарни ҳисоблаш ва турли масалаларни ҳал қилиш вақтида назарга олиш зарур бўлади.

Суюқликнинг иссиқликдан кенгайишини колбага солинган суюқликнинг қиздирилганда ҳажми кўпайиши, суюқлик тўлдирилиб герметик ёпиб қуйилган бочка ва цистерналарнинг қуёш нурида қолганда ёрилиб кетиши, тўлдирилган идишдаги суюқликнинг сиртидан оқиб тушиши каби ҳодисаларда жуда кўп учратиш мумкин.

Суюқликларнинг бу хусусиятидан фойдаланиб суюқлик термометрлари ва бошқа турли сезгир ўлчов асбоблари яратилади. Суюқликларнинг иситилганда кенгайишини ифодалаш учун ҳажмий кенгайиш температура коэффиценти деган тушунча киритилиб, у β_t билан белгиланган.

1-жадвал. Сувнинг ҳажмий кенгайиш температура коэффиценти β_t 1/град

Босим, МН/м ²	$t^{\circ}\text{C}$				
	1—10	10—20	40—50	60—70	90—100
0,1	0,000014	0,000150	0,000422	0,000556	0,000719
9,8	0,000013	0,000165	0,000422	0,000548	0,000714
19,6	0,000072	0,000183	0,000426	0,000539	
49,0	0,000149	0,000236	0,000429	0,000523	0,000561
88,3	0,000229	0,000294	0,000437	0,000514	0,000621

Бирлик ҳажмдаги суюқликнинг температураси 1°C га оширилганда кенгайган миқдори унинг *ҳажмий кенгайиш темпе-*

рамура коэффициенти дейилади ва қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\beta_t = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta t}, \quad (1.11)$$

бунда $\Delta V = V - V_c$ — қиздирилгандан кейинги ва бошланғич ҳажмлар фарқи; $\Delta t = t - t_0$ — температуралар фарқи;

$$[\beta_t] = \frac{1}{\text{град}};$$

β_t жуда кичик миқдор бўлиб, у сув учун $t = 20^\circ\text{C}$ да $\beta_t = 2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{град}}$, минерал мойлар учун $\beta_t = 7 \cdot 10^{-4} \cdot 1/\text{град}$; симоб учун $\beta_t = 18 \cdot 10^{-5} \cdot 1/\text{град}$.

5. Суюқликларнинг сиқилиши. Гидравлик ҳисоблаш ишларида суюқликларни сиқилмайди деб ҳисоблаш керак, деб айтиб ўтган эдик (бу ерда томчиланувчи суюқлик назарда тутилади).

Лекин техникада ва табиатда баъзи ҳолларда босим жуда катта бўлади. Бунда агар суюқликнинг умумий ҳажми ҳам катта бўлса, ҳажм ўзгариши сезиларли миқдорда бўлади ва уни ҳисобга олиш керак.

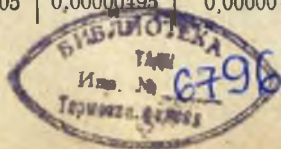
Суюқликларнинг сиқилишини ҳисобга олиш учун ҳажмий сиқилиш коэффициентини деган тушунча киритилади ва у β_p билан белгиланади (баъзида β_V билан ҳам белгиланади). Бирлик ҳажмдаги суюқликнинг босимини бир бирликка оширганда камайган миқдори ҳажмий сиқилиш коэффициентини дейилади ва у қуйидаги формула билан ҳисобланади:

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta p} \quad (1.12)$$

бунда $\Delta p = p - p_0$ — ўзгарган ва бошланғич босимлар фарқи; β_p ҳам β_t каби жуда кичик миқдор бўлиб, сув учун $t = 20^\circ\text{C}$ да $\beta_p = 4,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{МН}$ (МН — меганьютон = $10^6 \text{ Н} \approx 10 \text{ ат}$), минерал мойлар учун $\beta_p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{МН}$; шунинг учун ҳам кўп ҳолларда сиқилишни ҳисобга олинмайди.

2-жадвал. Сувнинг ҳажмий сиқилиш коэффициентини $\beta_p \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{Н}$

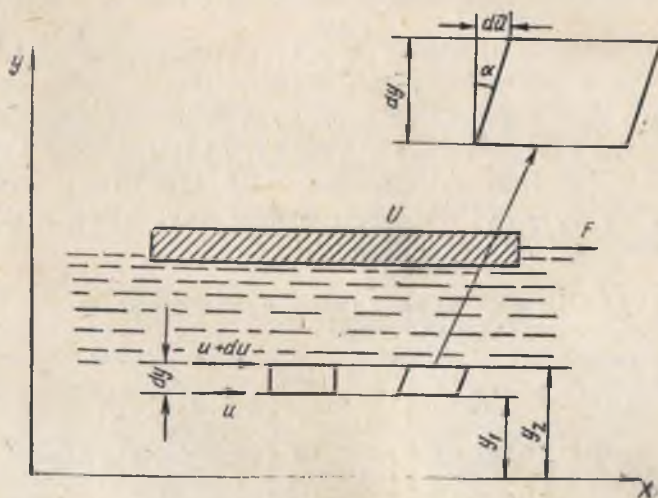
$t, ^\circ\text{C}$	Босим, Мн/м ²				
	0,5	1,0	2,0	3,9	7,9
0	0,00000540	0,00000537	0,00000531	0,00000523	0,00000515
5	0,00000529	0,00000523	0,00000518	0,00000508	0,00000493
10	0,00000523	0,00000518	0,00000508	0,00000498	0,00000481
15	0,00000518	0,00000510	0,00000503	0,00000488	0,00000470
20	0,00000515	0,00000505	0,00000495	0,00000481	0,00000460



1.5-§. Сууюқликлардаги ишқаланиш учун Ньютон қонуни. Қовушоқлик

Қовушоқлик ҳодисаси сууюқликларнинг ҳаракати вақтида юзага келади ва ҳаракатланаётган заррача ҳаракатига қаршилиқ сифатида намоён бўлади. Бу қаршилиқни енгиш учун маълум миқдорда куч сарфлаш керак бўлиб, қовушоқлик қанча кучли бўлса, сарфлаш керак бўлган куч ҳам шунча кўп бўлади. Қовушоқлик даражасини қовушоқлик коэффициентини деб аталувчи катталик билан ифодаланади ва у икки хил коэффициент орқали аниқланади ҳамда аниқланиш усулига қараб динамик ва кинематик қовушоқлик коэффициентларига бўлинади.

Динамик қовушоқлик коэффициентини. Сууюқликни катта юзага эга бўлган идишга солиб, унинг юзига бирор пластинка қўйсақ ва бу пластинкани маълум бир куч билан торга бошласак, сууюқлик заррачалари пластинка сиртига ёпишиши натижасида ҳаракатга келади (1, 2-расм). Агар пластинканинг қўйилган F куч таъсирида олган тезлиги U бўлса, у билан ёнма-ён турган заррачалар ҳам U тезликка эга бўлади. Идишнинг пастки девори ҳаракатга келмагани сабабли унинг сиртидаги заррачалар ҳаракат қилмайди. Шундай қилиб, сууюқликнинг қалинлиги бўйича хаёлан бир қанча юпқа қатламлар бор деб фараз қилсак, ҳар бир қатламда заррачалар тезлиги ҳар хил бўлиб, у пластинкадан пастки деворга томон камайиб боради. Ҳаракат ихтиёрий қатламга, унинг устида жойлашган бошқа қатлам заррачалари орқали берилади. Бу ҳаракат сууюқлик қатламларининг деформацияланишига олиб келади. Агар сууюқлик ичида пастки сирти идишнинг ҳаракатсиз деворидан u_1 масофада, устки сирти эса u_2 масофада бўлган қатламни dy олдимишга келтирсак, юқорида



1.2-расм. Қовушоқлик тушунчасига доир чизма.

айтилган сабабларга асосан унинг пастки сиртида тезлик u_1 , юқориги сиртида эса u_2 бўлади. Шундай қилиб, олинган қатламнинг қалинлиги $\Delta y = y_2 - y_1$ бўйича суюқлик тезлиги $(u_2 - u_1) = \Delta u$ миқдорга ўзгаради, яъни қатламнинг юқориги сирти пастки сиртига нисбатан силжиб қолади ва қатлам 1.2-расмда кўрсатилгандек деформацияланади. Силжиш бурчагини α деб белгиласак, силжиш катталлиги $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta u}{\Delta y}$ бўлади. Қатлам қалинлигини чексиз кичрайтириб дифференциал белгилашга ўтсак, у ҳолда юқоридаги нисбат тезлик градиенти $\left(\frac{du}{dy}\right)$ ни беради. Агар суюқлик сиртидаги пластинкага қанча кўп куч қўйсак, силжиш шунча кўп бўлади. Бу нарса қўйилган куч билан тезлик градиенти орасида қандайдир боғланиш мавжудлигини кўрсатади.

Шундай қилиб, суюқликлардаги ички ишқаланиш кучи тезлик градиентига боғлиқ эканлигини тушуниш мумкин.

1686 й. И. Ньютон ана шу боғланишни чиқиқли боғланишдан иборат деган гипотезани олдинга сурди. Бу гипотезага асосан суюқликнинг икки ҳаракатланувчи қатламлари орасидаги ишқаланиш кучи F қатламларнинг тегиб турган сирти (S) га ва тезлик градиентига тўғри пропорционал, яъни:

$$F = \pm \mu S \frac{du}{dy} \quad (1.13)$$

Пропорционаллик коэффициентини μ қовушоқлик динамик коэффициентини деб қабул қилинган. Ньютон гипотезаси кейинчалик Н. П. Петров томонидан назарий асослаб берилди. Албатта, ҳисоблаш ишларини осонлаштириш учун ишқаланиш кучининг бирлик юзага тўғри келган миқдори ёки гидравликада уринма зўриқиш (ишқаланиш кучидан зўриқиш) деб аталган миқдорга ўтиш зарур бўлади. Бу миқорни грекча τ ҳарфи билан белгилади:

$$\tau = \frac{F}{S} = \pm \mu \frac{du}{dy}, \quad (1.14)$$

бу ерда мусбат ва манфий ишора тезлик градиентининг йўналишига қараб танлаб олинади.

Проф. К. Ш. Латиповнинг ишларида уринма зўриқиш икки ташкил этувчининг йиғиндисидан иборат деб қараш зарурлиги кўрсатилди:

$$l_p = \mu \frac{du}{dy} - \int \lambda_p (1 - \varphi_2) u dy + B, \quad (1.14a)$$

бу ерда $\lambda_p = (1 - \varphi_2)$ — бир қаватдан иккинчи қаватга молекулаларнинг ўтишини билдирувчи коэффициентдир.

(1.14) формуладан кўринадики, ишқаланиш кучидан зўриқиш тезлик градиентига (ёки умумийроқ қилиб айтганда тезликнинг нормал бўйича ҳосиласи) га тўғри пропорционалдир.

Қовушоқлик коэффициентининг бирлиги СИ да қуйидагича:

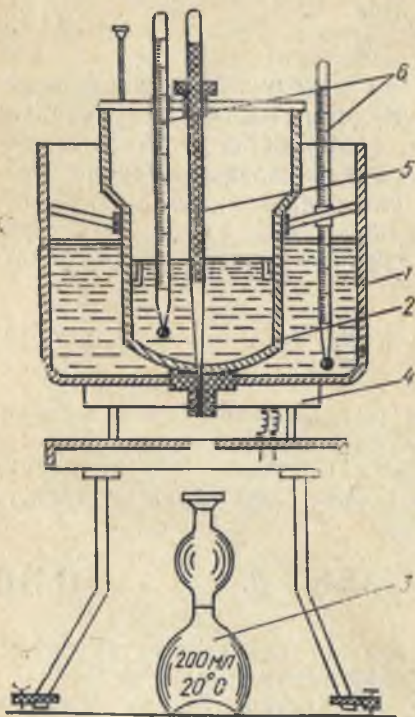
$$[\mu] = \frac{[\tau]}{[du]} = \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$$

СГС системасида эса $\frac{\text{дина} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$ билан ўлчанади. Бу бирлик Пуаз (ПЗ) деб ҳам аталади. Коэффициент жуда кичик бўлганда сантипуаз (спз) ва миллипуаз (мпз) ларда ҳам ўлчаниши мумкин.

Кинематик қовушоқлик коэффициенти. Гидравликадаги кўпгина ҳисоблаш ишларида ν нинг ρ га нисбати билан ифодаланувчи ва кинематик қовушоқлик коэффициенти деб аталувчи миқдордан фойдаланиш қулайдир. Бу миқдор грекча ν ҳарфи билан белгиланади:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.15)$$

ν нинг СИ даги бирлиги $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, СГС системасида $\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ ёки стокс (ст) билан ифодаланadi. Справочникларда ва техник адабиётда унинг кичик ўлчовлари ҳам (сантистокс — сст) учрайди. $1 \text{ м}^2/\text{с} = 10^4 \text{ ст} = 10^6 \text{ сст}$.



1.3-расм. Энглер вискозиметри.

Қовушоқлик коэффициенти аниқлаш учун вискозиметр деб аталувчи асбоб қўлланилади. Сувга нисбатан ёпишқоқлиги катта бўлган суюқликлар учун Энглер вискозиметри қўлланилади (1.3-расм). У бирининг ичига иккинчиси жойлашган 1, 2 икки идишдан иборат бўлиб, улар орасидаги бўшлиқ сув билан тўлдирилади. Ички идиш 2 нинг сферик тубига диаметри 3 мм ли найча кавшарланган, у тиқин 5 билан беркитилган бўлади.

Ички идишга текширилаётган суюқлик қўйилиб, унинг температураси икки идиш оралиғидаги сувни қиздириш йўли билан зарур бўлган температурагача етказилади. Текширилаётган суюқлик температураси термометр 6 ёрдамида ўлчаб турилади. Суюқлик зарур температура t' гача қизигандан сўнг тиқин очилади ва секундомер ёрдамида 200 см^3

суюқлик z оқиб чиққан вақт белгиланади. Худди шундай тажриба $t = 20^\circ \text{C}$ да дистилланган сув билан ҳам ўтказилади. Текширилаётган суюқликнинг $t = 20^\circ \text{C}$ дан оқиб чиққан вақтларининг нисбати қовушоқликнинг шартли градуслари ёки Энглер градусларини билдиради:

$${}^\circ E = \frac{T_{\text{суюқлик}} t'}{T_{\text{сув } t=20^\circ \text{C}}}$$

Энглер градусидан $\text{м}^2/\text{с}$ га ўтиш учун Уббелоде формуласи қўлланилади:

$$\nu = \left(0,0731 {}^\circ E - \frac{0,0631}{{}^\circ E} \right) 10^{-4} \quad (1.16)$$

Қовушоқликни аниқлаш учун капилляр вискозиметр, ротацион вискозиметр, стокс вискозиметри ва бошқа турли вискозиметрлар ҳам қўлланилади.

Қовушоқлик суюқликларнинг турига, температурасига ва босимига боғлиқ. Жадвалларда ҳар хил суюқликларнинг қовушоқлик миқдори келтирилган. Температура ортиши билан томчиланувчи суюқликларнинг қовушоқлиги камаяди, газларнинг қовушоқлиги ортади. Суюқликлар қовушоқлигининг температурага боғлиқлигини умумий тенглама билан ифодалаб бўлмайди.

Ҳар хил ҳисоблаш ишлари бажарилганда, кўпинча, қуйидаги формулалардан фойдаланилади.

Ҳаво учун

$$\nu = (0,132 + 0,000918t + 0,00000066t^2) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}. \quad (1.17)$$

Сув учун

$$\nu_t = \frac{0,0177}{1 + 0,0337t + 0,000221t^2} \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}. \quad (1.18)$$

Гидроюритмаларда қўлланувчи турли минерал мойлар учун температура 30°C дан 150°C гача (${}^\circ E$ 10 гача) бўлганда

$$\nu_t = \nu_{50} \left(\frac{50}{t} \right)^n. \quad (1.19)$$

Бу ерда ν_t , ν_{50} — тегишли температурада ва 50°C да кинематик қовушоқлик коэффициенти; t — температура, $^\circ \text{C}$ да; n — даража кўрсаткичи; унинг миқдори қуйидаги жадвалда ${}^\circ E_{50}$ нинг турли миқдорлари учун келтирилган:

3-жадвал

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

Турли суюқликларнинг қовушоқлиги бошланғич қовушоқлик ва температурасига қараб турлича ўзгаради. Кўпчилик суюқликларнинг қовушоқлиги босим кўтарилиши билан ортади. Минерал мойларнинг қовушоқлиги босимнинг 0—50 МН/м² чегарасида тахминан чизиқли ўзгаради ва қуйидаги формула билан ҳисобланади:

$$\nu_p = \nu_0 (1 + k_p p), \quad (1.20)$$

бу ерда ν_p ва ν_0 — тегишли босимда ва атмосфера босимида кинематик қовушоқлик коэффициентлари, p — қовушоқлик ўлчанган босим, МН/м²; k_p — экспериментал коэффициент, унинг миқдори гидројуритмаларни ҳисоблашда юқорида айтилган чегарада 0,03 га тенг деб қабул қилинади.

1.6-§. Сирт таранглик (капиллярлик)

Суюқлик сиртидаги молекулаларнинг ўзаро тортишиш кучи маълум бир кучланиш ҳолатини вужудга келтиради. Бу ҳодиса *сирт таранглиги* деб аталади ва капилляр идишларда эгри менск вужудга келтиради. Сирт эгрилиги ботиқ ёки қавариқ шаклда бўлади, бу шакл эса идиш девори билан суюқлик молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучига боғлиқ.

Сирт таранглик кучи Лаплас формуласи билан ифодаланади:

$$P = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \quad (1.21)$$

бу ерда σ — сирт таранглик коэффициенти; r_1, r_2 — бош эгрилик радиуслари.

Ўхшаш капилляр идишлар учун:

$$P = \frac{2\sigma}{r}. \quad (1.22)$$

Суюқликлар сиртининг (кўтарилиш ва пасайиш) баландлиги қуйидаги формула билан ҳисобланади:

$$h = \frac{k}{d} \text{ мм}, \quad (1.23)$$

бу ерда d — идиш диаметри; k — ўзгармас катталиқ бўлиб, сув учун +30, спирт учун +10, симоб учун —10.

4-жадвал. Баъзи суюқликлар учун сирт таранглик коэффициенти

Суюқликларнинг номи	$\sigma, \frac{\text{Н}}{\text{м}}$
Сув	0,073
Спирт	0,0225
Бензин	0,029
Глицерин	0,065
Симоб	0,490

Сирт таранглик кучи аниқ ўлчов асбобларининг капилляр найчаларини, фильтрацияни ҳисоблаш масалаларида ва бошқа гидравлик ҳисоблашларда керак бўлади. Кўпчилик гидравлик масалаларда эса унинг қиймати жуда кичик бўлгани учун ҳисобга олинмайди.

1.7-§. Суюқлик тўйинган буғининг босими

Суюқликнинг берилган температурада эркин буғланиши ва унинг буғлари ёпиқ идишдаги бушлиқни тўйиниш ҳолатигача тўлдириш учун керак бўлган босим суюқлик тўйинган буғининг босими деб аталади.

Шунга асосан суюқлик тўйинган буғининг босими буғнинг ёпиқ идиш ичида суюқлик билан мувозанатлашган ҳолатига тегишли барқарорлашган босимдир. Бу босим суюқликлардан юқори температурада фойдаланиш мумкинлигини ва уларнинг турли гидравлик қурилмалар, гидросистемалардаги кавитация хоссасини аниқлаш учун фойдаланилади. Суюқликларнинг буғланиши сирт бўйича ҳам, унинг бутун ҳажми бўйича буғ пуфакчалари ҳосил бўлиши (қайнаши) йўли билан ҳам юз бериши мумкин. Бунда иккинчи ҳол, хоҳлаган температурада юз берадиган сирт бўйича буғланишдан фарқли равишда, фақат маълум температурада, яъни тўйинган буғ босими суюқлик сиртидаги босимга тенг бўладиган температурада юз беради. Босим ортиши билан қайнаш температураси ортади, камайиши билан эса камаяди.

Бир жинсли суюқликларда тўйинган буғ босими ҳар бир температура учун бир хил миқдорга эга бўлади, суюқлик ва буғнинг миқдорий нисбатига боғлиқ бўлмайди.

Суюқлик аралашмаларида эса суюқлик таркибидаги турли молекулаларнинг ўзаро таъсири буғланишни қийинлаштиради. Бу ҳолда аралашма буғларида энгил буғланувчи суюқлик буғларининг нисбати, унинг айрим ҳолатидаги буғларига қараганда кўпроқ бўлади. Бу ҳолда умумий буғ босими парциал буғ босимлар йиғиндисига тенг.

Шундай қилиб, аралашмалар буғланганда суюқ фазада энгил компонент камайиб боради, яъни энгил компонент суюқ фазадагига нисбатан буғ фазада кўпроқ нисбатда бўлади.

1.8-§. Газларнинг суюқликда эриши. Кавитация ҳодисаси ҳақида тушунча

Табиатда ва техникада суюқлик унда ҳавонинг таркибидаги газлар оз миқдорда эриган ҳолда учрайди. Босим ортиши ёки температура камайиши билан эриган газлар миқдори ортади ва, аксинча, босим камайганда ёки температура ортганда уларнинг миқдори камаяди. Шунинг учун босим камайиши ёки температура ортиши билан суюқликдаги эриган газларнинг бир қисми ажралиб чиқиб, пуфакчалар ҳосил қилади, яъни юқорида айтилганга кўра босим камайганда сув ҳам буғланади. лекин энгил компонент сифатида эриган газлар тезроқ ажралиб чиқиб, пу-

факчалар ҳосил қилади. Бошқача айтганда — бу ҳолат суюқликдаги босимнинг ундаги газнинг тўйинган буғлари босимига тенг бўлганида вужудга келади. Газ пуфакчалари пайдо бўлиши билан суюқликнинг туташлиги бузилади ва туташ муҳитларга тааллуқли қонунлар ўз кучини йўқотади. Бу ҳодиса *кавитация* дейилади. Пуфакчалар суюқлик ичида паст температурали ёки юқори босимли соҳалар томонга қараб ҳаракат қилади. Агар у етарли даражадаги босимга эга бўлган соҳага келиб қолса, яна эриб кетади (агар буғ бўлса, конденсацияланади). Эриган газ ўрнида пайдо бўлган бўшлиққа суюқлик заррачалари интилади ва бўшлиқ кескин ёпилади. Бу эса ҳозиргина бўшлиқ бўлган ерда гидравлик зарбани вужудга келтиради ва натижада бу ерда босим кескин ортиб, температура кескин камаяди.

Бундай гидравлик зарба ва уни вужудга келтирган кавитация ҳодисаси труба деворлари ва машиналарнинг суюқлик ҳаракат қилувчи қисмларининг бузилишига олиб келади (кавитацияга қарши кураш усуллари тўғрисида кейинчалик тўхталамиз).

1.9-§. Идеал суюқлик модели

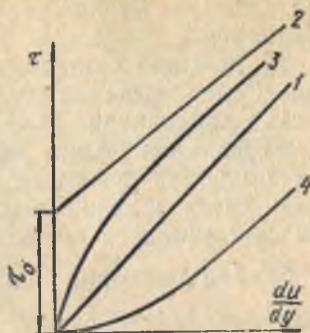
Суюқликларнинг ҳаракати текширилганда, одатда, ҳамма кучларни ҳисобга олиб бўлмагани учун, уларнинг суюқлик мувозанати ёки ҳаракати ҳолатига таъсири катта бўлганларини сақлаб қолиб, таъсири кичикларини ташлаб юборамиз. Шу усул билан суюқликлар учун идеал ва реал суюқликлар модели тузилади. Ҳозирги вақтда суюқлик ҳаракатини ифодаловчи умумий тенгламалар жуда мураккаб бўлиб, уни ечишни осонлаштириш учун юқорида айтилгандек соддалаштиришлар киритилади. Бундай соддалаштиришлар эса суюқликларнинг физик хоссаларига чегара қўяди ва бу суюқликлар идеал суюқликлар дейилади. Идеал суюқликлар абсолют сиқилмайдиган, иссиқликдан ҳажми ўзгармайдиган, чўзувчи ва силжитувчи кучларга қаршилик кўрсатмайдиган абстракт тушунчадаги суюқликлардир.

Реал суюқликларда эса юқорида айтилган хоссалаар мавжуд бўлиб, одатда сиқилиши, иссиқликдан кенгайиши ва ҳажм ўзариши жуда кичик миқдорга эга. Шунинг учун бу соддалаштиришлар ҳисоблашда унчалик кўп хато бермайди. Идеал суюқликларнинг реал суюқликлардан катта фарқ қилишига олиб келадиган асосий сабаб, бу—силжитувчи кучга қаршилик кўрсатиш хоссаси, яъни ички ишқаланиш кучи бўлиб, унинг бу хусусиятини қовушоқлик деган тушунча орқали ифодаланилади. Шунга асосан идеал суюқликларни ноқовушоқ (невязкий), реал суюқликларни эса қовушоқ суюқлик дейилади.

1.10-§ Ньютон қонунига бўйсунмайдиган суюқликлар

Юқорида айтилганидек, суюқликларга таъсир қилувчи қовушоқлик зўриқиш кучи тезлик градиентига боғлиқ бўлиб, Ньютон қонуни (1.14) бўйича бу боғланиш чизиқли бўлади. Шунинг

учун агар абсцисса ўқига $\frac{du}{dy}$ ни, ордината ўқига τ ни қўйиб график чизсак, у ҳолда бу графикни ифодаловчи 1.4-расмдаги 1—чизик (1.14) формулани ифодалайди. Бу график билан ифодаланувчи, яъни Ньютон қонунига бўйсунувчи суюқликлар Ньютон суюқликлари дейилади.



1.4-расм. Ньютон суюқликларига доир чизма.

Ҳозир суюқликларнинг хоссаларини чуқурроқ ўрганиш ва техникада ишлатиладиган суюқликлар турининг кўпайиши натижасида Ньютон қонунига бўйсунмайдиган кўпгина суюқликлар мавжуд эканлиги аниқланди. Бундай суюқликларда қовушоқлик зўриқиш кучи τ умумий ҳолда тезлик градиенти $\frac{du}{dy}$ нинг функцияси сифатида қаралади:

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

Улар Ньютон қонунига бўйсунмайдиган суюқликлар деб аталади. Бу суюқликлар қуйидаги группаларга ажратилади.

1. Бингам суюқликлари (пластик ёпишқоқ суюқликлар). Бу суюқликлар кичик зўриқишларда озгина деформацияланиб, зўриқиш йўқолса, яна аввалги ҳолига қайтади. Зўриқиш кучи τ бирор τ_0 қийматдан ошса, ҳаракат бошланади. Бингам суюқликлари худди ньютон суюқликлари каби ҳаракатланади. Бу суюқликлар учун Ньютон қонуни ўрнида қуйидаги қонун қўлланилади.

$$\tau = \tau_p + \eta \frac{du}{dy}, \quad (1.24)$$

бу ерда η — структура ёпишқоқлиги деб аталади.

(1.24) формула билан ифодаланувчи қонун 1.4-расмдаги 2-чизикқа эга бўлади. Қуюқ суспензиялар, пасталар, шлам ва бошқалар пластик ёпишқоқ суюқликларга кирди.

2. Сохта пластик суюқликлар. Булар ньютон суюқликлари каби зўриқишнинг энг кичик қийматларида ҳам ҳаракатга келади. Лекин у тезлик градиенти ортиши билан камайиб бориб, секин-аста ўзгармас қийматга интилади (1.4-расмда, 3-чизик). Унинг графиги логарифмик масштабда тўғри чизикқа яқин бўлганлиги учун кўрсаткичли функция кўринишида ифодалади:

$$\tau = k \left(\frac{du}{dy}\right)^m, \quad (1.25)$$

бу ерда k , m — тажрибадан аниқланувчи ўзгармас миқдорлардир (ўзгармас m , одатда, 0 билан 1 орасидаги қийматларни қа-

бул қилади). Бу суюқликларга силжитувчи зўриқишнинг тезлик градиентига нисбати μ_k ўхшаш ёпишқоқлик деб аталади.

3. Дилатант суюқликлар сохта пластик суюқликларга ўхшаш бўлиб, улардан тезлик градиенти ортганида μ_k ўсиб бориши билан фарқланади (1.4-расм, 4-чизиқ), силжитувчи зўриқиш (1.25) формула билан ифодаланади. Дилатант суюқликларнинг сохта пластик суюқликлардан фарқи шундаки, уларда m доимо 1 дан катта бўлади. Дилатант суюқликлар бингам ва сохта пластик суюқликларга нисбатан кам учрайди.

Бундан ташқари, τ ва $\frac{du}{dy}$ ўртасидаги боғланиш вақтга боғлиқ бўлган суюқликлар ҳам табиатда учраб туради. Уларнинг ёпишқоқлик коэффициенти зўриқишнинг қанча вақт таъсир қилганига қараб ўзгариб боради. Бундай суюқликларга кўпгина бўёқлар, сут маҳсулотларининг кўп турлари, турли смолалар мисол бўлади. Улар тиксотроп суюқликлар, реопектант суюқликлар ва максвелл суюқликлари деб аталувчи группаларга бўлинади. Бу суюқликларнинг яна бир хусусиятлари шундан иборатки, уларнинг баъзи турлари (максвелл суюқликлари) қўйилган зўриқиш кучи олиниши билан аввалги ҳолатига қисман қайтади (яъни ҳозирги замон фанининг тили билан айтганда хотирлаш хусусиятига эга бўлади).

II боб. ГИДРОСТАТИКА

Гидравликанинг суюқликлар мувозанат қонунларини ўрганувчи бўлими гидростатика деб юритилади. Бу қонунларни текшириш суюқликлар орқали кучларни узатиш билан боғлиқ масалаларни ҳал қилишда муҳим аҳамиятга эга. Бундан ташқари, гидростатика суюқликларга тулиқ ёки қисман ботирилган қаттиқ жисмларнинг мувозанат қонунларини ҳам ўрганади.

Одатда, суюқликлар мувозанат ҳолатда бўлганда унинг айрим бўлақларининг бошқа бўлақларига бўлган таъсири, суюқлик сақланаётган идиш деворларига ва унга ботирилган жисмга таъсири босим орқали ифодаланади.

1.11-§. Тинч турган суюқликдаги босимнинг хоссалари

Тинч турган суюқликдаги босим (яъни гидростатик босим) иккита асосий хоссага эга:

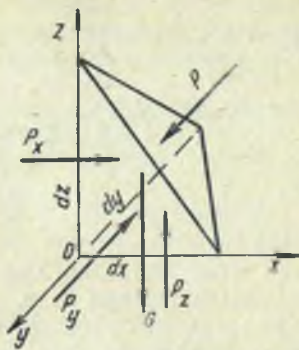
1-хосса — гидростатик босим у таъсир қилаётган юзага нормал бўйича йуналган бўлади. Бу хоссанинг тўғрилигини исботлаш учун гидростатик босим p ўзи таъсир қилаётган юзага нормал бўйича йуналмаган деб фараз қиламиз. Бу ҳолда p нормал ва уринма йўналишларда проекцияларга эга бўлади.

Уринма йўналишидаги проекция I ва II қисмларининг бир-бирига нисбатан силжишига олиб келади (1.5-расм). Суюқлик мувозанатда бўлгани учун бу ҳол юз бериши мумкин эмас. Бундан

p нормал бўйича йўналмаган деган фикр нотўғри эканлиги келиб чиқади.

2-хосса — гидростатик босим u таъсир қилаётган нуқтада ҳамма йўналишлар бўйича бир хил қийматга эга. Бу хоссани исботлаш учун суюқлик ичида томонлари dx , dy , dz га тенг бўлган тетраэдр ажратиб оламиз. Тетраэдрнинг қия юзасига P куч таъсир қилсин.

У ҳолда uOz текисликдаги юза бўйича P_x , xOz текисликдаги юза бўйича P_y , xOy текисликдаги юза бўйича эса P_z кучлар таъсир қилади. Қия юзанинг сирти dS га тенг деб ҳисоблаймиз. Агар гидростатик босим Ox ўқи билан α , Oy ўқи билан β , Oz ўқи билан γ бурчак ташкил қилса, у ҳолда dS юзага таъсир қилаётган куч (pdS) нинг ўқлардаги проекциялари $pdS \cos \alpha$, $pdS \cos \beta$, $pdS \cos \gamma$ ларга тенг. Оғирлик кучи эса



1.5- расм. Босимларнинг хоссаларига доир чизма.

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

Суюқлик мувозанатда бўлгани учун кучларнинг ўқлардаги проекцияларининг йиғиндиси нолга тенг, яъни Ox ўқи бўйича

$$\frac{1}{2} p_x dy dz - pdS \cos \alpha = 0,$$

Oy ўқи бўйича

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

Oz ўқи бўйича

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

dS юзанинг проекциялари қуйидагиларга тенг:

$$S \cos \alpha = \frac{1}{2} dy dz, S \cos \beta = \frac{1}{2} dx dz, S \cos \gamma = \frac{1}{2} dx dy.$$

Юқоридаги тенгламалар қисқартирилгандан кейин қуйидагича ёзилади:

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

Тетраэдрнинг томонлари чексиз кичик қийматга интилганда у нуқтага яқинлашади. Бу ҳолда унинг ҳажми нолга интилади. Шунинг учун юқорида келтирилган тенгламалардан қуйидаги натижа келиб чиқади:

$$p_x = p; p_y = p; p_z = p, \text{ яъни } p_x = p_y = p_z = p. \quad (2.1)$$

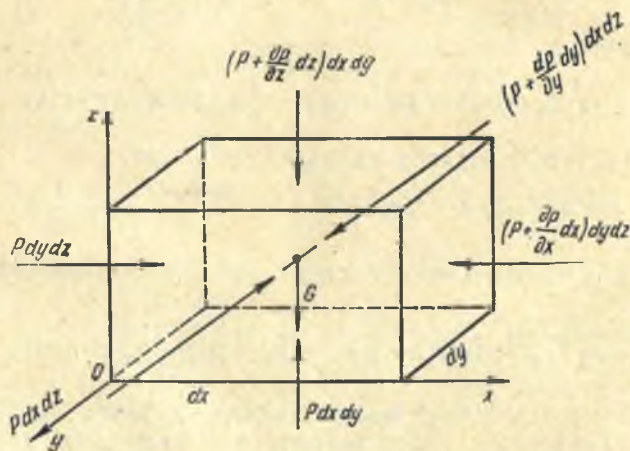
Шундай қилиб, барча йўналишларда таъсир қилувчи босим кучлари тенг эканлиги исботланди. Бу эса иккинчи хоссанинг тўғрилигини кўрсатади.

1.12-§. Суюқликлар мувозанатининг Эйлер дифференциал тенгламаси

Мувозанат ҳолатидаги суюқликларга босим ва оғирлик кучлари таъсир қилади. Босим суюқлик эгаллаган ҳажмнинг ҳар хил нуқтасида ҳар хил қийматга эга. Шунинг учун босимни координата ўқлари x , y , z ларнинг функцияси деб қараш керак. Кўрилаётган суюқликда томонлари dx , dy , dz га тенг бўлган параллелопипедга тенг элементар ҳажм ажратиб оламиз (1.6-расм). Энди суюқликка таъсир қилувчи кучларнинг мувозанат ҳолатини текшираемиз. Оғирлик кучининг проекциялари $\rho X dV$; $\rho Y dV$; $\rho Z dV$ бўлсин; яъни G ($\rho X dV$, $\rho Y dV$, $\rho Z dV$). Элементар ҳажмнинг yOz текисликда ётган сиртига Ox ўқи йўналишида p га тенг, унга параллел бўлган сиртига эса $p + \frac{\partial p}{\partial x} dx$ га тенг босимлар таъсир қилади (1.6-расм). Бу сиртларга таъсир қилувчи босим кучлари эса тегишлича $p dy dz$ ва $(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx) dy dz$ ларга тенг. Олинган элементар ҳажм Ox ўқи бўйича мувозанатда бўлиши учун бу ўқ бўйича йўналган кучлар йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак:

$$p dy dz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz - \rho x dx dy dz = 0.$$

Шунингдек, Oy ўқи бўйича, yOz текисликда ётувчи сиртга $p dx dz$,



1.6-расм. Суюқликлар мувозанатининг Эйлер тенгламасига доир чизма.

унга параллел бўлган сиртга эса, $(p + \frac{\partial p}{\partial y} dy) dx dz$ кучлар таъсир қилади.

Шунинг учун элементар ҳажмнинг Oy ўқи бўйича мувозанат шarti қуйидагича бўлади:

$$p dx dz - (p + \frac{\partial p}{\partial y} dy) dx dz - \rho Y dx dy dz = 0.$$

Шунингдек, Oz ўқи бўйича

$$p dx dy \text{ ва } (p + \frac{\partial p}{\partial z} dz) dx dy$$

кучлар таъсир қилади ҳамда уларнинг мувозанат шarti қуйидагича бўлади:

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

Ўхшаш миқдорларни қисқартириш ва қолган ҳадларни dx , dy , dz га бўлишдан кейин қуйидаги тенгламалар системасини оламиз:

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

Бу тенгламалар системасидан кўриниб турибдики, гидростатик босимнинг бирор координата ўқидаги ўзгариши зичликнинг бирлик оғирлик кучининг шу ўқ йўналишидаги проекциясига кўпайтмасига тенг экан, яъни мувозанатдаги суюқликларда босимнинг ўзгариши масса кучларга боғлиқ. (2.2) тенгламалар системаси суюқликлар мувозанат ҳолагининг умумий дифференциал тенгламасидир. Бу тенгламани 1755 й. Л. Эйлер чиқарган.

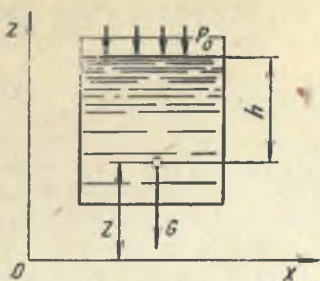
1.13-§. Босими тенг сиртлар. Эркин сирт

Эйлер тенгламаларини интеграллаш учун уни қулай шаклга келтиришда (2.2) нинг ҳар бир тенгламасини dx , dy , dz ларга ўзаро кўпайтирамиз ва уларни ҳадма-ҳад қўшиб чиқамиз:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = \rho(X dx + Y dy + Z dz).$$

Бу тенгламанинг чап томони босимнинг тўлиқ дифференциалини беради, шунинг учун

$$dp = \rho(X dx + Y dy + Z dz). \quad (2.3)$$



1.7-расм. Идишда тинч турган суюқликларда эркин сиртга доир чизма.

Ҳосил бўлган тенглама босимнинг суюқлик турига ва фазонинг нуқталари координаталарига боғлиқлигини кўрсатади ҳамда босимнинг ихтиёрий нуқтадаги миқдорини топишга ёрдам беради. Бу тенглама томчиланувчи суюқликлар учун ҳам, газлар учун ҳам ўринли бўлиб, газлар учун қўлланганда газ ҳолати тенгламалари билан биргаликда ишлатилади. (2.3) дан ҳамма нуқталарида бир хил босимга эга бўлган ($p = \text{const}$) сиртларни топиш мумкин. Бундай текисликлар босими тенг сиртлар деб аталади. $p = \text{const}$ бўлганда $dp = 0$ бўлади, ρ

эса нолга тенг бўлиши мумкин эмас. Шунинг учун босими тенг сиртлар тенгламаси қуйидагича ёзилади:

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

Босими тенг сиртлар хусусий ҳолда суюқликнинг эркин сирти бўлиши мумкин. Суюқликнинг девор билан чегараланмаган сирти эркин сирт дейилади. Масалан, идишда газ ва суюқлик бирга сақланган бўлса, у ҳолда суюқликнинг юқори сирти жисм деворига тегмай газ билан чегараланган бўлади. Хусусий ҳолда очиқ идишдаги суюқликнинг юқори сирти ҳаво билан чегараланган бўлиб, эркин сиртни ташкил қилади (1.7-расм). Босими тенг сиртлар ва эркин сиртлар учун мисоллар сифатида оғирлик кучи таъсиридаги идишда тинч турган, текис тезланувчан ҳаракат қилаётган ва айланма ҳаракат қилаётган идишлардаги суюқликларни текшираимиз.

1.14-§. Эйлер тенгламасининг интеграллари

Биз юқорида Эйлер тенгламасини (2.3) ва (2.4) кўринишга келтирдик. Бу кўринишда уни интеграллаш ва босими тенг сиртларни топиш осон бўлади. Қуйида Эйлер тенгламасининг интеграллари сифатида учта масалани келтираимиз.

а) Идишда тинч турган суюқлик (1.7-расм).

Идишда тинч турган суюқликка фақат оғирлик кучи таъсир қилади. Бу ҳолда бирлик масса кучларининг проекциялари:

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

бўлади. Бу қийматларни (2.4) га қўйсақ, $gdz = 0$ га эга бўламиз. Уни интегралласак, $gz = \text{const}$ бўлади. Бу эса горизонтал текисликнинг тенгламасидир. Шундай қилиб, тинч турган суюқликлар учун ҳар қандай горизонтал текислик босими тенг сиртдан иборат. Унинг ҳаво билан чегараланган сирти ҳам горизонтал бўлиб, у эркин сирт бўлади. Эркин сиртда босим p_0 эканлигини ҳисобга олсак, (2.3) тенгламадан қуйидаги муносабат келиб

чиқади:

$$p = \gamma h + p_0.$$

Бу тенглама тўғрисида кейинчалик алоҳида тўхталиб ўтамиз.

б) Текис тезланувчан ҳаракат қилаётган идишдаги суюқлик

Суюқлик a тезланиш билан ҳаракат қилаётган идишда мувозанат ҳолатида бўлсин (1.8-расм). Бу ҳолда суюқлик зарралари тезланиш a ва оғирлик таъсирида бўлади, улар учун бирлик масса кучлар эса қуйидагича бўлади:

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

Бу қийматларни (2.4) га қўйсақ, $-adx - gdz = 0$ тенгламани оламиз. Уни интеграллаб қуйидаги тенгламага эга бўламиз:

$$ax + gz = \text{const.} \quad (2.6)$$

Бу эса қия текислик тенгламасидир. Шундай қилиб, кўрилатган ҳолда босими тенг сиртлар Ox ва Oz ўқларига бурчак остида йўналган, Oy ўқига эса параллел бўлган сиртлардир. Бу сиртларнинг горизонтал текислик билан ташкил қилган бурчаги қуйидагича аниқланади:

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

Эркин сиртда босим p_0 эканлигини ҳисобга олсак, (2.3) тенгламадан қуйидаги муносабат келиб чиқади:

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

в) Айланаётган идишдаги суюқлик

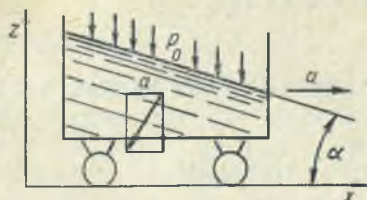
Суюқлик вертикал ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан айланаётган идиш ичида мувозанат ҳолатида бўлсин (1.9-расм). Бу ҳолда суюқлик зарралари марказдан қочма куч ва оғирлик кучлари таъсирида бўлади. Марказдан қочма куч қуйидагича тенг:

$$F_{\text{ц}} = \frac{m u^2}{r} = m \omega^2 r.$$

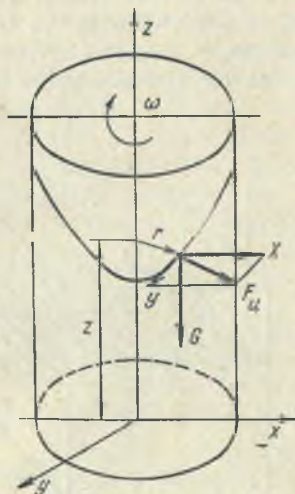
Унинг проекциялари эса қуйидагича топилади:

$$F_{\text{ц}x} = m \omega^2 x, \quad F_{\text{ц}y} = m \omega^2 y.$$

Шунинг учун бирлик масса кучлар қуйи-



1.8-расм. Текис тезланувчан ҳаракат қилаётган идишдаги суюқлик.



1.9-расм. Айланаётган жисм ичидаги суюқлик

дагиларга тенг:

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

Буларни (2.4) га қўйсақ, қуйидаги тенгламани оламиз:

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

Уни интегралласак

$$\frac{\omega^2 x^2}{2} + \frac{\omega^2 y^2}{2} - g z = \text{const}$$

бўлади.

Лекин $x^2 + y^2 = r^2$ бўлгани учун

$$\frac{\omega^2 r^2}{2} - g z = \text{const}. \quad (2.7)$$

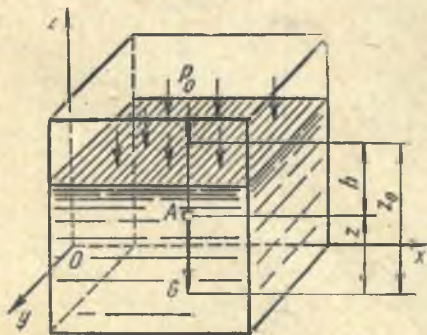
Бу босими тенг сиртнинг тенгламасидир. Бу сирт айланма параболоид эканлиги кўриниб турибди. Шундай қилиб, босими тенг сиртлар ўқи вертикал бўлган айланма параболоидлар оиласидан иборат. Бу сиртлар вертикал текислик билан кесишганда ўқи Oz да бўлган параболалар, горизонтал текисликлар билан кесишганда эса маркази Oz да бўлган концентрик айланалар ҳосил қилади.

1.15-§. Гидростатиканинг асосий тенгламаси

Тинч турган идишдаги суюқликни қараймиз. Бу суюқликка оғирлик кучи таъсир этади. Координата ўқларини Oz ўқи вертикал юқорига йўналдиган қилиб йўналтирамиз (1.10- расм).

Кўрилаётган идиш ичида бирор xOy текислигидан z масофада, эркин сиртдан эса H масофада жойлашган бирор A нуқтани оламиз. У ҳолда бирлик масса кучларнинг бу координата системасидаги проекциялари қуйидагича бўлади:

$$X = 0; \quad Y = 0; \quad Z = -g.$$



1.10- расм. Гидростатиканинг асосий тенгламасига доир чизма.

Гидростатик босим p , суюқликнинг эркин сиртидаги босим p_0 бўлсин, эркин сирт xOy текислигидан эса z_0 масофада жойлашган бўлсин. Бу ҳолда гидростатиканинг асосий тенгламаси қуйидагича ёзилади:

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

Биринчи ва иккинчи тенгламалардан босимнинг x ва y координаталарга боғлиқ эмас эканлиги келиб чиқади. У ҳолда учинчи тенгламадан қуйи-

дагини оламиниз:

$$dp = -\rho g dz.$$

(Бу тенгламани (2.3) дан ҳам олиш мумкин.) Бу эса юқорида (1.14-§ да) айтилгандек тинч турган идишлардаги суюқлик босими горизонтал сиртлар бўйича ўзгармас деган фикрни тасдиқлайди. Охирги тенгламани эркин сиртдан z нуқтагача бўлган оралиқ учун интеграллаيمиз ва қуйидаги тенгламани чиқарамиз:

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

$z - z_0$ нинг қиймати h га тенг бўлгани учун сўнгги тенглама қуйидагича ёзилади:

$$p = p_0 + \rho gh$$

ёки

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

Бу гидростатиканинг асосий тенгламаси деб аталади ва суюқликнинг ихтиёрий нуқтасидаги босимни, суюқлик тури ва олинган нуқтанинг эркин сиртдан қандай масофада эканлигига қараб аниқлайди. Гидростатиканинг асосий тенгламаси қуйидаги қонуниятни ифодалайди: *суюқлик ичидаги ихтиёрий нуқтадаги босим суюқлик эркин сиртидаги босим p_0 ва шу нуқтадаги суюқлик устунининг босими (γh) йиғиндисига тенг.*

1.16-§. Абсолют, манометрик, вакууметрик ва атмосфера босимлари. Босим ўлчов бирликлари

Суюқлик ичидаги ихтиёрий нуқтадаги (гидростатиканинг асосий тенгламаси ёрдамида аниқланадиган) босим p шу нуқтадаги *абсолют босим* деб аталади. Суюқликнинг эркин сиртидаги босим p_0 эркин сиртдаги абсолют босимни беради, γh эса суюқлик устунининг нуқтадаги босимини беради. Усти ёпилмаган идишлардаги, сув сиғимларидаги суюқликларнинг эркин сиртига таъсир қилувчи босим *атмосфера босими* деб аталади ва p_a ҳарфи билан белгиланади. Бу ҳолда (2.8) тенглама қуйидагича ёзилади:

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

Агар суюқлик нуқтасидаги босим атмосфера босимидан катта ($p > p_a$) бўлса, (2.9) тенгламанинг охирги ҳади *манометрик* босим деб аталади:

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

Манометрик босим абсолют босимдан атмосфера босимининг чегирилган (айирилган) миқдорига тенг бўлгани учун уни *чегирма босим* деб ҳам аташ мумкин.

Манометрик босим абсолют босимнинг миқдорига қараб ҳар

хил қийматга эга бўлиши мумкин, масалан, $p = p_0$ бўлганда $p_m = 0$; $p \rightarrow \infty$ бўлганда $p_m \rightarrow \infty$, яъни манометрик босим 0 билан ∞ ўртасидаги барча қийматларини қабул қилиши мумкин.

Агар суюқлик нуқтаидаги абсолют босим атмосфера босимидан кичик ($p < p_a$) бўлса, уларнинг айирмаси *вакуумометрик босим* (вакуум) p_v га тенг бўлади ва суюқликдаги сийраклашиш миқдорини белгилайди:

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

Вакуумометрик босим нуқтадаги босимнинг атмосфера босимидан қанча камлигини кўрсатади ва $p = p_a$ да $p_v \rightarrow 0$; $p \rightarrow 0$ да $p_v \rightarrow p_a$ бўлади. Шундай қилиб, вакуумометрик босим 0 дан p_a гача бўлган қийматларни қабул қилади.

Босимни ўлчаш учун техникада турли бирликлар ишлатилади:

1. Куч бирликларининг юза бирликларига нисбати, масалан,

$$\text{Н/м}^2; \text{кГ/м}^2; \text{кГ/см}^2.$$

2. Суюқлик устунининг баландликлари, масалан, мм сув. уст. — миллиметр сув устуни; м сув. уст. — метр сув устуни, мм сим. уст. — миллиметр симоб устуни.

3. Бирлик юзага тўғри келган берилган куч миқдорига нисбати ёки суюқлик устунининг берилган баландлиги миқдорлари, масалан, техник атмосфера (ат) ($1 \text{ ат} = 1 \text{ кГ/см}^2 = 10^4 \text{ кГ/м}^2 = 735.6 \text{ мм сим. уст.}$) бар ($1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Н/м}^2$) ва ҳоказо.

4. Чегирма босим юқоридаги бирликларда ўлчанади ва атиларда ҳисобланади.

1.17-§. Босим ўлчаш асбоблари

Босим ўлчаш асбоблари икки гурпуага ажралади. Улар суюқлик ва механик асбоблардир.

1. Суюқлик асбоблари:

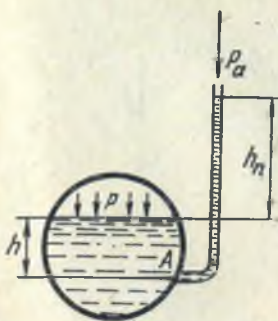
а) *пъезометрлар* — идишдаги босим унга уланган шиша найчада текшириладиган суюқликнинг кўтарилишига қараб аниқланади (1.11- расм). Идишдаги босимнинг катта ёки кичиклигига қараб пъезометр (шиша найча) да сувнинг сатҳи h_n баландликка кўтарилади. Текшириладиган А нуқтадаги босим p_a идишдаги эркин сатҳдаги босим билан ундаги сув устунининг босими йиғиндисига тенг. Пъезометр орқали аниқланганда у гидростатиканинг асосий тенгламаси ёрдамида қуйидагича аниқланади:

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

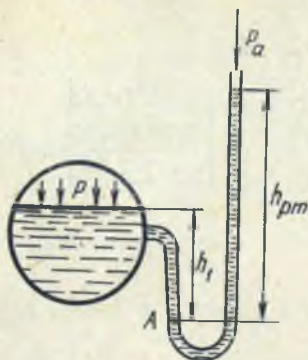
У ҳолда пъезометрда суюқлик эркин сатҳининг баландлиги босим орқали қуйидагича ифодланади:

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

ва идишдаги чегирма босимга тўғри келадиган суюқлик устунининг баландлигини кўрсатади. Бундай асбоблар 0,5 ати дан юқо-



1.11- расм. Пьезометр.



1.12- расм. U-симон манометр.

ри бўлмаган кичик чегирма босимларни ўлчашда ишлатилади. Ҳақиқатда ҳам 1 ат га тенг бўлган босим 10 м сув устуннинг баландлигига тенг бўлгани учун юқори босимларни ўлчашда жуда узун шиша найчалар ишлатишга тўғри келган бўлар эди.

б) *Суюқлик U-симон манометрлари* — босим текширилаётган суюқлик билан эмас, симоб устуни ёрдамида ўлчанади (1.12-расм). Бу ҳолда симобли шиша найча идишга U-симон найча орқали уланади. Бунда симобнинг босими ўлчанаётган идишга оқиб ўтишига U-симон найчадаги қаршилик тўсқинлик қилади. У ҳолда А нуқтадаги босим идиш томондаги қийматлар орқали қуйидагича аниқланади:

$$p_A = p + \gamma h_1.$$

Симобли найчадаги қийматлари орқали эса

$$p_A = p_a + \gamma_{см} \cdot h_{см}.$$

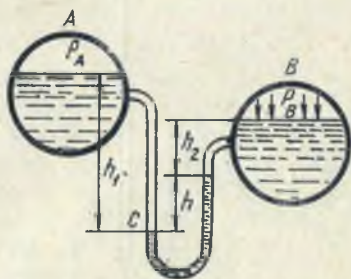
Бу икки тенгликдан p ни топамиз:

$$p = p_a + \gamma_{см} \cdot h_{см} - \gamma h_1. \quad (2.13)$$

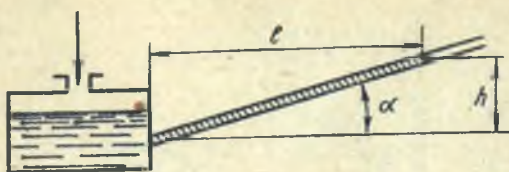
Бундай манометрлар ҳам бир неча атмосферадан ортиқ босимни ўлчашга ярамайди.

в) *Дифференциал манометрлар* — икки идишдаги босимлар фарқини ўлчаш учун ишлатилади (1.13-расм). Босимларни p_a ва p_b га тенг бўлган икки идиш симобли U-симон найча орқали туташтирилган. Бу ҳолда С нуқтадаги босим биринчи идишдан босим орқали қуйидагича ифодаланади:

$$p_c = p_a + \gamma_1 h_1.$$



1.13- расм. Дифференциал манометр.



1.14- расм. Микроманометр.

Иккинчи идишдаги босим орқали эса

$$p_c = p_o + \gamma_1 h_2 + \gamma_{cm} \cdot h.$$

У ҳолда идишлардаги босимлар фарқи

$$p_a - p_o = \gamma_1 (h_2 - h_1) + \gamma_{cm} \cdot h. \quad (2.14)$$

Икки идишдаги суюқликлар сатҳи тенг бўлганда эса $h_2 - h_1 = h$ ва

$$p_a - p_o = (\gamma_{cm} - \gamma_1) h.$$

г) Микроманометрлар — жуда кичик босимларни ўлчаш учун ишлатилади ва суюқлик сатҳининг ўзгариши сезиларли бўлиши учун суюқлик тўлдирилган идишга шиша найча қия бурчак остида уланади (1.14-расм). У ҳолда идишдаги чегирма босим қуйидагича аниқланади: $p = \gamma h$ бўлгани учун

$$p = \gamma l \sin \alpha, \quad (2.16)$$

шиша найчанинг қиялик бурчаги α қанча кичик бўлса, босим шунча аниқ ўлчанади. Кўп ҳолларда манометр шиша найчасининг қиялик бурчагини ўзгарувчан қилиб ишланади. Бу ҳолда микроманометрларнинг қўлланиш чегараси кенгайди.

д) Вакуумметрлар. Тузилиши ҳудди суюқлик U-симон манометрларига ўхшаш бўлиб, идишдаги сийракланиш даражасини аниқлайди (1.15-расм). Гидростатик босим тенгламасига асосан

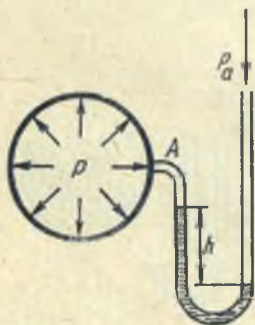
$$p + \gamma_{cm} h_{cm} = p_a,$$

у ҳолда

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

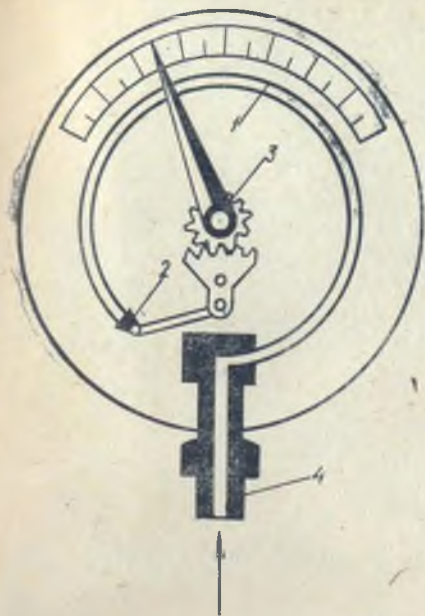
симоб устунининг пасайиши идишдаги босим ва p_a орқали қуйидагича ифодаланади:

$$h_{cm} = \frac{p_a - p}{\gamma_{cm}}. \quad (2.18)$$

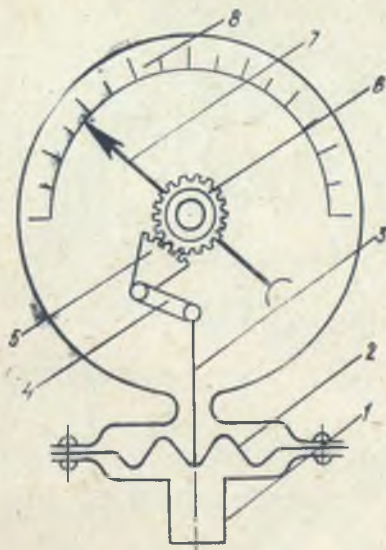


1.15- расм. Вакуумметр.

II. Механик асбоблар (катта босимларни ўлчаш учун ишлатилади ва бунинг учун турли механик системалардан фойдаланилади):



1.16- расм Пружинали манометр.



1.17- расм. Мембранали манометр.

а) *Пружинали манометр* (1.16- расм) ичи бўш юпқа эгик латунь 1 найчадан иборат бўлиб, унинг бир учи кавшарланган. Шу учи занжир 2 билан тишли узатма 3 га илаштирилган бўлади.

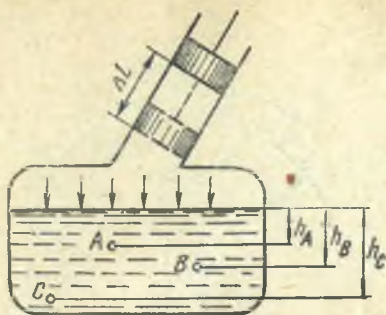
Иккинчи учи эса босими ўлчаниши зарур бўлган идишга бўйин 4 орқали туташтирилади. Эгик латунь найча ҳаво босими таъсирида тўғриланишга ҳаракат қилиб, тишли узатма ёрдамида стрелканинг бурилишига сабаб бўлади. Бундай манометрларда босимни кўрсатувчи шкала бор.

б) *Мембранали манометр* (1.17- расм) — юпқа металл пластинка ёки резина шимдирилган материалдан тайёрланган пластинкага эга бўлиб, у мембрана дейилади. Суюқлик босими идиш билан туташтирувчи бўйинча орқали ўтиб, мембранани эгади. Бу эгилиш натижасида ричаглар системаси орқали стрелка ҳаракатга келади ва шкала бўйича сурилиб, босимни кўрсатади.

1.18-§. Паскаль қонуни

Суюқлик солинган ва оғзи поршень билан ёпилган бирор идиш олампиз. Суюқлик эркин сиртидаги босим p_0 бўлсин. У ҳолда ихтиёрий А нуқтадаги абсолют босим қуйидагига тенг бўлади:

$$p_A = p_0 + \gamma h_A.$$



1.18- расм. Паскаль қонунини тушунтиришга доир чизма.

B ва C нуқталарда эса

$$p_B = p_0 + \gamma h_B,$$

$$p_C = p_0 + \gamma h_C.$$

Агар поршенни Δl масофага (1.18-расм) силжитсак, у ҳолда суюқлик эркин сиртидаги босим Δp га ўзгаради. Суюқликнинг солиштирма оғирлиги босим ўзгариши билан деярли ўзгармайди. Шунинг учун A , B ва C нуқталардаги босим қуйидагича бўлади:

$$p'_A = p_0 + \Delta p + \gamma h_A,$$

$$p'_B = p_0 + \Delta p + \gamma h_B,$$

$$p'_C = p_0 + \Delta p + \gamma h_C.$$

Бу ҳолда босимнинг ўзгариши ҳамма нуқталар учун бир хил бўлади, яъни

$$p'_A - p_A = \Delta p,$$

$$p'_B - p_B = \Delta p,$$

$$p'_C - p_C = \Delta p.$$

(2.19)

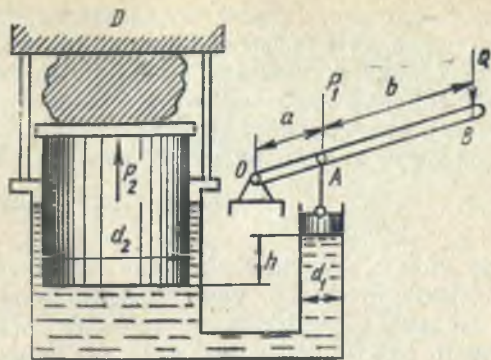
Бундан қуйидагича хулоса келиб чиқади: *ёпиқ идишдаги суюқликка ташқаридан берилган босим суюқликнинг ҳамма нуқталарига бир хил миқдорда (ўзгаришсиз) тарқалади.* Бу Паскаль қонуни сифатида маълум. Кўпгина гидромашиналарнинг тузилиши ана шу қонунга асосланган (масалан, гидропресс, домкратлар, гидроаккумуляторлар, ҳажмий гидроюритма ва ҳоказо).

1.19-§. Гидростатик машиналар

Гидростатиканинг асосий қонунлари асосида ишлайдиган машиналар гидростатик машиналар деб аталади. Уларга гидропресслар, гидроаккумуляторлар, домкратлар (гидроқўтаргичлар) ва бошқалар киради. Қуйида уларнинг ишлаш принциплари ҳақида қисқача маълумот берамиз.

а) **Гидропресслардан** (1.19-расм) гидростатик қонунлар асосида катта кучлар ҳосил қилиш учун фойдаланилади. Бу нарса пресслаш, штамплаш, тоблаш, материалларни синаш ва бошқа ишлар учун керак. Улар икки хил диаметрли ўзаро туташтирилган икки цилиндрдан иборат бўлиб, биринчи цилиндрда диаметри d_1 , катта цилиндрда эса диаметри d_2 га тенг бўлган икки поршень ҳаракатланади. Кичик поршенга OAB рычаг орқали куч қўйилади. Катта поршенга стол ўрнатилиб, бу стол билан D девор ўртасига прессланувчи буюм қўйилади. Рычаг қўл билан ёки

двигатель ёрдамида ҳаракатга келтирилади. Кичик поршень куч таъсирида пастга қараб силжийди ва суюқликка босим беради. Бу босим катта цилиндрга ҳам тарқалади ва натижада столли поршень ҳаракатга келади. Бундай ҳаракат стол устидаги буюм девор D га тақалгунча давом этади. Столнинг бундан сўнгги кўтарилиши натижасида буюм сиқила боради ва у прессланади.



1.19- расм. Гидропресснинг схемаси.

Айтилган усулдан фақат жисмларни кўтаришда фойдаланилса, у ҳолда конструктив схемада D девор бўлмайди. Бу ҳолда бизнинг машина гидростатик кўтаргичга айланади. Энди, гидропрессларда кучларнинг муносабатини топамиз. OAB ричагининг B учига Q куч қўйилган бўлсин. У ҳолда куч моменти учун қуйидаги тенгламани оламиз:

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

Бу тенгламадан кичик поршенга таъсир қилувчи кучни топамиз:

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

У ҳолда кичик поршень остидаги суюқлик босими

$$p = \frac{P_1}{S_1} = \frac{a + b}{b} \frac{4Q}{\pi d_1^2}$$

га тенг бўлади. Катта поршень остидаги босим эса

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

Бу ерда h поршенларнинг остки сиртлари орасидаги геометрик масофа.

Натижада катта поршенга таъсир қилувчи куч қуйидагича топилади:

$$P_2 = (p + \gamma h) S_2 = \left(\frac{a + b}{b} \frac{4Q}{\pi d_1^2} + \gamma h \right) \frac{\pi d_2^2}{4}. \quad (2.21)$$

Кўпгина ҳолларда гидропрессларда гидростатик босим жуда катта бўлгани учун γh ни ташлаб юборса ҳам бўлади, яъни:

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

Биз келтирган схема соддалаштирилган бўлиб, гидропрессларда жуда кўп ёрдамчи қисмлар бўлади. Амалда гидропрессларда суюқликни поршень ва цилиндрлар орасидан сизиб ўтиши, туташтирувчи трубалардаги қаршилиқ кучи ҳисобига катта поршенга таъсир қилувчи куч юқорида келтирилган назарий ҳисобдан фарқ қилади ва қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

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

Бу ерда η юқорида айtilган хатоликларни ўз ичига олувчи коэффициент бўлиб, уни *фойдали иш коэффициенти* деб аталади. Амалда бу коэффициент қиймати 0,75 билан 0,85 ўртасида бўлади. Келтирилган ҳисобдан кўриниб турибдики, цилиндрларнинг диаметрлари ва ричагнинг елкасини танлаб олиш йўли билан прессловчи кучни истаганча катта қилиш мумкин. Амалда эса жуда катта кучлар пайдо бўлганда цилиндрлар девори деформацияланиши ва ҳатто бузилиши мумкин. Бу эса қўшимча қийинчиликлар туғдиради. Ҳозирги вақтда мавжуд гидропрессларда 500 т гача куч ҳосил қилиш мумкин, айрим ҳолларда эса (мустаҳкам материалларни пресслашда) куч 4000—8000 т га ҳам етади.

б) **Гидроаккумуляторлар.** Гидравлик системаларда босим ва суюқлик сарфининг ортиб кетиш ёки камайиш ҳоллари бўлади. Босим ва сарфнинг нормаллаштирилиши учун мана шу ҳолларда гидроаккумуляторлардан фойдаланилади. Улар суюқлик сарфи ёки босим ортиб кетганда юқори босимли суюқликнинг бир қисмини ўз ичига олиб, системада босим ва сарфни камайтирилса, тескари ҳолда ўзидаги суюқликни системага бериш йўли билан босимни ва сарфни оширади. Гидроаккумуляторлар гидротормозларда, кўтаргичлар, пресслар, чиғирлар ва бошқа гидромашиналарда қўлланилади.

Потенциал энергиянинг қайси усул билан тўпланиши ва қайтариб берилишига қараб пневматик, пружинали ва юкли гидроаккумуляторларга бўлинади. Юкли гидроаккумуляторлар цилиндр, унинг ичида ҳаракатланувчи ва юк ортилган елка (обкаш) ли плунжердан иборат бўлиб, цилиндрга гидросистеманинг суюқлик ҳаракат қилувчи қисмлари труба орқали туташтирилган бўлади. Системада босим ортиб кетса, суюқлик цилиндрга ўтиб юкли плунжерни кўтаради, босим камайганда эса плунжер пастга тушиб суюқлик цилиндрдан системага қараб оқади. Натижада босимнинг ўзгариши текисланади.

1.20-расмда пневматик гидроаккумулятор тасвирланган. У корпус 1, диафрагма 2 дан тузилган бўлиб, штуцер 4 орқали гидросистемага уланган бўлади. Штуцер 5 гидроаккумуляторни газ билан тўлдириш учун хизмат қилади. Шайба 3 эса газнинг резина диафрагмани корпусга босиб (аккумуляторда босим камайганда) эзиб қўйишидан сақлайди.

Диафрагмани ҳаракатга келтирувчи куч:

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

Суюқликда ишқаланиш кучи F_2 мавжуд. У ҳолда диафрагмага таъсир этувчи куч орқали ҳақиқий босим қуйидагича аниқланади:

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

Бу ҳолда ҳақиқий бажарилган иш

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

бу ерда η — гидроаккумуляторнинг фойдалали иш коэффициентини.

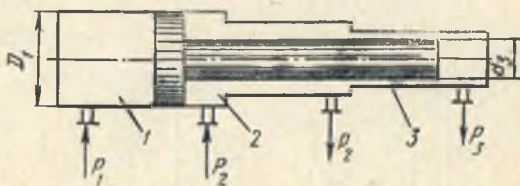
Гидросистемадан гидропрессга суюқлик оқиб ўтганида юз берадиган қаршиликни ҳисобга олиш мумкин эди. Бу гидроаккумуляторга суюқлик ўтиши тамомланмаган тақдирдагина керак. Бошқа ҳамма ҳолларда юқоридаги формула гидроаккумуляторларни ҳисоблаш учун ўринли бўлади.

в) Гидромультипликаторлар гидросистемадаги босимни, унинг бирор қисмида ошириб бериш учун фойдаланилади. Бу вазифа кўп ҳолларда хусусан гидроаккумуляторлар етарли босимни таъминлаб беролмаганда муҳим аҳамиятга эга. 1.21-расмда гидромультипликаторнинг соддалаштирилган схемаси келтирилган. У дифференциал цилиндрда ҳаракатланувчи дифференциал поршендан ташкил топган. Бўшлиқ 1 гидросистемага уланган, бўшлиқ 2 ортиқча суюқликнинг оқиб кетиши учун, бўшлиқ 3 эса суюқликнинг — гидросистеманинг иш бажарувчи органига боғланган. Бўшлиқ 2 даги чегирма босимни ҳисобга олмаганимизда учинчи бўшлиқдаги босим қуйидаги формула ёрдамида ҳисобланади:

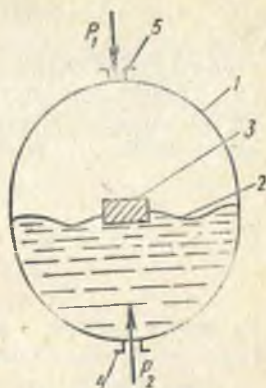
$$p_3 = p_1 \left(\frac{D_1}{d_2} \right)^2 \eta_v \eta_{\text{мех}} \quad (2.27)$$

бу ерда η_v — гидравлик қаршиликларини ҳисобга олувчи коэффициент; $\eta_{\text{мех}}$ — механик қаршиликларни ҳисобга олувчи коэффициент.

Гидромультипликаторларнинг сарфи суюқлик сарфининг миқдорига қараб ҳисобга олинади ва улар суюқлик сарфининг кичик қийматлари учун ишлатилади. Суюқлик сарфи катта ўзгаришларга тўғри келганда бунга қараганда бошқачароқ схемалар ишлатилади.



1.21-расм. гидромультипликаторнинг чизмаси.



1.20-расм. пневматик гидроаккумуляторнинг схемаси.

1.20-§. Текис сиртга таъсир қилувчи босим

а) Гидростатик ғайритабиийлик (парадокс). Бирор идишдаги суюқликнинг чуқурлиги h бўлсин, у ҳолда ихтиёрӣ нўқтадаги босим унинг суюқлик ичида қанча чуқурликда бўлганига боғлиқ бўлади. A , B , C нўқталардаги босимлар қуйидагиларга тенг:

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

Суюқлик тубидаги босим кучи эса

$$P = \gamma h S$$

га тенг. Демак, суюқлик тубидаги босим кучи суюқликнинг оғирлигига тенг бўлар экан.

1.22-расмда ҳар хил шаклдаги идишлар тасвирланган ва барча идишлардаги суюқликнинг чуқурлиги h га, идиш тубининг сирти эса S га тенг.

Бу ҳолда идиш тубига бўлган босим кучи идишларда

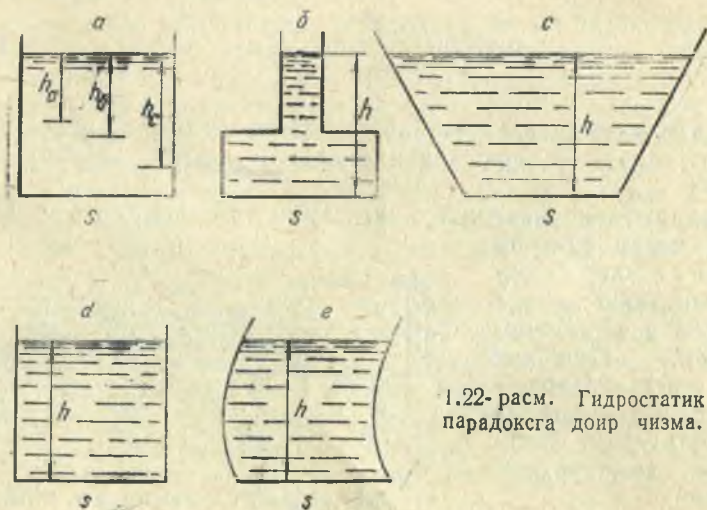
$$P_a = \gamma h S; P_b = \gamma h S; P_c = \gamma h S; P_e = \gamma h S, \quad (2.28)$$

яъни барча идишларда суюқлик тубига бўлган босим кучи идишнинг шакли ва босим ҳосил қилган суюқликнинг миқдоридан қатъи назар қуйидагига тенг бўлади:

$$P = \gamma h S.$$

Қандай қилиб ҳажми ва оғирлиги ҳар хил суюқликларнинг идиш тубига босими бир хил? Бу ерда физиканинг бирор қонуни нотўғри талқин қилинаётгани йўқмикан?

Гидравлика қонунлари бўйича суюқликдаги босим унинг шаклига боғлиқ бўлмай, унинг чуқурлигига боғлиқ.



1.22-расм. Гидростатик парадоксга доир чизма.

Бу ҳодиса гидростатик ғайритабиийлик деб аталади. Бу саволга жавоб олиш учун Паскаль қонунини чуқурроқ талқин қилиш керак. Масалан, 1.22, б ва 1.22, с-расмларни текширсак, биринчи ҳолда идишнинг юқоридаги деворларида босим юқorigа йўналган бўлиб, реакция кучлари пастга йўналган, 1.22, с да эса аксинча.

Ана шу ҳодисалар гидростатик ғайритабиийликнинг моҳиятини очиб беради.

б) Суюқликнинг қия сиртга босими.

Қўшимча қия текисликка бўлган босим кучини аниқлаш керак бўлади. Хусусий ҳолда шитларга таъсир қилувчи кучларни аниқлаш худди шундай масалага олиб келади. Шитлардаги кучни ҳисоблаш учун қуйидаги масалани кўрамыз. Суюқлик билан тўлдирилган идиш олайлик. Унинг горизонт билан α бурчак ташкил этган қия сиртида S юзага тушадиган босим кучини аниқлаймиз. Оу ўқини қия сирт йўналиши бўйича, Ox ўқини эса унга тик йўналишда деб қабул қиламыз (1.23-расм). Бу ҳолда S сиртдаги кичкина dS сиртгача бўлган босим қуйидагича аниқланади:

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

Бу ерда γh — суюқлик устунининг босими; p_0 — эркин сиртдаги босим. У ҳолда S юзага таъсир қилаётган тўла босим қуйидаги формула билан аниқланади:

$$P_S = \int_{(S)} \gamma h dS + \int_{(S)} p_0 dS = \gamma \int_{(S)} h dS + p_0 \int_{(S)} dS,$$

агар

$$h = y \sin \alpha$$

эканлигини ҳисобга олсак:

$$P_S = \gamma \sin \alpha \int_{(S)} y dS + p_0 \int_{(S)} dS, \quad (2.30)$$

бу ерда $\int_{(S)} y dS$ — сиртнинг Ox ўқига нисбатан статик моменти.

Статик момент ҳақидаги тушунчага асосан

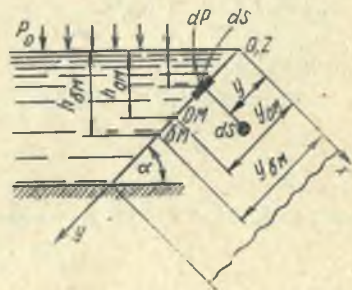
$$\int_{(S)} y dS = S y_{o.m.}$$

бу ерда $y_{o.m.}$ — оғирлик марказининг координатаси. Расмдан кўришиб турибдики,

$$y_{o.m.} \sin \alpha = h_{o.m.}$$

демак.

$$P_S = S(\gamma h_{o.m.} + p_0). \quad (2.31)$$



1.23-расм. Қия сиртга тушадиган босимни ҳисоблашга доир чизма.

Агар тулиқ босим кучини атмосфера босими ва чегирма босимдан иборат десак

$$P_S = P_A + P_a$$

бўлади, бу ерда чегирма босим кучи қуйидагига тенг:

$$P_a = \gamma h_{\text{ом}} S. \quad (2.32)$$

Демак, қия юзага тушадиган босим кучи шу юза сирти билан унинг оғирлик марказига таъсир қилувчи босимнинг қўпайтмасига тенг бўлиб, гидростатик босим кучи

$$P_a = P_0 S$$

ва чегирма босим кучи

$$P_u = \gamma h_{\text{ом}} S$$

йиғиндисига тенг бўлади. Биринчи куч юзанинг оғирлик марказига қўйилган бўлиб, иккинчи куч ундан пастроққа қўйилган бўлади.

с) Босим марказини топиш

Чегирма босим тенг таъсир этувчисининг қўйилиш нуқтаси босим маркази деб аталади. Бу нуқтани топиш шитларнинг ўлчамларини аниқлаш учун керак бўлади. Шунинг учун босим маркази координатасини топиш шитларни ҳисоблашда жуда зарур. 1.23-расмдан босим марказининг координатаси $y_{\text{б.м}}$ га тенг деб ҳисоблаб, S сиртга таъсир қилаётган моментни аниқлаймиз:

$$P \cdot y_c = \int_{(S)} dt \cdot y = \int_{(S)} \gamma h dS \cdot y \quad (2.33)$$

Расмдан

$$h_{\text{о.м}} = y_{\text{о.м}} \sin \alpha, \quad h = y \cdot \sin \alpha$$

эканлиги кўришиб турибди. $У$ ҳолда (2.33) муносабатдан қуйидаги келиб чиқади:

$$S \cdot y_{\text{о.м}} y_{\text{б.м}} = \int_{(S)} y^2 dS = I_x, \quad (2.34)$$

бу ерда $I_x = \int_{(S)} y^2 dS$ — кўрилаётган сиртнинг Ox ўққа нисбатан инерция momenti.

$У$ ҳолда (2.34) дан босим марказини топамиз:

$$y_{\text{б.м}} = \frac{I_x}{S \cdot y_{\text{о.м}}}. \quad (2.35)$$

Инерция momentини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_x = I_{\text{о.м}} + S \cdot y_{\text{о.м}}^2, \quad (2.36)$$

бу ерда $I_{\text{о.м}}$ — кўрилаётган юзанинг унинг оғирлик марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция momenti.

У ҳолда (2.36) ни (2.35) га қўйиб, босим марказини қуйида-ча топамиз:

$$y_{б.м} = y_{ом} + \frac{I_{о.м}}{S \cdot y_{о.м}}. \quad (2.37)$$

Бу тенгламадан кўринадики, босим маркази кўрилатган қия сирт огирлик марказидан $\frac{I_{о.м}}{S \cdot y_{о.м}}$ миқдорча пастда жойлашган бўлиб, сирт горизонтал бўлган хусусий ҳолдагина бу фарқ 0 га тенг, (яъни, огирлик маркази билан босим маркази устма-уст тушади).

1.21-§. Эгри сиртларга таъсир қилувчи босим

Техникада баъзи ҳолларда эгри сиртга тушадиган босимни топиш талаб эгилади. Буни топиш учун 1.24-расмдан фойдаланамиз. Эгри сиртга тушадиган босим чегирма ва гидростатик босим ҳуҷрачлари йиғиндисидан иборат:

$$p = p_u + p_o. \quad (2.38)$$

Уни ҳисоблаш учун эгри сиртда кичкина dS юза оламиз. Координата ўқларини расмда кўрсатилгандек йўналтирамиз. У ҳолда кичкина юзага тушадиган босим dP , dP_x ва dP_y проекцияларга эга бўлади. dS юзанинг xOz ва yOz текисликлардаги проекциялари эса dS_x ва dS_y га тенг. Кичкина юзага тушадиган бўлган босим юқорида кўрганимиздек қуйидагича ифодаланади:

$$dP = \gamma h dS.$$

Унинг горизонтал ташкил этувчиси эса

$$dP_x = dP \cos \alpha = \gamma h dS \cos \alpha.$$

Иккинчи томондан $dS \cos \alpha = dS_y$ бўлгани учун

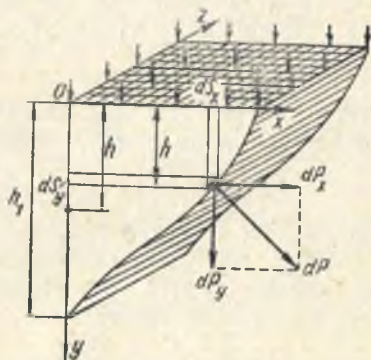
$$dP_x = \gamma h dS_y.$$

Эгри сиртга таъсир этаётган тўлиқ босимнинг проекциясини топиш учун S_y юза бўйича интеграл оламиз:

$$P_x = \int_{(S_y)} \gamma h dS_y = \gamma \int_{(S_y)} h dS_y, \quad (2.39)$$

лекин $\int_{(S_y)} h dS_y = S_y$ юзанинг Oz

ўққа нисбатан статик моментидир.



1.24-расм. Эгри сиртга тушадиган босимни тушунтиришга доир чизма.

Шунинг учун

$$\int_{(S_y)} hdS_y = S_y h_0,$$

бу ерда S_y — эгри сиртнинг yOz ўқдаги проекцияси; h_0 — S_y — юза оғирлик марказининг чуқурлиги; $h_0 = \frac{h_1}{2}$. Шундай қилиб, эгри сиртга тушадиган босимнинг горизонтал ташкил этувчиси қуйидаги формула билан ҳисобланади:

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

Бу формула текис сиртларга тушадиган босимни ҳисоблаш формуласига ўхшайди ва ундан фақат S_y юза эгри сиртнинг yOz текисликдаги проекцияси эканлиги билан фарқ қилади.

Энди, эгри сиртга тушадиган босимнинг вертикал ташкил этувчисини топамиз.

1.24-расмдан

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

аммо $dS \sin \alpha = dS_x$ бўлгани учун

$$dP_y = \gamma h dS_x.$$

Интеграллаш йўли билан P_y ни топамиз:

$$P_y = \int_{(S_x)} \gamma h dS_x = \gamma \int_{(S,x)} h dS_x = \gamma W.$$

бу ерда $W = \int_{(S_x)} h dS_x$ — эгри сирт, унинг чегарасидаги вертикал ва эркин сиртлар орасидаги ҳажмдан иборат бўлиб, босувчи жисм деб аталади.

Шундай қилиб, эгри сиртга тушадиган босимнинг вертикал ташкил этувчиси босувчи жисм ҳажми билан суюқлик солиштирма оғирлигининг кўпайтмасига тенг, яъни

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

Эгри сиртга тушадиган босимнинг горизонтал ва вертикал ташкил этувчилари орқали унинг ўзини топиш мумкин:

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

Демак, эгри сиртга тушадиган босим унинг ташкил этувчилари P_x ва P_y нинг квадратлари йиғиндисидан олинган илдиэга тенг экан. Эгри сиртга тушадиган босимнинг йўналиши қуйидаги формулалар билан аниқланади:

$$\cos \alpha = \frac{P_x}{P} \quad \text{ёки} \quad \sin \alpha = \frac{P_y}{P} \quad \text{ёки} \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{P_y}{P_x}.$$

Кучнинг қўйилиш нуқтаси график усулда топилади. У куч йўналиши билан эгри сиртнинг кесишган нуқтасида бўлади.

1.22-§. Босим эпюраси

Бирор сирт ёки контур бўйича босим тақсимланишининг график усулда ифодаланиши *босим эпюраси* деб аталади.

а) **Текис сирт.** Текие сиртнинг эркин сирт билан туташган еридаги босим эркин сиртдаги босимга тенг (1.25-расм). Унинг қолган нуқталарида эса эркин сиртдаги босимга чегирма босим қўшилади. Гидростатиканинг асосий тенгламасига асосан

$$p = p_0 + \gamma h,$$

яъни сиртнинг энг пастки нуқта-сида босим энг катта миқдорга эга бўлади.

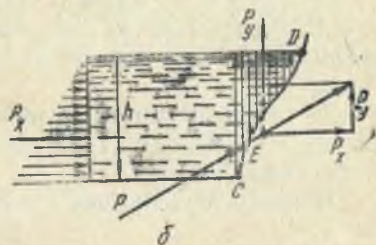
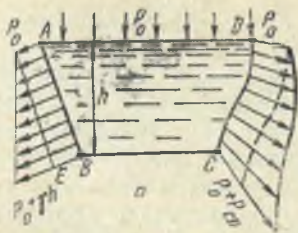
AB сиртга тушадиган босим эпюрасини олиш учун *A* ва *B* нуқталарда босимнинг миқдори ва йўналишини қўйиб, уларини туташтирамиз. Ҳосил булган шакл босим эпюраси бўлади. Босим векторлари учини туташтирувчи чизиқнинг босим вектори билан ташкил қилган бурчаги қуйидагича топилади:

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

Босим эпюраси эса трапеция кўринишида бўлиб, тўғри тўртбурчак кўринишидаги ташқи босим ва учбурчак кўринишидаги чегирма босим эпюраларининг йиғиндисидан иборат.

б) **Эгри сиртда** босим икки ташкил этувчига эга бўлиб (1.25-расм, б), P_x ташкил этувчиси текис сиртдаги каби эпюрага эга бўлади. P_y нинг эпюраси эса эгри сирт билан эркин сирт орасидаги соҳа шаклига эга бўлади. Тенг таъсир этувчи куч ёки тўлиқ босимнинг қўйилиш нуқтаси ва катталигини график усулда топиш мумкин. Бунинг учун P_x ташкил этувчининг йўналишини P_y нинг йўналиши билан кесишгунча давом эттирамиз. Кесишган нуқтасига эса P_x ва P_y ларни келтириб қўямиз ва параллелограмм ҳосил қиламиз. Унинг диагонали йўналишини эгри сирт билан кесишгунча давом эттириб, кесишиш нуқтасига суюқлик томондан ҳосил бўлган P кучни келтириб қўямиз E нуқта босим маркази ёки тенг таъсир этувчи кучнинг қўйилиши нуқтаси бўлади.

Техникада учрайдиган сиртлар цилиндр, сфера ва унинг қисмларидан иборат бўлиши мумкин.



1.25-расм. Босим эпюраси.

1.23-§. Архимед қонуни

Суюқликка туширилган жисмларнинг қай йўсинда ҳаракат қилиши ва қандай ҳолатларни қабул қилишини текшириш учун уларнинг суюқлик билан таъсирлашиш ва мувозанат қонунларини ўрганиш керак. Бу қонуниятлар эрамыздан 250 йил аввал кашф қилинган Архимед қонунига асосланади. Бу қонун асосида кемалар назарияси яратилган бўлиб, улар Л. Эйлер, С. А. Макаров ва А. Н. Крылов асарларида ифодаланган. Архимед қонунини қуйидагича ифодаланилади: *суюқликка ботирилган жисмга сиқиб чиқарувчи куч таъсир қилиб, бу кучнинг катталиги ботирилган жисм сиқиб чиқарган суюқлик оғирлигига тенг бўлади.*

Бу қонидани исботлаш қийин эмас. Суюқликка V ҳажмли жисм ботирилган бўлсин (1.26-расм). Унга таъсир этувчи кучлар қуйидагилар бўлади:

1) жисмга юқоридан таъсир этувчи босим кучи

$$P_1 = \gamma H_1 S,$$

2) жисмга пастдан таъсир этувчи босим кучи

$$P_2 = \gamma H_2 S,$$

3) пастга йўналган оғирлик кучи

$$G = \gamma_1 \Delta H S = \gamma_1 V,$$

4) жисмга ён томонларидан таъсир этувчи куч P_n ; гидростатиканинг асосий қонунига асосан бу кучлар тенг ва қарама-қарши йўналган бўлиб, ўзаро мувозанатлашади (тенг таъсир этувчи куч нолга тенг). Бу ҳолда босим кучларининг тенг таъсир этувчиси P_1 ва P_2 кучларнинг айирмасига тенг бўлиб, юқорига йўналган бўлади:

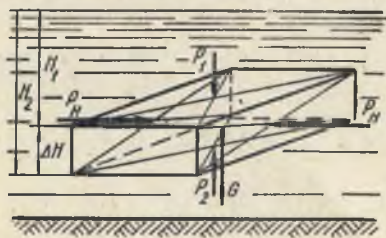
$$P = P_2 - P_1 = \gamma S(H_2 - H_1) = \gamma \Delta H S. \quad (2.43)$$

Бу ерда: γ ва γ_1 — суюқлик ва жисмнинг солиштирма оғирликлари; H_1 — жисмнинг юқори қисмининг чуқурлиги; H_2 — жисмнинг пастки қисмининг чуқурлиги; ΔH — жисмнинг баландлиги; S — жисмнинг юқори ва пастки сиртларининг юзаси.

Жисмнинг ҳажми $V = \Delta H S$ бўлгани учун сиқиб чиқарувчи куч қуйидагича аниқланади:

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

Шундай қилиб, жисмни сиқиб чиқаришига ҳаракат қилаётган куч жисм сиқиб чиқарган суюқликнинг оғирлигига тенг эканлиги исботланди. Бу куч ботирилган жисмнинг қанча чуқурликда бўлишига боғлиқ эмаслиги (2.43)



1.26-расм. Архимед қонунига оид чизма.

дан кўриниб турибди. Архимед қонуни ёпиқ ва очиқ идишларда суюқлик сиртида сузиб юривчи жисмлар учун ҳам, унинг ичидаги жисмлар учун ҳам тўғридир. Фақат суюқлик сиртидаги жисмлар учун унинг сувга ботирилган қисмига қўлланилади.

1.24-§. Жисмларнинг суюқликда сузиши. Сузувчанлик

Жисмларнинг суюқлик сиртига қалқиб чиқиши ёки суюқлик ичида сузиб юриши юқорида айтилган кучларнинг ўзаро нисбатига боғлиқ. Шунинг учун суюқликка ботирилган жисмларга таъсир этувчи кучларнинг (1.26-расм) тенг таъсир этувчисини топамиз:

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

ёки

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

Бу кучни кўтарувчи куч деб аталади.

$\Delta H = H_2 - H_1$ ва $\Delta H \cdot S = V$ эканлигини ҳисобга олсак, тенг таъсир этувчи кўтарувчи куч

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

Охири муносабатдан қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Агар $\gamma > \gamma_1$ бўлса, яъни жисмнинг солиштирма оғирлиги суюқликникидан кам бўлса, кўтарувчи куч R мусбат бўлади (юқорига йўналган). Бу ҳолда жисм суюқлик сиртида қалқиб юради.

2. Агар $\gamma = \gamma_1$ бўлса, яъни жисм билан суюқлик солиштирма оғирликлари тенг бўлса, у ҳолда $R = 0$, яъни жисм суюқлик ичида сузиб юради.

3. Агар $\gamma < \gamma_1$ бўлса, у ҳолда кўтарувчи куч манфий (пастга йўналган) бўлади ва жисм суюқлик тубигача чўкади.

(2.45) дан жисмларнинг суюқликда сузувчанлиги, яъни маълум юк билан сузиб юриш қобилияти тўғрисида хулоса чиқариш мумкин. Ҳар қандай қалқиб юривчи жисм сузувчанлик запасига эга бўлиб, бу унинг сузиб юришидаги хавфсизлигини таъминлайди. Сузувчанлик запаси жисмнинг суюқлик сиртидан юқори қисмининг ҳажмидаги суюқлик оғирлигига тенг.

Сузувчанлик запаси P_c билан белгиланади ва қуйидагича топилади:

$$P_c = \frac{R}{\gamma} = \frac{\gamma - \gamma_1}{\gamma} V.$$

Сузувчи жисмнинг қанча қисми сувга ботиб туриши ва унинг сузишига тааллуқли бошқа қонуниятлар маълум бўлиб, биз улар ҳақида тўхталиб ўтишимизга ҳожат йўқ.

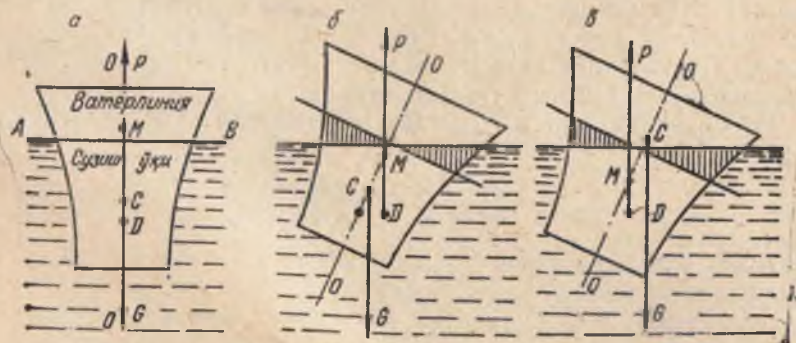
Сузиб юривчи жисм ҳақида яна қуйидаги тушунчаларни келтираемиз.

1. Сузиш текислиги — жисми кесиб ўтувчи эркин сирт AB .
2. Ватерлизиқ — сузиш текислиги билан жисм сиртининг кесишиш чизиғи.
3. Сузаётган жисмнинг оғирлик маркази (1.27-расмда C нуқта).
4. Сув сиғими маркази ёки босим маркази (1.27-расмда D нуқта). Бу ерда сув сиғими — жисмнинг сувга ботган қисми. Сув сиғими маркази жисмнинг суюқликка ботган қисмига таъсир этувчи босимнинг тенг таъсир этувчиси қўйилган нуқта бўлиб, у сувга ботган қисмнинг оғирлик марказига жойлашган.
5. Сузиш ўқи — сузаётган жисм нормал ҳолатида унинг ўр-тасидан ўтган $O-O$ ўқи (1.27-расм, a).

6. Метамарказ — жисмнинг қия ҳолатида тенг таъсир этувчи босим кучи йўналишининг сузиш ўқи билан кесишган нуқтаси (1.27-расм, $b, в$). Сузаётган жисмнинг оғирлик маркази C у қиялашганда ҳам ўзгармайди. Сув сиғими маркази D эса жисм қиялигининг ҳар хил ҳолатида ҳар хил бўлади. Қиялик бурчаги 15° гача бўлганда D тахминан радиуси бирор r га тенг бўлган айлана ёйи бўйича силжиб боради ва бу радиус D ва M орасидаги масофага тенг бўлиб, метамарказий радиус дейилади. M ва C орасидаги масофа метамарказий баландлик дейилади ва h ҳарфи билан белгиланади.

Суюқликда сузаётган жисмнинг қиялангандан кейин яна аввалги ҳолатига қайтиши тургунлик дейилади. Бу тушунчанинг тулиқ мазмунини тушунтириш учун қуйидагиларга тўхталиб ўтамиз.

Нормал ҳолатда (1.27-расм, a) оғирлик маркази ва сув сиғими маркази сузиш ўқида ётади. Оғирлик кучи G ва босим P эса сузиш ўқи бўйича йўналган бўлади. Сузаётган жисм қийшайиши билан G ва P кучлар момент ҳосил қилади. Бу момент жисм қияланган томон йўналишида ёки унга тескари бўлиши мумкин.



1.27-расм. Сузиб юрвчи жисмларнинг турли ҳолатлари.

Агар G ва P кучларнинг моменти жисм қияланган томонга тескари йўналган бўлса, у тикловчи момент дейилади. Бундай ҳолат эса *турғун ҳолат* дейилади. Агар момент жисм қияланган томонга бўлса, уни *ағдарувчи момент* дейилади. Бу ҳолда жисм аввалги ҳолатига қайтмайди G ва P кучлар моментининг йўналиши бу кучларнинг қўйилиш нуқталари, яъни оғирлик маркази C билан сув сифими маркази D нинг ўзаро ҳолатига боғлиқ. Буяда уч ҳол бўлиши мумкин:

1) агар метамарказ оғирлик марказидан юқорида бўлса (1.27-рasm, *б*), G ва P кучларнинг моменти жисмни нормал ҳолатга қайтаради, яъни жисм турғун ҳолатда бўлади;

2) агар метамарказ оғирлик марказидан пастда бўлса (1.27-рasm, *в*), G ва P кучларнинг моменти жисмни ағдарилшга ҳаракат қилади, яъни жисм нотурғун ҳолатда бўлади;

3) агар метамарказ оғирлик маркази устига тушса, у ҳолда суюқликда сузаётган жисм ҳолати турғунликка боғлиқ бўлмайди (масалан, шар учун). Турғунликка боғлиқ бошқа масалалар устида тўхталиб ўтирмаймиз.

1.25-§. Нисбий тинчлик

Биз юқорида кўрганимиздек, суюқлик оғирлик кучи таъсирида мувозанатда туриши мумкин. Бу ҳол ерга нисбатан тинч турган ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётганда идишда мувозанатда бўлган суюқликка тегишлидир. Гидростатикадаги барча масалалар шу ҳоллар учун кўрилган.

Агар идиш нотекис ёки эгри чизиқли ҳаракат қилаётган бўлса, у ҳолда суюқлик заррачаларига оғирлик кучидан ташқари нисбий ҳаракатнинг инерция кучи ёки марказдан қочирма кучлари таъсир қилади. Бу кучлар вақт давомида ўзгармаса, улар таъсирида суюқлик мувозанат ҳолатини қабул қилади, яъни идиш деворларига нисбатан ҳаракатсиз бўлиб қолади. Суюқликларнинг бундай мувозанат ҳолати нисбий тинчлик дейилади.

Нисбий тинчликда босими тенг сиртлар ва эркин сирт тинч турган идишдаги горизонтал текисликлар оиласидан иборат бўлган бундай сиртлардан бугунлай фарқ қилади. Бу ҳолларда таъсир этувчи масса кучлар босими тенг сиртларга тик йўналган бўлади.

Нисбий тинчликда Эйлер тенгламасининг интегралларга бағишланган параграфдаги тўғри чизиқли ва текис тезланувчан идишдаги суюқлик мувозанати (иккинчи масала) ва вертикал ўқ атрофида айланаётган идишдаги суюқлик ҳақидаги (учинчи масала) қисмларини мисол қилиб олиш мумкин.

Бу ҳолда масса кучларнинг тенг таъсир этувчиси инерция кучи ва оғирлик кучининг йиғиндисидан иборат бўлади (уларнинг проекциялари юқорида кўрилган).

III б 6 б. Суюқликлар кинематикаси ва динамикаси асослари. Суюқликларда ҳаракат турлари

Гидравликанинг суюқликлар ҳаракат қонунлари ва уларнинг ҳаракатланаётган ёки ҳаракатсиз қаттиқ жисмлар билан ўзаро таъсирини ўрганувчи бўлими гидродинамика дейилади.

Ҳаракатланаётган суюқлик вақт ва координата бўйича ўзгарувчи турли параметрларга эга бўлган ҳаракатдаги моддий нуқталар тўпламидан иборат. Одатда суюқликни ўзи эгаллаб турган фазони бутунлай тўлдирувчи туташ жисм деб қаралади. Бу деган сўз текшириляётган фазонинг исталган нуқтасини олсак, шу ерда суюқлик заррачаси мавжуддир. Гидростатикада асосий параметр босим эди, гидродинамикада эса босим ва тезликдир.

1.26-§. Гидродинамиканинг асосий масаласи. Ҳаракат турлари

Суюқлик ҳаракат қилаётган фазонинг ҳар бир нуқтасида шу нуқтага тегишли тезлик ва босим мавжуд бўлиб, фазонинг бошқа нуқтасига ўтсак, тезлик ва босим бошқа қийматга эга бўлади, яъни тезлик ва босим координаталар x , y , z га боғлиқ. Нуқтадаги суюқ заррачага таъсир қилаётган босим ва тезлик вақт ўтиши билан ўзгариб боришини табиатда кузатиш мумкин.

Тезлик ва босим майдонлари. Суюқлик ҳаракат қилаётган фазонинг ҳар бир нуқтасида хаёлан тезлик ва босим векторларини қуриб чиқсак, қуриляётган ҳаракатга мос келувчи тезлик ва босим тўпламларини кўз олдимизга келтира оламиз. Ана шу усул билан тузилган тезлик тўплами *тезлик майдони* дейилади. Шунингдек, босим векторларидан иборат тўплам *босим майдони* деб аталади. Тезлик ва босим майдонлари вақт ўтиши билан ўзгариб боради. Гидростатикадаги каби гидродинамикада ҳам гидродинамик босимни p билан белгилаймиз ва уни содда қилиб босим деб атаймиз. Тезликни эса u билан белгилаймиз. У ҳолда тезликининг координата ўқларидаги проекциялари u_x , u_y , u_z бўлади.

Юқорида айтиб ўтилганга асосан суюқлик параметрлари функция қурилишида ёзилади

$$\begin{aligned} p &= f_1(x, y, z, t), \\ u &= f_2(x, y, z, t); \end{aligned} \quad (3.1)$$

тезлик проекциялари ҳам функциялардир;

$$\begin{aligned} u_x &= f_3(x, y, z, t), \\ u_y &= f_4(x, y, z, t), \\ u_z &= f_5(x, y, z, t). \end{aligned}$$

Бу келтирилган функцияларни аниқлаш ва улар ўртасидаги ўзаро боғлиқлиқни топиш гидродинамиканинг асосий масаласи ҳисобланади.

Ҳаракат турлари. Ҳаракат вақтида суюқлик оқаётган фазонинг ҳар бир нуқтасида тезлик ва босим вақт ўтиши билан ўзгариб турса, бундай ҳаракат *беқарор ҳаракат* дейилади. Табиатда дарё ва каналлардаги сувнинг ҳаракатлари, техникада трубалардаги суюқликнинг ҳаракати ва механизмлар қисмларидаги ҳаракатлар асосан бошланганда ва кўп ҳолларда бутун ҳаракат давомида беқарор бўлади. Агар суюқлик оқаётган фазонинг ҳар бир нуқтасида тезлик ва босим вақт буйича ўзгармай фақат координаталарга боғлиқ, яъни

$$\begin{aligned} p &= f_{11} = (x, y, z), \\ u &= f_{21} = (x, y, z) \end{aligned} \quad (3.2)$$

бўлса, у ҳолда ҳаракат *барқарор* дейилади. Бу ҳол трубаларда ва каналларда суюқлик маълум вақт оқиб турганидан кейин юзга келиши мумкин. Барқарор ҳаракат икки тур бўлиши мумкин: *текис ва нотекис ҳаракатлар*. Суюқлик заррачаси ҳаракат йўналиши буйича вақт ўтиши билан ҳаракат фазосининг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига ўтганда тезлиги ўзгариб борса, ҳаракат нотекис ҳаракат бўлади. Нотекис ҳаракат вақтида суюқлик ичида босим ва бошқа гидравлик параметрлар ўзгариб боради. Нотекис ҳаракатни кесими ўзгариб бораётган шиша трубада кузатиш жуда қулайдир.

Борди-ю суюқлик заррачаси ҳаракат йўналиши буйича вақт ўтиши билан ҳаракат фазосининг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига ўтганда тезлигини ўзгартирмаса, бундай ҳаракат текис ҳаракат дейилади. Текис ҳаракат вақтида суюқликнинг гидравлик параметрлари ўзгармайди. Текис ҳаракатга кесими ўзгармайдиган трубалардаги суюқликнинг ва қиялиги бир хил каналлардаги сув оқими мисол бўла олади.

Суюқлик оқимига босимнинг таъсирига қараб босимли ва босимсиз ҳаракатлар бўлади.

Босим ва оғирлик таъсирида бўладиган ҳаракатлар *босимли ҳаракат* деб аталади. Босимли ҳаракат вақтида суюқлик ҳар томондан деворлар билан ўралган бўлиб, эркин сирт бўлмайдиган (яъни суюқликнинг босими чиқиб кетишига ҳеч қандай имконият йўқ). Бундай ҳаракатга босимли идишдан трубага ўтаётган суюқлик ҳаракати мисол бўлади.

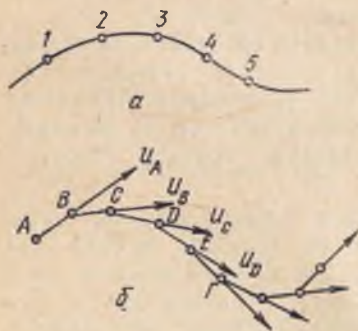
Босимсиз ҳаракат вақтида суюқлик фақат оғирлик кучи таъсирида ҳаракат қилиб эркин сиртга эга бўлади. Бундай ҳаракатга дарёлардаги, каналлардаги сувнинг ва трубалардаги тўлмасдан оқаётган суюқликнинг ҳаракатлари мисол бўла олади. Булардан ташқари, суюқликларнинг секин ўзгарувчан ҳаракатлари ҳақида гапириш мумкин бўлиб, биз улар ҳақида тухталиб ўтirmаймиз.

1.27-§. Оқимчали ҳаракат ҳақида асосий тушунчалар. Оқим чизиғи, оқим найчаси ва оқимча. Сууюқлик оқимлари

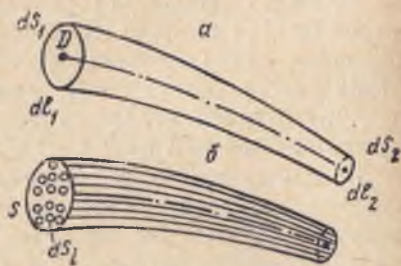
Одатда, бирор воқеа ёки ҳодисани текширишда уни бутунлигича текшириб бўлмагани учун бирор соддалаштирилган схема қабул қилинади ва ана шу схема текширилади. Гидравликада сууюқлик ҳаракати қонуниятларининг табиатини энг яхши ифодалаб берувчи схема сууюқлик оқимини элементар оқимчалардан иборат деб қаровчи схема ҳисобланади. Буни гидравликада „сууюқлик ҳаракатининг оқимчали модели“ деб аталади. Бу модель асосида оқим чизиғи, оқим найчаси ва оқимча тушунчалари ётади.

а) Оқим чизиғи — сууюқлик ҳаракат қилаётган фазода сууюқликнинг бирор заррачасининг ҳаракатини кузатсак, унинг вақт ўтиши билан фазода олдинма-кейин олган ҳолатларини 1, 2, 3... (1.28-расм, а) нуқталар билан ифодалаш мумкин ва бу нуқталарда ҳаракатдаги заррача (3.1) ва (3.2) га асосан ҳар хил тезлик ва босимларга эга бўлади. Шу нуқталарни ўзаро туташтирсак, сууюқлик заррачасининг траекторияси ҳосил бўлади.

Энди, сууюқлик заррачасининг тезлигини кузатамиз. Заррачанинги A нуқтадаги тезлик вектори u_A ни кўриляётган вақт учун қураимиз. Шу векторнинг давомида кичик dl_1 масофадаги B нуқтада ҳаракатдаги сууюқлик заррачасининг B нуқтага тегишли тезлик вектори u_B ни қураимиз. Ҳосил бўлган янги векторнинг давомида кичик dl_2 масофадаги C нуқтада шу нуқтага тегишли заррача тезлигининг вектори u_C ни қураимиз. u_C векторининг давомида dl_3 масофадаги D нуқтада шу нуқтага тегишли заррача тезлигининг u_D векторини қураимиз ва ҳ. к. Натижада $ABCDE$ (1.28-расм, б) синиқ чизиқни ҳосил қиламиз. Агар dl_1, dl_2, dl_3 ларни чексиз кичрайтириб бориб, нолга интилтирсак, $ABCDE$ ўрнида бирор эгри чизиқни оламиз. Бу эгри чизиқ *оқим чизиғи* деб аталади.



1.28-расм. Оқим чизиғини тушунтиришга оид чизма.



1.29-расм. Оқим найчаси, элементар оқимча ва оқим.

Демак, суюқлик ҳаракатланаётган фазода олинган ва берилган вақтда ҳар бир нуқтасида унга ўтказилган уринма шу нуқтага тегишли тезлик вектори йўналишига мос келувчи эгри чизик оқим чизиғи деб аталади. Беқарор ҳаракат вақтида тезлик ва унинг йўналиши вақт давомида ўзгариб тургани учун траектория билан оқим чизиғи бир хил бўлмайди. Барқарор ҳаракат вақтида эса тезлик векторининг нуқталардаги ҳолати вақт ўтиши билан ўзгармагани учун траектория билан оқим чизиғи устма-уст тушади.

Оқим найчаси ва элементар оқимча. Энди, суюқлик ҳаракатланаётган соҳада бирор D нуқта олиб, шу нуқта атрофида чексиз кичик dl контур оламиз ва шу контурнинг ҳар бир нуқтасидан оқим чизиғи ўтказамиз. У ҳолда оқим чизиқлари *оқим найчаси* деб аталувчи найча ҳосил қилади (1.29-расм, *а*). Оқим найчаси ичида оқаётган суюқлик оқими *элементар оқимча* деб аталади. Элементар оқимчалар барқарор ҳаракат вақтида қуйидаги хусусиятларга эга

1. Оқим чизиқлари вақт ўтиши билан ўзгармагани учун улардан ташкил топган элементар оқимча ўз шаклини ўзгартирмайди.

2. Бир оқимчада оқаётган суюқлик заррачаси бошқа ёнма-ён оқимчаларга ўта олмайди. Шунинг учун элементар оқимчаларнинг ён сирти оқимча ичидаги заррачалар учун ҳам, ташқаридаги заррачалар учун ҳам ўтказмас сирт бўлади.

3. Элементар оқимча кўндаланг кесими чексиз кичик бўлгани учун бу кесимдаги барча нуқталарда суюқлик заррачаларининг тезлиги ўзгармасдир.

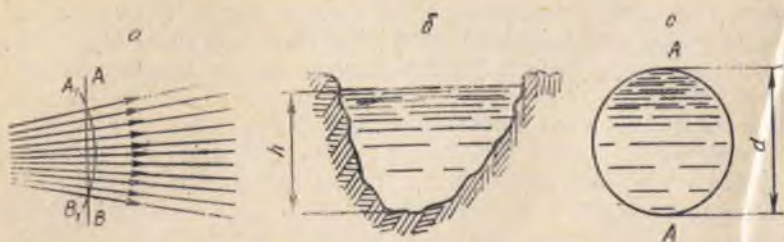
Энди бирор S юза олиб, уни чексиз кўп dS_1, dS_2, dS_3 элементар юзаларга ажратиш мумкин (1.29-расм, *б*). Шунинг учун юзадан оқиб ўтаётган суюқлик оқмаси чексиз кўп элементар оқимчалардан ташкил топган бўлади ва ҳар бир элементар оқимчада суюқлик тезлиги бошқа элементар оқимчалардагидан фарқ қилади.

1.28-§. Оқимнинг асосий гидравлик элементлари

Суюқлик оқимини текширишда оқиш қонунларини математик ифодалаш учун уни гидравлик ва геометрик нуқтаи назардан характерловчи: 1) ҳаракат кесими; 2) суюқлик сарфи; 3) ўртача тезлик; 4) ҳўлланган периметр; 5) гидравлик радиус каби тушунчалар киритилади.

Ҳаракат кесими деб шундай сиртга айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасида оқим чизиғи нормал бўйича йўналган бўлади. Умумий ҳолда ҳаракат кесими эгри сирт бўлиб (1.30-расм *а*), параллел оқимчали ҳаракатлар учун текисликнинг бўлагидан иборат (яъни текис сиртдир) (1.30-расм, *б, с*).

Масалан, радиал тарқалаётган суюқлик оқими учун ҳаракат кесими сферик сирт бўлса (1.30-расм, *а*) ўзанда ва трубада ҳаракат қилаётган оқимнинг ҳаракат кесими текис сиртдир (1.30-



1.30- расм. Ҳаракат кесимиға онд чизма.

расм, в, с). Шунга асосан параллел оқимчали ҳаракатга эга бўлган оқимларнинг ҳаракат кесими учун қуйидагича таъриф бериш мумкин: *оқимнинг умумий оқим йўналишига нормал бўлган кундаланг кесими ҳаракат кесими деб аталади*. Оқим ҳаракат кесимининг юзи ω ҳарфи билан белгиланади.

Вақт бирлигида оқимнинг берилган ҳаракат кесими орқали оқиб ўтаётган суюқлик миқдори **суюқлик сарфи** деб аталади. Сарф Q ҳарфи билан белгиланади ва л/с, м³/с, см³/с ларда ўлчанади. Элементар юза бўйича сарфни dq билан, бирлик юза бўйича сарфни q билан белгиланади. 1.31-расмда трубадаги (а) ва каналдаги (б) оқимлар учун тезлик эпюралари келтирилган. Тезлик суюқлик оқаётган идиш деворларида нолга тенг бўлиб, девордан узоқлашган сари катталашиб бориши расмдан кўриниб турибди. Трубада тезликнинг энг катта қиймати унинг ўртасида бўлса, каналда эркин сиртга яқин ерда бўлади. Ихтиёрий элементар оқимча учун элементар сарф $dQ = u \cdot d\omega$ га тенг. Оқим чексиз кўп элементар оқимчалардан ташкил топгани учун элементар сарфларнинг йиғиндиси, яъни бутун оқимнинг сарфи интеграл кўринишда ифодаланади:

$$Q = \int_{\omega} u \cdot d\omega, \quad (3.3)$$

бу ерда ω — ҳаракат кесими; $d\omega$ — ҳаракат кесимининг элементар оқимчага тегишли бўлаги.

Суюқлик заррачаларининг ҳаммаси бир хил тезлик билан ҳаракатланганда бўладиган сарф, ҳақиқий ҳаракат вақтидаги сарфга тенг бўладиган тезлик *ўртача тезлик* деб аталади. 1.31-расм. а, б ларда ҳақиқий тезлик эпюраси пунктир чизиқ билан чизилиб, пунктирли стрелкаларнинг учини бирлаштиради. Ўртача тезлик эпюраси туташ чизиқлар билан чизилган бўлиб, туташ стрелкалар учини бирлаштиради. Ўртача тезлик v ҳарфи билан белгиланади ва сарфни ҳаракат кесимиға бўлиш йўли билан топилади:

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{\int u d\omega}{\omega}. \quad (3.4)$$

Бунда суюқлик сарфи ўртача тезлик орқали қуйидагича ифодаланилади:

$$Q = v \cdot \omega, \quad (3.5)$$

Оқма кўндаланг кесимини (эркин сиртни ҳисобга олмаганда) уни чегараловчи деворлар билан туташтирувчи чизиқ периметри *ҳўлланган периметр* деб аталади. Оқим кўндаланг кесимининг ҳўлланмаган қисми ҳўлланган периметрга кирмайди ва уни ҳисоблашда чиқариб ташланади. Ҳўлланган периметр χ ҳарфи билан белгиланади.

Турли шаклдаги нов (канал) лар ва трубалар учун ҳўлланган периметр қуйидагича ҳисобланади:

тўғри тўртбурчак нов учун (1.32-расм, а):

$$\chi = 2h + b,$$

бу ерда h —суюқлик чуқурлиги; b —нов (канал)нинг кенглиги; трапецидаль нов учун (1.32-расм, б).

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2},$$

бу ерда $m = \operatorname{ctg} \alpha$ — қиялик коэффициенти; учбурчак новлар учун (1.32-расм, в):

$$\chi = 2h\sqrt{1 + m^2}$$

цилиндрик трубалар учун (1.32-расм) суюқлик тўлиб оққанда

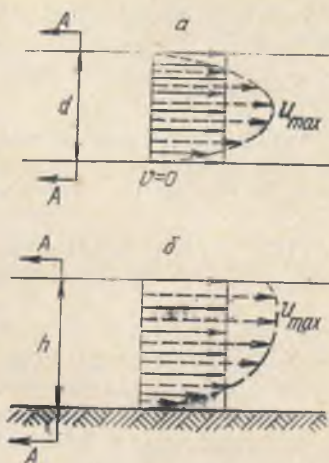
$$\chi = \pi d = 2\pi r;$$

суюқлик тўлмаётган оққанда (1.32-расм, д)

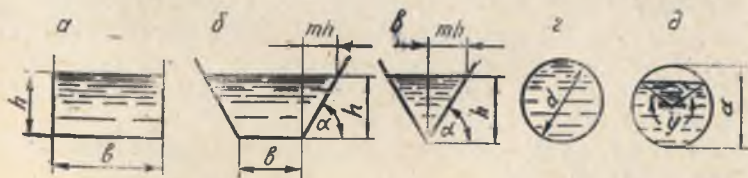
$$\chi = \frac{\varphi \pi d}{360},$$

бу ерда φ —марказий бурчак; d — трубанинг ички диаметри; r — трубанинг ички радиуси.

Оқим ҳаракат кесими ω нинг ҳўлланган периметри χ га нис-



1.31-расм. Суюқлик сарфи ва ўртача тезликка доир чизма.



1.32-расм. Ҳўлланган периметрга доир чизма.

бати гидравлик радиуси деб аталади ва R билан белгиланади, яъни:

$$R = \frac{\omega}{\chi}. \quad (3.6)$$

Тўғри тўртбурчак новлар учун:

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{hb}{2h+b}; \quad (3.7)$$

Трапецидаль новлар учун

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{h(mh+b)}{b+2h\sqrt{1+m^2}}. \quad (3.8)$$

Учбурчак новлар учун

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{mh^2}{2h\sqrt{1+m^2}} = \frac{mh}{2\sqrt{1+m^2}}. \quad (3.9)$$

Цилиндрик трубалар учун:

суюқлик тўлиб оққанда

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d^2}{4}, \quad \pi d = \frac{r}{2}, \quad (3.10)$$

суюқлик тўлмаётганда

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\frac{d^2}{8} \left(\frac{\varphi\pi}{180} - \sin\varphi \right)}{\frac{\varphi\pi d}{360}} = \frac{d}{4} \left(1 - \frac{180 \sin\varphi}{\varphi\pi} \right). \quad (3.11)$$

1.29-§. Суюқликнинг барқарор ҳаракати учун узилмаслик тенгламаси

Юқориди айтиб ўтилганидек, гидравликада суюқликлар туннел муҳитлар деб қаралади (яъни ҳаракат фазосининг исталган нуқтасида суюқлик заррачасини топиш мумкин). Элементар оқимча ва оқим учун узилмаслик тенгламаси суюқликнинг туташ оқими (яъни ҳар бир ҳаракатдаги заррачанинг олдида ва кетида чексиз яқин масофада албатта яна бирор заррача мавжудлиги) нинг математик ифодаси бўлиб хизмат қилади. Суюқликнинг барқарор ҳаракатини кўрамиз.

Элементар оқимча учун узилмаслик тенгламасини чиқарамиз. Оқимда ҳаракат ўқи $l-l$ бўлган элементар оқимча олаемиз ва унинг $1-1$ ва $2-2$ кесимлари орасидаги бўлагини текширамиз (1.33-расм). $1-1$ кесимдаги юза dS_1 , тезлик u_1 , $2-2$ кесимдаги юза dS_2 , тезлик u_2 бўлсин ва бу кесимларда тегишли элементар сарфлар $q_1 = u_1 dS_1$ ва $q_2 = u_2 dS_2$ га тенг бўлсин.

Бу ҳолда $1-1$ ва $2-2$ кесимлар орқали ўтувчи элементар сарфлар тенг бўлади:

$$q_1 = q_2. \quad (3.12)$$

Буни исботлаш учун қуйидаги икки ҳолни кўрамиз:

1) $q_1 > q_2$ бўлсин. Бу ҳолда 1—1 ва 2—2 кесимлар ўртасида суюқлик тупланиши ёки элементар оқимча деворлари орқали ташқарига чиқиши мумкин деган хулоса чиқади. Бироқ юқорида айтилганидек, элементар оқимча деворларидан суюқлик ўтмайди ва унинг кўндаланг кесимлари ўтказмасдир.



1.33- расм. Элементар оқимча учун узилмаслик тенгламасини чиқаришга оид чизма.

Демак, бундай тахмин нотўғри эканлиги кўриниб турибди.

2) $q_1 < q_2$ бўлсин. Бу ҳолда 1—1 ва 2—2 кесимлари орасида қаердандир суюқлик қўшилиб туриши ёки элементар оқимча деворлари орқали ичкарига ўтиб туриши керак. Юқоридагига асосан бундай тахмин ҳам нотўғри эканлиги кўринади. Шундай қилиб, (3.12) тенглик тўғри эканлиги исботланди.

Элементар сарфлар тенглигидан қуйидаги келиб чиқади:

$$u_1 dS_1 = u_2 dS_2. \quad (3.13)$$

1—1 ва 2—2 кесимлар ихтиёрий танлаб олинганлиги учун элементар оқимчанинг хоҳлаган кесими учун элементар сарф тенг бўлади, яъни

$$u_1 dS_1 = u_2 dS_2 = u_3 dS_3 = \dots = u_n dS_n = \text{const}$$

(3.13) тенглама элементар оқимча учун узилмаслик тенгламаси деб аталади. Бу тенгламадан кўриниб турибдики, элементар оқимчанинг барча кесимларида элементар сарф бир хилдир. (3.13) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{dS_2}{dS_1}$$

Бундан элементар оқимчанинг ихтиёрий иккита кесимидаги тезликлар бу кесимлар юзасига тескари пропорционал эканлиги келиб чиқади.

Оқим учун узилмаслик тенгламасини чиқарамиз. Бунинг учун элементар оқимча учун олинган узилмаслик тенгламасидан фойдаланамиз. Оқим сарфи чексиз кўп оқимчалар сарфининг йиғиндисидан иборат эканлигини (1.29- расм) назарга олиб, (3.13) тенгламанинг чап ва ўнг қисмини S_1 ва S_2 юзалар бўйича олинган интеграллар билан алмаштирамиз

$$\int_{S_1} u_1 dS_1 = \int_{S_2} u_2 dS_2$$

(3.3) тенгламага асосан

$$\int_{S_1} u_1 \cdot dS_1 = v_1 S_1; \quad \int_{S_2} u_2 \cdot dS_2 = v_2 S_2$$

булади. Шунинг учун

$$v_1 S_1 = v_2 S_2. \quad (3.14)$$

Танлаб олинган 1—1 ва 2—2 кесимлар ихтиёрий булгани учун

$$v_1 S_1 = v_2 S_2 = v_3 S_3 = \dots = v_n S_n = \text{const.}$$

Бу оқим учун узилмаслик тенгламасидир. Ундан кўринадики, оқимнинг йўналиши бўйича кўндаланг кесимларнинг юзаси ва тезлиги ўзгариб бориши мумкин. Лекин сарф ўзгармайди. (3.14) тенгламани қуйидагича таърифлаш ва ёзиш мумкин, яъни *оқимнинг кесимларидаги ўртача тезликлар тегишли кесимларнинг юзаларига тескари пропорционал*дир:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{S_2}{S_1}$$

1.30-§. Идеал суюқликлар учун ҳаракат тенгламаси. Суюқлик ҳаракати учун Эйлер тенгламаси

Юқорида биз идеал ва реал суюқликлар тушунчаси ҳақида тўхталиб, уларнинг бир-биридан фарқини кўрсатувчи асосий катталик ички ишқаланиш кучи эканлигини айтиб ўтдик. Кейинчалик ички ишқаланиш кучи тезлик градиентига боғлиқ бўлишини таъкидладик.

Гидростатика бўлимида суюқликлар мувозанат ҳолатининг тенгламасини чиқарганимиздек, уларнинг ҳаракати учун ҳам умумийлашган тенглама чиқаришимиз мумкин. Қуйида биз идеал суюқликлар учун шундай тенглама чиқариш билан шуғуланамиз. Суюқлик ҳаракат қилаётган фазода томонлари dx , dy , dz бўлган элементлар ҳажм ажратиб оламиз (1.6-расмга қаранг). У ҳолда ҳажмга Ox , Oy , Oz ўқлари йўналишида таъсир этувчи кучлар гидростатикада суюқликлар асосий тенгламасини чиқарганимиздагидек ифодаланади. Бу ерда фарқ суюқлик ҳаракатда булганлиги учун босим кучларидан ташқари инерция кучлари ҳам мавжудлигидир. Шунинг учун гидростатикада суюқликнинг мувозанат шартларидан фойдаланган бўлсак, бу ерда Даламбер принциpidан фойдаланамиз. У ҳолда бирлик массага таъсир этувчи инерция кучларининг тенг таъсир этувчиси x , y ва z ўқлартига қуйидаги проекцияларга эга булади:

$$a_x = \frac{du_x}{dt}; \quad a_y = -\frac{du_y}{dt}; \quad a_z = \frac{du_z}{dt}. \quad (3.15)$$

Бирлик массага таъсир этувчи босим кучларининг тенг таъсир этувчилари

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.16)$$

булади. Шунингдек, оғирлик кучлари учун x , y ва z ўқларидаги проекциялар

$$X, Y, Z. \quad (3.17)$$

Энди x , y ва z ўқлари бўйича Даламбер принципини қўлласак, қўйидаги дифференциал тенгламалар системасига эга бўламиз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{du_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{du_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

Бу тенгламалар системаси идеал суюқликлар ҳаракатининг дифференциал тенгламаси дейилади. У биринчи марта Эйлер томонидан суюқликлар ҳаракатини текшириш учун тақлиф қилингани учун (1755 й) Эйлер тенгламаси деб ҳам юритилади.

Юқоридаги система учта дифференциал тенгламадан иборат бўлиб, номаълумлар сони тўртта: u_x , u_y , u_z , p . Математикада кўрсатилишича бундай ҳолда яна битта тенглама керак бўлади. Ана шу тўртинчи тенглама сифатида суюқликлар ҳаракатининг узилмаслик тенгламасини дифференциал шаклда ёзилади ва у сиқилмайдиган суюқликлар учун қўйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (3.19)$$

Олий математика курсидан маълумки, ихтиёрий вектор проекцияларининг тегишли координаталар бўйича ҳосилалари йиғиндисидивергенция дейилади. У ҳолда

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = \operatorname{div} \bar{U}.$$

Буни назарга олсак, (3.19) қисқача қўйидагича ёзилади:

$$\operatorname{div} \bar{U} = 0.$$

Мураккаб функциянинг тўлиқ дифференциали ҳақидаги қоидага асосан

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t}, \quad (3.20)$$

лекин координаталардан вақт бўйича ҳосилалар тезлик проекцияларини беради, яъни

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

Буни назарда тутган ҳолда (3.20) ни қўйидагича ёзиш мумкин

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z}. \quad (3.22)$$

Шунингдек, u_y , u_z функцияларининг вақт бўйича тўлиқ ҳосилаларини ҳам қўйидагича ифодалаш мумкин:

$$\frac{du_y}{dt} = \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z}, \quad (3.23)$$

$$\frac{du_z}{dt} = \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z}. \quad (3.24)$$

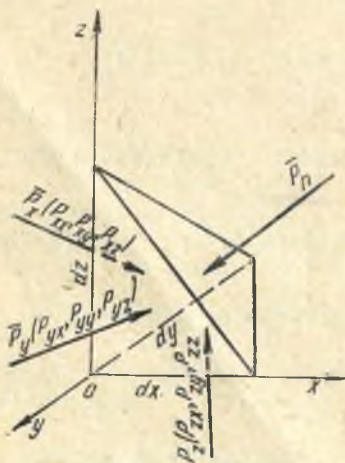
(3.22), (3.23), (3.24) ларни (3.18) тенгламага қўйиб, идеал суюқликлар дифференциал тенгласини қўйидагича ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

1.31-§. Реал суюқликларда ички кучлар. Навье—Стокс тенгламаси

Реал суюқликларда гидродинамик босим мавжуд бўлиб, ҳаркат йўқ бўлган ҳолда у гидростатик босимга айланади. Гидродинамик босимнинг хоссалари гидростатик босим хоссаларига қараганда умумийроқдир. Гидродинамик босим суюқликдаги ички кучларни ифодаловчи ва зўриқиш кучлари деб аталувчи кучлар таркибига киради. Суюқлик ичида жойлашган бирор элементар ҳажми кузатсак, унга ташқаридаги суюқлик массаси маълум бир куч билан таъсир қилади.

Ана шу куч зўриқиш кучи дейилади. Бу кучни тўлароқ кўз олдимизга келтириш учун томонлари dx , dy , dz га тенг бўлган тетраэдр кўринишидаги элементар ҳажм ажратиб оламиз (1.34-расм). У ҳолда тетраэдрнинг қия сиртига ташқаридаги суюқлик p_n куч билан таъсир қилади. Олинган элементар ҳажм ҳаракат вақтида ўз ҳолатини сақлаши учун унга тенг таъсир этувчиси \bar{p}_n кучига тенг ва қарама-қарши йўналган қўйидаги учта куч таъсир қилади: тетраэдрнинг yOz текисликда ётган юзаси бўйича \bar{p}_x кучи, xOz текислигида ётган юзаси бўйича \bar{p}_y кучи; xOy текислигида ётган юзаси бўйича \bar{p}_z кучи.



1.34-расм. Реал суюқликларда зўриқиш тензорини тушунтириш-га доир чизма.

Бу кучларнинг ҳар бири x , y ва z уқлари бўйича проекцияга эга:

$$\begin{aligned} \bar{p}_x & \{p_{xx}, p_{xy}, p_{xz}\} \\ \bar{p}_y & \{p_{yx}, p_{yy}, p_{yz}\} \\ \bar{p}_z & \{p_{zx}, p_{zy}, p_{zz}\} \end{aligned}$$

Шундай қилиб, P кучни тўққизта куч билан алмаштириш мумкин бўлади. Бундай хусусиятга эга бўлган катталиклар тензор деб аталади ва қуйидагича ёзилади:

$$\bar{p}_a \begin{pmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Бу кучлардан учтаси p_{xx} , p_{yy} , p_{zz} тетраэдр ён сиртларига нормал бўйича йўналган бўлиб, улар зўриқиш тензорининг нормал ташкил этувчилари дейилади. Тензорнинг қолган олти ташкил этувчиси сиртларга уринма бўйича йўналган бўлиб, зўриқиш тензорининг уринма ташкил этувчилари дейилади. Уринма ташкил этувчилар қуйидаги хоссага эга бўлади:

$$p_{xy} = p_{yx}; \quad p_{xz} = p_{zx}; \quad p_{yz} = p_{zy}.$$

Шунинг учун, p тензори симметрик тензор деб аталади. Бу хоссанинг исботи махсус курсларда келтирилган бўлиб, биз у тўғрисида тўхталиб ўтирмаймиз. Шунингдек, тензорнинг компонентларини тушунтиришларсиз, тезлик ва қовушоқлик коэффициенти орқали ифодасини келтирамиз:

$$\begin{aligned} p_{xx} &= -p + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x}, \\ p_{yy} &= -p + 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y}, \\ p_{zz} &= -p + 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}, \\ p_{xy} = p_{yx} &= \mu \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right), \\ p_{xz} = p_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right), \\ p_{yz} = p_{zy} &= \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (3.27)$$

бу ерда p —гидродинамик босим.

Бу ерда биз \bar{p}_a тензори компоненталарини сиқилмайдиган суюқликлар учун ёздик. Бу ифодаларни илгари айтиб ўтилган Ньютон гипотезасига қиёслаб, умумлашган Ньютон гипотезаси деб аталади. Бу ҳолда аввалги параграфдаги каби ҳаракат тенгласини тузиш мумкин бўлади. Томонлари dx , dy , dz га тенг бўлган параллелпипед кўринишида элементар ҳажм олсак (1.6-

расмга қ.) у ҳолда Ox , Oy , Oz йўналишида оғирлик ва инерция кучларини ҳисобга олмаганимизда, учта куч таъсир қилади:

Ox бўйича p_{xx} , p_{yx} , p_{zx}

Oy бўйича p_{xy} , p_{yy} , p_{zy}

Oz бўйича p_{xz} , p_{yz} , p_{zz} .

Демак, параллелепипеднинг (1.6- расмга қ.) Ox ўқига тик бўлган ён ёқлари бўйича таъсир қилувчи кучларнинг тенг таъсир этувчиси қуйидагига тенг:

$$\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z}.$$

Oy ўқига тик бўлган ён ёқлари бўйича

$$\frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z}.$$

Oz ўқига тик бўлган ён ёқлари бўйича

$$\frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z}.$$

Энди, олдинги параграфдаги каби Даламбер принциpidан фойдаланиб ҳаракат тенгламасини тузамиз. У қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= X + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} \right), \\ \frac{du_y}{dt} &= Y + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z} \right), \\ \frac{du_z}{dt} &= Z + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (3.28)$$

Олинган тенгламага (3.22), (3.23), (3.24) ва (3.25) муносабатларни киритсак, реал суюқларнинг ҳаракат тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \\ &+ \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \\ &+ \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \\ &+ \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Бу ҳосил бўлган тенгламалар системаси сиқилмайдиган суюқликлар учун Навье-Стокс тенгламаси дейилади. (3.29) система учта тенгламадан иборат бўлиб, номаълумлар сони тўртта; u_x , u_y , u_z , p . Шунинг учун реал суюқликлар ҳаракатини текширишда бу системага (3.19) тенгламани қўшиб ечилади.

1.32-§. Элементар оқимча учун Бернулли тенгламаси

Юқорида келтирилган Эйлер ва Навье-Стокс тенгламалар системаларини ечиш йўли билан суюқлик ҳаракатланаётган фазонинг ҳар бир нуқтасидаги тезлик ва босимни топиш мумкин. Лекин бу системаларни ечиш катта қийинчиликлар билан амалга оширилади, кўп ҳолларда эса ҳатто ечиш мумкин эмас. Шунинг учун гидравликада, кўпинча, ўртача тезликни топиш билан чегараланишга тўғри келади. Бунинг учун, одатда, Бернулли тенгламасидан фойдаланилади. Биз бу ерда Бернулли тенгламасини икки хил усулда чиқаришни кўрсатамиз.

Биринчи усул Эйлер тенгламасидан фойдаланиш йўли билан амалга оширилади. Бунинг учун (3.18) системанинг биринчи тенгламасини dx га, иккинчи тенгламасини dy га, учинчи тенгламасини dz га кўпайтирамиз ва ҳосил бўлган учта тенгламани қўшамиз. Натижада қуйидаги тенгламага эга бўламиз:

$$\frac{du_x}{dt} dx + \frac{du_y}{dt} dy + \frac{du_z}{dt} dz = Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) \quad (3.30)$$

(3.21) муносабатдан кўриниб турибдики,

$$dx = u_x dt; \quad dy = u_y dt; \quad dz = u_z dt.$$

Шу муносабатдан фойдаланиб, (3.30) тенгламанинг чап томонини қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} u_x dt + \frac{\partial u_y}{\partial t} u_y dt + \frac{\partial u_z}{\partial t} u_z dt = u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z = \frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) \quad (3.31)$$

лекин

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$$

бўлгани учун (3.30) тенглама чап томонининг кўриниши қуйидагича бўлади:

$$\frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2} d(u^2) \quad (3.32)$$

(3.30) нинг ўнг томонидаги $Xdx + Ydy + Zdz$ бирор куч потенциалининг тўлиқ дифференциалидир. Агар шу потенциални $F = f(x, y, z)$ билан белгиласак, у ҳолда қуйидагига эга бўламиз

$$Xdx + Ydy + Zdz = dF. \quad (3.33)$$

Одатда, суюқликка таъсир қилувчи масса куч оғирлик кучидир. Бу ҳолда декарт координаталар системасида қуйидагича бўлади:

$$F = -gz. \quad (3.34)$$

(3.30) тенгламанинг ўнг томонида яна босим билан ифодаланган муносабат бўлиб, у босимнинг тўлиқ дифференциалини ифодалайди, яъни

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = dp \quad (3.35)$$

(3.32), (3.33), (3.34) ва (3.35) ларни (3.30) тенгламага қўйсақ, у қуйидаги кўринишга келади

$$\frac{1}{2} d(u^2) + \frac{1}{\rho} dp + d(gz) = 0.$$

Ҳосил бўлган тенгламани элементар оқимчанинг 1—1 кесимидан (1.33-расмга қ.) 2—2 кесимигача интегралласак, қуйидаги тенгламага эга бўламиз:

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + gz_1 = \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + gz_2. \quad (3.36)$$

Бу тенгликдаги ҳар бир ҳад масса бирлигига келтирилган. Агар уни куч бирлигига келтирсак, яъни g га икки томонини бўлиб юборсак, у ҳолда $\rho \cdot g = \gamma$ ни ҳисобга олиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2. \quad (3.37)$$

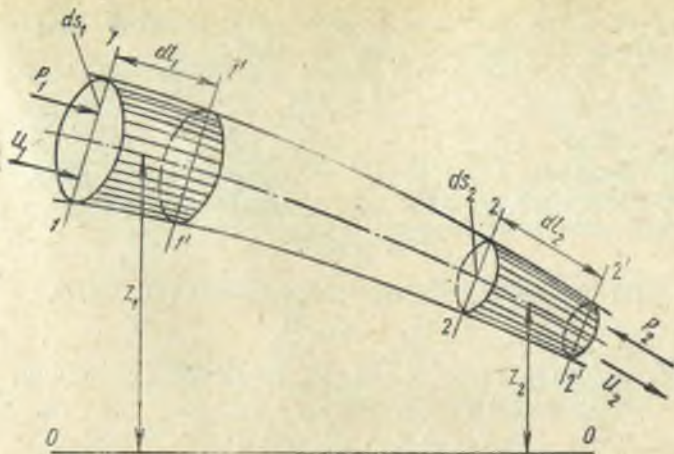
Охирги тенглама 1738 й. Бернулли томонидан олинган бўлиб, унинг номи билан аталади ва гидравликада ҳаракатнинг асосий тенгламаси бўлиб хизмат қилади. Бу тенглама ихтиёрий иккита кесим учун олинган бўлиб, бу кесимларнинг элементар оқимча йўналиши бўйича қаерда олинишининг аҳамияти йўқ. Шунинг учун Бернулли тенгламасини қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = \text{const}. \quad (3.38)$$

Кўриниб турибдики, Бернулли тенгламасида асосан z , $\frac{p}{\gamma}$, $\frac{u^2}{2g}$ катталикларнинг йиғиндиси ўзгармас экан. Шундай қилиб, бу тенглама тезлик u , босим p , зичлик ρ ўртасидаги муносабатни ифодалайди.

Д. Бернуллининг ўзи юқоридаги тенгламани кинетик энергиянинг ўзгариши қонунидан келтириб чиқарган бўлиб, биз келтирган усул эса Эйлер томонидан қўлланилган.

Иккинчи усул кинетик энергиянинг ўзгариш қонунидан фойдаланиб бажарилади. Ҳаракат ўқи $l-l$ бўлган бирор элементар оқимчанинг 1—1 ва 2—2 кесимлар билан ажратилган бўлагини



1.35-расм. Бериулли тенгламасини келтириб чиқаришга доир чизма.

оламиз. У ҳолда бу бўлак dt вақтда ҳаракат қилиб, $1'-1'$ ва $2'-2'$ кесмалари орасидаги ҳолатга келади (1.35-расм). $1-1$ кесимнинг юзаси dS_1 , бу юзга таъсир қилувчи куч P_1 ва тезлик u_1 бўлсин. $2-2$ кесимнинг юзаси эса dS_2 , унга таъсир қилувчи куч P_2 , тезлик эса u_2 бўлсин. Кинетик энергиянинг ўзгариш қонунини элементар оқимчанинг ана шу ҳаракатдаги бўлагига таъбиқ қиламиз. Бу қонун бўйича бирор жисм ҳаракати вақтида унинг кинетик энергиясининг ўзгариши, шу жисмга таъсир қилаётган кучларнинг бажарган ишларининг йиғиндисига тенгдир. Бу гапнинг математик ифодаси қуйидагича бўлади:

$$d\left(\frac{mu^2}{2}\right) = \sum Pl, \quad (3.39)$$

бу ерда $d\left(\frac{mu^2}{2}\right)$ — кинетик энергиянинг dt вақтда ўзгариши;

$\sum Pl$ — барча кучлар бажарган ишларнинг йиғиндис. Энди элементар оқимча бўлагининг dt вақт ичида $1-1$ ва $2-2$ кесимлар орасидаги ҳолатдан $1'-1'$ ва $2'-2'$ кесимлар орасидаги ҳолатга келгандаги кинетик энергиясининг ўзгаришини кўрамиз. Ҳаракат барқарор бўлгани учун бу ўзгариш $1-1$ ва $1'-1'$ орасидаги бўлак билан $2-2$ ва $2'-2'$ орасидаги бўлак кинетик энергиялари айирмасига тенг.

$1-1$ ва $1'-1'$ орасидаги бўлакнинг кинетик энергияси (унинг массаси m_1 бўлса) $\frac{m_1 u_1^2}{2}$ га тенг бўлади. $2-2$ ва $2'-2'$ орасидаги бўлакнинг кинетик энергияси эса $\frac{m_2 u_2^2}{2}$ га тенг. Демак кўрилади:

ган $1-1$ ва $2-2$ орасидаги бўлакнинг кинетик энергияси dt вақтда қуйидаги миқдорга ўзгарар экан:

$$\frac{m_2 u_2^2}{2} - \frac{m_1 u_1^2}{2}. \quad (3.40)$$

Иккинчи томондан, $1-1$ ва $1'-1'$ орасидаги бўлакнинг масса-си унинг ҳажми $dS_1 dl_1$ нинг зичликка кўпайтмасига тенг, яъни

$$m_1 = \rho dS_1 dl_1.$$

Шунингдек, $2-2$ ва $2'-2'$ орасидаги бўлакнинг массаси

$$m_2 = \rho dS_2 dl_2$$

dl_1 ва $dl_2 - dt$ вақт ичида $1-1$ ва $2-2$ кесимларининг юрган йўлини кўрсатади, шунинг учун

$$dl_1 = u_1 dt, \quad dl_2 = u_2 dt, \quad (3.41)$$

у ҳолда m_1 ва m_2 учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$m_1 = \rho dS_1 u_1 dt, \quad m_2 = \rho dS_2 u_2 dt.$$

Бу муносабагга (3.40) га қўйсақ ва узилмаслик тенгламасидан $q = u_1 dS_1 = u_2 dS_2$ эканлигини назарга олсак, кинетик энергиянинг ўзгариши қуйидагича ифодаланadi:

$$\frac{m_2 u_2}{2} - \frac{m_1 u_1}{2} = \rho \frac{q dt u_2^2}{2} - \rho \frac{q dt u_1^2}{2} = \rho q dt \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \right). \quad (3.42)$$

Энди, бажарилган ишларни текшираемиз. Улар $1-1$ ва $2-2$ кесимларга таъсир қилувчи гидродинамик кучларнинг ва оғирлик кучининг бажарган ишларидир. Элементар оқимчанинг ён сиртларига таъсир қилувчи босим кучининг бажарган иши эса нолга тенг эканлиги ҳаракатнинг барқарорлигидан кўринади.

$1-1$ кесимга таъсир этувчи p_1 босимнинг бажарган ишини A_1 , $2-2$ кесимга таъсир этувчи p_2 босимнинг бажарган ишини A_2 билан белгилаймиз. У ҳолда, 1. 35-расмдан кўриниб турибдики,

$$A_1 = p_1 dS_1 dl_1,$$

$$A_2 = p_2 dS_2 dl_2.$$

(3.41) назарга олсак ва узилмаслик тенгламасидан фойдалансак, қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$A_1 = p_1 q dt; \quad A_2 = p_2 q dt. \quad (3.43)$$

Оғирлик кучи бажарган ишни A_3 деб белгилаймиз. Бу иш ($1-1$ ва $2-2$ кесимлар орасидаги бўлак ўз ҳолатини сақлагани учун) $1-1$ ва $1'-1'$ орасидаги бўлак билан $2-2$ ва $2'-2'$ орасидаги бўлаklar оғирликларини улар марказларининг вертикал ўқи бўйича ҳолатлари z_1 ва z_2 нинг айирмасига кўпайтирилганига тенг, яъни

$$A_3 = G(z_1 - z_2),$$

лекин

$$G = \gamma dS_1 dl_1 = \gamma dS_1 u_1 dt = \gamma q dt$$

бўлгани учун

$$A_3 = \gamma q dt (z_1 - z_2). \quad (3.44)$$

Энди, (3.42), (3.43) ва (3.44) ларни (3.39) га қўйсақ, элементар оқимча учун кинетик энергиянинг ўзгариш қонунини оламиз

$$\rho q dt \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \right) = p_1 q dt - p_2 q dt + \gamma q dt (z_1 - z_2)$$

бу ерда p_2 куч суюқлик ҳаракатига тескари йўналган бўлгани учун тенгламанинг унг томонидаги иккинчи ҳад (яъни A_2) манфий ишора билан олинди. Охириги тенгламанинг икки томонини $\gamma q dt$ га бўлсақ:

$$\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} + z_1 - z_2.$$

Бир хил индексли ҳадларни группалаб жойлаштираёқ, Бернулли тенгламаси ҳосил бўлади:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2. \quad (3.45)$$

Шундай қилиб, элементар оқимча учун Бернулли тенгламаси кинетик энергиянинг ўзгариш қонунини ифодалар экан.

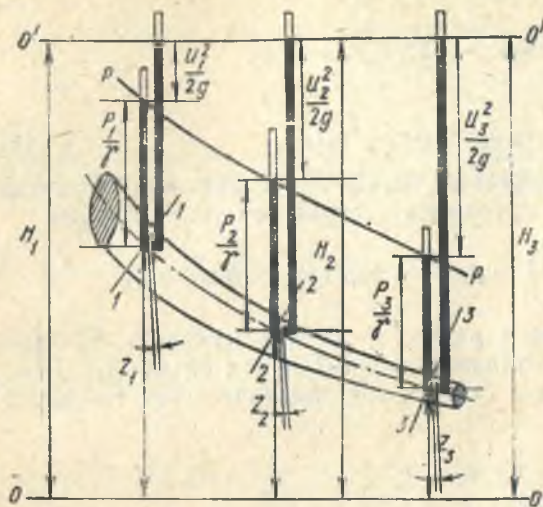
1.33-§. Бернулли тенгламасининг геометрик, энергетик ва физик мазмунлари

Бернулли тенгламасининг ҳар бир ҳади ўзининг геометрик ва энергетик мазмунларига эга. Буни аниқлаш учун бирор элементар оқимча олиб, унинг 1—1, 2—2 ва 3—3 кесимларини кўра-миз (1.36-расм). Бу кесимларнинг оғирлик маркази бирор $\theta - \theta$ текисликдан z_1 , z_2 ва z_3 масофаларда бўлсин. Булар қиёсий текислик $\theta - \theta$ дан элементар оқимчанинг геометрик баландликларини кўраёлади. Энди олинган 1—1, 2—2 ва 3—3 текисликлар марказида пьезометр (тўғри шиша найча) ва учи этилган шиша найчалар ўрнатамиз. Бу ҳолда пьезометрларда суюқлик кесимлар оғирлик марказига нисбатан маълум баландликларга кўтарилади. Бу кўтарилиш гидростатика қисмида кўрганимиздек кесимларда

$$h_1 = \frac{p_1}{\gamma}, \quad h_2 = \frac{p_2}{\gamma}, \quad h_3 = \frac{p_3}{\gamma}$$

га тенг бўлади.

h_1 , h_2 , h_3 лар пьезометрик баландликлар деб аталади. Одатда, пьезометрлар ёрдамида грубалар ва суюқлик ҳаракага қилаётган бошқа идишларда гидродинамик босим ўлчанади.



1.36- рasm. Бернулли тенгламасининг геометрик, энергетик ва физик мазмунларига доир чизма.

Учи эгилган шиша найчаларда суюқлик пьезометрлардагига қараганда баландроққа кўтарилади. Бунинг сабаби шундаки, учи эгилган шиша найчаларда унинг эгилган учи суюқлик ҳаракати йўналишида бўлиб, гидродинамик босимга қўшимча суюқлик тезлигига боғлиқ бўлган босим пайдо бўлади. Бунда суюқлик заррачаларининг инерция кучи қўшимча босимга сабаб бўлади. Учи эгилган шиша найчалардаги баландлик қуйидагиларга тенг:

$$h'_1 = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}, \quad h'_2 = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}, \quad h'_3 = \frac{p_3}{\gamma} + \frac{u_3^2}{2g}.$$

Пьезометрдаги суюқлик баландлиги билан учи эгилган шишалардаги баландлик фарқи

$$h'_1 - h_1 = \frac{u_1^2}{2g}; \quad h'_2 - h_2 = \frac{u_2^2}{2g}; \quad h'_3 - h_3 = \frac{u_3^2}{2g}$$

ларга тенг бўлади ва *тезлик баландлиги* дейилади.

Шундай қилиб, геометрик нуқтаи назардан Бернулли тенгламасининг ҳадлари қуйидагича аталади:

$\frac{u_1^2}{2g}, \frac{u_2^2}{2g}, \frac{u_3^2}{2g}$ — суюқликнинг тегишли кесимларидаги тезлик босими (баландлиги):

$\frac{p_1}{\gamma}, \frac{p_2}{\gamma}, \frac{p_3}{\gamma}$ — пьезометрик баландликлар;

z_1, z_2, z_3 — геометрик баландликлар (тегишли кесимларнинг оғирлик маркази $O-O$ текислигидан қанча баландликда туришини кўрсатади).

$\frac{u^2}{2g}, \frac{p}{\gamma}, z$ ларнинг бирликлари узунлик бирликларига тенгдир. Пьезометрлардаги суюқлик баландликларини бирлаштирсак, ҳосил бўлган чизиқ *пьезометрик чизиқ* дейилади.

Бернулли тенгламасидан тезлик баландлиги, пьезометрик ва геометрик баландликларининг умумий йиғиндиси ўзгармас миқ-

дор бўлиб, у 1.36-расмда $O' - O'$ чизиғи билан белгиланади ва суюқликнинг босим (дам) текислиғи деб аталади.

Гидродинамикада бу учта балансликлар $\frac{u^2}{2g}$, $\frac{P}{\gamma}$, z нинг йиғиндиси суюқликнинг *тўлиқ босими* (дами) деб аталади ва H билан белгиланади:

$$H = \frac{u^2}{2g} + \frac{P}{\gamma} + z = \text{const.}$$

Булар идеал элементар оқимчалар учун Бернулли тенгламасининг геометрик маъносини билдиради. Унинг энергетик маъноси кинетик энергиянинг ўзгариш қонуни бўйича чиқарилишига асосланган. Бошқача айтганда, Бернулли тенгламаси суюқликлар учун энергиянинг сақланиш қонунидир. Бернулли тенгламаси (3.45) нинг чап томони элементар оқимчанинг $1-1$ кесимидаги тўлиқ солиштирма энергия бўлиб, у $2-2$ кесимдаги тўлиқ солиштирма энергияга тенг ёки умуман ўзгармас миқдордир.

Бу ерда *солиштирма энергия* деб оғирлик бирлигига тўғри келган энергия миқдорига айтамыз. Бу айтилганларга асосан Бернулли тенгламаси ҳақларининг энергетик ёки физик маъноси қуйидагича бўлади:

$\frac{u_1^2}{2g}$, $\frac{u_2^2}{2g}$, $\frac{u_3^2}{2g}$ — элементар оқимчанинг $1-1$, $2-2$, $3-3$ кесимларга тегишли солиштирма кинетик энергияси;

$\frac{P_1}{\gamma} + z_1$, $\frac{P_2}{\gamma} + z_2$, $\frac{P_3}{\gamma} + z_3$ — элементар оқимча кесимлари учун солиштирма погенциал энергия;

$\frac{P_1}{\gamma}$, $\frac{P_2}{\gamma}$, $\frac{P_3}{\gamma}$ — кесимларга тегишли босим билан ифодаланувчи солиштирма энергия;

z_1 , z_2 , z_3 — $1-1$, $2-2$, $3-3$ кесимларга тегишли оғирлик билан ифодаланувчи солиштирма энергия.

Суюқлик ҳаракати вақтида механиканинг қонунларига асосан, иш бажарилади. Шу бажарилган ишлар бўйича Бернулли тенгламасини қуйидагича шарҳлаш мумкин: иккита кесим учун ёзилган Бернулли тенгламаси (3.45) шу икки кесимда тегишли ҳақларининг айирмаларидан ташкил топади:

$\frac{u_1^2 - u_2^2}{2g}$ — кинетик энергиянинг бирлик оғирлик учун ўзгариши;

$\frac{P_1 - P_2}{\gamma}$ — босим кучи бажарган ишнинг бирлик оғирликка тегишли қисми.

$z_1 - z_2$ — оғирлик кучи бажарган ишнинг бирлик оғирликка тегишли қисми.

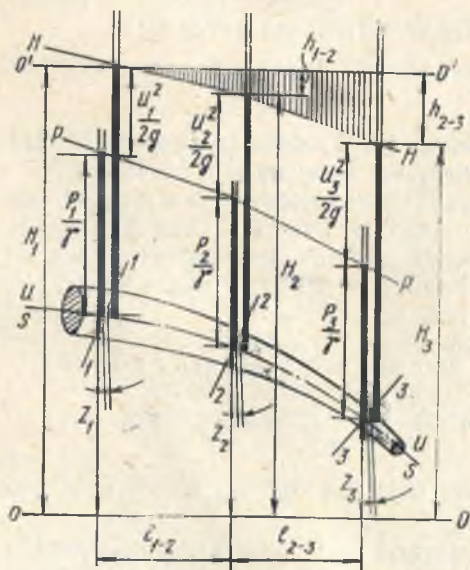
Демак, суюқлик ҳаракат қилаётганда солиштирма кинетик ва солиштирма потенциал энергиялар ҳаракат давомида ўзгариб боради, лекин тўлиқ солиштирма энергия ўзгармас бўлади.

1.34-§. Реал суюқликлар элементар оқимчаси учун Бернулли тенгламаси

Энди реал суюқлик элементар оқимчаси учун Бернулли тенгламасининг графигини чизамиз. Бунинг учун ҳаракат ўқи $S-S$, $1-1$, $2-2$ ва $3-3$ кесимлардаги тезликлар u_1 , u_2 , u_3 , босимлари p_1 , p_2 , p_3 бўлган элементар оқимча оламиз. Бу оқимча учун кесимларда пьезометр ва учи эгилган шиша найча оламиз. Пьезометрлардаги суюқлик баландликларини туташтириб, пьезометрик чизиқ ($P-P$) ни ҳосил қиламиз. Учи эгик найчаларда суюқлик баландликларини туташтириб, суюқлик босими (дами) чизиги ($H-H$) ни ҳосил қиламиз. Қурилган графикни идеал суюқлик элементар оқимчаси учун олинган график (1.36-расм) билан солиштирамиз. Нагижада идеал суюқликлар учун оқимчанинг биринчи кесимидаги гидродинамик босими H_1 иккинчи ва учинчи кесимлардаги гидродинамик босимларга тенглигини, яъни $H_1 = H_2 = H_3 = \text{const}$ эканлигини реал суюқлик учун биринчи кесимдаги гидродинамик босим H_1 иккинчи ва учинчи кесимлардаги босимларга тенгмаслигини, яъни $H_1 \neq H_2 \neq H_3$ эканлигини кўрамиз. 1.37-расмга мувофиқ бу тенгсизлик қуйидагича ифодаланади:

$$H_1 > H_2 > H_3.$$

Демак, реал суюқликнинг элементар оқимчаси ҳаракат қилганда солиштирма энергиянинг маълум бир қисми йўқотилар экан; биринчи ва иккинчи кесимлар орасидаги бу йўқотишни



1.37-расм. Реал суюқликлар учун геометрик, пьезометрик ва тезлик баландликлари.

ҳарфи билан белгилаймиз. Бунда индекс орасида йўқотиш бўлаётган кесимлар номерини кўрсатади. Масалан, иккинчи ва учинчи кесим орасида йўқотиш h_{2-3} , биринчи ва учинчи кесим орасидаги йўқотиш h_{1-3} ва ҳоказо. Айтилган йўқотишнинг моҳиятини қуйидагича изоҳлаш мумкин. Реал суюқлик элементар оқимчаси ҳаракат қилаётганда ички ишқаланиш кучи натижасида гидравлик қаршилиқ пайдо бўлади ва уни енгиш учун албатта маълум бир миқдорда энергия сарфлаш керак. Бу сарфланган энергия кўрилатган ҳаракат учун тикланмайди. Юқорида келтирил-

ган тенгсизлик ана шу йўқотилган энергия ҳисобига бўлади. Биринчи ва иккинчи кесимлар орасидаги йўқотилган солиштирма энергия гидравлик босимлар фарқига тенг:

$$h_{1-2} = H_1 - H_2.$$

Юқорида кўрилганга асосан

$$H_1 = \frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1; \quad H_2 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2,$$

бундан

$$h_{1-2} = \left(\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) - \left(\frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \right),$$

натижада қуйидаги тенгламани оламир:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{1-2}. \quad (3.46)$$

Олинган тенглама реал суюқликлар элементар оқимчаси учун Бернулли тенгламасидир. Бу тенглама идеал суюқлик элементар оқимчасидан ўнг томондаги тўртинчи ҳади h_{1-2} билан фарқ қилади. Бу ҳад 1—1 ва 2—2 кесимлар орасида босимнинг камайишини кўрсатади. Идеал суюқликларда ички ишқаланиш кучи ҳисобга олинмагани учун юқорида айtilган ҳад бўлмайди.

1.35-§. Реал суюқликлар оқими учун Бернулли тенгламаси. Кориолис коэффиенти

Оқим чексиз кўп элементар оқимчалардан ташкил топганлигидан шу оқимчалар энергияларининг ҳаракат кесими бўйича интегрални олиш йўли билан оқим учун Бернулли тенгламасини ҳосил қилиш мумкин:

$$\int_{\omega_1} \frac{u_1^2}{2g} d\omega + \int_{\omega_1} \frac{p_1}{\gamma} d\omega + \int_{\omega_1} z_1 d\omega = \int_{\omega_2} \frac{u_2^2}{2g} d\omega + \int_{\omega_2} \frac{p_2}{\gamma} d\omega + \int_{\omega_2} z_2 d\omega + \int_{\omega_2} h_{1-2} d\omega.$$

Оқимнинг ҳар бир элементар оқимчасида тезликни ҳисоблаш қийин бўлгани учун (3.47) тенгламадаги интегралларни ҳисоблаш ҳам жуда қийинлашади. Шунинг назарга олиб, оқим учун Бернулли тенгламасида тезликларни ўртача тезлик v билан алмаштирилади. Бу эса Бернулли тенгламаси фойдаланиладиган ҳисоблаш ишларида катта қулайлик туғдиради. Бу ҳолда элементар оқимча геометрик баландлиги бўйича интеграл оқимнинг ҳаракат кесими оғирлик марказининг геометрик баландлигига, босим бўйича интеграл эса ана шу геометрик баландликдаги нуқтага қўйилган босимга айланади. Элементар оқимчанинг 1—1 ва 2—2 кесимларида босимнинг камайиши бўйича интеграл ҳам оқим учун босимнинг ўртача камайиш миқдорига айланади. Со-

лиштира кинетик энергиянинг интегралли тезликнинг ўртача қиймати бўйича кинетик энергия билан алмаштира, унинг миқдори камайиб қолади. Интеграл чексиз кўп миқдорларнинг йиғиндиси бўлгани учун буни йиғиндилар квадратларининг мисолида кўраимиз. Масалан, $u_1 = 10$ м/с, $u_2 = 11$ м/с, $u_3 = 9$ м/с, $u_4 = 12$ м/с, $u_5 = 8$ м/с бўлсин. У ҳолда ўртача тезлик:

$$v = \frac{u_1 + u_2 + u_3 + u_4 + u_5}{5} = 10 \text{ м/с,}$$

тезликлар квадратларининг ўртача қиймати

$$\frac{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + u_4^2 + u_5^2}{5} = \frac{510}{5} = 102 \text{ м}^2/\text{с}^2,$$

ўрта тезликнинг квадрати эса $v^2 = 100$ м²/с. Бундан кўришиб турибдики, тезликлар квадратларининг йиғиндиси ўртача тезлик квадратидан катта экан. Шундай қилиб, қуйидаги тенгсизлик тўғри эканлигини кўриш мумкин:

$$\int \frac{u^2}{2g} d\omega > \frac{v^2}{2g} \omega.$$

Бу тенгсизликни интеграллаш йўли билан ҳам исботлаш мумкин. (Бундай исботни талабаларнинг ўзлари бажаришини таклиф қиламиз). Бу ҳатони тузатиш учун Бернулли тенгламасининг биринчи ҳадига α коэффициентини киритамиз. Бу коэффициент тезликнинг бир текис миқдорда бўлмаслигини ифодалайди ва Кориолис коэффициенти деб аталади. У ҳолда

$$\alpha = \frac{\int \frac{u^2}{2g} d\omega}{\frac{v^2}{2g} \omega}.$$

Шундай қилиб, юқорида айтилганларга асосан (3.47) тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + H_{1-2}, \quad (3.48)$$

бу ерда α_1, α_2 —биринчи ва иккинчи кесимларда тезликнинг нотекис тарқалганини ҳисобга олувчи коэффициент; H_{1-2} —биринчи ва иккинчи кесимлар учун босимнинг камайиши.

Оқим учун Бернулли тенгламасида қолган бошқа ҳадлар элементар оқимча учун Бернулли тенгламасида қандай аталса, бу ерда ҳам шундай аталади. Бу тенглама гидродинамика масалаларини ҳал қилишда энг муҳим тенглама бўлиб, у барқарор ҳаракатлар учун ёзилган ва тезлик ҳаракат кесими бўйича қанча кам ўзгарса, шунча кам хатолик беради.

1.36-§. Реал газлар оқими учун Бернулли тенгламаси

Одатда, ҳаракат йўналиши бўйича босим камайиб боради. Суюқликларда ҳажмий сиқилиш коэффициентининг β_p жуда кичик бўлгани учун бу ўзгариш суюқликнинг физик хоссаларига таъсир қилмайди. Лекин газларда босимнинг озгина ўзгариши ҳам унинг параметрларига таъсир қилади. Бундан ташқари, газларда суюқликларга қараганда тезлик бир неча ўн баравар катта бўлади. Бу эса босимга ва газнинг физик хоссаларига, биринчи гада унинг кўндаланг кесими бўйича тезлик деярли ўзгармайди. Шунинг учун газларда $\alpha \approx 1$ бўлади. Газлар учун тезлик, босим, солиштирма оғирлик тез ўзгаргани учун биринчи ва иккинчи кесим (1.35-расм) орасидаги масофани чексиз кичик Δl деб оламиз. У ҳолда Бернулли тенгламаси дифференциал кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$d\left(\frac{v^2}{2g}\right) + \frac{dp}{\gamma} + dz - dh_{1-2} = 0, \quad (3.49)$$

бу ерда

$$\begin{aligned} d\left(\frac{v^2}{2g}\right) &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \left(\frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} \right), \\ d\left(\frac{p}{\gamma}\right) &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \left(\frac{p_1 - p_2}{\gamma} \right), \\ dz &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} (z_1 - z_2). \end{aligned}$$

Энди (3.49) тенгламадан интеграл оламиз. У ҳолда (3.49) қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\int d\left(\frac{v^2}{2g}\right) + \int d\frac{p}{\gamma} + \int dz - \int dh_{1-2} = \text{const}. \quad (3.50)$$

Бу тенгликда биринчи, учинчи ва тўртинчи интегралларни ҳисоблаш осон:

$$\int d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = \frac{v^2}{2g}; \quad \int dz = z; \quad \int dh_{1-2} = h_{1-2}.$$

Учинчи интегрални ҳисоблашда солиштирма оғирлик босимга боғлиқ эканлигини назарга олиш керак бўлади. Процессни полиотрик деб қарасак, у ҳолда

$$\frac{p}{\gamma^n} = \frac{p_0}{\gamma_0^n}$$

бўлади. Бу тенгликдан

$$\gamma = p^{\frac{1}{n}} \frac{\gamma_0}{p_0^{\frac{1}{n}}}$$

бу ерда n — политропия кўрсаткичи; γ_0 — бошланғич ҳолатдаги солиштирма аоғирлик; p_0 — бошланғич ҳолатдаги босим. Охириги муносабатдан фойдаланиб ва γ_0 , p_0 ўзгармас эканлигини ҳисобга олиб, иккинчи интегрални қуйидагича ҳисоблаймиз:

$$\int \frac{dp}{\gamma} = \int \frac{p_0^{\frac{1}{\gamma_0}}}{\gamma_0} = \frac{p_0^{\frac{1}{\gamma_0}}}{\gamma_0} \int \frac{dp}{p^{\frac{1}{\gamma_0}}} = \frac{p_0^{\frac{1}{\gamma_0}}}{\gamma_0} \frac{p^{1-\frac{1}{\gamma_0}}}{1-\frac{1}{\gamma_0}}.$$

(3.51) дан яна бир марта фойдалансак, қуйидагини оламиз:

$$\int \frac{dp}{\gamma} = \frac{v^{\frac{1}{n}}}{\gamma} \frac{p^{1-\frac{1}{n}}}{1-\frac{1}{n}}.$$

Натижада (3.40) тенглама қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{v^2}{2g} + \frac{n}{n-1} \frac{p}{\gamma} + z - h_n = \text{const.} \quad (3.52)$$

Тенгламани иккита кесим учун ёзамиз:

$$\frac{v_1^2}{2g} + \frac{n}{n-1} \frac{p_1}{\gamma_1} + z_1 = \frac{v_2^2}{2g} + \frac{n}{n-1} \frac{p_2}{\gamma_2} + z_2 + h_{1-2}. \quad (3.53)$$

Бу тенглама реал газлар оқими учун Бернулли тенгламасидир. Суюқлик учун Бернулли тенгламаси учта қиймат v , p , z ни боғлаган бўлса, бу тенглама тўртта қиймат v , p , z , γ ни боғлайди. Шунинг учун газлар ҳаракати текширилганда Бернулли тенгламаси (3.21) билан биргаликда фойдаланилади.

1.37-§. Гидравлик ва пьезометрик қияликлар ҳақида тушунча

Гидравликада ҳисоблаш ишларини бажаришда гидравлик l ва пьезометрик l_p қияликлардан фойдаланилади.

Босим чизигининг узунлик бирлигига тўғри келган пасайиши гидравлик қиялик деб аталади.

1.38-расмда оқим учун босим ва пьезометрик чизиклар келтирилган. Бу чизиклар умумий ҳолда эгри чизик бўлиб, расмда тўғри чизик кўринишда тасвирланган. Гидравлик қияликнинг таърифидан кўриниб турибдики, унинг ўртача қиймати $l - l$ ва $2 - 2$ кесимлар орасидаги қиялик орқали қуйидагича аниқланади:

$$l_{1-2} = \frac{\left(\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) - \left(\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \right)}{l_{1-2}} = \frac{H_{1-2}}{l_{1-2}} \quad (3.54)$$

бу ерда l_{1-2} — биринчи ва иккинчи кесимлар орасидаги масофа; H_{1-2} — шу масофа орасида дам (босим) нинг пасайиши.

Агар босим чизиғи эгри чизиқ бўлса, у ҳолда гидравлик қиялик дифференциал кўринишда ёзилади:

$$I = \frac{dH}{dl} = \frac{d\left(\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z\right)}{dl}$$

Пьезометрик чизиқнинг узунлик бирлигига тўғри келган пасайиши пьезометрик қиялик деб аталади. Биринчи ва иккинчи кесим орасидаги (1.38-расм) ўртача пьезометрик қиялик қуйидагича аниқланади:

$$I_{p_{1-2}} = \frac{\left(\frac{p_1}{\gamma} + z_1\right) - \left(\frac{p_2}{\gamma} + z_2\right)}{l_{1-2}} \quad (3.55)$$

Пьезометрик қиялик I_p пьезометрик чизиқ эгри чизиқ бўлганда дифференциал кўринишда аниқланади:

$$I_p = - \frac{d\left(\frac{p}{\gamma} + z\right)}{dl}$$

Текис ҳаракат вақтида тезлик ўзгармаганлиги ($v_1 = v_2$) учун гидравлик ва пьезометрик қияликлар тенг бўлади.

1.38-§. Гидравлик йўқотиш ҳақида тушунча. Гидравлик йўқотишнинг турлари

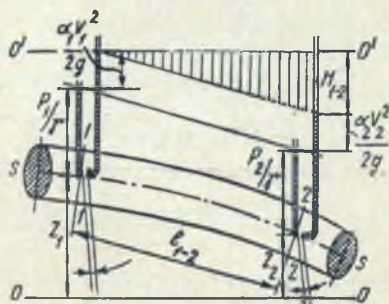
Реал суюқликларда икки кесим орасида энергия йўқотилишини H_{1-2} билан белгиладик. Бу йўқотиш суюқликлардаги қовушоқлик кучи ҳисобига бўлади, яъни у шу кучни енгишга сарф бўлади.

Трубопроводлардаги ҳаракатни текширганимизда масала асосан ишқаланиш кучини енгиш учун сарф бўлган йўқотишни ҳисоблашга келади. Бу ҳолда трубанинг $1-1$ ва $2-2$ кесимларининг сирти тенг бўлгани учун тезликлари ҳам тенг бўлади (1.39-расм), яъни ҳаракат текис бўлади. $1-1$ ва $2-2$ кесимлар орасидаги суюқлик усгунига таъсир қилувчи кучлар:

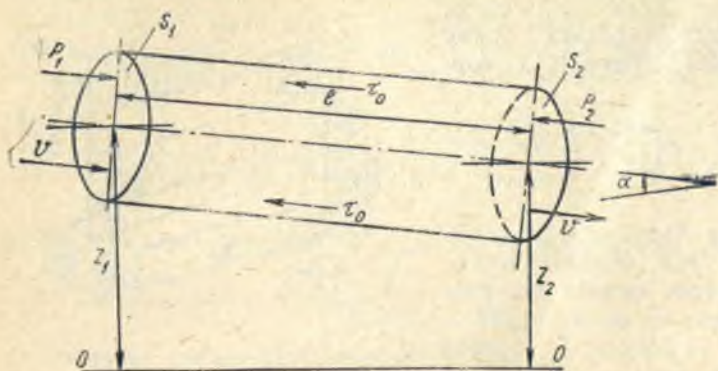
- 1) $P_1 = p_1 \cdot S$ ва $P_2 = p_2 \cdot S$ — босим кучлари;
- 2) $G = \gamma S l$ — оғирлик кучи;
- 3) $T = \tau \pi D l$ — ишқаланиш кучидир.

$1-1$ ва $2-2$ кесимлар орасидаги суюқликнинг мувозанат ҳолати тенгламаси унга таъсир қилаётган кучлар орқали қуйидагича ёзилади:

$$P_1 - P_2 + G \sin \alpha - T = 0.$$



1.38-расм Гидравлик ва пьезометрик қияликлар.



1.39- расм. Гидравлик йўқотиш тушунчасига доир.

$\sin \alpha = \frac{z_1 - z_2}{l}$ эканлигини ҳисобга олсак, юқоридаги тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$p_1 S - p_2 S + \gamma S l \cdot \frac{z_1 - z_2}{l} + \tau \pi D l = 0.$$

Бундан текис ҳаракат учун Бернулли тенгламаси келиб чиқади:

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \frac{\tau \pi D l}{\gamma S}.$$

Бу тенгламани (3.48) тенглама билан солиштирсак ва уни текис ҳаракат ($v_1 = v_2$) учун қўлласак, гидравлик йўқотиш учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$h_{1-2} = \frac{\tau \pi D l}{\gamma S}, \quad (3.56)$$

бу ерда l —оқим узунлиги; D —труба диаметри. Гидравлик йўқотиш, одатда, икки турга ажратилади:

1. **Узунлик бўйича** (ишқаланиш кучига сарф бўлган) йўқотиш оқим узунлиги бўйича ҳаракат ҳисобига вужудга келади, ва унинг узунлигига боғлиқ бўлади. Бу йўқотиш (3.56) формула кўринишида ифодаланади.

2. **Маҳаллий қаршилик** оқимнинг айрим қисмларида нотекис ҳаракат ҳисобига вужудга келади. Нотекис ҳаракатни вужудга келтирувчи қисмлар труба ёки ўзанининг кесим шакллари, ўзгарган жойлари (тирсаклар, тўсиқлар, кескин кенгайишлар, кескин торайишлар, кранлар ва ҳ.) булиб, бу ердаги гидравлик йўқотиш узунликка боғлиқ эмас.

Умумий гидравлик йўқотиш бу икки йўқотишнинг йиғиндисига тенг

$$H_n = H_l + H_m \quad (3.57)$$

бу ерда H_l —узунлик бўйича йўқотиш; H_m —маҳаллий қаршилик.

Гидравлик йўқотиш суюқликнинг кинетик энергиясига боғлиқ бўлиб, энергия ортиши билан ортади, камайиши билан эса камайди. Шунинг учун гидравлик йўқотишни суюқлик кинетик энергиясига пропорционал қилиб олинади.

1.39-§. Тезлик ва сарф ўлчаш усуллари ҳамда асбоблари

Суюқлик сарфини ва тезлигини ўлчашнинг энг осон усули ҳажмий ва оғирлик усулларидир.

1. Ҳажмий усулда текшириладиган оқимдан суюқлик махсус даражаланган идиш (мензурка) га тушади. Идишнинг тўлиш вақти секундомер ёрдамида аниқ ўлчанади. Агар идишнинг ҳажми V , ўлчанган вақт T бўлса, ҳажмий сарф қуйидагига тенг бўлади:

$$Q = \frac{V}{T}.$$

Оқимнинг ҳаракат кесими маълум бўлса, унинг тезлиги (3.4) формула билан аниқланади.

2. Оғирлик усулида бирор идишга оқимдан суюқлик туширилади. Тарозида ўлчаш йўли билан идишдаги суюқликнинг оғирлиги топилади. Идишнинг тўлиш вақти T бўлса, оғирлик сарфи қуйидагига тенг:

$$G = \frac{GV}{T}.$$

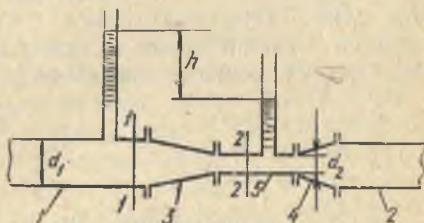
Суюқликнинг ҳажмий сарфи оғирлик бўйича сарфини солиштирма оғирликка бўлиш йўли билан аниқланади:

$$Q = \frac{G}{\gamma}.$$

Бу усуллар, албатта, кичик миқдордаги сарфларни ўлчаш учун қўлланилади. Катта сарфларни ўлчаш учун эса жуда катта ўлчов идишлари керак бўлади. Иккинчидан, трубопровод ва каналларда сарфни юқоридаги усул билан ўлчаганда оқимнинг тузилиши ўзгаради ва ўлчаш натижаси катта хатолар билан чиқади. Шунинг учун кўпинча трубалар ва каналлардаги сарф бошқа усуллар билан ўлчанади.

3. Вентури сув ўлчагичи махсус трубадан сув ўтишига асосланган бўлиб, тузилиши содда ва ҳаракатланувчи қисмлари йўқдир (1.40-расм). Бу асбоб талабга қараб вертикал ёки горизонтал жойлаштирилади. Унинг горизонтал ҳолдагисини қўрамиз.

Вентури сув ўлчагичи ик-



1.40-расм. Вентури сув ўлчагичи

кита бир хил d_1 диаметри 1 ва 2 труба булакларидан ташкил топган бўлиб, улар 3 ва 4 диффузорлар ҳамда кичик d_2 диаметри труба бўлаги (патрубок) орқали туташтирилгандир. Унинг 1—1 ва 2—2 кесимларига пьезометрик найчалар ўрнатилган бўлиб, улар шу кесимлардаги босимлар фарқи h ни кўрсатади. Труба горизонтал бўлгани учун ($z_1 = z_2$), 1—1 ва 2—2 кесимларига Бернулли тенгласи қуйидагича ёзилади:

$$\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} = \frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma},$$

бундан

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g},$$

лекин $\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = h$ бўлгани учун

$$h = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g}.$$

Узилмаслик тенгласи (3.14) га асосан

$$v_1 = v_2 \frac{S_2}{S_1},$$

у ҳолда

$$h = \frac{v_2^2}{2g} \left[1 - \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2 \right].$$

бундан 2—2 кесимдаги тезликни топамиз:

$$v_2 = \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2}}. \quad (3.58)$$

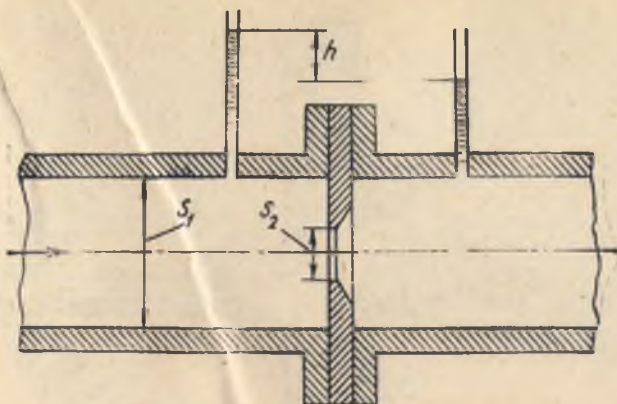
У ҳолда суюқлик сарфи қуйидагича аниқланади:

$$Q = v_2 S_2 = S_2 \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2}}. \quad (3.59)$$

Бу формула идеал суюқлик учун чиқарилган. Ҳақиқатда икки кесим ўртасида босим пасайиши ва тезликларнинг кесим бўйича бир текис тарқалмаганлиги учун юқоридаги формула бўйича олинган натижа ҳақиқий сарфдан фарқ қилади. Шунинг учун сарф формуласига тузатма коэффициент m ни киритамиз:

$$Q = m S_2 \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2}}.$$

m коэффициентининг қиймати турли сув ўлчагичлар учун ҳар хил бўлиб, улар тегишли сув ўлчагич учун тажрибада аниқлаб



1.41- расм Сув ўлчагич шайба.

қўйилади. Ҳисоблаш ишларида сарф, одатда, қуйидаги содда-лаштирилган формула билан ҳисобланади:

$$Q = c\sqrt{h}, \quad (3.60)$$

бу ерда

$$c = mS_2 \sqrt{\frac{2g}{1 - \left(\frac{S_2}{S_1}\right)^2}}$$

коэффициент *сув ўлчагич доимийси* деб аталади ва ҳар бир берилган сув ўлчагич учун ҳисоблаб қўйилади.

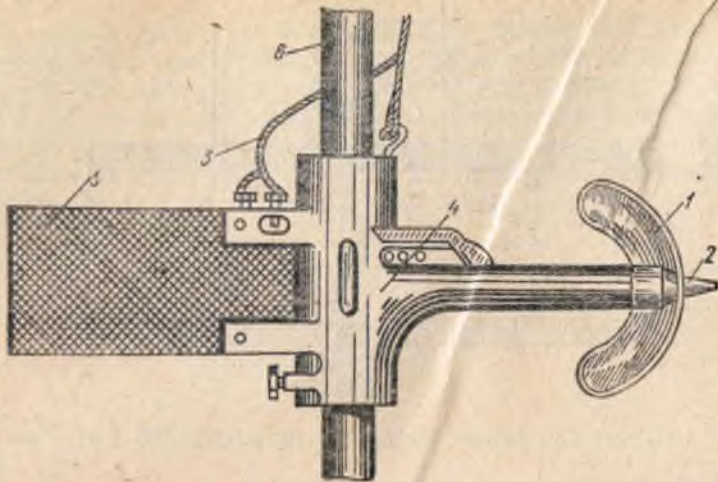
4. Сув ўлчагич шайба (диафрагма) икки труба бўлаги ўртасига ўрнатилган ҳалқадан иборат бўлиб (1.41-расм) унинг ички айланма тешигининг чеккалари 45° бурчак остида қияланган ёки оқиб ўтувчи оқимча шаклида силлиқланган (сопло кўринишда) бўлади. Ҳалқанинг икки томонига икки пьезометр ёки дифференциал манометр ўрнатилган бўлиб, улар диафрагманинг икки томонидаги босимлар фарқини аниқлашга ёрдам беради.

Сарф пьезометрлардаги суюқлик сатҳларининг фарқи орқали, қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$Q = c_1\sqrt{h}. \quad (3.61)$$

c_1 коэффициент ҳар бир диафрагма учун тажриба асосида аниқланади.

5. Вертушка вал 2 га ўрнатилган айланма куракчалар 1 га эга бўлган ғилдирак бўлиб, асосий корпусга маҳкамланади (1.42-расм). Вертушка сув оқимига тўғри йўналтирилиши учун корпус 4 га қанотча ўрнатилган. Вертушкadan ўтказгичлар 3 электр қўнғироқ тортилган бўлиб, куракчалар айланганда электр занжирини туташтиради ва қўнғироқ жиринглайди ёки махсус счётчик айланиш сонини автоматик ҳисоблайди. Сувга туширилган вертушкаларнинг куракчалари сувнинг тезлигига қараб секинроқ ёки



1.42- расм. Пирилдоқ.

тезроқ айланади. Шунинг учун суюқликнинг тезлиги счётчикнинг кўрсаткичи ёки вақт бирлигида қўнғироқнинг жиринглаш сонига қараб аниқланади. Каналларда суюқлик сарфини топиш учун уларнинг кўндаланг кесимини $\Delta S_1, \Delta S_2, \Delta S_3 \dots$ элементар юзаларга бўлиб чиқамиз (1.43- расм). Бу юзаларнинг геометрик марказларида тезликларни вертушка ёрдамида ўлчаб, уларни юзаларга кўпайтирсак, ҳар бир кесим бўйича сарф келиб чиқади:

$$q_1 = \Delta S_1 v_1; \quad q_2 = \Delta S_2 v_2; \dots, q_n = \Delta S_n v_n.$$

Каналда оқаётган суюқлик сарфи бу сарфларнинг йиғиндисига тенгдир;

$$Q = \sum_{i=1}^n q_i = \Delta S_1 v_1 + \Delta S_2 v_2 + \dots + \Delta S_n v_n. \quad (3.62)$$

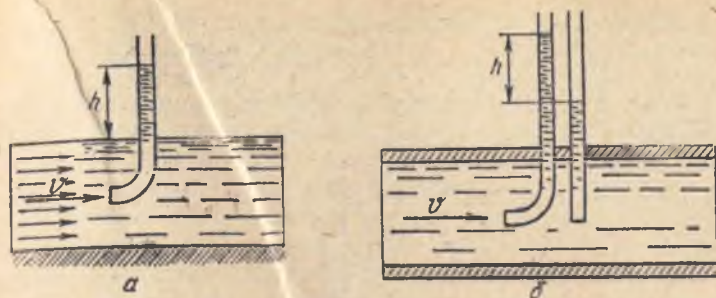
Бу усул гидрометрик ўлчашларда энг кўп қўлланиладиган усул-дир.

6. Пито найчаси учи тўғри бурчак ҳосил қилиб эгилган найча бўлиб, унинг эгилган учи суюқлик оқими йўналишига қарама-қарши қилиб қўйилади.



1.43- расм. Каналларнинг кесимини элементар юзаларга бўлиш.

Найчанинг иккинчи учи суюқликдан ташқарига чиқиб туради (1.44- расм, а). Бу ҳолда озод сиртда ва найчадаги суюқлик сатҳида босим атмосфера босимга тенг. Шунинг учун найчадаги суюқликнинг баландлиги h оқим-



1.44- расм. Тезлик ўлчагич найчалар.

нинг тезлик босимини беради, яъни

$$h = \frac{v^2}{2g}$$

Бундан тезликни топиш формуласи келиб чиқади:

$$v = \sqrt{2gh}. \quad (3.63)$$

Тезликнинг ҳақиқий миқдори (суюқлик туширилган найча ҳаракат тартибини бузганлиги учун) охириги формула билан ҳисобланган миқдорга тўғри келмайди. Шунинг учун бу формулага тузатиш коэффициентини a киритилади:

$$v = a\sqrt{2gh}, \quad (3.64)$$

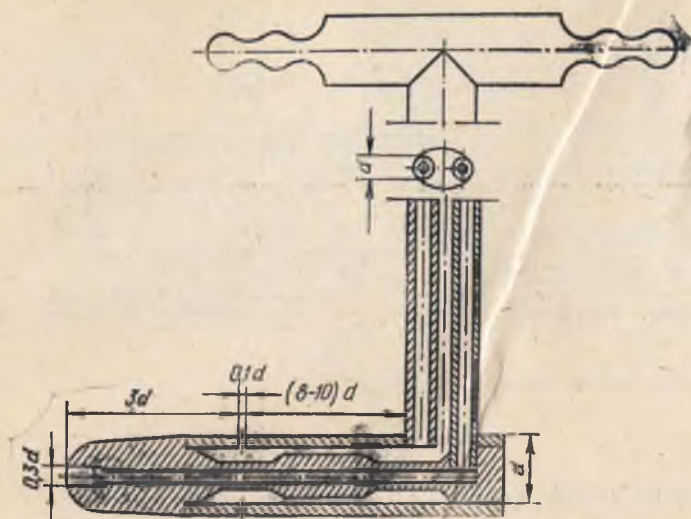
бу ерда a — коэффициент; у ҳар бир найча учун тажриба йўли билан аниқлаб қўйилади.

Пито найчаси очиқ сиртли оқимларда тезликни ўлчаш учун қўлланилади.

7. **Прандтль найчаси** Пито найчасининг қулайлаштирилгани бўлиб, у трубалардаги тезликларни ўлчаш учун қўлланилади (1.44- расм, б) ва иккита найчадан иборат бўлади. Улардан бири Пито найчаси ва иккинчиси пьезометрдир. Пьезометрдаги суюқлик баландлиги пьезометрик босим $\frac{p}{\gamma}$ ни берса, Пито найчасидаги суюқлик баландлиги тўлиқ босим $\frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}$ ни беради. Шунинг учун бу икки найчадаги баландликлар фарқи тезлик босимини беради ва унинг ёрдамида тезлик топилади:

$$v = a\sqrt{2gh}. \quad (3.65)$$

Ҳозирги мавжуд асбобларда бу иккита найча битта катта найча ичига жойлаштирилган (1.45- расм) бўлиб, уларнинг учлари микроманометр ёки дифференциал манометрларга туташтирилган. Агар манометрлардаги суюқлик оқибган суюқликдан фарқ қилса, Прандтль найчасининг учи туширилган нуқтадаги тезлик қу-



1.45- расм. Прандтль найчаси

йидаги формула билан топилади:

$$v = a \sqrt{2gh \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1 \right)}, \quad (3.66)$$

бу ерда h —дифманометр найчаларидаги сатҳлар фарқи; γ_1 ва γ —дифманометрдаги ва текширилаётган (оқаётган) суюқликлар солиштирма оғирликлари; a — тажрибадан топиладиган қиймати 1 дан 1,04 гача ўзгарувчи коэффицент. Прандтль найчаси ёрдамида суюқлик оқими кесимининг ҳар хил нуқталарида тезликни ўлчаб, бу кесим бўйича тезликнинг ўзгаришини ва сарфини топиш мумкин.

IV б о б. Суюқлик ҳаракатининг тартиблари ва гидродинамик ўхшашлик асослари

Амалда кўп ҳолларда турли трубопроводлар системасини ҳисоблашга тўғри келади. Бундай ҳисоблашлар химия, тўқимачилик, нефть саноатида, гидротехника иншоотларида ва бошқа кўпгина жойларда учрайдиган турли гидромашиналарнинг қисмлари, водопроводлар, иссиқлик алмаштиргичлар каби системалар учун қўлланилади. Бу системаларни ҳисоблаш уларда суюқликнинг қандай тезликда ва қандай шароитда оқишига боғлиқ. Шунга асосан суюқликлар ҳаракатининг турли тартиблари текширилади ва ҳаракат тартибига қараб турлича ҳисоблаш ишлари олиб борилади.

1.40-§. Сууюқлик ҳаракатининг икки тартиби. Рейнольдс критик сони

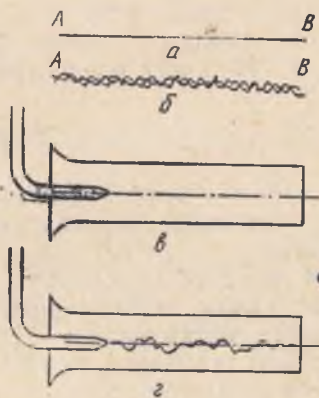
Кўп ҳолларда трубопроводлардаги сууюқлик текис ҳаракатда бўлади, яъни тезлик оқим йўналиши бўйича ўзгармайди. Бу ҳолда ҳаракатнинг қандай бўлишига, асосан, ички ишқаланиш кучи таъсир қилади. Бу ҳолда унинг икки кесимидаги босимлар фарқи ишқаланиш кучининг ва геометрик баландликлар фарқининг катта ёки кичиклигига боғлиқ бўлади. Бу кучларнинг таъсирида трубопроводлардаги ҳаракат тезлиги ҳар хил бўлиши мумкин. Тезликнинг катта-кичиклигига қараб сууюқлик заррачалари батартиб ёки бетартиб ҳаракат қилади. Бу ҳаракатлар, одатда, асосан икки тартибли ҳаракатга ажратилади: ламинар ҳаракат ва турбулент ҳаракат.

Ламинар ҳаракат вақтида сууюқлик заррачалари қават-қават бўлиб жойлашадилар ва улар бир қаватдан иккинчи қаватга ўтмайди. Бошқача айтганда, сууюқлик заррачалари оқимлар ҳаракатига кўндаланг йўналишда ҳаракатланмайди ва уни қуйидагича таърифлаш мумкин.

Агар ҳаракат фазосида бирор A нуқта танлаб олсак, шу нуқтада албатта сууюқликнинг бирор заррачаси бўлади. Ҳаракат натижасида шу заррача A нуқтадан силжиб унинг ўрнини бошқа заррача эгаллайди. Иккинчи заррача ҳам A нуқтада тўхтаб турмайди ва унинг ўрнини учинчи заррача эгаллайди ва ҳоказо. Энди A нуқтага биринчи келган заррача ҳаракатланиб, бирор B нуқтага AB чизиғи (1.46-расм, a) бўйича келса, унинг кетидан келган иккинчи заррача ҳам A нуқтадан B нуқтага AB чизиғи бўйича келса, учинчи заррача ҳам аниқ AB чизиғи бўйича юрса ва A нуқтага келган бошқа заррачалар ҳам AB чизиғи орқали B нуқтага келса, бундай ҳаракат *ламинар ҳаракат* дейилади. Баъзи вақтда ламинар ҳаракатнинг бундай тартиби *параллел оқимли ёки тинч ҳаракат* деб аталади.

Ламинар ҳаракатни тажрибада кузатиш учун сууюқлик оқаётган шиша трубаининг бошланғич кесимига шиша найча орқали рангли сууюқлик келтириб қўшиб юборсак, ранг сууюқликда аралашмасдан тўғри чизиқ бўйича оқим кўринишида кетади (1.46-расм, b).

Агар сууюқликнинг тезлигини ошириб борсак, ҳаракат тартиби ўзгариб боради. Тезлик маълум бир чегарадан ўтганидан кейин, заррачалар кинетик энергияси кўпайиб кетиши натижасида, улар кўндаланг йўналишда ҳам ҳаракат қила бошлайди. Натижада заррачалар ўзи ҳаракат қилаётган



1.46-расм. Ламинар ва турбулент ҳаракатга оид чизма.

қаватдан қўшни қаватга ўтиб, энергиясининг бир қисмини йўқотиб, ўз қаватига қайтиб келади. Оқим тезлиги жуда ошиб кетса, заррачалар бир қаватдан иккинчи қаватга тез ўта бошлайди. Натижада суюқлик ҳаракатининг тартиби бузилади. Бундай ҳаракат *турбулент ҳаракат* дейилади.

Юқорида айтганимиздек, A нуқтадан ўтаётган заррачаларни кўрсак, биринчи заррача B нуқтага текис чизиқ билан эмас, қандайдир эгри-бугри чизиқ бўйича келади. Ҳатто у нуқтага аниқ келмаслиги мумкин. Биринчининг кетидан келаётган иккинчи заррача ҳам A дан B га эгри-бугри чизиқ билан келади. Лекин бу чизиқ биринчи заррача юрган чизиқдан фарқ қилади. Учинчи заррача эса A дан B га учинчи эгри-бугри чизиқ билан келади. Шундай қилиб турбулент ҳаракатда ихтиёрий A нуқтадан ўтувчи ҳар бир суюқлик заррачаси B нуқтага ўзига хос эгри чизиқ билан келади (1.46-расм, б), баъзи заррачалар B нуқтага келмаслиги ҳам мумкин. Юқорида айтилган усул билан трубада оқаётган суюқлик оқимининг бошланғич кесимида ранг қўшиб юборсак, у тезликнинг маълум бир миқдоридан бошлаб эгри чизиқ бўйича кетади (1.46-расм, г). Тезликни оширишни давом этгирсак, ранг суюқликда бутунлай аралшиб кетади. Бундан кўринадики, суюқликнинг параллел оқимли тартиби бузилади. Суюқлик ҳаракатининг бу икки тартибини инглиз олими О. Рейнольдс тажрибада ҳар томонлама текширган ва натижаларини 1883 йилда эълон қилган. Рейнольдс суюқликлар ҳаракатининг муҳим қонуниятини кашф қилди. Суюқлик ҳаракатини тезликнинг оқим ўлчамига кўпайтмасининг қовушоқлик кинематик коэффицентига нисбатидан иборат ўлчовсиз миқдор характерлар экан. Бу миқдор оқимнинг ҳурматига *Рейнольдс сони* деб аталади ва формулаларда R_e билан белгиланади. Цилиндрик трубалардаги оқим учун Рейнольдс сони қуйидагича ҳисобланади:

$$R_e = \frac{v \cdot d}{\nu}. \quad (4.1)$$

Турли шаклдаги ноцилиндрик трубалар ва ўзанлардаги оқимлар учун Рейнольдс сони қуйидагича ўлчанади:

$$R_e = \frac{v \cdot d_{эқв}}{\nu} = \frac{5vR}{\nu}, \quad (4.2)$$

бу ерда d — трубанинг ички диаметри; $d_{эқв}$ — ўзан ёки ноцилиндрик трубанинг эквивалент диаметри; $d_{эқв} = 4R$; R — гидравлик радиус.

Рейнольдс аниқлашича, юқорида айтилган ўлчовсиз миқдорнинг кичик қийматларида ламинар ҳаракат бўлиб, унинг ошиб бориши натижасида у турбулент ҳаракатга айланади. (4.1) дан кўришиб турибдики, Рейнольдс сони R_e ошиши учун ё тезлик, ёки труба диаметри ортиш, ёки бўлмаса қовушоқлик кинематик коэффиценти камайиши керак.

Суюқликнинг ламинар ҳаракатдан турбулент ҳаракатга ўти-

шина Рейнольдс сони R_e нинг маълум критик миқдори билан аниқланади ва у Рейнольдс сони критик сони деб аталиб, $R_{e_{кр}}$ билан белгиланади. Бу сон цилиндрик трубалар учун $R_{e_{кр}} = 2320$.

Агар оқимни жуда силлиқ трубада, ҳар қандай энг кучсиз туртки ва тебранишлардан ҳоли бўлган шароитда текширсак, Рейнольдс критик сони 2320 дан ортиқ, ҳатто бир неча маротаба ортиқ бўлиши мумкин. Лекин Рейнольдс сони маълум бир қийматдан ўтганидан кейин ҳаракат, қандай эҳтиёт чоралари қўрилмасин, албатта турбулент бўлади. Бу сон Рейнольдс юқори критик сони деб аталади ва $Re_{кр.ю} = 10000$ га тенг бўлади. Бу сонга қиёс қилиб, юқорида келтирилган критик сон Рейнольдс қуйи критик сони $Re_{кр.қ} = 2320$ деб аталади. Рейнольдс сони $Re_{кр.қ}$ дан кичик бўлганда барқарор ламинар ҳаракат бўлади, у $Re_{кр.ю}$ дан катта бўлганда эса турбулент ҳаракат барқарорлашган бўлади. Агар Рейнольдс сони бу икки миқдор ўртасида, яъни $Re_{кр.қ} > Re > Re_{кр.ю}$, бўлса, турбулент ҳаракат беқарор бўлиб, бу ҳолатни ўткинчи тартиб дейилади. Шундай қилиб, суюқлик ҳаракатида асосан икки тартиб ламинар ва турбулент тартиб мавжуд. Бу тушунчани яна аниқроқ ифодаласак, у ҳолда уч хил тартиб мавжуд бўлиб, улар Рейнольдс сонига боғлиқ:

ламинар тартиб $R_e < 2320$ да;

ўткинчи тартиб $2320 > R_e > 10000$ да;

3) барқарорлашган турбулент тартиб $R_e > 10000$ да.

Суюқлик ҳаракатини текширишда ва турли гидросистемаларни ҳисоблашда ҳаракат тартибининг қандай бўлишига қараб фойдаланиладиган формулалар ва миқдорлар турлича бўлади. Шунинг учун турли ҳисоблашларни бажаришдан олдин ҳаракатнинг ламинар ёки турбулент тартибда эканлигини (4.1) формула ёрдамида аниқлаб олиш зарур бўлади.

Суюқликларда ички қаршиликлар ҳам ҳаракат тартибига қараб ҳар хил ҳисобланади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, ламинар ҳаракат вақтида босимнинг пасайиши ўртача тезликнинг биринчи даражасига

$$H_{1-2} = k_d v,$$

турбулент ҳаракатда эса унинг n — даражасига пропорционал бўлади.

$$H_{1-2} = k_T v^n$$

бу ерда K_d , K_T — ламинар ва турбулент ҳаракат учун пропорционаллик коэффициентлари; n — даража кўрсаткичи; у 1,75 ва 2 орасида ўзгаради. Рейнольдс сони ортиши билан даража кўрсаткичи n ортиб боради. Барқарор турбулент ҳаракат бўлганда $n = 2$ бўлади.

1.41-§. Гидродинамик ўхшашлик асослари. Гидродинамик ҳодисаларни моделлаш

Техникада гидравлик қурилмаларни яратиш ёки табиатдаги бирор воқеани текшириш учун лаборатория шароитида унинг кичрайтирилган моделларида тажрибалар ўтказилади ва бу тажрибалар натижасига қараб асосий қурилма ёки ҳодиса ҳақида хулоса чиқарилади. Моделларни ясаш ва уларда олинган натижаларни рostaкам нухасига ўтказиш учун модель билан рostaкам ҳодисани бир-бири билан боғловчи қонуниятларни билиш зарур бўлади. Рostaкам нуха билан модель ўртасидаги бу қонуниятлар ўхшашлик қонунматлари деб аталади ва уларни ўхшашлик ва моделлаш назарияси текширади.

Икки физик жараён ўхшаш бўлиши учун унинг барча параметрлари маълум бир муносабатда бўлиши керак ва бу муносабатлар турли параметрлар учун турлича бўлади.

Икки хил воқеанинг бир-бирига ўхшаш бўлиши учун, биринчидан уларнинг геометрик параметрлари ўхшаш бўлиши, иккинчидан, кинематик ва динамик параметрлари ўхшаш бўлиши керак.

Мисол учун сувнинг табиатда ёки техникада кузатилаётган ҳаракатида кавитация ҳодисаси мавжуд бўлса, унинг моделида геометрик ва кинематик ўхшашлик бўлишидан ташқари, худди шундай кавитация ҳодисаси мавжуд бўлиши керак. Ҳодисаларнинг ўхшашлиги физик ўхшашлик, вақт ўхшашлиги, чегаравий шартларнинг ўхшашлигини ҳам ўз ичига олиши керак. Булар икки ўхшаш ҳодисалар учун бир исмли миқдорларнинг нисбатлари бир хил қийматга эга бўлишини тақозо қилади. Масалан, бир ҳодиса учун узунлик ўлчамлар $l_1, l_2, l_3 \dots l_n$ бўлсин, биринчига ўхшаш иккинчи ҳодисанинг узунлик ўлчамлари эса $l'_1, l'_2, l'_3 \dots l'_n$ бўлсин. У ҳолда агар

$$\frac{l_1}{l'_1} = \frac{l_2}{l'_2} = \frac{l_3}{l'_3} = \frac{l_n}{l'_n} = \text{const} \quad (4.3)$$

бўлса, бу ҳодисалар геометрик ўхшаш бўлади. Хусусан $l_1, l_2, \dots l_n$ трубанинг узунлиги, диаметри, тезлик ёки бошқа параметрни ўлчанаётган нуқтанинг координаталари ва ҳоказо бўлиши мумкин. Юқорида айтилган ҳодисалар учун тезлик ўлчамлари $v_1, v_2, v_3, \dots, v_n$ ва $v'_1, v'_2, v'_3 \dots v'_n$ бўлсин. Агар

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

бўлса, бу ҳодисалар кинематик ўхшаш бўлади. Хусусан $v_1, v_2, \dots v_n$ ўлчаш олиб бирилаётган нуқталардаги тезликлардир.

Мазкур икки ҳодиса учун:

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

Бўлса, уларда вақт ўхшашлиги мавжуд.

Юқорида келтирилган (4.3), (4.4) ва (4.5) нисбатларнинг тенглигини ифодаловчи ўзгармас миқдорлар *ўхшашлик доимийси* деб аталади ва узунлик учун a_l тезлик учун a_v вақт учун a_t белгилар билан белгиланади. Шунингдек тезланиш учун a_a зичлик учун a_p , қовушоқлик учун a_μ ва ҳоказо ўхшашлик доимийларини киритиш мумкин. Ўхшашлик назариясида юқорида келтирилган ўхшашлик доимийлари икки ўхшаш ҳодиса учунгина бўлмай, бир қанча ўхшаш ҳодисалар учун бўлса, у ҳолда улар *ўхшашлик аниқловчиси* дейилади. Ўхшашлик аниқловчиларининг ўхшашлик доимийсидан яна бир фарқи улар бир қанча турли ўлчамлар комбинациясининг нисбати сифатида қурилиши мумкин. Масалан,

$$\frac{v_1 l_1 \nu_1}{v'_1 l'_1 \nu'_1} = \frac{v_2 l_2 \nu_2}{v'_2 l'_2 \nu'_2} = \dots = \frac{v_n l_n \nu_n}{v'_n l'_n \nu'_n} = \text{const}.$$

Агар ўхшашлик аниқловчиси оддий ўлчамлар нисбати билан ифодаланса, улар *симплекслар* дейилади. Агар ўхшашлик аниқловчиси ўлчамлар мураккаб комбинацияларининг нисбати сифатида ифодаланса, у ҳолда *ўхшашлик критериялари* дейилади. Мисол сифатида Ньютон иккинчи қонунини кўрамай. Биринчи ҳодиса учун у

$$F_1 = m_1 \frac{dv_1}{dt_1}. \quad (4.6)$$

Иккинчи ҳодиса учун эса

$$F_2 = m_2 \frac{dv_2}{dt_2}. \quad (4.7)$$

Иккинчи ҳодиса учун ўхшашлик доимийлари a_f , a_m , a_v , a_t ларни киритсак, (4.7) биринчи ҳодиса параметрлари орқали қуйидагича ифодаланеди:

$$a_f F_2 = a_m \frac{a_d}{a_t} m_2 \frac{dv_2}{dt_2}$$

ёки

$$\frac{a_f a_t}{a_m a_v} F_1 = m_1 \frac{dv_1}{dt_1}. \quad (4.8)$$

(4.6) билан (4.8) лар икки ўхшаш ҳодисалар учун ёзилганлиги сабабли улар бир хил бўлиши керак. Бунинг учун ўхшашлик доимийларидан ташкил топган қуйидаги ўзгармас миқдор бирга тенг бўлиши керак:

$$C = \frac{a_f a_t}{a_m a_v} = 1,$$

бундан

$$\frac{\frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{t_1}{t_2}}{\frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{v_1}{v_2}} = 1 \quad \text{ёки} \quad \frac{F_1 t_1}{m_1 v_1} = \frac{F_2 t_2}{m_2 v_2}.$$

Бу муносабатни бир неча ўхшаш ҳодисалар учун умумлаштирсак, қуйидаги ўхшашлик аниқловчисини оламиз:

$$Ne = \frac{Ft}{mv} = \text{const},$$

бу *Ньютон критерийси* дейилади.

Гидродинамик ўхшашликни қуйидаги критерил миқдорлар аниқлайди:

Струхал критерийси ёки гомохронлик критерийси

$$Sh = \frac{l}{vt}. \quad (4.9)$$

Рейнольдс критерийси

$$Re = \frac{vl}{\nu}. \quad (4.10)$$

Эйлер критерийси

$$Eu = \frac{p}{\rho v^2}. \quad (4.11)$$

Фруд критерийси

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

Бу критерил миқдорлар юқорида келтирилган усулни Навье — Стокс тенгламасига қўлаш йўли билан олинади.

Биринчи ҳодиса учун Навье — Стокс тенгламалар системасидан биринчи тенгламани ёзамиз:

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

бу ерда $g \cos \alpha_x$ оғирлик кучининг O_x ўқидаги проекцияси. Бу тенгламага (4.7) ва (4.8) лардаги каби ўхшашлик доимийсини киритсак, у қуйидаги кўринишга келади:

$$\begin{aligned} \frac{a_v}{a_t} \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{a_v^2}{a_l^2} \left(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) = \\ = -\frac{a_p}{a_\rho a_l} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{a_v}{a_l^2} \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + a_g g \cos \alpha_x. \end{aligned}$$

тенгламанинг икки томонини $\frac{a_v^2}{a_l}$ га бўлсак, у қуйидаги кўриниш-ни олади:

$$\begin{aligned} & \frac{a_l}{a_v a_t} \frac{\partial u_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + U_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = \\ & = - \frac{a_p}{a_p a_v^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{a_v}{a_v a_t} \cdot v \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) + \frac{a_g a_l}{a_v^2} g \cos \alpha_x. \quad (4.14) \end{aligned}$$

Икки ҳодиса ўхшаш бўлса, уларни ифодаловчи тенгламалар бир хил бўлади. Икки ҳодиса ўхшашлигидан (4.13) ва (4.14) тенгламалар бир хил бўлиши кераклиги келиб чиқади. Бундан кўринадик:

$$1) \frac{a_l}{a_v a_t} = 1; \quad 2) \frac{a_p}{a_p a_v^2} = 1; \quad 3) \frac{a_v}{a_v a_t} = 1; \quad 4) \frac{a_g a_l}{a_v^2} = 1.$$

Биринчи комбинациядаги ўхшашлик доимийларини ўз ўрнига қўйсак

$$\frac{\frac{l_1}{l_2}}{\frac{v_1}{v_2} \frac{t_1}{t_2}} = 1, \quad \text{яъни} \quad \frac{l_1}{v_1 t_1} = \frac{l_2}{v_2 t_2}.$$

Гидродинамик ўхшаш воқеалар учун Струхал критерияси бир хил бўлиши керак:

$$Sh = \frac{l}{vt} = \text{const.}$$

Икки комбинациядан

$$\frac{\frac{p_1}{p_2}}{\frac{\rho_1 v_1^2}{\rho_2 v_2^2}} = 1; \quad \frac{p_1}{\rho_1 v_1^2} = \frac{p_2}{\rho_2 v_2^2}.$$

Демак, гидродинамик ўхшаш воқеалар учун Эйлер критерияси ҳам бир хил бўлиши керак:

$$Eu = \frac{p}{\rho v^2} = \text{const.}$$

Учинчи комбинациядан

$$\frac{\frac{v_1}{v_2}}{\frac{v_1}{v_2} \frac{l_1}{l_2}} = 1; \quad \frac{v_1 l_1}{v_1} = \frac{v_2 l_2}{v_2}.$$

Ўхшаш воқеалар учун юқоридагилардан ташқари Рейнольдс критерияси ҳам бир хил бўлиши керак:

$$Re = \frac{vl}{\nu} = \text{const.}$$

Тўртинчи комбинациядан

$$\frac{\frac{g_1}{g_2} \frac{l_1}{l_2}}{\frac{v_1^2}{v_2^2}} = 1; \quad \frac{v_1^2}{g_1 l_1} = \frac{v_2^2}{g_2 l_2}.$$

Гидродинамик ҳодисалар ўхшаш бўлиши Фруд критериясининг ҳам бир хил бўлишини тақозо қилади:

$$Fr = \frac{v^2}{gl} = \text{const.}$$

Юқорида кўриб ўтилганлардан гидродинамик ўхшашлик тўртта тенгликнинг бажарилиши билан таъминланади. Бундан келиб чиқадикки, бу критериял миқдорлар ўртасида қандайдир муносабат мавжуд бўлиб, у

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

кўринишида ифодаланади.

Агар ҳаракат барқарор бўлса, у ҳолда (4.15) нинг ўрнига

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

муносабатдан фойдаланамиз.

(4.15) ва (4.16) муносабатлар критериял тенгламалар деб аталади ва Навье — Стокс тенгламасини ечиб бўлмайдиган ҳолларда улардан фойдаланилади. Бу муносабатларнинг Навье — Стокс тенгламасидан фарқи шундаки, улар критериял миқдорлар ўртасидаги боғланишни ноаниқ кўринишда ифодалайди. Навье — Стокс тенгламаси эса ҳаракат параметрлари орасидаги боғланишни аниқланган кўринишда беради, лекин кўп ҳолларда бу тенгламани ечиш қийин, баъзан эса ечиш мумкин эмас.

Критериял тенгламалардан фойдаланиш учун текширилаётган воқеанинг моделини лаборатория шароитида яратиб, унда тажриба ўтказамиз. Тажрибадан олинган натижаларни эса (4.15) ёки (4.16) тенгламани аниқланган кўринишга келтириш учун фойдаланамиз. Кўп ҳолларда (4.16) тенгламани ҳам соддалаштириб, оғирлик кучи ҳаракатга кам таъсир этадиган ҳолларга

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

кўринишда қўллаймиз. Охириги тенглама юқори босим остида бўладиган ҳодисалар учун яқин келади.

V боб. СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ЛАМИНАР ҲАРАКАТИ

1.42- §. Тезликнинг цилиндрик труба кесими бўйича тақсимланиши

Қовушоқ суюқликлар трубада ламинар ҳаракат қилганда унинг оқимчалари бир-бирига параллел ҳаракат қилади. Труба деворлари эса унга ёпишиб қолган суюқлик заррачалари билан қопланади. Шундай қилиб, труба деворидаги суюқлик заррачаларининг тезлиги нолга тенг. Суюқликнинг деворга ёпишган қаватидан кейинги қавати эса суюқлик заррачалари билан қопланган труба девори устида сирпаниб боради. Агар труба ичидаги суюқликни ҳаёлан чексиз кўп юқа қаватларига ажратсак, у ҳолда ҳар бир қават ўзидан олдинги қават сиртида силжиб боради. Юқорида айтилганга кўра труба девори сиргидаги қаватнинг тезлиги нолга тенг бўлиб, труба ўқиға яқинлашган сари тезлик ошиб боради. Ўқда эса тезлик максимал қийматга эга бўлади. Шунинг учун труба ичидаги ишқаланиш кучи Ньютон қонуни билан ифодаланеди:

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

Труба ичида узунлиги l ва радиуси r бўлган элементар найча ажратиб оламиз (1.47-расм). Бу найчанинг юзалари dS бўлган $1-1$ кесими бўйича p_1 босим, $2-2$ бўлган кесими бўйича эса p_2 босим таъсир қилсин. Радиуси R бўлган текширилаётган трубадаги ҳаракат горизонтал ва текис бўлсин. У ҳолда элементар найчага таъсир қилаётган кучлар

$1-1$ кесимдаги босим кучи

$$P_1 = p_1 dS,$$

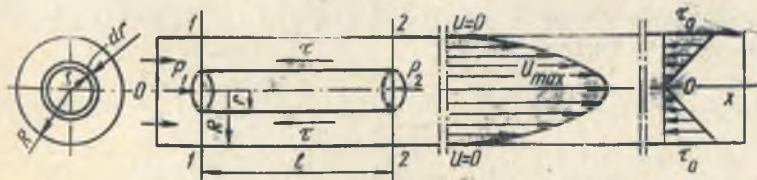
$2-2$ кесимдаги босим кучи

$$P_2 = p_2 dS,$$

ишқаланиш кучи

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

дан иборат.



1.47-расм. Ламинар ҳаракатда тезликнинг труба кесими бўйича тақсимланиши.

У ҳолда элементар найчанинг мувозанат шартидан қуйидагини ёза оламиз:

$$P_1 - P_2 - T = 0.$$

Элементар найча кесими $dS = \pi r^2$ эканлигини назарда тутиб, (5.1) дан қуйидаги тенгламани келтириб чиқарамиз:

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

Бу тенгламадан ушбу дифференциал тенгламани келтириб чиқарамиз:

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

Охириги тенгламанинг ўзгарувчиларини ажратамиз

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

ва чап томонини u дан 0 гача, ўнг томонини эса r дан R гача интеграллаб, тезлик учун муносабат келтириб чиқарамиз:

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

Ҳосил қилинган тенглама парабола тенгламаси бўлиб, у тезликнинг цилиндрлик труба кесими бўйича тақсимланишини кўрсатади. (5.3) дан кўриниб турибдики, трубадаги ҳаракат тезлиги $r=0$ да максимумга эришади

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

Демак, цилиндрлик трубада ламинар ҳаракат тезлиги кўндаланг кесимда парабола қонуни бўйича тақсимланган бўлади. Тезликнинг максимал қиймати эса трубанинг ўқи бўйича йўналган бўлади. Энди трубада оқаётган суюқликнинг сарфини топамиз. Эни dr га тенг бўлган ҳалқа бўйича оқаётган (1.47-расм) элементар сарф қуйидагига тенг бўлади:

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

Охириги тенгликка (5.3) дан тезликнинг формуласини қўйсақ, қуйидагини оламиз:

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

Бу тенгликнинг чап томонини 0 дан Q гача, ўнг томонини эса 0 дан R гача интеграллаб

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

муносабатни оламиз.

Бу ҳолда ўртача тезликни шундай топамиз:

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

(5.6) ва (5.4) муносабатларни солиштириб, трубада ламинар ҳаракат вақтида ўртача тезлик билан максимал тезлик орасидаги муносабатни топамиз:

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

Демак, цилиндрик трубада ламинар ҳаракат вақтида ўртача тезлик максимал тезликдан икки маротаба кичик экан.

1.43-§. Труба узунлиги бўйича босимнинг пасайиши (Пуазейл формуласи)

Энди трубада оқаётган суюқлик энергиясининг ишқаланишни энгшига сарфланишини текшираемиз. Аввал труба кесими бўйича ишқаланиш кучининг тақсимланишини кўраемиз. Бунинг учун Ньютон қонуни формуласига тезлик формуласи (5.3) ни қўямиз. У ҳолда

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

Бу формуладан кўриниб турибдики, ишқаланиш кучи труба ўқида нолга тенг бўлиб, унинг ўқидан деворларига қараб чизиқли орғиб боради ва девор сиртида энг катта қийматга эришади (1.47-расм). (3.56) тенгламада цилиндрик трубадаги узунлик бўйича гидравлик йўқотишни ишқаланиш кучи орқали берилган эди. Энди бу формулага (5.8) муносабатни қўйсак.

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

Кесимлардаги босим фарқи ($p_1 - p_2$) ни (5.6) формуладан ўртача тезлик орқали ифодаласак:

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

ва гидравлик йўқотиш формуласига қўйсак, қўйдаги муносабатни оламиз:

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

У ҳолда гидравлик қиялик учун формула чиқариш қийин эмас. Бунинг учун (5.9) нинг икки томонини l га бўламиз

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

ва охириги тенгликни қуйидагича ёзамиз:

$$J = \frac{2 \cdot 32\nu}{gD^2Dv} v^2 = \frac{64\nu}{vD2gD} v^2.$$

Цилиндрик трубалар учун Рейнольдс сони

$$Re = \frac{vD}{\nu}$$

кўринишда ёзилгани учун

$$J = \frac{64}{Re^2 2gD} v^2.$$

Демак, ламинар ҳаракат вақтида гидравлик қиялик ва босимнинг пасайиши Рейнольдс сонига боғлиқ экан. $\frac{64}{Re}$ кўринишдаги миқдорни гидравликада λ билан белгиланади:

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

ва ишқаланиш қаршилиги коэффиценти деб аталади. У ҳолда энергиянинг йўқолиши ва гидравлик қиялик учун қуйидагича Дарси — Вейсбах формуласини оламиз:

$$H_e = \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g},$$

$$J = \lambda \frac{l}{D} \cdot \frac{v^2}{2g}. \quad (5.12)$$

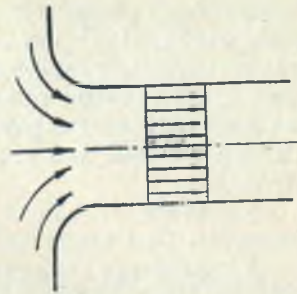
Шундай қилиб, ламинар ҳаракат вақтида труба узунлиги бўйича босимнинг пасайиши ва гидравлик қиялик солиштирма кинетик энергияга чизиқли боғлиқ экан.

1.44-§. Оқимнинг бошланғич бўлаги

Юқориди айтиб ўтилган ҳаракат қонунлари трубадаги барқарорлашган ламинар оқимлар учун тўғридир. Ҳақиқатда эса, трубага энди кирган суюқлик бошланғич кесимдан бошлаб маълум масофа ўтгандан кейингина ламинар ҳаракатга доир бўлган парабolik қонун бўйича тақсимланган бўлади.

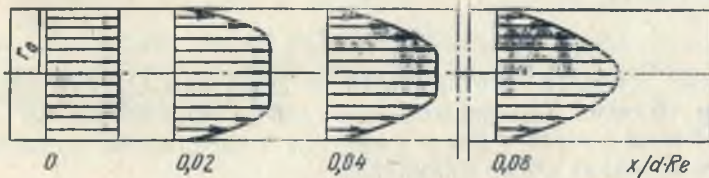
Ламинар ҳаракатнинг трубада ривожланишини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин. Ҳажми жуда катта идишдан суюқлик трубага кирсин ва труба қисмининг чеккалари яхшилаб думалоқланган бўлсин. Бу ҳолда бошланғич кесимда тезлик деярли ўзгармас бўлади. Бу қонун фақат *чегара* (ёки деворолди) *қатлам* деб аталувчи девор устидаги юпқа қаватдагина бузилади. Бу қаватда суюқликнинг деворга ёпишиши натижасида тезлик кескин камайиб, деворда нолга тенглашади. Шунинг учун кириш қисмида тезлик чизиги тўғри чизиқ кесмаси (1.48-расм) билан аниқ ифодаланади.

Кириш қисмдан узоқлашган сари деворлардаги ишқаланиш кучи таъсирида чегара қатламга яқин қаватларда ҳаракат секинлашиб боради ва натижада бу қатламнинг қалинлиги ошиб боради, ҳаракат эса секинлашиб боради. Оқимнинг ишқаланиш кучи ҳали таъсир қилмаган марказий қисми эса бир бутун ҳаракат қилишни давом этдиради, яъни бошқача айтганда марказий қаватларда тезлик деярли бир хил бўлгани ҳолда (оқаётган суюқликнинг ҳаракат миқдори ўзгармас бўлгани учун) чегара қатламда тезлик камайгани сабабли ядрода тезлик ошади.



1.48- расм. Найча киришидаги тезлик тақсимотига доир.

Шундай қилиб, трубанинг ўрта қисмида (ядро) тезлик ошиб боради, девор яқинида ўсиб борувчи чегара қатламда камаяди. Бу жараён чегара қатлам оқим кесимини бутунлай эгаллаб олмагунча ва ядро бутунлай йўқ бўлиб кетгунча давом этади (1.49-расм).



1.49- расм. Ламинар ҳаракатнинг трубада ривожланиб боришига доир чизма.

Шундан кейин оқимнинг ривожланиши тугаб, тезлик чизиги одатдаги ламинар оқимга хос параболик шаклни қабул қилади. Трубанинг бошланғич кесимидан доимий параболик тезлик вужудга келгунча бўлган бўлаги ламинар ҳаракатнинг *бошланғич бўлаги* деб аталади. Бу бўлакнинг узунлиги қуйидаги формула билан аниқланади:

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

Бу формуладан кўринадики, бошланғич бўлак Рейнольдс сонига ва трубанинг диаметрига пропорционал экан. Гидротехника курсида бу масалани назарий усул билан ҳал қилинган бўлиб, олинган формулалар тажрибадаги қийматларга жуда яқин келади.

1.45-§. Текис ва ҳалқасимон тирқишларда суюқликнинг ламинар ҳаракати

Юқорида биз ламинар ҳаракатнинг энг содда турларидан бири цилиндрик трубадаги текис ҳаракатни кўрган эдик. Техникада эса мураккаб ҳаракатлар кўп учрайди. Буларга текис ва ҳалқа-

симон тирқишлардаги ҳаракатларни мисол қилиб келтириш мумкин. Бундай ҳаракатлар гидравлик машиналар ва агрегатларни герметиклаш, уларнинг ҳаракатланувчи элементларини мустаҳкам беркитиш ишлари орада тирқиш қолдириб бажарилади. Поршенли насослар ва гидроузатмаларда плунжер билан цилиндр орасидаги тирқиш ҳам юқоридаги айтилган ҳаракатларга мисол бўла олади.

Узунлиги l , эни b , баландлиги c бўлган текис тирқишдаги ламинар, бир текис ҳаракатни кўрамиз (1.50-расм).

Кўриладиган тирқишда узунлиги l , эни b ва баландлиги y бўлган параллелепипед ажратамиз. Бу параллелепипедга $1-1$ кесими бўйича Ox ўқи йўналишида

$$P_1 = p_1 b y,$$

2-2 кесими бўйича

$$P_2 = p_2 b y$$

босим кучлари таъсир этади.

Параллелепипеднинг устки сиртига

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

ва остки сиртига

$$T_2 = \tau_0 b l$$

ишқаланиш кучлари таъсир этади ва улар ҳам Ox ўқи бўйича йўналган бўлади. Кўриладиган ҳажмдаги суюқликнинг мувозанатда бўлиши шарти бўйича юқорида келтирилган кучлардан қуйидаги тенглама ҳосил қилинади:

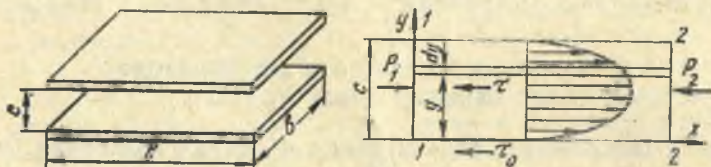
$$P_1 - P_2 - T_1 - T_2 = 0. \quad (5.14)$$

Бу тенглама қуйидаги кўринишга келади:

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

Суюқликнинг қовушоқлик шартига асосан тирқишнинг пастки деворида ($y=0$) тезлик нолга тенг. (5.15) тенгламанинг чап томонини 0 дан u гача, ўнг томонини 0 дан y гача интеграллаб, қуйидаги формулани оламиз:

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



1.50-расм. Текис тирқишда суюқликнинг ламинар ҳаракатига доир чизма.

Иккинчи деворда ($y = c$) ҳам тезлик нолга тенг. Бу шартдан фойдаланиб ушбу тенгликни ёзимиз:

$$0 = \frac{P_1 - P_2}{2\mu l} c^2 + \frac{\tau_0}{\mu} c.$$

Охирги тенгликдан τ_0 ни топамиз:

$$\tau_0 = \frac{P_1 - P_2}{2l} c$$

ва (5.16) га қўямиз. Натижада тезлик учун қуйидаги формулани оламиз:

$$u = -\frac{P_1 - P_2}{2\mu l} y (y - c). \quad (5.17)$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, текис тирқишдаги тезлик параболик қонунга бўйсунар экан. Тезлик $u = \frac{c}{2}$ да максимал қийматга эришади, яъни:

$$u_{\max} = \frac{P_1 - P_2}{8\mu l} c^2. \quad (5.18)$$

Суюқлик сарфини топиш учун қалинлиги dy га тенг бўлган элементар қаваг олиб, унинг кўндаланг кесимидан оқаётган суюқликнинг сарфини топамиз:

$$dQ = b dy \cdot u.$$

У ҳолда суюқлик сарфи қуйидагича аниқланади:

$$\begin{aligned} Q &= \int_S dQ = b \int_0^c u dy = b \int_0^c \frac{P_1 - P_2}{2\mu l} (c - y) y dy = \\ &= b \frac{P_1 - P_2}{2\mu l} \int_0^c (c - y) y dy = \frac{P_1 - P_2}{2\mu l} b \left(\frac{c^2}{2} - \frac{c^3}{3} \right) = \frac{P_1 - P_2}{12\mu l} c^3 b. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Бу формула ёрдамида тирқишдан оқиб кетаётган суюқлик миқдорини аниқлаш мумкин.

Ўртача тезликни топиш учун сарфни оқимнинг кесимига бўламиз, яъни

$$v = \frac{Q}{S} = \frac{P_1 - P_2}{12\mu l} \frac{c^3 b}{cb} = \frac{P_1 - P_2}{12\mu} c^2 \quad (5.20)$$

(5.18) ва (5.20) тенгламаларни ўзаро таққослаб, ўртача тезлик билан максимал тезлик ўртасидаги боғланишни топамиз: $v = \frac{2}{3} u_{\max}$. Бундан кўринадики, кўриладиган ҳолда максимал тезлик ўргача тезликдан бир ярим марта катта экан.

Текис тирқишдан оқаётган суюқлик учун гидравлик йўқотиш-ни топамиз:

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

(5.20) дан $(p_1 - p_2)$ ни ўртача тезлик орқали қуйидагича ифода-лаб

$$p_1 - p_2 = \frac{12\mu l}{c^2} v,$$

уни гидравлик йўқотиш формуласига қўйсак, ушбу муносабат ҳосил бўлади.

$$H_e = \frac{12\mu l}{\gamma c^2} v.$$

Тирқишнинг гидравлик радиуси

$$R = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{l \cdot b}{2(c + b)} \approx \frac{c}{2}$$

бўлишини ва Рейнольдс сони $R_e = \frac{v^4 R}{\nu}$ ни назарга олиб, гидрав-лик йўқотишни қуйидагича ёзамиз:

$$H_e = \frac{12\mu l}{\gamma c^2} v = \frac{24l}{\frac{v^4 R}{\nu}} \frac{v^2}{2g} = \frac{96}{\kappa_e \kappa_e} \frac{l}{2g} \frac{v^2}{2} \quad (5.21)$$

Агар цилиндрик трубадаги ламинар ҳаракат текширилгандаги каби

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

белгилашни киритсак, ушбу муносабатни оламиз:

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

Охирги муносабатдан фойдаланиб гидравлик қияликни ҳисоблаш формуласини оламиз:

$$J = \frac{H_e}{l} = \lambda \frac{1}{4R} \frac{v^2}{2g} \quad (5.24)$$

Бу олинган формулалар маълум ҳолларда концентрик ҳалқаси-мон тирқишлардаги ламинар ҳаракат учун ҳам қўлланилиши мумкин.

Масалан, плунжернинг диаметри d_1 тирқишнинг қалинлигидан жуда катта бўлса ($d_1 \gg c$), плунжер билан цилиндр орасидаги ҳалқасимон тирқиш учун қўлланилади. Бу ҳолда суюқлик сар-фини ҳисоблаш учун (5.19) даги b ўрнига $\pi \frac{d_1 + d_2}{2} = \pi (d_1 + c)$ ни қўйиш керак. Эксцентрик ҳалқасимон тирқишлар учун сарф-

ни ҳисоблашда эса (5.19) даги b ўрнига $\pi(d_1 + c)\left(1 + \frac{3}{2} \frac{l^2}{c^2}\right)$ ни қўйиш керак; бу ерда e — плунжер ва цилиндр ўқлари орасидаги эксцентриситет. Агар тирқишнинг қалинлиги плунжер диаметрига яқин миқдорларда ўлчанадиган бўлса, у ҳолда ҳалқасимон тарқишдаги ҳаракат учун бошқача формулалар чиқариш керак бўлади.

Диаметрлари d_1 ва d_2 , узунликлари l бўлган плунжер ва цилиндр орасидаги тирқишда (1.51-расм) ламинар ҳаракат қилаётган суюқлик оқимини текшираемиз. Радиуси r_1 ва r бўлган икки цилиндр орасидаги суюқлик мувозанатини кўраемиз.

$1 - l$ кесим юзаси бўйича Ox ўқи йўналишида

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

куч, $2 - 2$ кесим юзаси бўйича

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

куч таъсир қилади.

Ички цилиндр сирти бўйича

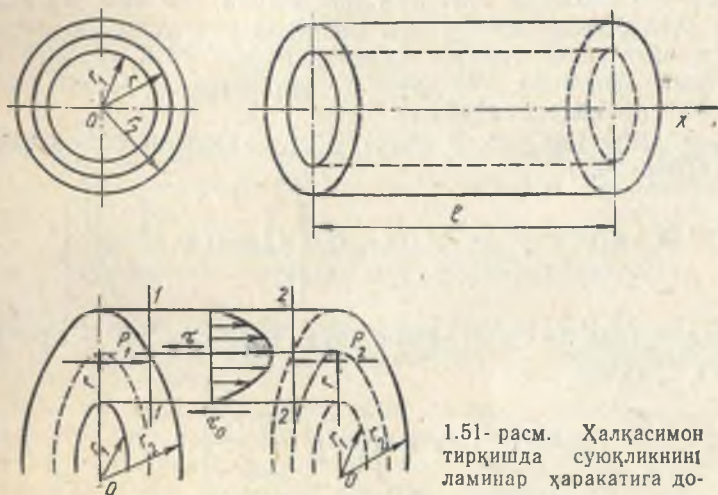
$$T_1 = \tau_0 2\pi r_1 l.$$

Ташқи цилиндр сирти бўйича эса

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

кучлар таъсир қилади. Бу ҳолда аввалги масаладаги каби суюқлик ҳажмининг мувозанат шarti бўйича қуйидаги тенгламани оламиз:

$$\frac{du}{dr} = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \frac{r^2 - r_1^2}{r} + \frac{\tau_0}{\mu r}. \quad (5.25)$$



1.51-расм. Ҳалқасимон тирқишда суюқликнинг ламинар ҳаракатига доир чизма

Суюқликнинг тезлиги $r = r_1$ да нолга тенг бўлади. Шунинг учун (5.25) тенгламанинг чап томонини 0 дан u гача, ўнг томонини r_1 дан r гача интеграллаб, ушбу муносабатни оламиз:

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r^2 - r_1^2) - 2 \ln \frac{r}{r_1} \right] + \frac{\tau_0}{\mu} \ln \frac{r}{r_1}. \quad (5.26)$$

Цилиндрнинг сиртида ($r = r_2$) ҳам тезлик нолга тенг. Шунинг учун

$$0 = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l} \left[(r_2^2 - r_1^2) - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} \right] - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\tau_0}{\mu} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Бу тенгликдан $\frac{\tau_0}{\mu}$ ни топамиз.

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

ва (5.26) га қўямиз. Шундай қилиб, тезликнинг кесим бўйича тақсимланиши учун ушбу муносабатни оламиз:

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

$r_2 - r_1 = c$ нинг миқдори r_1 дан жуда кичик бўлганда бир қанча амаллардан кейин (5.27) дан (5.17) ни келтириб чиқариш мумкин. Бу эса юқорида айтилган фикрларни яна бир бор тасдиқлайди. Ҳалқасимон тирқишдан оқаётган суюқликнинг максимал тезлиги аввалгидек тирқиш баландлигининг ўрта қисмига тўғри келмайди. Максимал тезликни топиш анча мураккаб бўлгани учун биз уни келтирмаймиз.

Ҳалқасимон тирқишдан оқаётган суюқликнинг сарфи қуйидагича ҳисобланади:

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

У ҳолда ўртача тезликни топиш учун сарфни кесим $-S = \pi (r_2^2 - r_1^2)$ га бўламиз.

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

Гидравлик йўқотиш эса қуйидагича ҳисобланади

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

Гидравлик радиус

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

Демак, Рейнольдс сони

$$Re = \frac{v \cdot 4R}{\nu} = \frac{v \cdot 2(r_2 - r_1)}{\nu}$$

Буни назарда тутсак,

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

Аввалги ҳоллардаги белгилашни киритамиз:

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

У ҳолда

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

Гидравлик қиялик учун эса

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

Эксцентрик ҳалқасимон тирқишлар учун ҳисоблаш формуллари мураккаб бўлгани учун уларни ушбу китобга киритмадик.

1.46-§. Ламинар оқимнинг махсус турлари (ўзгарувчан қовушоқлик, облитерация)

Машиналар гидравликасини яратиш рус олимлари А. А. Саблуков, В. А. Пушечников, В. Г. Шухов ва бошқаларнинг номлари билан боғланган.

Гидродинамикада машиналарни мойлаш (бошқача айтганда суюқликлар ёрдамида қаршиликни камайтириш) устида кўп олимлар ишлаган. Бу ишларнинг асосчиси машҳур рус олими Н. П. Петровдир. У ўз ишларида мойлаш масалаларини ҳал этишда

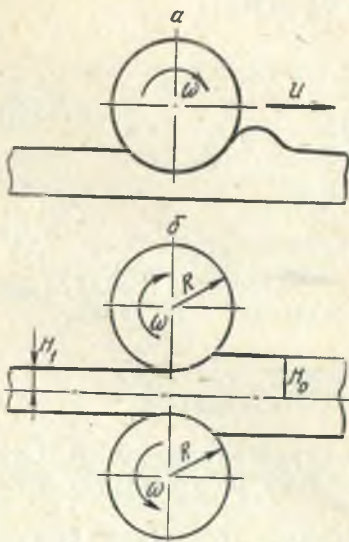
Ньютон гипогезасини қўллаш мумкин эканлигига катта аҳамият берган эди. Петров бу ишларида шарчаларнинг подшипниклар ўртасидаги ҳаракатини бир ўқли цилиндрлар орасидаги ламинар ҳаракат масаласи сифатида кўриш мумкин эканлигини кўрсатди. Н. П. Петров ўтказган жуда кўп тажрибалар унинг назариясини тасдиқлабгина қолмай, ўша даврда минерал мойлар ҳаракатига доир кўпгина масалаларнинг ҳал этилишига ёрдам берди.

Н. П. Петров ўз назариясини яратишда ва тажрибаларида подшипник ҳалқалари тез айлангани сари суюқлик уларга оздан таъсир қилиб боришини кўрсатди. Бу таъсир натижасида подшипник ички ва ташқи ҳалқаларининг ўқи подшипник ўқидан оғади, лекин бу оғиш жуда ҳам кам. Бу айтилганларга асосан у мойловчи қават учун ҳаракат тенгламасининг соддалаштирилган кўринишини келтириб чиқарди. Подшипник ҳалқаларининг сезиларсиз даражада эксцентрик жойлашуви қўшимча кучларни вужудга келтиради ва у валдаги зуриқишларни мувозанатлайди. Н. П. Петров бу масалаларни икки эгри сирт орасидаги суюқлик ҳаракати сифатида кўради. Бу назарияни давом эттириб Н. Е. Жуковский ва С. А. Чаплигинлар шип ва подшипникнинг эксцентрик жойлашган ҳолати назариясини яратдилар.

Юқориди келтирилган икки текис сиртлар орасидаги тирқиш-ла суюқликлар ҳаракатини Н. П. Петров ечган масаланинг жуда соддалаштирилган кўриниши деб қараш мумкин, лекин бу соддалаштириш шунчалик кучлики, олинган натижалар подшипникдаги мойнинг ҳаракатини ифодалаб бера олмайди.

Н. П. Петров назарияси бошқа бир қанча масалаларни ечишга ёрдам берди. Буларга қовушоқ суюқликнинг юққа қавати билан қопланган сирт устида цилиндрнинг думалаш (1.52-расм) масаласи кирради. Бу масаланинг ечилиш усули қиздирилган металлни прокатлаш ишларида ҳам қўлланилади. Бу ҳолда тажрибалар шуни кўрсатадики, қиздириб прокатланаётган металл жуда қовушоқ суюқликка ўхшаш хоссага эга бўлади. Бу ҳодисани биринчи бўлиб И. В. Мещерский текширди. Унинг ечимлари С. М. Таргнинг монографиясида келтирилган.

Аввалги параграфда келтирилган текис ва цилиндрик сиртлар орасидаги тирқишда ҳаракат қилаётган суюқлик ҳаракати масалалари плунжернинг цилиндр ичидаги ҳаракатига яна ҳам яқинроқ бўлиш учун бу сиртларнинг бирини бирор



1.52-расм. Н. П. Петров назариясини изоҳлашга оид расм.

v тезлик билан ҳаракатланаётган деб қараш керак бўлади. Бу масалаларнинг юқорида келтирилган ечимларида яна бир нарса ҳисобга олинмаган. Плунжер цилиндр ичида ҳаракат қилган вақтида ишқаланиш кучининг таъсирида қизиб кетиши мумкин. Натижада икки цилиндр орасидаги тирқишда оқаётган суюқлик ҳам қизийди. Бундай ҳодиса шарикли подшипникларда ҳам бўлади. Мойловчи суюқлик қизиши билан унинг қовушоқлик коэффициентини ўзгаради. Биз қовушоқлик коэффициентининг температурага боғлиқлигини кинематик қовушоқлик коэффициентига бағишланган параграфда кўрган эдик ва температура ортиши билан қовушоқликнинг камайиши ҳақида тўхталиб ўтган эдик. Қовушоқликнинг температурага боғлиқлиги ҳақидаги масалалар акад. Л. С. Лейбензон ва акад. М. А. Михеевлар томонидан ечилган бўлиб, тирқишларда суюқликнинг ҳаракати қовушоқлик коэффициентининг ўзгарувчанлигига боғлиқлиги ҳисобга олиб кўрилган.

Қовушоқликнинг температурага боғлиқлиги суюқлик ташқи муҳит билан иссиқлик алмашганда ишқаланиш қаршилигининг ўзгаришига олиб келади. Агар ташқи муҳит суюқликка қараганда совуқроқ бўлса, унинг ташқи муҳитга иссиқлик бериши натижасида суюқликнинг труба деворига яқинроқ қаватларида қовушоқлик ортади. Натижада бу қаватлардаги ҳаракатнинг секинланиши тезкор бўлади, бу эса тезлик градиентининг камайишига олиб келади.

Ташқи муҳит иссиқроқ бўлса, аксинча, суюқликнинг труба деворига яқин қаватлари ташқаридан иссиқлик олиб, унинг қовушоқлиги камаяди. Натижада девор ёнида тезлик градиенти ортади.

Шундай қилиб, суюқлик ташқи муҳит билан иссиқлик алмашган ҳолларда унинг қовушоқлиги труба кесими бўйича ўзгарувчан бўлиб, тезлик тақсимоти ҳам ўзгармас температурадагидан бошқача бўлади. Хусусан, қиздиришли оқим вақтида ядрога тезлик ортиб, тезлик тақсимоти чизиғи чўзиқроқ бўлади, аксинча, совутишли оқимлар ҳолида эса бу чизиқ қисқаради.

Ламинар ҳаракат иссиқлик бериш (совутиш) билан амалга оширилса, температура ўзгармаган ҳолга қараганда қаршилик ортади, иссиқлик келиши (қиздириш) билан амалга ошса, қаршилик камаяди. Бу юқорида айтилганидек, труба девори атрофида қовушоқлик ўртача қовушоқликка қараганда кам бўлиши натижасида юз беради. Бу ҳолда ишқаланиш қаршилиги коэффициенти учун, амалий ҳисоблашларда, тақрибий формулалардан фойдаланилади:

$$\lambda = \frac{64}{R_e} \sqrt{\frac{v_g}{v_c}}$$

бу ерда R_e — ўртача қовушоқлик учун ҳисобланган Рейнольдс сони; v_g — труба девори ёнидаги суюқликнинг қовушоқлиги, v_c — суюқликнинг ўртача қовушоқлиги. Аниқроқ ҳисоблашлар учун акад. М. А. Михеевнинг кичик Рейнольдс сонлари билан ҳисоблашга чиқарган формуласидан фойдаланиш мумкин.

Икки сирт орасидаги тор тирқишда суюқлик ҳаракат қилаётган вақтда қаттиқ жисм ва суюқлик чегарасида молекулалараро ўзаро таъсир кучи натижасида, қутбланган суюқлик молекулаларининг адсорбцияланиш ҳодисаси вужудга келади. Натижада деворлар сиртида, силжитувчи кучга қарши маълум қаттиқлик ва мустаҳкамлик хусусиятига эга бўлган, ҳаракатсиз суюқлик қавати ҳосил бўлади. Бу эса тирқиш ҳаракат кесимининг кичрайишига сабаб бўлади. Тирқишнинг бундай кичрайиш ҳодисаси облитерация дейилади.

Облитерация қавати чекланган бўлиб, тирқиш деворидан узоқлашган сари унинг мустаҳкамлиги камайиб боради, молекулалар орасидаги боғланиш сусайиб, суюқлик заррачалари қаваг сиртидан ажралади ва ҳаракатга келади.

Облитерация интенсивлиги суюқликнинг турига, тирқишдаги босимнинг камайиб боришига ва бошқа сабабларга боғлиқ. Босим камайиши ортса, бу ҳодиса кучаяди. Молекуляр таркиби мураккаб бўлган мойларда облитерация ҳодисаси кучлироқ бўлади. Бундай мойларга гидроузатмаларда ишлатиладиган нефть мойлари киради. Облитерация қавати жуда юпқа (одатда, бир неча микрондан ошмайди) бўлишига қарамай, жуда тор (капилляр) тирқишларда унинг кўндаланг кесимининг анчагина қисмини эгаллаб олади. Натижада тирқишнинг қаршилиги ортади ва тирқишдаги суюқликнинг сарфи камаяди.

Бу ҳодиса суюқликнинг ифлосланганлигига ҳам боғлиқ бўлиб, уни ифлословчи модда заррачалари тирқиш ўлчамларига яқин бўлса, облитерация тезроқ бўлади. Лекин суюқликнинг ифлосланганлиги облитерация ҳодисасида асосий фактор бўла олмайди. Масалан, жуда яхши тозаланган дистилланган сув ва бензинда облитерация бўлмайди, аммо жуда яхши тозаланган АМГ-10 мойи 10 микронли тирқишдан қисқа вақт оқиши билан тирқиш бутунлай бекилиб қолади.

Одатда, жуда кичик тирқишларда (ўлчами 6—8 мк) облитерация ҳодисаси тирқишни бутунлай бекитиб қўйиши мумкин.

VI боб.

СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ТУРБУЛЕНТ ҲАРАКАТИ



1.53- расм. Турбулент ҳаракатнинг хусусияти.

Суюқликларнинг турбулент ҳаракати табиатда ва техникада кенг тарқалган бўлиб, гидравлик ҳодисалар ичида энг мураккаблари қаторига киради. Бу ҳаракат жуда кўп текширилган бўлишига қарамай ҳозиргача ҳаракатнинг турбулент тури учун умумлашган назария яратилган эмас. Шунинг учун ҳам турбулент оқимларни ҳисоблашда яримэмпирик назариялардан фойдаланиш билан бир қаторда, кўп ҳолларда тажриба натижалари ва эмпирик формулалардан фойдаланишга тўғри келади.

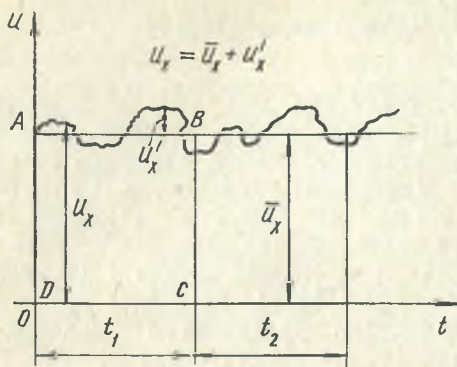
1.47-§. Суюқлик турбулент ҳаракатининг хусусиятлари

Турбулент ҳаракатда суюқликнинг ҳар бир заррачаси жуда ҳам мураккаб эгри чизиқли траектория бўйича ҳаракат қилади ва ҳар қандай икки заррачанинг траекториялари бир бирига ўхшамайди. Буни кўз олдимизга келтириш учун бирор A нуқтадан кетма-кет ўтаётган заррачаларнинг B нуқтага (1.53-расм) қандай траектория бўйича етиб келишини кўз олдимизга келтирайлик. Ламинар ҳаракат вақтида A нуқтадан чиққан I заррача бирор силлиқ эгри чизиқ бўйича B нуқтага келса, II заррача ҳам, III заррача ҳам ва улардан кейин келадиган барча заррачалар ҳам худди шу эгри чизиқ бўйича ҳаракат қилади.

Турбулент ҳаракат вақтида эса A нуқтадан чиққан биринчи заррача мураккаб эгри-бугри чизиқ бўйича B нуқтага келади. Иккинчи заррача эса биринчи заррачанинг траекториясидан тамомила бошқача бўлган иккинчи эгри-бугри чизиқ бўйича келади. Шунда ҳам у биринчи заррача келган B нуқтанинг аниқ ўзига келмай, унинг атрофидаги бирор бошқа нуқтага келиши мумкин. Учинчи заррача эса биринчи заррачанинг ҳам, иккинчи заррачанинг ҳам траекториясига ўхшамаган учинчи эгри-бугри чизиқ бўйича келиб, аввалги заррачалар келган нуқтанинг бирортасига ҳам келмай, B нуқта атрофидаги бошқа бир нуқтага келади. Бу ҳодиса A нуқтадан ўтаётган барча заррачаларга тегишлидир. Шундай қилиб, турбулент ҳаракат қилаётган суюқлик заррачаларининг ҳаракатини бирор формула билан ифодалаш ғоятда мушкул ишдир. Лекин ҳамма заррачалар бир тарафга A нуқтадан B нуқта тарафига ҳаракат қилади. Шунга асосан бир қарашда бетартиб ҳаракат қилаётгандек кўринган заррачалар ҳаракатида қандайдир умумийликни аниқлаш мумкин. Ҳатто бу умумийликни фақатгина сифат ўхшашлиги кўринишида эмас, балки миқдор ўхшашлиги кўринишида ҳам ифодалаш мумкин. Ана шу ўхшашликлар асосида турбулент ҳаракатнинг қонуниятларини юзага келтириб чиқарилади.

1.48-§. Тезлик ва босим пульсациялари

Турбулент ҳаракат қилаётган суюқлик бирор нуқтадаги тезлигининг координата ўқларидаги проекцияларини текширамиз. Мисол учун тезликнинг оқим йўналишидаги проекцияси u_x бўлсин. У ҳолда u_x нинг миқдори вақт давомида ортиб ва камайиб боради. Бу ўзгаришни график кўринишда ифодаласак, у 1.54-расмда тасвирланган графикка ўхшайди ва тезлик u_x проекциясининг пульсацияси деб аталади. Тезликнинг бошқа ўқлардаги проекциялари (u_y , u_z) учун ҳам худди шундай пульсация графиклари тузиш мумкин. Шундай қилиб, тезлик пульсацияси унинг бирор йўналишдаги проекциясининг вақт давомида ортиб ва камайиб бориш ҳодисасидан иборат. Уни тажрибада тезликни ўлчовчи асбоблар ёрдамида (масалан, Пито трубкасидаги суюқ-



1.54-расм. Тезлик пульсациясига доир чизма.

келтириш учун 1.54-расмдан фойдаланамиз. Графикда тезликнинг ўзгаришини тўлиқ характерлаш учун етарли бўлган t_1 вақт интервалини оламиз ва графикда вақт ўқига параллел қилиб, шундай AB чизиқ ўтказамизки, ҳосил бўлаги $ABCD$ тўртбурчакнинг юзи S_{ABCD} пульсация графигининг t_1 оралиқдаги бўлаги билан DC чизиғи орасидаги юз $S_{A'B'CD}$ га тенг бўлсин. У ҳолда $ABCD$ тўртбурчакнинг баландлиги тенглаштирилган тезликка тенг бўлади ва \bar{u}_x билан белгиланади.

Юқорида айтиб ўтилганлар турбулент ҳаракатнинг беқарор ҳаракат эканлигини кўрсатади. Агар биз пульсация графигида t_1 интервал давомида етарли даражада узун t_2 интервал олсак ва бу интервал бўйича тенглаштирилган тезликни топсак, t_2 давомида аввалгидек учинчи интервал олиб яна тенглаштирилган тезликни топсак ва бу ишни давом эттириб борсак-да, барча интерваллар учун олинган тенглаштирилган тезликлар тенг бўлса, бундай ҳаракат турбулент ҳаракат учун барқарор ҳаракат бўлади.

Оқаётган суюқликда бирор элементар юза ds олиб, шу юздан вақт ичида оқиб ўтган суюқликнинг ҳажми dV ни аниқласак, барқарор ҳаракат вақтидаги тенглаштирилган тезлик қуйидагича аниқланади:

$$\bar{u} = \frac{dV}{\Delta t ds} \quad (6.1)$$

1.54-расмдан кўриниб турибдики, тенглаштирилган ўртача тезлик оний тезликдан фарқ қилиб, бу фарқни ҳисоблаганда қуйидагича ифодаланади.

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

Оний ва тенглаштирилган тезликлар орасидаги фарқлар манфий ёки мусбат бўлиши мумкин ва тезлик пульсацияси деб ата-

лик сатҳининг ўзгаришини) кузатиш мумкин. Оқаётган сувда сув ўтлари новдаларининг тўхтовсиз тебранма ҳаракат қилиши ҳам бизга пульсация ҳодисасини кўрсатади. Тезликнинг оний миқдори доимо ўзгариб тургани учун гидродинамикада *тенглаштирилган тезлик* тушунчаси киритилди ва у анча узоқ вақт ичида тезлик қабул қилган қийматларнинг ўртачаси бўлади

Тенглаштирилган тезлик тушунчасини кўз олдимизга

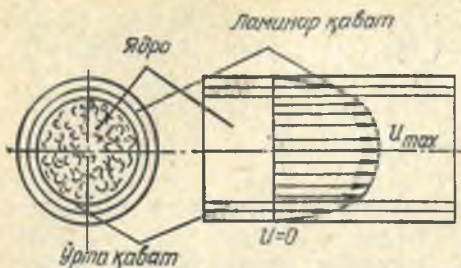
лади. Кўриниб туриблики, тезлик пульсацияларининг етарли катта t_1 интервалдаги йиғиндиси ёки интеграли нолга тенг бўлар экан:

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

Энди суюқликнинг оқимга кўндаланг йўналишдаги тезликларини текширсак, бу тезликлар билан оқимнинг бир томонига қанча суюқлик ҳаракат қилса, иккинчи томонига ҳам шунча суюқлик ҳаракат қилади. Натижада суюқликнинг тенглаштирилган тезлигининг йўналиши доимо оқим йўналишига мос келар экан. Шунинг учун турбулент ҳаракат учун Бернулли тенгламасини ёзар эканмиз, бу тенгламадаги ўртача тезлик тенглаштирилган тезликнинг ўртача қийматини билдиради. Тезлик миқдори доимо ўзгариб тургани сабабли босим ҳам ўзгариб туради ёки бошқача айтганда босим ҳам пульсацияга эга бўлади. Худди тезликка ўхшаб, босим p учун ҳам тенглаштирилган босим тушунчасини киритиш мумкин.

1.49-§. Тенглаштирилган тенсизликларнинг кесим бўйича тақсимланиши

О. Рейнольдс (1895) ва Ж. Буссенекс (1897) турбулент оқимни заррачаларининг тезликлари ва босимлари тенглаштирилган тезликлар ва босимлар билан алмаштирилган шартли оқим билан алмаштиришни таклиф қиладилар. Бундай шартли оқим *тенглаштирилган оқим* ёки турбулент оқимнинг *Рейнольдс модели* деб аталади. Табiiийки, бундай оқимни текширишда тезлик пульсацияларини ҳисобга олмаймиз. Беқарор ҳаракат вақтида Рейнольдс моделига кўра u лар вақт бўйича ўзгариб боради, барқарор ҳаракат вақтида эса улар вақтга боглиқ эмас. Шундай қилиб, текшириладиган турбулент оқим учун Рейнольдс модели бўйича ҳисоблаш ишларида u ва p лардан фойдаланамиз. Турбулент оқимга Бернулли тенгламасини қўллаганимизда тезлик ва босимлар деганда тенглаштирилган тезлик ва босимларни тушунамиз, ёзувда эса соддалаштириш учун чизикчаларни тушириб қолдирамиз. Л. Прандтлнинг ва бошқа олимларнинг текширишлари шуни кўрсатдики, турбулент ҳаракат вақтида оқимнинг асосий қисми унинг ядроси, яъни марказий қисмини ташкил қилади. Ядрога суюқлик турбулент ҳаракат қилиб, унинг тезликлари ядро кесими бўйича деярли бир хил бўлади ва марказдан труба деворига яқинлашган сари бир оз камайиб боради. Девор ёнидаги суюқлик заррачалари эса (деворнинг мавжудлиги оқимга кўндаланг ҳаракатга йўл қўймагани учун) девор бўйича ҳаракат қилиб, унинг траекторияси сезиларсиз тебранишга эга бўлади. Шунинг учун девор ёнидаги заррачалар ламинар ҳаракат қилади. Ана шу ламинар ҳаракат қилаётган заррачалар юпқа қават ичида бўлиб, уни ламинар қават деб аталади. Лами-



1.55- расм. Турбулент ҳаракатда ламинар қават ва ядро.

нольдс сонига боғлиқ ва унинг ортиши билан ламинар қаватнинг қалинлиги камаяди. Шундай қилиб, турбулент ҳаракатдаги тенглаштирилган тезликнинг тақсимланиши (1.55-расм), ламинар ҳаракатдаги тезликнинг тақсимланишидан тамомила фарқ қилади ва у ядрога деярли ўзгармаган ҳолда труба девори яқинида жуда тез камаяди ва девор устида нолга тенг бўлиб қолади, яъни тенглаштирилган тезлик асосан ламинар ва ўртача қаватларда ўзгаради. Буни кўз олдимизга келтириш учун 1.56-расмда цилиндрик трубада турбулент оқим учун (туташ чизиқ) ва ламинар оқим учун (пунктир чизиқ) тезлик чизиғи келтирилган.

Ҳозирги замон гидравликасида тезликнинг кесим бўйича тақсимланиш қонуни назария ва тажрибалар натижасида қуйидагича ифодаланади:

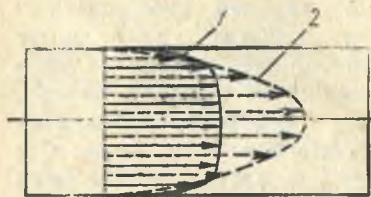
$$\dot{v} = u_{\max} - \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{R}{R-r}, \quad (6.3)$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$

бу ерда τ_0 —труба деворидаги уринма зўриқиш; κ —тажрибадан аниқланган коэффициент бўлиб, у 0,4 га тенг; R —трубанинг радиуси; r —трубанинг ўқидан бошлаб ҳисобланган масофа. (6.3) тенгламадаги u_* нинг ўлчов бирлиги тезлик ўлчов бирлиги билан бир хил бўлиб, у одатда динамик тезлик дейилади.

Силлиқ трубалар учун тезлик формуласи ушбу кўринишда ёзилади:

$$u = u_* (5,75 \lg \frac{ru_*}{\nu} + 5,5). \quad (6.4)$$



1.56- расм. Турбулент ва ламинар ҳаракатда тезлик эпюралари.

Ғадир-будир трубалар учун эса

$$u = u_* (5,75 \lg \frac{r}{\Delta} + 8,5). \quad (6.5)$$

Бу формулада Δ труба деворининг ғадир-будирлигини характерловчи миқдор бўлиб, у „абсолют ғадир-будирлик“ дейилади. Амалда тезлик

тақсимланишини даражали қонунлар билан ифодаловчи формулалари қулайдир.

Карман назарий текширишлар натижасида силлиқ трубалар учун бу қонунни қуйидаги кўринишда ёзишни таклиф қилган:

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

бу ерда m —тажрибада аниқланадиган коэффициент бўлиб, у R_e сонига боғлиқдир. Худди ламинар оқимдаги каби турбулент оқимда ҳам тезликнинг юқоридаги тенгламалар билан ифодаланган қонун бўйича тақсимланиши трубанинг бошланғич кесимидан маълум масофада вужудга келади. Бу масофа турбулент ҳаракатнинг бошланғич бўлаги деб аталади ва ушбу формула билан ҳисобланади:

$$L_{\text{турб.н}} = 0,639 R_e^{0,25} D. \quad (6.7)$$

Турбулент оқимда ўртача тезликнинг максимал тезликка нисбати 0,75 га тенг, яъни

$$\frac{v}{u_{\max}} = 0,75.$$

Ламинар оқимда эса бу нисбат 0,5 га тенг эди. Рейнольдс сони ортиб борган сари турбулент қоришув тезлашиб боради ва ўртача тезлик билан максимал тезликнинг нисбати 1 га интилади.

1.50- §. Турбулент ҳаракатда уринма зўриқиш

Турбулент ҳаракатнинг Рейнольдс моделида биз пульсацияларни ҳисобга олмаган ҳолда тенглаштирилган оқим оламиз. Лекин тенглаштирилган тезлик бўйича ҳисобланган оқимнинг энергияси оний тезлик бўйича ҳисобланган оқимнинг энергиясидан кам бўлади. Бунни қуйидагича кўрсатиш мумкин. Оний ва тенглаштирилган тезликлар квадратини текширамыз:

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

У ҳолда оний тезлик квадратининг ўртача қиймати қуйидагича ҳисобланади:

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

Тезлик пульсациясининг ўртача қиймати нолга тенглигидан ўнг томондаги иккинчи ҳад нолга тенг. Тезлик пульсацияси вақт ўқи бўйича мусбат ва манфий қийматлар қабул қилгани билан унинг квадрати доимо мусбат. Буларга асосан

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

Бу тенгликдан кўринадики, келтирилган кинетик энергия учун қуйидаги тенгсизлик мавжуд:

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

Бу қўшимча энергия турбулент ҳаракат қилаётган суюқлик зарраларининг оқимдаги бир қаватдан иккинчи қаватга тартибсиз ўтиб туриши учун сарфланади. Шундай қилиб, қаватлар орасида энергия алмашинуви натижасида тезлик пульсациялари маълум миқдорда иш бажаради. Бу бажарилган иш суюқлик қаватлари орасида қўшимча уринма зўриқиш сифатида намоён бўлади. Ҳосил бўлган қўшимча уринма зўриқиш турбулент уринма зўриқиш дейилади. Бу зўриқиш Буссенск формуласида Ньютон қонунига ўхшаш қабул қилинган бўлиб, ушбу кўринишда ифодаланади:

$$\tau_r = \mu_r \frac{du}{dn}, \quad (6.8)$$

бу ерда μ_r —турбулент динамик қовушоқлик коэффиценти ёки турбулент алмашув коэффиценти деб аталади. Л. Праудтль коэффицентни тезлик градиентига пропорционал деб қабул қилган бўлиб, у шундай ифодаланади:

$$\mu_r = \rho l \frac{du}{dn}, \quad (6.9)$$

бу ерда l ни аралашув йўл узунлиги деб аталади. Турли авгорлар бу қийматнинг физик мазмунини турлича изоҳлайдилар. Одатда, у шундай аниқланади:

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

бу ерда y —ҳаракатланаётган заррачанинг идиш деворидан бошлаб ҳисобланган координатаси; κ —Праудтль универсал доимийси. Никурадзе тажрибаларида аниқланишича цилиндрик труба учун $\kappa \approx 0,4$. (177) дан кўришиб турибдики, динамик қовушоқлик турбулент коэффиценти μ_r тезлик градиентига пропорционал бўлиб, молекуляр қовушоқлик коэффиценти μ дан ҳаракатнинг хусусиятига боғлиқлиги билан фарқ қилади. Бу коэффицентдан, (1.15) ни қиёс қилиб, турбулент кинематик қовушоқлик коэффицентини ёзамиз:

$$\nu_r = \frac{\mu_r}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn}. \quad (6.11)$$

Юқориди келтирилганларни ҳисобга олиб, турбулент ҳаракат учун уринма зўриқишни қуйидагича ёзилади:

$$\tau = \tau_x + \tau_r = \mu \frac{du}{dn} + \mu_r \frac{du}{dn} = \mu \frac{du}{dn} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dn} \right)^2. \quad (6.12)$$

Ламинар ҳаракат вақтида бу йиғиндининг иккинчи ҳади нолга тенг бўлиб, фақат ламинар қовушоқлик уринма зўриқиши τ_x қолади. Рейнольдс сонининг катта қийматларида турбулент ҳаракат учун τ_x , τ_r га қараганда жуда катта бўлиб, (6.12) даги йиғиндининг биринчи ҳадини ташлаб юбориш мумкин (яъни $\tau \approx \tau_r$). Бу ҳолда τ тезлик градиентининг иккинчи даражасига пропорционал бўлади. Цилиндрик трубада текис ҳаракат қилаётган суюқликнинг

турбулент тартиби учун (5.1) дагидек мувозанат тенгламасидан қуйидаги тенглик келиб чиқади:

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

Рейнольдс сонининг катта қийматларида $\tau_r \gg \tau_l$ эканлигини ҳисобга олиб, (6.13) да ламинар уринма зўриқишни кичик миқдор сифатида ташлаб юборамиз. Натижада (6.12) дан фойдаланиб, ушбу тенгламани чиқарамиз:

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

Лекин турбулент уринма зўриқиш учун (6.8) формуладан фойдаланиб, қуйидаги муносабатни ёзамиз:

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

Бироқ труба девори яқинида ўзгарувчан уринма зўриқиш (τ) ни ўзгармас уринма зўриқиш τ_0 кўринишида ифодалаш мумкинлигини ҳисобга олиб, (6.15) дан ушбу тенгликни келтириб чиқарамиз:

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

Текис ҳаракат учун пьезометрик қиялик $I = \frac{p_1 - p_2}{l}$ эканлигини ҳисобга олсак, (6.14) ва (6.16) дан

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

эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. $\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ ни u_* билан белгилаймиз ва (6.14) нинг чап томонини u_{\max} дан u гача, ўнг томонини $R-r$ дан r гача интеграллаб, тезлик учун қуйидаги тенгламани оламиз:

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

бу тенглик аввалги параграфда келтирилган турбулент тартибли ҳаракат тенгламаси (6.3) га осонликча келтирилади.

1.51-§. Трубаларда босимнинг камайиши

Реал суюқликлар учун Бернулли тенгламасида келтирилган босимнинг пасайиши h_{1-2} ни ҳисоблаш трубалар ва трубалар системасини ҳисоблашда асосий масала ҳисобланади.

Босимнинг пасайиши (h_{1-2}) ни ҳисоблашнинг муҳимлиги шундаки, бу иш суюқлик трубаларда ҳаракатланганида трубадаги қаршилиқларни энгиш учун сарф бўлган энергияни ҳисоб-

лашга ва шу ҳисобга асосан лойиҳаланаётган труба (ёки трубалар системасида суюқликни оқизиш учун қанча энергия керак эканлигини аниқлашга имкон беради. Трубаларда босимнинг камайиши ишқаланиш қаршилиги ва маҳаллий қаршиликка боғлиқ.

Ишқаланиш қаршилиги реал суюқликлар ички қаршилигига боғлиқ бўлиб, трубаларнинг ҳамма узунлиги бўйича таъсир қилади. Унинг миқдорига суюқлик оқимининг тартиби (ламинарлик, турбулентлик, турбулентлик даражаси) таъсир қилади. Юқорида айтилгандек, турбулент тартиб вақтида одатдаги қовушоқликка қўшимча равишда, турбулент қовушоқликка боғлиқ бўлган ва суюқлик ҳаракати учун қўшимча энергия талаб қиладиган куч пайдо бўлади.

Маҳаллий қаршилик тезликнинг суюқлик ҳаракат қилаётган трубаинг шакли ўзгаришига боғлиқ бўлган ҳар қандай ўзгариши вақтида пайдо бўлади. Буларга бир трубадан (ёки идишдан) иккинчи трубага ўтиш жойи, трубаларнинг кенгайиши ёки бирдан кенгайиб бирдан торайиши, тирсақлар, оқим йўналишини ўзгартирувчи қурилмалар (кран, вентиль, ва ҳ. к.) киради. Шундай қилиб йўқолган босим (3,57) формула бўйича икки йиғиндидан ташкил топган бўлади:

$$H_n = H_l + H_m, \quad (6.18)$$

бу ерда H_l — ишқаланиш қаршилиги ёки узунлик бўйича йўқолиш, H_m — маҳаллий қаршилик. Ламинар тартиб вақтида ишқаланиш қаршилиги юқорида келтирилган (5.9) ва (5.12) формулалардаги каби назарий усул билан аниқланиши мумкин:

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

Бу ифодадаги $\lambda = \frac{64}{Re}$ ни ишқаланиш қаршилиги коэффициенти деб атаган эдик. Кўпинча уни соддароқ қилиб ишқаланиш коэффициенти дейилади. Цилиндрик трубаларда бу формула Рейнольдс сони 2320 дан кичик бўлган ламинар ҳаракатлар учун тажрибада олинган натижаларга жуда яқин келади. Турбулент ҳаракат учун ишқаланиш қаршилиги тажриба йўли билан аниқланади. Уни назарий аниқлаб бўлмайди.

1.52-§. Дарси формуласи ва узунлик бўйича ишқаланишга йўқолиш коэффициенти (Дарси коэффициенти)

Турбулент ҳаракат устида олиб борилган тажрибалар ишқаланиш қаршилигининг солиштирма энергияга пропорционал эканлигини кўрсатади, яъни

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

Бу формуладаги пропорционаллик коэффициентлари бир қанча миқдорларга боғлиқ бўлиб, уни текшириш учун қуйидаги ҳулосадан фойдаланамиз.

Жуда кўп тажрибалар юқорида келтирилган $\frac{\tau_0}{\rho}$ миқдорнинг тезлик босими ёки солиштирма кинетик энергия орқали қуйидагича ифодаланишини кўрсатади;

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

Бу тенгликни (6.17) муносабат билан таққослаб кўрсак:

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

эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. Бу ерда $l = \frac{l_1}{l}$ эканлигини ҳисобга олиб, текис барқарор ҳаракат учун узунлик бўйича ишқаланишга йўқотиш ёки босимнинг пасайиши учун формула оламиз

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

бу ерда l —трубанинг узунлиги; R —гидравлик радиус. Цилиндрик трубалар учун $D = 4R$ эканлигини ҳисобга олсак, охириги формула қуйидаги кўринишда ёзилади:

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

(6.21) формула *Дарси—Вейсбах формуласи* ёки қисқача Дарси формуласи дейилади. Бу формулага кирувчи коэффициент λ гидравлик ишқаланиш коэффициенти ёки *Дарси коэффициенти* дейилади.

Бундан кўринадики, (6.19) даги коэффициент Дарси коэффициентига боғлиқ бўлиб, яъни

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

у трубанинг узунлигига тўғри пропорционал, диаметрига тескари пропорционал экан. Суюқликнинг трубадаги ламинар ҳаракати учун юқорида назарий формула (5.11) олинган эди. Турбулент ҳаракат вақтида эса бундай муносабатни назарий усул билан чиқариб бўлмагани учун, уни эмпирик ёки ярим эмпирик усулларда аниқланади.

Ҳозирги замон гидравликасида Дарси коэффициенти λ умумий ҳолда Рейнольдс сонига ва труба деворларининг ғадир-бурдурлигига боғлиқ деб ҳисобланади. λ ни ҳисоблаш учун жуда кўп эмпирик формулалар мавжуд бўлиб, улар ичида энг машҳурлари қуйидагилар.

Блазиус формуласи 1913 йили жуда кўп авторларнинг тажрибаларини анализ қилиш натижасида олинган:

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

Бу формула Рейнольдс сони $Re < 10^5$ бўлганда тажрибаларга яхши мос келади. Рейнольдс сонининг катгароқ диапазонлари (Re нинг $3 \cdot 10^6$ гача миқдорлари) учун П. К. Конаков формуласидан фойдаланиш мумкин:

$$\lambda = \frac{1}{(1,81 \lg Re - 1,5)^2} \quad (6.24)$$

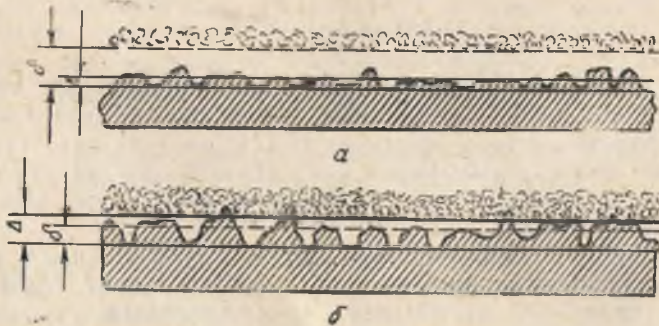
1932 йили Л. Прандтль қуйидаги формулани келтириб чиқарди:

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

Келтирилган формулалар силлиқ трубалар учун чиқарилган бўлиб, ғадир-будир трубалар учун улардан фойдаланиб бўлмайди.

1.53-§. Труба деворининг ғадир-будирлиги. Абсолют ва нисбий ғадир-будирлик

Трубалар, каналлар ва новларнинг деворлари маълум даражада ғадир-будирликка эга бўлади. Бу ғадир-будирлик трубаларнинг қандай материалдан қилингани ва қай даража силлиқланганига қараб уларнинг девор сиртидаги турлича катталиқдаги ёки жуда ҳам кичик пастлик-дўнгликлар билан характерланади. Ғадир-будирликни характерлаш учун труба сиртидаги дўнгликларнинг ўртача баландлиги қабул қилиниб, у абсолют ғадир-будирлик дейилади ва Δ билан белгиланади (1.57-расм). Агар абсолют ғадир-будирлик ламинар чегаравий қаватнинг қалинлиги δ дан кичик бўлса, бу труба гидравлик силлиқ труба дейилади (1.57-расм, а).



1.57-расм Гидравлик силлиқ ва ғадир-будир трубаларни тунтиришга доир чизма.

Бордию, Δ ламинар қават қалинлиги δ дан катта бўлса, бу трубалар гидравлик ғадир-будир трубалар дейилади (1.57-расм, б).

Биринчи ҳолда ($\Delta > \delta$) труба сиртидаги дўнгликлар ламинар қават ичида қолади ва гидравлик қаршиликка сезиларли таъсир қилмайди. Иккинчи ҳолда ($\Delta < \delta$) эса дўнгликлар ламинар қаватдан чиқиб қолади ва труба девори атрофидаги оқим хусусиятига таъсир қилиб, гидравлик қаршиликни оширади.

5-жадвал. Трубалар учун абсолют ғадир-будирлик қийматлари

Трубалар	Δ , мм
Янги металл ва сопол трубалар текис жойланган ва туташтирилган ҳолда	0,01—0,15
Яхши ҳолатда ишлаб турган водопровод трубалари ва жуда яхши ҳолатдаги бетон трубалар	0,2—0,3
Озроқ ифлосланган водопровод трубалари яхши ҳолатдаги бетон трубалар	0,3—0,5
Ифлосланган ва озроқ занглаган водопровод трубалар	0,5—2,0
Янги чўян трубалар	0,3—0,5
Кўп фойдаланилган эски чўян трубалар	1,0—3,0

Трубаларнинг ғадир-будирлигини аниқлаш анча мураккаб иш бўлиб, уни ҳисоблаш гидравлик қаршиликни ҳисоблашни қийинлаштиради. Шунинг учун ҳисоблаш ишларини осонлаштириш мақсадида эквивалент ғадир-будирлик Δ , деган тушунчани киритилади. У трубаларни гидравлик синаш йўли билан аниқлашиб, гидравлик йўқотишни ҳисоблашда абсолют ғадир-будирлик учун қандай қиймат олинса, эквивалент ғадир-будирлик учун ҳам шундай қиймат олинадиган қилиб танлаб олинади.

Маълумки, ламинар қаватнинг қалинлиги Рейнольдс сонига боғлиқ бўлиб, унинг ортиши билан камайиб боради. Шунинг учун Рейнольдс сонининг кичикроқ қийматларида гидравлик силлик трубалар, унинг ортиши билан „ғадир-будир“ труба сифатида кўрилади. Шунинг учун абсолют ғадир-будирлик труба деворининг оқим ҳаракатига таъсирини тўлиқ ифодамайди. Шунингдек, труба ғадир-будирлиги унинг диаметри катта ёки кичик бўлишига қараб, суяқлик оқимига турлича таъсир кўрсатиши мумкин.

Буларни ҳисобга олиш мақсадида ўхшашлик қонунларини бажарадиган ва оқим гидравликкасига ғадир-будирликнинг таъсирини тўлароқ ифодайдиган нисбий ғадир-будирлик тушунчаси киритилади ва у абсолют ғадир-будирликнинг труба диаметрига нисбатига тенг деб олинади:

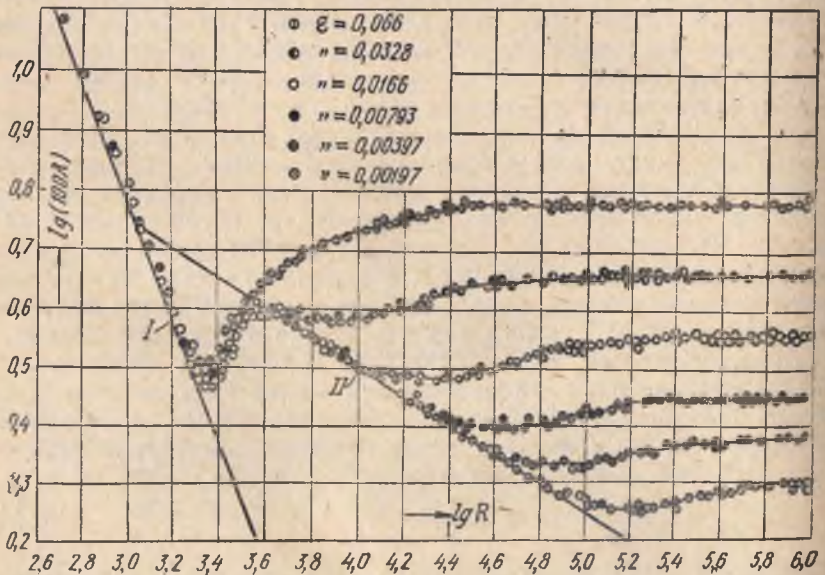
$$\varepsilon = \frac{\Delta}{D}. \quad (6.26)$$

Нисбий ғадир-будирликдан фойдаланиш трубалардаги ишқаланиш қаршилигини ҳисоблашда анча қулайлик туғдиради.

1.54-§. Никурадзе ва Мурин графиклари

Ишқаланиш қаршилиги коэффициентини λ нинг Рейнольдс сонига боғлиқлигини жуда кўп олимлар (Базиус, Прандтль, Карман, Конаков ва бошқалар) текшириб, эмпирик формулалар чиқардилар. Бу коэффициентнинг хусусиятлари ҳақида энг тўлиқ маълумот олишга ва унинг ғадир-будирликка боғлиқлигини аниқлашга И. Никурадзе тажрибаларининг натижалари имконият берди. У 1933 й. труба деворига қум заррачаларини елимлаб ёпиштириб, сунъий ғадир-будирлик ҳосил қилди ва бу трубаларда тезликни ўзгартириш йўли билан Рейнольдс сонининг турли қийматларида гидравлик йўқотишни аниқлашга муваффақ бўлди. Сунгра Дарси формуласидан фойдаланиб, ишқаланиш коэффициентини аниқлади. Никурадзе ўз тажрибаларининг натижасини махсус график кўринишида ифодалади. Бу графикда координата ўқлари бўйича $\lg(100\lambda)$ ва $\lg R_e$ миқдорларни қўйиб, келтирилган турли нисбий ғадир-будирликлар учун тажриба натижаларидан 1,58-расмда келтирилган эгри чизиқларни олди. Бу графикдан кўриниб турибдики, λ ва R_e боғланиши соҳасида учта зона мавжуд:

Биринчи зона *ламинар тартиб зонаси* бўлиб, тажриба нуқталари (5.11) формула асосида чизилган I тўғри чизиқ устига тушади ва ғадир-будирликнинг турли қийматлари учун барча тажриба нуқталари шу тўғри чизиқда ётади. Бу натижада ламинар зонада ишқаланиш коэффициенти ғадир-будирликка боғлиқ эмаслиги кўринади. Бу зона учун қуйидаги хулосаларни чиқариш мумкин:



1.58- расм. Никурадзе графиги.

а) Рейнольдс сони R_e нисбатан кичик бўлиб, 1000 дан 2300 гача ўзгаради.

б) босимнинг пасайиши H_1 ғадир-будирликка боғлиқ эмас.

в) H_e тезликка тўғри пропорционал бўлиб, Пуазейл формуласи тажрибаларини яхши ифодалайди.

г) λ ни (5.11) формула билан ҳисоблаш мумкин.

Иккинчи зона турбулент тартибга тўғри келади ва тажриба нуқталари Блазиус формуласи (6.23) бўйича чизилган 2 тўғри чизиқ устига тушади ва ғадир-будирликка боғлиқ эмас.

Бу зонада турбулент тартиб қатъий бўлмагани учун уни ноқатъий ёки *уткинчи зона* дейилади (яъни унинг ичида турбулент тартиб ламинар тартибга ва, аксинча, ламинар тартиб турбулентга ўтиш ҳодисаси юз беради).

Бу зонада:

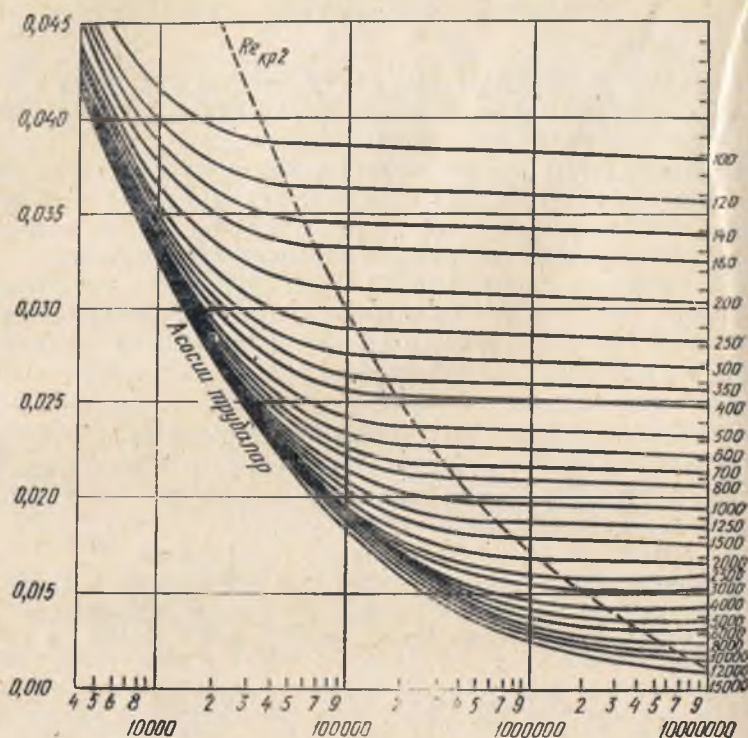
а) Рейнольдс сони 2300 дан тахминан 10000 гача ўзгаради;

б) суюқликлар трубада ҳаракат қилганда айрим қисмларда турбулент тартиб пайдо бўлади ва ривожланиб бориб йўқ бўлади ва яна пайдо бўлади;

в) λ трубаининг ғадир-будирлигига боғлиқ эмас.

Учинчи зона-турбулент тартибга тегишли бўлиб, барқарорлашган турбулентлик мавжуд бўлади. Бу зонада ишқаланиш коэффициентлари Рейнольдс сони R_e га ҳам, ғадир-будирлик e га ҳам боғлиқдир.

1938 й. А. П. Зегжда Никурадзе томонидан кашф қилинган қонуниятлар каналлар учун ҳам тўғри эканлигини кўрсатди. Кўриниб турибдики, Никурадзенинг тажрибалари сунъий бир текис ғадир-будирликка эга булган трубалар учун ўтказилган. Шунинг учун унинг натижалари саноатда ва техникада қўлланиладиган табиий ғадир-будир трубалар учун тўғрими, бу трубалар учун ғадир-будирликнинг қиймати қандай миқдорга тенг эканлиги аниқланмаган эди. Бу масалани ҳал қилишга Кольбрук, И. А. Исаев, Г. А. Мурин, Ф. А. Шевелевларнинг ишлари бағишланган эди. Бу ишлар ичида Муриннинг саноатдаги пўлат трубаларнинг гидравлик қаршилигини аниқлаш бўйича ўтказган тажрибалари тўлиқ бўлиб, у 1948 йили якунланди. Мурин тажрибаларининг натижаси 1.59-расмда келтирилган бўлиб, λ нинг Рейнольдс сонига боғлиқлиги турли ғадир-будирликка эга булган пўлат трубалар учун график кўринишида ифодаланган. Мурин тажрибалари табиий трубалар учун Никурадзе кашф қилган қонуниятларни тўғри эканлигини тасдиқлаш билан бир қаторда, янги қонуниятни, яъни табиий ғадир-будир трубаларда ишқалиш коэффициенти λ ўткинчи зонада барқарорлашган турбулентлик зонасига қараганда каттароқ қийматга эга эканлигини кўрсатди (Никурадзе тажрибалари бунинг аксини кўрсатади). Бундан хулоса шуки, сунъий ғадир-будир трубаларда λ Рейнольдс сони ортиб бориши билан ортиб ўткинчи зонада барқарорлашган турбулентлик зонасига қараганда кам бўлса λ табиий ғадир-будир трубаларда R_e нинг ортиши билан камайиб боради.



1.59- расм. Мурин графиги.

1.55- §. Гидравлик силлиқ ва ғадир-будир трубалар

Дарси ва Пуазейл формулаларида гидравлик қаршилик тезликнинг иккинчи ва биринчи даражалар билан ифодаланганлигидан уни умумий ҳолда қуйидаги формула билан ифодалаш мумкин:

$$H_e = Bv^m. \quad (6.27)$$

Ламинар ҳаракат учун чизиқли қаршилик қонуни ўринли бўлиб, (6.27) да $m = 1$ бўлади, яъни $H_e = B_1v$.

Турбулент ҳаракатда қаршилик қонуни бутунлай бошқача бўлиб, гидравлик силлиқ ва ғадир-будир трубалар учун турличадир. Силлиқ трубалар учун $m = 1,75$ ва $H_e = B_2v^{1,75}$, ғадир-будир трубалар учун эса $m = 2$ ва $H_e = B_3v^2$ (гидравлик қаршиликнинг квадратик қонуни дейилади).

Бу қонунларнинг қўлланилишига қараб Никурадзе графигидаги учинчи зона қуйидаги соҳаларга ажралади.

Биринчи соҳа „гидравлик силлиқ трубалар соҳаси“ бўлиб, бу соҳада Рейнольдс сони 10000 дан кичик бўлганда λ II

тўғри чизик билан ифодаланади, $R_e > 100000$ да эгри чизик билан ифодаланиб, II тўғри чизикнинг давоми сифатида кўрилади. Мурин графигида бу эгри чизик энг пастки чизикқа тўғри келади.

Биринчи соҳада:

а) R_e нинг 100000 гача қийматларида тезлик v нинг 1,75 ($m = 1,75$) даражасига пропорционал;

б) H_e барча чизиклар битта тўғри чизик билан бирлашиб кетгани учун ғадир-будирликка боғлиқ эмас (яъни труба деворидаги дўнгликлар ламинар қават ичида қолади);

в) H_e , шунингдек, λ Блазиус ёки Прандтль формуласидаги каби фақат Рейнольдс сонига боғлиқ, яъни $\lambda = f(R_e)$.

Иккинчи соҳа ғадир-будир трубаларнинг гидравлик қаршиликлари учун квадратгача қаршилик соҳаси дейилади. II тўғри чизикдан ажралиб чиқа бошлаган чегарада $m = 1,75$ бўлиб, пунктир чизикдан ўнгда $m = 2$ бўлади. Бу ораликдаги чизикнинг 1,75 ва 2 орасидаги қийматларига мос келиб, бир текис ғадир-будирликка эга бўлган трубалар учун максимумга эга бўлиши мумкин. Табиий трубалар учун эса m нинг қиймати, юқорида айтилган ораликда, $m = 1,75$ дан $m = 2$ га текис ўзгариб боради.

Шунинг учун иккинчи соҳада λ Рейнольдс сонига ҳам, нисбий ғадир-будирликка ҳам боғлиқ бўлади:

$$\lambda = f(R_e, \epsilon) \quad (6.28)$$

Учинчи соҳа ғадир-будир трубаларнинг квадратик қаршилик соҳаси бўлиб, у пунктир чизикдан ўнг томонида жойлашади, турли ғадир-будирликлар учун тузилган тажриба чизикларининг барчаси $\lg R_e$ ўқиға параллел жойлашади.

Бу соҳада:

а) босимнинг пасайиши тезлик квадратига пропорционал;

б) λ коэффицент Рейнольдс сонига боғлиқ эмас;

в) H_e ва λ фақат нисбий ғадир-будирликка боғлиқ.

1.56-§. Дарси коэффицентини аниқлаш учун формулалар ва уларнинг қўлланиш соҳалари

Дарси коэффицентини λ нинг Рейнольдс R_e сонининг ортишига қараб қандай ўзгариб боришини юқорида, Никурадзе ва Мурин графиклари асосида кўриб чиқдик. Кўриб ўтилган соҳаларда λ нинг ўзгариш қонунини эмпирик формулалар билан ифодалашга жуда кўп авторларнинг ишлари бағишланган. Мисол учун силлиқ трубалар соҳасида Блазиус (6.23), П. К. Конаков (6.24) ва Л. Прандтль (6.25) формулалари келтирилган ва уларнинг қўлланиш соҳалари ҳақида тўхталиб ўтган эдик. 1938 йили Кольбрук ўзининг ва бошқа авторларнинг тажрибалари асосида техник трубаларни ҳисоблаш учун турбулент тартибнинг барча зонала-

рига умумий бўлган формулани таклиф қилди:

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

Бу формулани ғадир-будир трубаларнинг квадратик қаршилик соҳаси учун соддалаштирсак, ғадир-будир трубалар учун Прандтль формуласи кўринишига келади:

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

Квадратик қаршилик соҳаси учун энг кўп тарқалган формулалардан бири Никурадзе формуласи ҳисобланади:

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

Турбулент тартибнинг барча соҳаларини ўз ичига олувчи ва ҳисоблаш ишларида (6.29) га кўра қулайроқ формулани А. Д. Альтшуль тажрибаларга асосланиб λ нинг кенг соҳаси учун ўринли формула таклиф қилди.

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

Бу формула назарий асосга ҳам эга ва А. Д. Альтшуль тажрибаларига асосан хусусий ҳолларда содда кўринишларга келади:

1) $R_e < \frac{10}{\varepsilon}$ бўлганда силлиқ труба бўлади ва (6.32) Блазиус формуласига айланади:

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

2) $\frac{10}{\varepsilon} < \frac{500}{\varepsilon}$ бўлганда λ га R_e ҳам, ε ҳам таъсир кўрсатади ва квадратгача қаршилик соҳасига тўғри келади. Бу ҳолда (6.32) соддалашмайди.

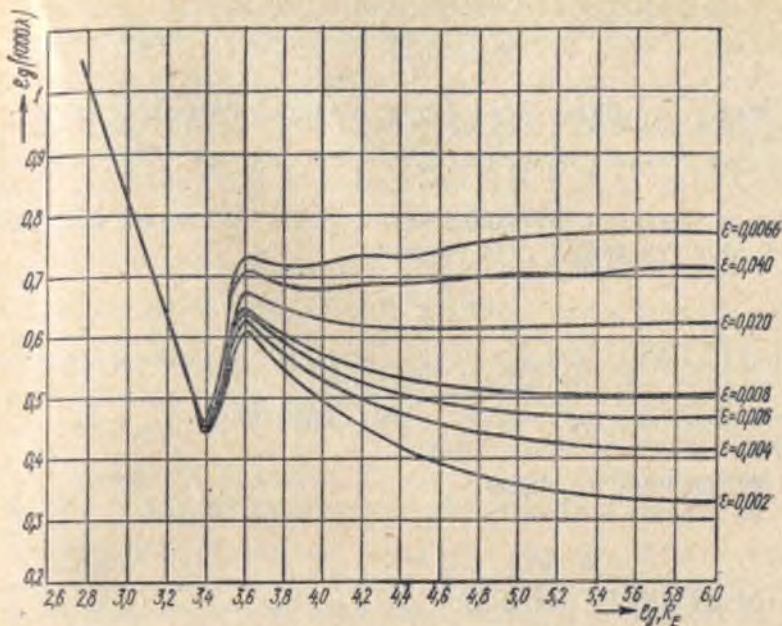
3) $R_e > \frac{500}{\varepsilon}$ бўлганда эса квадратик қаршилик соҳаси бўлиб, (6.52) Шифрсон формуласи деб аталувчи қуйидаги формулага айланади:

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

Бу формула бўйича ҳисобланган λ нинг қийматлари унинг Никурадзе формуласи бўйича ҳисобланган қийматларига яқин келади.

Проф. Қ. Ш. Латипов томонидан олинган қуйидаги формула Никурадзе графигини тўлиқ ифодалайди (1.60-расм).

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



1.60- расм. λ нинг (6.34) формула бўйича ҳисобланган графиги.

бу ерда I_0 , I_2 —мавҳум аргументли Бессел функциялари

$$x^2 = 0,0025 \frac{1 + bR_e}{1 + aR_e} \left[1 - \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma^2}} \right]$$

$$a = 10^{-4}, \quad b = \left(\frac{1}{\varepsilon_0}\right)^{0,2974} \cdot 10^{-4}, \quad \sigma = 0,43$$

$$y = \left(\frac{R_e}{a_n}\right)^n; \quad y_0 = \left(\frac{R_{екр}}{a_n}\right)^n;$$

$$a_n = 3500; \quad n = 3$$

1.57- §. Ноцилиндрик трубалардаги ҳаракатлар

Ноцилиндрик трубаларда суюқлик ҳаракат қилганда ҳоллар учун ҳам босимнинг камайиши Дарси формуласи бўйича ҳисобланади. Лекин бу ҳолда ҳисоблаш труба диаметри D бўйича эмас, балки гидравлик радиус бўйича ҳисобланади. Бу ҳолда Дарси формуласи (6.20) кўринишида ёзилади:

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

Ноцилиндрик трубаларда ҳаракат тартиби ҳам гидравлик радиус

орқали ифодаланган Рейнольдс сони:

$$R_e = \frac{v \cdot 4R}{\nu}$$

ёки айтилган трубалар учун қабул қилинган Рейнольдс сони

$$R'_e = \frac{R_e}{4} = \frac{v \cdot R}{\nu}$$

бўйича ҳисобланади. Бу ҳолда янги турдаги Рейнольдс сонининг критик қиймати қуйидагича бўлади:

$$R'_{екр} = \frac{R_{екр}}{4} = 575.$$

Бу ҳолда ламинар ҳаракат учун қаршилик коэффициенти янги Рейнольдс сонига мос равишда ўзгаради.

Ноцилиндрик трубаларга мисол сифатида қуйидагиларни кўрсатиш мумкин;

1) ҳалқасимон трубада:

а) ҳаракат кесими

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

б) ҳўлланган периметр

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

в) гидравлик радиус

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

2) тенг томонли учбурчак труба

а) ҳаракат кесими

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

б) ҳўлланган периметр

$$\chi = 3a;$$

в) гидравлик радиус

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{a}{4\sqrt{3}};$$

3) тўғри тўртбурчак труба

а) ҳаракат кесими

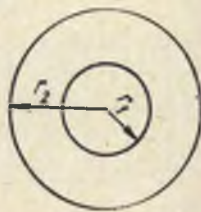
$$\omega = a \cdot b;$$

б) ҳўлланган периметр

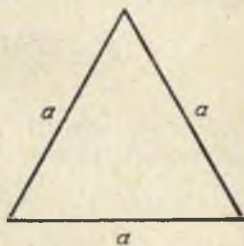
$$\chi = 2(a + b);$$

в) гидравлик радиус

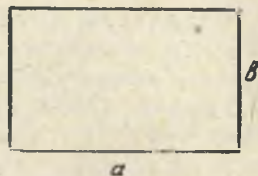
$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{ab}{2(a+b)}.$$



1.61-расм. Ҳалқасимон трубанинг кесими.



1.62-расм. Тенг томонли учбурчак трубанинг кесими.



1.63-расм. Тўғри тўртбурчак трубанинг кесими.

Ноцилиндрик трубада турбулент ҳаракат қилаётган суюқлик учун Дарси коэффиенти юқорида келтирилган формулалар бўйича ҳисоблашиб, Рейнольдс сони R_e ўрнига унга тенг бўлган $4R_e$ миқдор қўйилади. Нисбий ғадир-будирлик эса $\epsilon = \frac{\Delta}{D} = \frac{\Delta}{4R}$ бўйича ҳисобланади. Бундан ҳам соддароқ қилиб айтганда, эквивалент диаметр $d_{эк} = 4R$ тушунчаси киритилиб, аввалги келтирилган Дарси формуласи Рейнольдс сони ва λ учун формулаларга D ўрнига $d_{эк}$ қўйиб аввалгидек ҳисобланади.

VII боб. Маҳаллий гидравлик қаршиликлар

Суюқлик трубаларда ҳаракат қилганда турли тўсиқларни айланиб ўтиш учун энергия сарфлайди. Ана шу сарфланган энергия суюқлик босимнинг пасайишига сабаб бўлади. Трубаларда турли тўсиқлар бўлиб, уларни айланиб ўтиш учун сарф этиладиган энергия бу тўсиқларнинг сонига ва турларига боғлиқ.

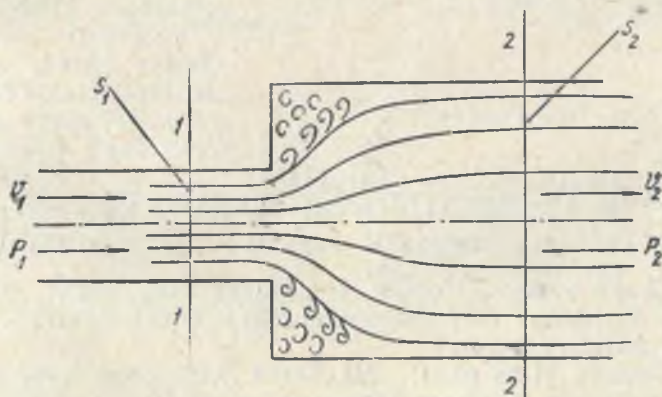
1.58-§. Маҳаллий қаршиликнинг асосий турлари Маҳаллий қаршилик коэффиенти

Маҳаллий қаршиликнинг жуда кўп турлари мавжуд бўлиб, буларнинг ҳар бири учун босимнинг пасайиши турличадир. Амавий ҳисоблашларда маҳаллий қаршиликларда босимнинг пасайишини солиштирма кинетик энергияга пропорционал қилиб олинади:

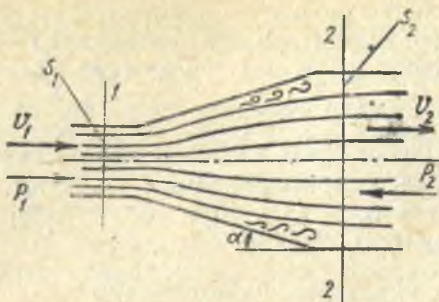
$$H_m = \zeta \frac{v^2}{2g}. \quad (7.1)$$

Пропорционаллик коэффиенти ζ маҳаллий қаршилик коэффиенти деб аталади ва асосан тажриба йўли билан аниқланади. Маҳаллий қаршиликларнинг асосий турлари ҳақида тўхталиб ўтамиз.

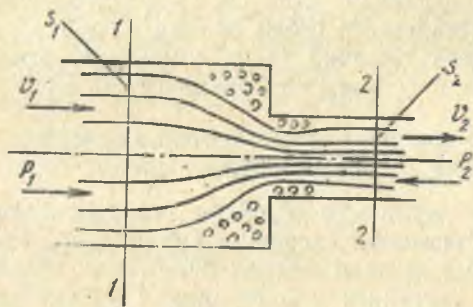
1) Кескин кенгайиш (1.64-расм). Маҳаллий қаршиликнинг бу



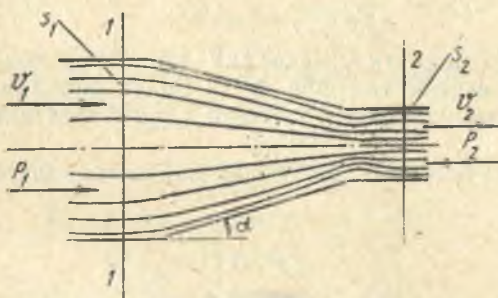
1.64-расм. Кескин кенгайиш.



1.65- расм. Текис кенгайиш.



1.66- расм. Кескин торайиш.



1.67- расм. Текис торайиш.

кин кенгайишга нисбатан кам бўлади.

4) Текис торайиш (1.67-расм). Маҳаллий қаршилик коэффициенти кесимлар нисбати $\frac{S_1}{S_2}$ нинг ва конуслик бурчагининг ортиши билан ортади. Кескин торайишда ҳам, текис торайишда ҳам 2—2 кесимда 1—1 кесимга нисбатан босим камайиб ($p_2 < p_1$), тезлик ортади ($v_2 > v_1$).

5) Тирсак (1.68-расм). Маҳаллий қаршилик коэффициенти икки трубанинг тутайиш бурчагига боғлиқ бўлиб, бу бурчакнинг ортиши билан ортади.

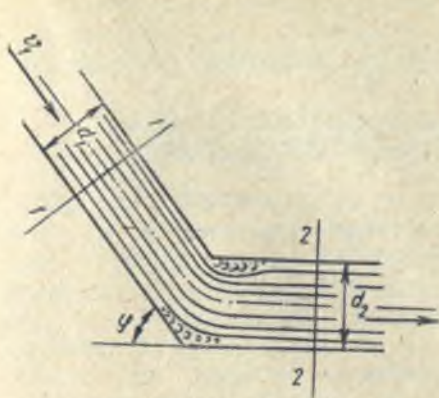
турида ζ коэффициент кесимларнинг ўзгаришига боғлиқ бўлиб, кесимлар нисбати $\frac{S_1}{S_2}$ қанча кичик бўлса, у шунча катта бўлади. Бу ҳолда маҳаллий қаршилик коэффициенти ни назарий ҳисобласак ҳам бўлади (бу тўғрида кейинроқ тўхталамиз).

Кескин кенгайиш а 2—2 кесимда 1—1 кесимга нисбатан босим ортиб ($p_2 > p_1$), тезлик камаяди ($v_2 < v_1$).

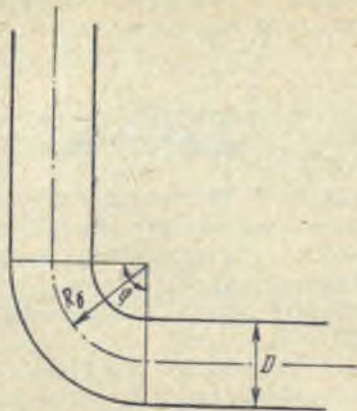
2) Текис кенгайиш (1.65-расм). Маҳаллий қаршилик коэффициенти кесимнинг ўзгаришига ва конуслик бурчаги α га боғлиқ бўлиб, кесимлар нисбати $\frac{S_1}{S_2}$ нинг камайи-

ши ва α нинг ортишига қараб ортади. Аввал кўрилгандаги каби 2—2 кесимда 1—1 кесимдагига нисбатан босим ортади ($p_2 > p_1$) ва тезлик камайди ($v_2 < v_1$).

3) Кескин торайиш (1.66-расм). Маҳаллий қаршилик коэффициенти ζ кесимлар ўзгаришига боғлиқ бўлиб, уларнинг нисбати ортиши билан ортади. Бу ҳолда энергиянинг сарф бўлиши кес-



1.68- расм. Тирсак.

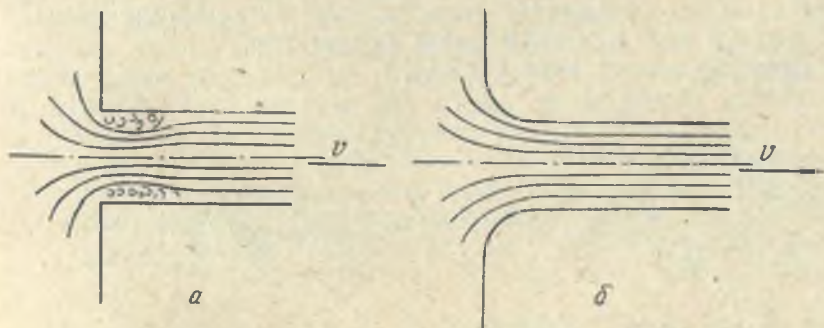


1.69- расм. Бурилиш.

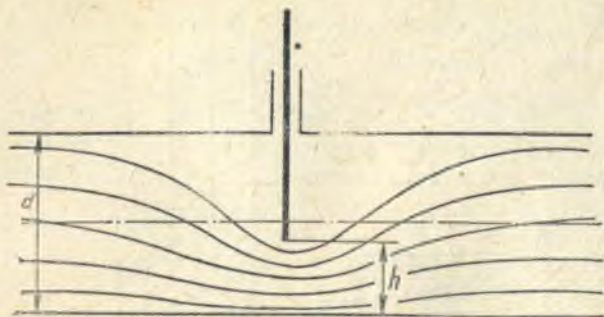
ζ нинг φ га боғлиқлиги асосан тажрибада текширилган бўлиб, баъзи содда ҳоллари оқимчалар назариясида қўрилган.

6. Бурилиш (1.69-расм). Маҳаллий қаршилик коэффициентини бурилиш бурчаги φ ва труба диаметрининг бурилиш радиус $R_б$ нинг нисбати α боғлиқ бўлади. Бурилишда ζ труба диаметрининг бурилиш радиусига нисбати $\frac{D}{R_б}$ ортиши билан ортиб бо-
ради.

7. Трубага кириш (1.70- расм). Агар труба бирор суюқлик билан тўла идишга туташтирилган бўлса, u ҳолда киришдаги ўткир бурчакларни (1.70-расм, a) айланиб ўтиш учун суюқлик энергияси сарф бўлади. Бу ҳолда маҳаллий қаршилик коэффициентининг қиймати: $\zeta = 0,5$. Киришдаги ўткир бурчаклар силлиқлашиб, трубага суюқлик киришига кам қаршилик кўрсатадиган шакл берилган бўлса, ζ нинг миқдори киришнинг силлиқлик даражасига қараб, $\zeta = 0,04 \div 0,10$ оралиғида бўлади (кўп ҳолларда ўртача $\zeta = 0,08$ қабул қилинади).



1.70- расм. Трубага кириш.



1.71- расм. Беркитгич.

8. **Диафрагма.** Трубопроводга ўрнатиладиган ва суyoқлик сарфини ўлчаш учун ишлатиладиган ўртаси тешик диск диафрагмага айтилади (1.41-расм). Бу ҳолда маҳаллий қаршилик коэффициенти трубанинг кесими S_1 ва диафрагма тешиги кесими S_0 нинг нисбати $\frac{S_0}{S_1}$ га боғлиқ бўлади ва бу нисбатнинг ортиши билан камайиб боради (6-жадвал).

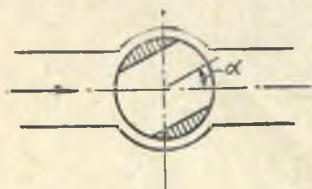
6-жадвал. Диафрагма учун қаршилик коэффициентининг ўзгариши

$\frac{S_0}{S_1}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
ζ	226	47,8	17,5	7,80	3,75	1,80	0,80	0,29	0,06	0,00

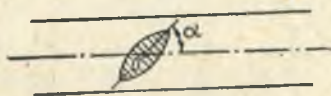
9. **Беркитгич (задвижка).** Маҳаллий қаршилик коэффициенти эшикчанинг (1.71-расм) очилиш даражасига боғлиқ бўлиб, унинг очилиши катталашishi билан камайиб боради. Унинг уртача очилишига $\zeta = 2,0$ тўғри келади.

10. **Дроссель клапан (1.72-расм)** ва **тиқин-жўмрак (1.73-расм).** Бу ҳолларда маҳаллий қаршилик коэффициенти дроссель клапаннинг ва тиқин-жўмракнинг очилиш бурчагига боғлиқ бўлиб, α 20° дан 50° гача бўлганда ζ нинг қийматлари:

Дроссель клапан учун $\zeta = 2 \div 53$.



1.72- расм. Дроссель клапан.



1.73- расм. Тиқин жўмрак.

Тиқин-жўмрак учун $\zeta = 2 \div 33$ атрофида бўлади. Булардан ташқари, вентиллар, жўмраклар ва бошқаларда ҳам маҳаллий қаршиликнинг камайишини кузатиш мумкин.

1.59-§. Рейнольдс сонининг катта қийматлари учун маҳаллий қаршилик коэффицентлари

Биз маҳаллий қаршиликларни вужудга келтирувчи тўсиқларнинг турлари тўғрисида тўхталиб ўтдик. Бу тўсиқларда оқимнинг турбулент тартибга хос бўлган ҳолларидаги қаршилик коэффицентининг ўзгаришини кўрган эдик. Турбулент ҳаракат вақтида ζ коэффиценти қаршилик кўрсатувчи тўсиқ шаклига, катталигига, тўсиқларнинг очилиш даражасига боғлиқ бўлишидан ташқари, суюқлик ҳаракатининг тартибига, яъни Рейнольдс сонига ҳам боғлиқ бўлади. Тажрибалар кўрсатишича, Рейнольдс сонининг катта қийматларида ҳаракат тартиби турбулент бўлса, маҳаллий қаршилик коэффиценти ζ нинг R_e сонига боғлиқлиги жуда ҳам сезиларсиз даражада бўлиб, бу боғлиқликни тўсиқлар шакли, тури ва очилиш даражасининг таъсирига нисбатан ҳисобга олмаслик мумкин. Қўйида биз турбулент оқим учун маҳаллий қаршиликнинг асосий турларида ζ коэффицентни ҳисоблаш усотида тўхталиб ўтамиз.

1.60-§. Трубанинг кескин кенгайиши (Борд теоремаси)

Трубанинг кескин кенгайиши ва бунда оқимнинг тахминий схемаси 1.64-расмда келтирилган. Кўришиб турибдики, оқим трубанинг тор қисмидан кенг кесимига ўтганда бурчакларда суюқлик труба сиртидан ажралади. Натижада оқим кескин кенгайида ва оқим сирти билан труба девори орасидаги ҳалқасимон оралиқда айланма (уюрмали) ҳаракат вужудга келади. Кузатишлар шуни кўрсатадики, асосий оқим ҳамда айланаётган суюқлик ўртасида заррачалар у томондан бу томонга ўтиб туради. Трубанинг кескин кенгайишида маҳаллий қаршилик коэффиценти ζ ни назарий усул билан ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун трубанинг тор қисмида 1—1 кесим оламиз. Трубанинг кенгайган қисмида эса кескин кенгайишдан кейин оқим кенгайиб бўлиб, барқарорлашган қисмида 2—2 кесим оламиз. 1—1 кесимда тезлик v_1 , босим p_1 2—2 кесимда эса тезлик v_2 ва босим p_2 бўлсин. Бу кесимларга пьезометр ўрнатсак, $p_2 > p_1$ бўлгани учун 1—1 кесимдаги пьезометрда суюқлик сатҳи 2—2 кесимдаги пьезометрдаги суюқлик сатҳидан h қадар паст бўлади. Агар кесимнинг кенгайиши ҳисобига гидравлик йўқотиш бўлмаганда эди, бу фарқ Δh миқдорда кўпроқ бўларди. Ана шу иккинчи пьезометрдаги сув сатҳининг Δh қадар пасайиб қолиши маҳаллий гидравлик йўқотишдан иборатдир.

1—1 кесимнинг сирти S_1 , 2—2 кесимнинг сирти эса S_2 бўлсин. У ҳолда бу кесимлар юзаси бўйича тезлик бир хил (яъни

$a_1 \approx \chi_2 \approx 1$) деб ҳисобласак, Бернулли тенгламаси шундай ёзилади:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{\text{кенг}}. \quad (7.2)$$

Энди, 1—1 ва 2—2 кесимлар ўртасидаги суюқликнинг цилиндрик ҳажми учун ҳаракат миқдорининг ўзгариши теоремасини қўллаймиз. Бунинг учун ён сиртлардаги уринма зўриқишни таъминан нолга тенг деб олиб, айтилган ҳажмга таъсир қилаётган ташқи кучлар импульсини ҳисоблаймиз. 1—1 кесимни труба кенгайиш кесимининг устида олинган деб қараш мумкин. У ҳолда цилиндр асосларининг юзалари тенглигидан уларга таъсир қилувчи импульс ўзгариши шундай ёзилади:

$$(p_1 - p_2)S_2$$

1—1 кесимдаги ҳаракат миқдори $\rho Q v_1$ ва 2—2 кесимдаги ҳаракат миқдори $\rho Q v_2$ бўлгани учун улар орасидаги ҳаракат миқдорининг ўзгариши қуйидагига тенг бўлади.

$$\rho Q (v_2 - v_1).$$

Бу икки миқдорни тенглаштириб, ушбу тенгламани оламиз:

$$(p_1 - p_2)S_2 = \rho Q (v_2 - v_1).$$

Тенгламанинг икки томонини $S_2 \gamma$ га бўлсак, у ҳолда $Q = S_2 v_2$ ни ҳисобга олиб, ушбу тенгламани оламиз:

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{\rho Q}{\gamma S_2} (v_2 - v_1) = \frac{v_2}{g} (v_2 - v_1). \quad (7.3)$$

Охириги тенгламанинг $v_2(v_2 - v_1)$ ҳади устида қуйидаги амалларни бажарамиз:

$$v_2(v_2 - v_1) = v_2^2 - v_2 v_1 = \frac{v_2^2}{2} + \frac{v_2^2}{2} - \frac{2v_1 v_2}{2} + \frac{v_1^2}{2} - \frac{v_1^2}{2}.$$

У ҳолда (7.3) тенглама ушбу кўринишга келади:

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} - \frac{2v_1 v_2}{2g} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}.$$

Охириги тенглама ҳадларини бир хил индекслар бўйича группаласак:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}.$$

Бу тенгламани (7.2) билан солиштирсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$H_M = h_{\text{кенг}} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} \quad (7.4)$$

Олинган (7.4) формула *Борд формуласи* дейилади.

Бу формулага асосан бо имнинг кескин кенгайишдаги пасайи-

ши тезлик камайиши квадратининг иккиланган эркин тушиш тезланишига нисбатига тенг (Борд теоремаси).

Энди, (7.4) формулага узилмаслик тенгламаси

$$v_1 S_1 = v_2 S_2 \text{ ёки } v_2 = \frac{S_1}{S_2} v_1$$

ни қўлласак, у қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$H_m = \left(v_1 - \frac{S_1}{S} v_1 \right)^2 \frac{1}{2g} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2 \frac{v_1^2}{2g}.$$

Бу муносабатни (7.1) га солиштириб, кескин кенгайиш учун маҳаллий қаршилиқ коэффициентини формуласи ушбу кўринишда ёзилади:

$$\zeta = \left(1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2. \quad (7.5)$$

Бу олинган муносабат (тажрибаларда тасдиқланишича) турбулент оқимлар учун олинган тажриба натижаларига жуда яқин келади. Шунинг учун у қўрилган ҳолларда ҳисоблаш ишларида кенг қўлланилади. Трубанинг кенгайган кесими аввалги кесимдан жуда кенг бўлса ($S_2 \gg S_1$), у ҳолда $\zeta \approx 1$ бўлади:

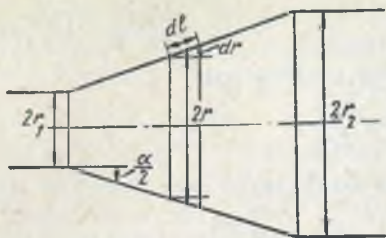
$$H_m = \frac{v_1^2}{2g}.$$

Бу хусусий ҳолда оқимнинг бутун кинетик энергияси маҳаллий қаршилиқни енгиш учун сарф бўлади.

Шуни айтиш керакки, қўрилган ҳолдаги энергиянинг ҳаммаси трубанинг кескин кенгайган қисмида оқимнинг труба сиртидан ажраши ҳисобига ҳосил бўлган айланма ҳаракатнинг вужудга келишига ва унинг янгиланиб туришига сарф бўлади.

1.61-§. Диффузорлар

Текис кенгайиб борувчи трубалар (1.65-расм) диффузорлар дейилади. Диффузорларда ҳаракат тезлиги камаяди ва босим ортиб боради. Суюқлик заррачалари ортиб бораётган босимни енгиш учун ўз кинетик энергиясини сарфлайди, натижада диффузорнинг кенгайиш йўналишида кинетик энергия камайиб боради. Суюқликнинг девор ёнидаги қаватларининг энергияси шунчалик камаядики, ортиб бораётган босим кучини енга олмай қолади ва натижада ҳаракатдан тўхтайтиди ёки тескари йўналишда ҳаракат қила бошлайди. Асосий оқим ана шу тескари ҳаракатланаётган оқим билан тўқнашиши натижасида уюрмали ҳаракат вужудга келиб, оқимнинг труба сиртидан ажралиш ҳодисаси юз беради. Бу ҳодисанинг тезкорлиги диффузорнинг конуслик бурчаги ортиши билан кучайиб боради ва уюрмали ҳаракат ҳосил қилиши сарф бўлаётган энергия ҳам ортади. Бундан ташқари, диффузорда ишқаланиш кучини ҳам ҳисобга олиш мумкин.



1.74-расм. Диффузорларда босимнинг камайишини ҳисоблашга доир чизма.

ти билан $\frac{\alpha}{2}$ бурчак ташкил қилган ва радиуслари r_1 дан r_2 гача ўзгариб боровчи, узунлиги dl бўлган элементар цилиндрик найчалардан ташкил топган деймиз (1.74-расм). У ҳолда ҳар бир элементар найча учун қуйидагига эга бўламиз:

$$dh_u = \lambda_u \frac{dl}{2r} \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

v — ихтиёрий кўрилатган кесимдаги ўртача тезлик ва ихтиёрий кесим юзаси $S = \pi r^2$ га тенг десак;

$$dl = \frac{dr}{\sin \frac{\alpha}{2}} \text{ ва } v = \frac{S_1}{S} v_1 = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 v_1$$

ни ҳисобга олиб

$$dh_u = \lambda_u \frac{dr}{2r \sin \frac{\alpha}{2}} \left(\frac{r_1}{r}\right)^4 \frac{v_1^2}{2g}$$

формулани келтириб чиқарамиз.

Бу тенгликда dr (яъни dl) ни нолга интиштириб орсак, босимнинг ишқаланиш ҳисобига камайишини тенгликнинг чап томонидан 0 дан h_u гача, ўнг томонидан r_1 дан r_2 гача интеграл олиш йўли билан ҳисоблаймиз:

$$h_u = \lambda_u \frac{r_1^4}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{v_1^2}{2g} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^5} = \frac{\lambda_u}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^4 \right] \frac{v_1^2}{2g}. \quad (7.6)$$

Кенгайиш ҳисобига босимнинг пасайишини ҳисоблаш учун кескин кенгайишдаги (7.4) формуладан фойдаланамиз ва бунда диффузор кескин кенгайишни тахминий ифодаллагани учун k коэффициент киритамиз. У ҳолда

$$h_{\text{кенг}} = k \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = k \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^4 \right] \frac{v_1^2}{2g}. \quad (7.7)$$

Шундай қилиб, диффузорда босимнинг пасайиши икки йўғиндидан иборат деб қаралади:

$$h_{\text{диф}} = H_m = h_u + h_{\text{кенг}},$$

бу ерда h_u — босимнинг ишқаланиш ҳисобига пасайиши;

$h_{\text{кенг}}$ — босимнинг кенгайиш ҳисобига пасайиши. Босимнинг ишқаланиш ҳисобига пасайишини тахминан ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун диффузорни диаметри $2r$, ён сирти диффузор сир-

k — тажрибада аниқланадиган коэффициент бўлиб, $5-20^\circ$ конуслик бурчагига эга бўлган диффузорлар учун И. Е. Идельчикнинг тажрибадан аниқланган формуласи бўйича

$$k = 3,2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sqrt[4]{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}.$$

Флингернинг тахминий формуласи бўйича

$$k = \sin \alpha$$

га тенг. Буни ҳисобга олиб (7.6) ва (7.7) йиғиндисидан қуйидагини оламиз:

$$H_{\text{н}} = h_{\text{диф}} = \left[\frac{\lambda_{\text{н}}}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) + \sin \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)^2 \right] \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_{\text{диф}} \frac{v_1^2}{2g}, \quad (7.8)$$

бу ерда $n = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2$ белгилаш киритилган бўлиб, у диффузорнинг кенгайиш даражаси дейилади.

Шундай қилиб, диффузор учун маҳаллий қаршилиқ коэффициенти қуйидаги формула бўйича аниқланади:

$$\zeta_{\text{диф}} = \frac{\lambda_{\text{н}}}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) + \sin \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)^2. \quad (7.9)$$

Бу формуладан кўринадики, маҳаллий қаршилиқ коэффициенти $\lambda_{\text{н}}$ конуслик бурчаги ва кенгайиш даражасига боғлиқ экан.

(7.9) дан кўриниб турибдики, α нинг ва n нинг орғиши билан ($\lambda_{\text{н}}$ ўзгармас бўлганда) йиғиндининг биринчи ҳади камаяди, яъни ишқаланиш кучининг таъсири камайиб, диффузор калталашади ва уюрмаларнинг таъсири кўпаяди. α камайганда эса ($\lambda_{\text{н}}$ ўзгармас кенгайиш даражаси n да) ишқаланиш кучи орғиб, уюрмалар камаяди.

Ҳисоблашларда, одатда $\lambda_{\text{н}} = 0,015 \div 0,025$ деб олинади. Бу ҳолда энг қулай диффузор учун назарий йўл билан кенгайиш даражаси $n = 2 \div 4$ ни келтириб чиқарамиз. Бу конуслик бурчаги $\alpha = 6^\circ$ га тўғри келади.

Амалда диффузорнинг узунлигини камайтириш учун n ва α бироз каттароқ қилиб, $\alpha = 7^\circ \div 9^\circ$ атрофида олинади.

1.62-§. Трубаларнинг торайиши

Кескин торайишда (1.66-рasm) кесимлар нисбати бир хил бўлган кескин кенгайишга нисбатан камроқ энергия сарф бўлади. Бу ҳолда энергиянинг сарф бўлишига тор трубага киришдаги ишқаланиш кучи ва уюрмалар пайдо бўлиши сабабдир. Уюрмаларнинг пайдо бўлиши эса оқимнинг тор трубага кириш олдидаги бурчакни айланиб ўта олмай, кенг труба сиртидан ажралишига ва торайишига, натижада труба девори ва оқим орасида

жуда секин ҳаракатланувчи уюрмали оқим пайдо бўлишига олиб келади. Оқимнинг торайиши у тор трубага кирганда ҳам давом этади ва сўнгра кенгайди. Бу даврда гидравлик йўқотиш кескин кенгайишдаги каби аниқланади. Шундай қилиб, босимнинг тўлиқ пасайиши қуйидагига тенг бўлади:

$$H_m = h_{\text{тор}} = \zeta_0 \frac{v_1^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = \zeta_{\text{тор}} \frac{v_2^2}{2g} \quad (7.10)$$

бу ерда ζ_0 —тор трубага киришдаги ишқаланишни аниқловчи қаршилик коэффициенти; v_1 —торайгандаги тезлик.

Кескин торайишнинг қаршилик коэффициенти торайиш даражаси $n = \frac{S_1}{S_2}$ га боғлиқ ва И. Е. Идельчик томонидан таклиф қилинган қуйидаги ярим эмпирик формула билан аниқланиши мумкин:

$$\zeta_{\text{тор}} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{S_2}{S_1} \right) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{n} \right). \quad (7.11)$$

Формулалардан кўриниб турибдики, $\frac{1}{n} \approx 0$ деб ҳисоблаш мумкин бўлса, яъни катта идишдан трубага кириш ҳолида, агар кириш бурчаги силлиқланган бўлмаса, қаршилик коэффициенти (1.70- расм). $\zeta_{\text{тор}} = 0,5$ бўлади. Кириш бурчаги (кириш қирраси) силлиқланган бўлса, қаршилик кучи камаяди.

Текис торайиш (1.67- расм) *конфузор* деб аталади. Конфузорда суюқлик оқаётганда тезлик ортиб, босим камайиб боради. Суюқлик катта босимли соҳадан кичик босимли соҳага қараб ҳаракат қилгани учун уюрмалар пайдо бўлиши ва диффузордаги каби оқимнинг сиртдан ажралишига ҳеч қандай сабаб йўқ. Шунинг учун конфузорда энергия фақат ишқаланишга сарф бўлади. Шундай қилиб, конфузордаги қаршилик кучи худди шундай диффузордагига қараганда кичик бўлади.

Конфузордаги босимнинг пасайишини диффузордаги каби элементар бўлақларга бўлиб, сўнгра интеграллаб ҳисоблаш мумкин. Шу усул билан қуйидаги формулани оламиз:

$$H_m = \frac{\lambda_n}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \frac{v_2^2}{2g} \quad (7.12)$$

бу ерда n —торайиш даражаси.

Тор трубага киришда оқимнинг девордан ажралиши ва озроқ уюрма ҳосил бўлиши кузатилади. Бу уюрмани йўқотиш учун баъзан конуссимон трубанинг цилиндрик трубага туташган жойига маълум шакл берилиб, силлиқ туташтирилади. Бундай туташтирилган трубалар сопло дейилади.

1.63- §. Тирсаклар

Трубаларнинг кескин бурилиши ёки тирсакларда (1.68- расм), одатда, анчагина миқдорда энергия сарф бўлади. Тирсакларда энергия сарфига оқимнинг (труба сиртидан) ажралиши ва уюрмалар юзага келиши сабаб бўлиб, φ бурчак қанча катта бўлса, сарф ҳам шунча кўп бўлади,

Цилиндрик трубалардаги тирсакларда маҳаллий қаршилик коэффиценти $\zeta_{тр}$ бурчак φ нинг ўсиши билан жуда кескин ўсиб, $\varphi = 90^\circ$ да 1 га тенг бўлади. Кичик диаметрли трубалардаги тирсаклар учун қаршилик коэффиценти ушбу формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$\zeta_{тр} = 0,946 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + 2,047 \sin^4 \frac{\varphi}{2}. \quad (7.13)$$

Энергия сарфи катта бўлгани учун кескин бурилишли тирсакларни трубопроводларда қўллаш тавсия этилмайди.

Трубалардаги бурилишларни (1.69- расм) ҳам, одатда, тирсаклар деб аташ мумкин. Бундай бурилишли тирсакларда уюрмалар камроқ пайдо бўлгани учун қаршилик ҳам камроқ бўлади. Бу ҳолда қаршилик коэффиценти ζ_6 ни ҳисоблаш учун ушбу формуладан фойдаланилади:

$$\zeta_6 = \left| 0,131 + 0,163 \left(\frac{D}{R_6} \right)^{3,5} \right| \frac{\varphi}{90^\circ}. \quad (7.14)$$

$\varphi = 90^\circ$ ва $\frac{R_6}{D} \geq 1$ бўлганда тажрибадан олинган қуйидаги формуладан фойдаланиш мумкин:

$$\zeta_6 \approx \zeta'_6 \approx 0,051 + 0,19 \frac{D}{R_6}, \quad (7.15)$$

бурчак $\varphi \leq 70$ бўлганда қаршилик коэффиценти

$$\zeta_6 \approx 0,9 \sin \varphi \zeta'_6$$

га $\varphi \geq 100$ да эса қуйидагига тенг.

$$\zeta_6 = \left(0,7 + \frac{\varphi}{90^\circ} 0,35 \right) \zeta'_6. \quad (7.16)$$

Бурилишдаги босимнинг пасайиши қаршилик коэффиценти аниқлашга келади:

$$H_m = h_6 = \zeta_6 \frac{v^2}{2g}$$

ва у тўлиқ гидравлик йўқотиш билан ишқаланишга йўқотишнинг айирмасига тенг, яъни труба эгрилиги ҳисобига пайдо бўлган қаршиликнигина ифодалайди.

Тирсакларда қаршилик трубанинг шаклига боғлиқ бўлиб, у оқимнинг уюрмалар ҳосил қилишига таъсир қилади. Бу масалалар устида жуда кўп назарий текширишлар ва тажрибалар мавжуд бўлиб, биз улар тўғрисида тўхталиб ўтирмаймиз.

1.64-§. Рейнольдс сонининг кичик қийматларида маҳаллий қаршилик коэффициентини

Юқорида айтганимиздек, Рейнольдс сонининг катта қийматларида (агар ҳаракат турбулент бўлса) маҳаллий қаршиликнинг R_e га боғлиқлиги шунчалик кичикки, унинг таъсирини ҳисобга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда юқорида келтирилган усуллар билан турли қаршилик коэффициентларини ҳисоблаш мумкин.

Ламинар ҳаракат вақтида эса умумий қаршилик ишқаланиш кучи ва уюрмалар юзага келиши ҳисобига пайдо бўлган қаршиликлар йиғиндисига тенг. Буни ҳисобга олиб ўтказилган тажрибалар маҳаллий қаршилик коэффициентини куйидаги кўринишда ифодалашга имкон беради:

$$\zeta = \frac{A}{R_e} + B. \quad (7.17)$$

Кейинчалик ўтказилган А. Д. Альтшуль, В. Н. Караев ва Н. З. Френкелларнинг тажрибалари Рейнольдс сонининг кичик қийматларида ($R_e < 9$) маҳаллий қаршилик коэффициентини R_e га тескари пропорционал кўринишда олиш мумкин эканлигини кўрсатди:

$$\zeta = \frac{A}{R_e}.$$

Демак, Рейнольдс сонининг жуда кичик қийматларида қаршилик коэффициентини маҳаллий қаршиликнинг шаклига боғлиқ бўлмай, фақат R_e сонига боғлиқ булар экан.

Ламинар тартибли оқимлар учун Рейнольдс сонининг катта-роқ қийматларида эса маҳаллий қаршилик (2.17) га қараганда бир оз мураккаброқ кўринишда ифодаланиши мумкин:

$$\zeta = \frac{C}{R_e^m}, \quad (7.18)$$

бу ерда C ва m —маҳаллий қаршиликнинг қайси кўринишда бўлишига боғлиқ коэффициентдир.

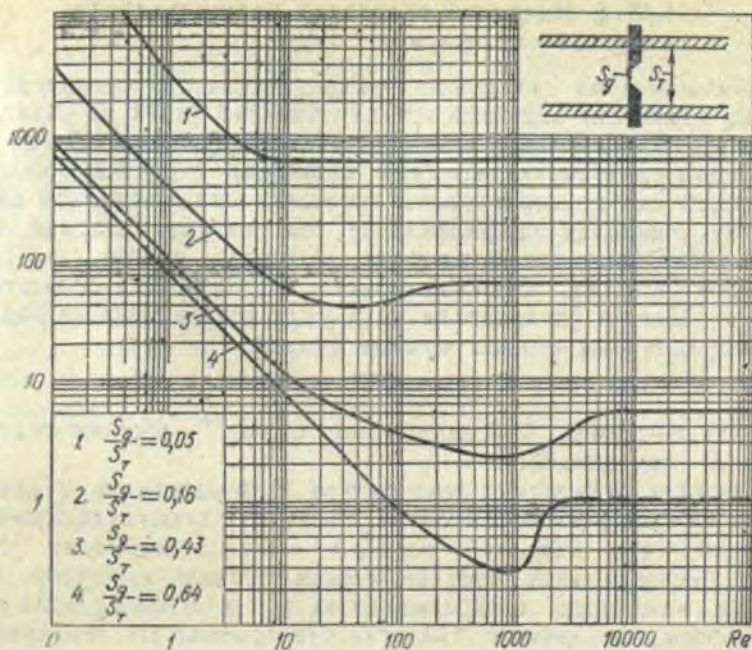
Ф. П. Товстолесовнинг тажрибалари бўйича $m = 0,285$ бўлиб,

$$\zeta = \frac{C}{R_e^{0,285}}.$$

„Азнефткомбинат“ нинг гидравлик лабораториясида ўтказилган тажрибалар бўйича $m = 0,25$ бўлади:

$$\zeta = \frac{C_1}{R_e^{0,25}}.$$

Тажриба натижаларидан кўринадики, Рейнольдс сонининг катталиги ортиши билан маҳаллий қаршиликлар шаклининг таъсири ортиб бориб, $R_e > 3500$ бўлганда, хусусан турбулент тартибга ўтганда, бу таъсир ҳал қилувчи роль ўйнайди.



1.75-расм. Кичик Re да маҳаллий қаршилик.

Мисол сифатида 1.75-расмда диафрагмалар учун маҳаллий қаршилик коэффициентининг Re нинг узғариши бўйича узғариб боришни тўртта диафрагма учун келтирилган.

Бу расмдан Рейнольдс сонининг кичик қийматларида $\lg \zeta$, $\lg Re$ га чизиқли боғлиқ бўлиб, маҳаллий қаршилик коэффициенти учун (2.17) формуланинг тўғри эканлиги кўринади. Рейнольдс сони катталашган сари бу қонуният ўзғариб боради.

Маҳаллий қаршиликларда Re сони кичик бўлган ҳолларда амалий ҳисоб ишлари учун гидравлик йўқотишни трубанинг эквивалент узунлиги билан алмаштирилади. Эквивалент узунлик деб кўриладиган трубанинг шундай узунлиги олиндики, ундаги ишқаланиш қаршилиги маҳаллий қаршиликка тенг. Бу ҳолда

$$H_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g} = \lambda \frac{l_{\text{эқв}}}{D} \frac{v^2}{2g}. \quad (7.19)$$

Бундан эквивалент узунлик учун формула чиқарамиз:

$$l_{\text{эқв}} = \zeta_m \frac{D}{\lambda}. \quad (7.20)$$

Эквивалент узунликни турли маҳаллий қаршиликлар учун, одатда, тажриба йўли билан аниқланади.

1.65-§. Маҳаллий гидравлик қаршиликларда кавитация ҳодисаси

Суюқликларда газларнинг эриши ҳақида сўз юритилган 8-§ да биз кавитация ҳодисаси устида тўхталиб ўтдик ва кавитация ҳодисаси суюқликларда агрегат ҳолатининг ўзгариши билан боғлиқ эканлиги кўрсатилди. Унда кавитация ҳодисаси босимнинг камайиши ёки температуранинг ортишига боғлиқ эканлиги айtilган эди. Маҳаллий қаршиликларда температура ўзгармай, оқим кесимининг ўзгариши натижасида суюқликда эриган газларнинг миқдори ўзгаради. Суюқликларнинг зичлиги (ёки солиштирма ҳажми) деярлик ўзгармагани учун унда эриган газларга Бойль—Мариот қонунини қўллаш мумкин бўлади:

$$pV = RT,$$

бу ерда p —босим; V —солиштирма ҳажм, T —абсолют температура; R —газ доимийси.

Суюқлик оқимларида температура ўзгармагани ва кўндаланг кесим кичрайганда босим ортиб, кесим катталашганда босим камайгани учун маҳаллий торайиш мавжуд жойларда тезлик ортиб, босим камаяди (масалан, кескин торайиш, конфуздор, жўмраклар, эшикчалар, диафрагмалар ва ҳ. к.). Агар бу ерда абсолют босим суюқликнинг тўйинган бўғларининг шу температурадаги парциал босимига тенг бўлса, у ҳолда бугланиш ва эриган газларнинг ажралиш ҳодисаси ёки маҳаллий қайнаш ҳодисаси рўй беради. Торайишдан кейин кенгайиш бошланиши билан босим ортиб, қайнаш тўхтайдиган ва ажралган бўғлар конденсацияланиб, газлар эрийди, яъни кавитация ҳодисаси юз беради. Кавитация ҳодисаси юқори частотали маҳаллий кичик гидравлик зарбаларнинг келиб чиқишига сабаб бўлади. Бу ҳодиса гидросистемаларда одатдаги тартибнинг бузилишига, айрим ҳолларда эса, унинг қисмларининг ишдан чиқишига сабаб бўлади, трубопроводларда қаршиликнинг ортишига олиб келади.

Шунинг учун маҳаллий қаршиликларда кавитациянинг келиб чиқишига қарши кураш олиб борилади. Бундай усуллардан бири маҳаллий қаршиликнинг босим камаювчи қисмида клапанлар ёрдамида босимни кўтаришдан иборат. Лекин бу усул босимнинг пасайиш даражаси юқори бўлганда кўп фойда бермайди, аммо кавитациянинг зарарли таъсирини камайтиришга ёрдам беради.

1.66-§. Кавитациядан амалда фойдаланиш

Кавитация ҳодисасидан амалда фойдаланиш ҳам мумкин. Хусусан бу ҳодисани сарфни стабиллаш мақсадида Вентури соплоларидан фойдаланишда кўриш мумкин (1.76-расм). Киришдаги босим $p_{кр}$ ўзгармаган ҳолда, чиқишдаги босим $p_{чк}$ камайиши билан оқимнинг тезлиги ва сарфи ортади. Лекин тезлик ортиши билан соплонинг торайган қисмида босим камаяди. Бу босим кавитациянинг бошланишига олиб келувчи босим миқдорига тенг-

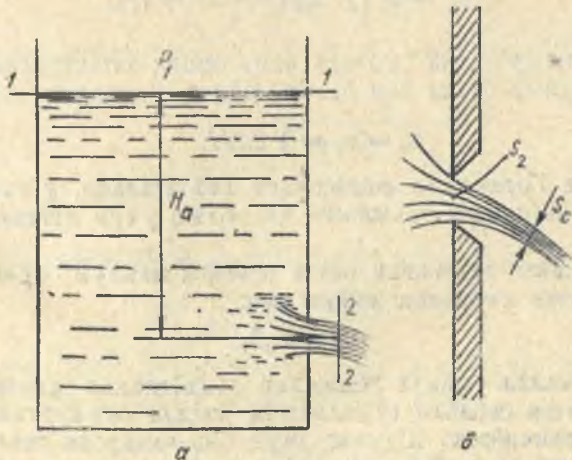
VIII боб. СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ТЕШИК ВА НАЙЧАЛАРДАН ОҚИШИ

Техникада жуда кўп ҳолларда суюқликларнинг тор ва калта найчалардан ҳамда тешиклардан оқиш ҳолларини учратиш мумкин. Бу ҳолнинг ўзига хос хусусияти шундан иборатки, бирор катта идишдаги суюқликнинг потенциал энергияси тешикдан чиқишда оқимчанинг кинетик энергиясига айланади. Албатта бу ҳолда энергиянинг бир қисми қаршиликларни енгишга сарф бўлади. Бундай воқеаларни гидроузатмаларда мойларнинг гидроцилиндрлардан босим остида оқиб чиқиши, ёқилгининг ёниш камерасига оқиб ўтиш ва ҳоказоларда учратиш мумкин. Одатда, бу масалаларни ечишда оқим физикасига боғлиқ шартлар киритилади.

1.68-§. Суюқликнинг юпқа девордаги тешикдан ўзгармас босимда оқиши

Бирор катта идишда суюқлик p_1 босим остида сақланаётган бўлиб, у озод сиртидан H_a масофадаги кичик тешикдан оқаётган бўлсин (1.77-расм, а). Диаметри идиш ўлчамларига қараганда жуда кичик бўлган тешик кичик тешик деб аталади. Юпқа девор деб оқаётган суюқлик тешикнинг фақат ички қиррасига тегиб, унинг ён сиртига тегмаган ҳолга айтилади. Бундай ҳол девор қалинлиги тешик диаметридан бир неча баробар кичик бўлса ёки тешик кесимининг ички қиррасидан ташқарига кенгайиб борсагина (1.77-расм, б) ўринли бўлади.

Бу ҳолда суюқлик заррачалари тешик атрофидаги ҳажмдан ташқарига қараб ҳаракат қилади ва тешикка яқинлашган сари тезлашиб боради. Шун билан бирга суюқликнинг оқаётган зарра-



1.77-расм. Суюқликнинг тешиклардан оқиб кетишига доир чизма.

чаларининг барчаси учун бир хил шароит бўлиб, улар силлиқ траектория бўйича ҳаракат қилади ва тешиқ қиррасида идиш деворидан ажралади. Бундан кейинги оқиш давомида оқимчанинг кесими бир оз тораяди ва цилиндрик шакл қабул қилади. Қури-лаётган ҳолда асосий масала тешиқдан оқаётган суюқликнинг тезлигини топишдан иборат. Суюқликка тўлдирилган идишда (1.77-рasm, а) юзаси S_1 бўлган 1—1 (эркин сирт) ва S_2 бўлган 2—2 оқаётган суюқлик оқимчасининг тешиқ олдидаги кесимла-ри учун Бернулли тенгламасини ёзамиз:

$$\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \zeta \frac{v^2}{2g}. \quad (8.1)$$

Бундан тешиқ учун маҳаллий қаршилик коэффициентини ζ нолга тенг бўлган ҳолда $z_1 - z_2 = H$ ва $v_1 S_1 = v_2 S_2$ эканлигини ҳисоб-га олсак, ушбу тенгламани оламиз:

$$\left[1 - \left(\frac{S_2}{S_1} \right) \right] \frac{v_2^2}{2g} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H,$$

бу тенгламадан оқимчанинг назарий ҳисобланган тезлиги учун қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$v_n = v_2 = \sqrt{\frac{2g \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H}{1 - \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2}}. \quad (8.4)$$

Агар идишнинг кесими S_1 га қараганда тешиқнинг кесими S_2 жуда кичик бўлса, у ҳолда

$$v_n = v_2 \sqrt{2g \left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H \right)}.$$

Идишдаги суюқлик сиргида ҳам, тешиқ ташқарисида ҳам ат-мосфера босими бўлса ёки $p_1 = p_2$ бўлса, у ҳолда

$$v_n = v_2 = \sqrt{2gH}. \quad (8.3)$$

Бу формула *Торичелли формуласи* деб аталади, у суюқликнинг тор тешиқдан оқиши тезлигини ҳисоблаш учун назарий форму-ладир.

Суюқликнинг тешиқдан оқиш тезлиги маълум бўлган ҳолда-унинг сарфини ҳисоблаш қийин эмас

$$Q_n = v_n S_2. \quad (8.4)$$

Лекин амалда оқимча тешиқдан чиқаётганда унинг кесими-нинг торайиши сабабли қурилаётган масала биз қургандагига қа-раганда мураккаброқ. Шунинг учун биз чиқарган тезлик форму-лалари тезлик ва сарфни назарий текшириш учун қўлланилиб, амалда эса уларга маълум тузатишлар киритилади.

1.69-§. Сиқилиш, тезлик ва сарф коэффициентлари

Биз юқорида суюқликнинг тешикдан оқишини кўрганимизда оқимчанинг тешикдаги кесимини олганимиз учун оқимчанинг ва тешикнинг кесимини бир хил деб қарадик. Аслида эса суюқлик тешикка унинг атрофидаги ҳажмдан ҳар томонлама оқиб келгани учун унинг тезлиги ошиб боради. Суюқлик оқими тешикка яқинлашган сари торайиб боради ва бу жараён суюқлик тешикдан ўтгандан кейин ҳам инерция кучи таъсирида маълум масофагача давом этади. Сунгра эса торайиш тўхтаб, оқим узгармас S_c кесимли оқимча кўринишида ҳаракат қилади. Оқимчанинг торайиши тахминан тешик диаметрига тенг масофада тўхтайти. Торайишни ҳисоблаш учун, одатда сиқилиш коэффициенти ϵ кiritилади:

$$\epsilon = \frac{S_c}{S_2} \quad (8.5)$$

Бу коэффициент юқорида айtilганларга асосан бирдан кичик ва тажрибаларда аниқланишича $\epsilon = 0,61 \div 0,64$ атрофида бўлади.

Биз тешикдан оқаётган суюқлик тезлиги учун формула чиқаришда $\zeta = 0$ деб қабул қилган эдик. Амалдаги тезликни ҳисоблаш учун эса (8.1) лаги маҳаллий қаршилик коэффициенти ζ ни ҳисобга олган ҳолда қуйидаги формулани олаимиз:

$$v_a = \sqrt{\frac{2g \left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H \right)}{1 + \zeta - \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2}}$$

Тор тешиклар учун эса $\frac{S_2}{S_1} \ll 1$ бўлгани сабабли $\left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2 \approx 0$ деб ҳисоблаб, қуйидагини олаимиз:

$$v_a = \sqrt{\frac{2g \left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma} + H \right)}{1 + \zeta}}$$

Юқорида кўрганимиздек, $p_1 = p_2$ ҳол учун

$$v_a = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}} \sqrt{2gH} \quad (8.6)$$

Бу формулани (8.3) билан солиштирсак, амалий ва назарий тезликлар ўртасида қуйидаги муносабатни олаимиз:

$$v_a = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta}} v_n \quad (8.7)$$

Бундан кўринадики, амалий тезлик назарий тезликдан кичик экан. Одатда, амалий тезликнинг назарий тезликка нисбатини

тезлик коэффициентини деб аталади ва φ билан белгиланади:

$$\varphi = \frac{v_a}{v_n}. \quad (8.8)$$

(8.8) ни (8.7) билан солиштириш натижасида тезлик коэффициентини ҳисоблаш учун ушбу формулага эга бўламиз:

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta}}. \quad (8.9)$$

Кўришиб турибдики, $\varphi < 1$. Идеал суюқликлар оққанда эса $\zeta = 0$, $\varphi = 1$ бўлиб, оқиш тезлиги учун назарий формулани оламиз. Тажрибаларнинг кўрсатишича сув учун $\zeta \approx 0,06$, $\varphi \approx 0,97 \div 0,98$ бўлади.

Тешикдан оқаётган суюқликнинг амалий сарфи қуйидагича ҳисобланади:

$$Q_a = v_a \cdot S_c.$$

(8.5) дан $S_c = \epsilon S_2$ бўлгани учун (8.8) ни ҳисобга олиб, охириги тенгликдан ушбу муносабатни оламиз:

$$Q_a = \varphi v_n \epsilon S_2 = \varphi \epsilon v_n S_2.$$

Бу сўнгги формулани (8.4) билан солиштириб, назарий ва амалий сарфлар учун қуйидаги боғланишни оламиз:

$$Q_a = \varphi \epsilon Q_n = m v_n S_2. \quad (8.10)$$

(8.10) даги $\varphi \epsilon$ кўпайтмани m билан белгилаймиз ва сарф коэффициентини деб атаймиз:

$$m = \varphi \epsilon. \quad (8.11)$$

Бундай хулоса қилиб, сарф коэффициентини амалий сарфнинг назарий сарфга нисбатига тенг эканлигини кўрамиз:

$$m = \frac{Q_a}{Q_n}.$$

Юқорида φ ва ϵ учун келтирилган тажриба миқдорларидан $m \approx 0,60 \div 0,63$ эканлиги маълум.

ϵ , φ , m ларнинг келтирилган қийматлари Рейнольдс сонининг катта миқдорлари учун тўғри. Аслини олганда бу коэффициентлар R_e нинг функциясиدير.

1.70-§. Суюқликнинг цилиндрик найчадан оқиши

Идиш деворидаги тешикка ўрнатилган калта трубалар *найчалар* деб аталади. Одатда, найчалардан сарфни кўпайтириш ёки ихчам оқимчалар олиш учун фойдаланилади. Кўп ҳолларда идиш девори қалин бўлиб, у парма билан тешилганда найча шаклида тешик пайдо бўлади.

Найчалардан оқадиган суюқликни ҳисоблашда юқорида кел-

тирилган тезлик ва сарф формулаларидан фойдаланамиз, лекин ϵ , φ , m коэффициентларнинг қийматлари бошқача булади.

Цилиндрик найчалардан суюқлик оқаётганда киришда у девордан ажралади ва тораяди. Бу ҳодиса худди юпқа девордаги тешикдан оқиш ҳолидаги каби булади. Лекин бу торайиш тўхтаб, торайган оқимча билан найча девори орасида уюрмали ҳаракат вужудга келганлиги сабабли кенгайиш бошланади ва оқим найчанинг бутун кесимини эгаллаб олгунча давом этади. Натижада оқимча найчанинг кўндаланг кесимига тенг кесимда чиқиб кетади. Бу ҳодиса найчанинг узунлиги l унинг диаметридан $3 \div 4$ марта катта бўлганда тўлиқ амалга ошади (1.78-расм, а).

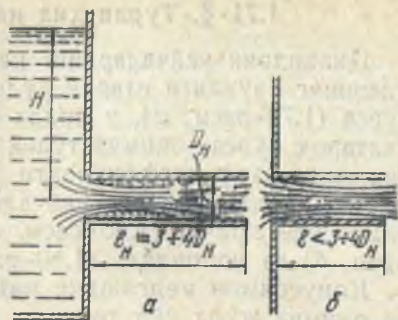
Бу ҳолда оқимча диаметри найча диаметрига тенг бўлгани учун сиқилиш коэффициенти $\epsilon = 1$, бинобарин, $m = \varphi$ бўлади.

Агар найча $l_n = (3 \div 4)D_n$ дан калта бўлса, бу ҳолда торайган оқимча найча кесимигача кенгайиб улгурмайди ва оқим тешикдан оқаётган суюқлик каби бўлади (1.78-расм, б).

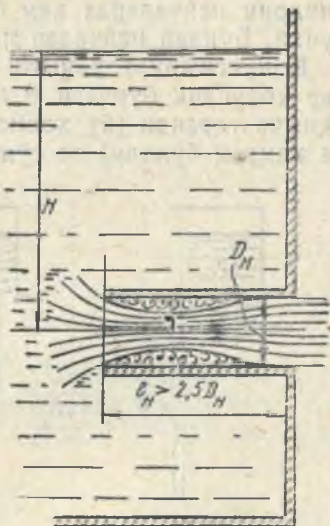
Найча узунлигининг унинг диаметрига нисбати $\frac{l_n}{D_n}$ ва Рейнольдс сони тезлик ҳамда сарф коэффициентларига таъсир кўрсатади. Бу таъсирни тажрибаларда кўп текширилган бўлиб, φ , m ва ζ ларнинг уртача қийматлари цилиндрик найчалар учун қуйидагича булади:

$$\varphi = m = 0,80; \quad \epsilon = 0,55.$$

Юпқа девордаги тешикдан оқиш ҳоли билан солиштириш натижаси шунини кўрсатадики, цилиндрик найчалардан оқишда оқимчанинг сиқилиши бўлмагани учун сарф ортади, лекин қаршилиқ катта бўлгани учун тезлик камроқ бўлади. Баъзи ҳолларда ички цилиндрик найчалар қўлланилиб, улар идиш деворидаги тешикка ичкари томондан кавшарланган жуда кичик труба кўринишида бўлади. Бундай найчаларда оқимча киришдаги торайишдан кейин $l_n > 2,5D_n$ га тенг узунликда тўлиқ кенгайди (1.79-расм). Бу ҳолда ҳам $\epsilon = 1$ бўлиб, $m = \varphi = 0,70$ бўлади $l_n \leq 1,5D_n$ да эса оқим тўлиқ кенгайишга улгурмайди, натижада сарф камайиб кетади.



1.78-расм. Найчадан оқиш.



1.79-расм. Ички цилиндрик найча.

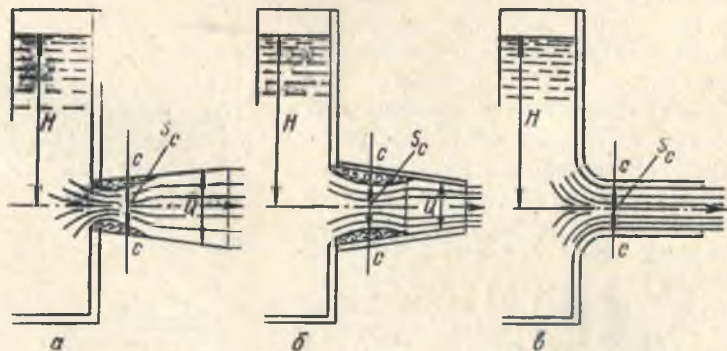
1.71-§. Турли хил найчалар

Цилиндрик найчаларнинг камчиликлари шулардан иборатки, уларнинг узунлиги етарли бўлиб, оқимча тўлиқ кенгайишга улгурса (1.78-расм, *а*), у ҳолда қаршилик ортиб кетади. Агар у калтароқ бўлса, оқимча тўлиқ кенгаймаслиги (1.78-расм, *б*) натижасида сарф коэффициенти камайиб кетади. Шунинг учун, одагда, бошқа хилдаги найчалар ҳам қўлланилади. Улар конуссимон кенгаювчи (1.80-расм, *а*), конуссимон тораювчи (1.80-расм, *б*) ва коноидаль (1.80-расм, *в*) найчалардир.

Конуссимон кенгаювчи найчаларда (диффузорларда) киришда оқимча жуда кўп тораяди, сўнгра эса тез кенгая бошлайди ва найчани бутунлай тўлдиради. Шунинг учун сиқилиш коэффициенти $\epsilon = 1$. Конуслик бурчаги $\theta > 8^\circ$ бўлганда эса оқимча тўлиқ кенгая олмайди ва натижада найча деворларига тегмай оқади. Бу ҳолда оқиш юпқа девордаги тешикдан оқиш ҳолидан фарқ қилмайди.

Кенгаювчи найчаларда тезлик, сиқилиш ва сарф коэффициентлари ($\theta \leq 8^\circ$ да) конуссимон кенгайиш бурчагига боғлиқ бўлиб, уларнинг қийматлари ўртача $m = \varphi = 0,45$ бўлади. Бундай найчаларда тезлик камайиб кетади. Бунга сабаб найчада оқимча торайиши ва сўнгра тез кенгайиши натижасида қаршилик кўпайиб кетишидир. Шунга қарамай суюқлик сарфи анча кўпаяди. Албатта, сарф коэффициентидан бунинг акси кўринади, лекин бу коэффициент кенгайган чиқиш кесимига тегишли эканини ҳисобга олсак, сарфнинг кўпайиши тушунарли бўлади. Конуссимон кенгаювчи найчаларда оқимча торайган ерда вакуум пайдо бўлади ва у сўриш эффектини вужудга келтиради. Бу эффект цилиндрик найчаларда ҳам бўлади, лекин кенгаювчи найчаларда кучли. Бундай найчалар паст босимларда яхши натижа беради.

Конуссимон тораювчи найчаларда ҳам φ , m , ϵ коэффициентлар конуслик бурчаги θ га боғлиқ. Бундай найчаларда киришда оқимча тораяди (бу ҳодиса цилиндрик найчалардагига қараганда камроқ бўлади) ва сўнг кенгаяди. Найчадан чиқишда эса,



1.80-расм. *а* — конуссимон кенгаювчи найча, *б* — конуссимон тораювчи найча, *в* — коноидаль найча.

унинг кесими торайишда давом этгани учун, оқимча учун иккинчи (ташқи) торайиш юз беради. Бу найчаларда ички торайиш кам бўлгани учун унга сарф бўлган энергия ҳам кам бўлади. Тажрибалардан маълумки, тораювчи найчаларда тезлик коэффициентлари конуслик бурчаги ортиши билан ортиб боради: сарф коэффициентлари эса аввал ортиб бориб, $\theta = 13^\circ$ да энг катта қиймагга ($m = 0,946$) эришади, сўнгра эса камаяди. Шуни айтиш керакки, сарф коэффициентлари ортганига қарамай тораювчи найчаларда сарф камаяди, чунки барча коэффициентлар чиқиш кесимига нисбатан олинган. Бу найчаларда чиқиш кесими кириш кесимига нисбатан торайгани учун катта тезликлар олиш мумкин.

Коноидаль найчаларнинг шакли юққа девордаги тешикдан оқаётган суюқлик оқими шаклига ўхшаш бўлади. Шунинг учун уларда ички торайиш бошқа найчалардагига қараганда жуда кичик бўлиб, қаршилик ҳам кам бўлади. Демак, тезлик, сарф ва сиқилиш коэффициентлари энг катта бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, бу ҳолда $m = \varphi = 0,97$, $\epsilon = 1$ бўлади, найча деворлари жуда силлиқланганда эса $m = \varphi = 0,995$ гача етади. Коноидаль найчалар энг катта тезлик ва сарф беради, лекин уларни ясаш қийин бўлгани учун амалда жуда кам қўлланилади.

Турли найчаларда сув учун оқиш коэффициентларининг қийматлари 7-жадвалда келтирилган. Турли найчалар актив турбиналарнинг соплolariда, гидравлик турбиналарнинг сўрувчи трубаларида, фонтанларнинг соплolariда, брандспойт, гидромониторларда, турли суюқликни сўрувчи ва сочувчи ва бошқа турли қурилмаларда ишлатилади.

7-жадвал. Ҳар хил шаклдаги найчалар ва думалоқ тешик учун сиқилиш, тезлик ва сарф коэффициентлари

Т.№	Найчалар тури ва тешиклар	Расмлар	ϵ	φ	m	ξ
1.	Юққа девордаги думалоқ тешик	77	0,64	0,97	0,62	0,06
2.	Ташқи цилиндрик найча	78	1	0,82	0,82	0,5
3.	Ички цилиндрик найча	79	1	0,71	0,71	1,0
	Конуссимон кенгаювчи найча $\theta = 7^\circ$					
4.	бўлганда	80-а	1	0,45	0,45	3÷4
	Конуссимон тораювчи найча $\theta = 13^\circ 24''$					
5.	бўлганда	80-б	0,982	0,963	0,946	0,09
6.	Коноидаль найча	80-с	1	0,97	0,97	0,04

Найчалар катта идиш деворига эмас, балки трубанинг учига ўрнатилган бўлса, (8.8) ва (8.10) формулаларда киришдаги тезлик v_1 ни ҳисобга олиш керак бўлади. Бу ҳолда сарф формуласи қуйидагича ёзилади:

$$Q = m \frac{\pi D_n^2}{4} \sqrt{\frac{2gH}{1 - \left(\frac{D_n}{D_r}\right)^2}}, \quad (8.12)$$

бу ерда D_n ва D_r — найча ва труба диаметрлари.

Баъзи ҳолларда катта сарф ёки тезлик олиш учун икки хил найчани кетма-кет қўйилади. Масалан, брандспойтларда труба-нинг учига охири цилиндрик найча билан тугайдиган конусси-мон тораювчи найча қўйилади.

1.72-§. Суюқликларнинг тешикдан ўзгарувчан босимда оқиши

Ўзгарувчан босимда оқиш ёки идишларнинг тешикдан ёки найчадан оқиш ҳисобига бўшаши масаласини кўрамиз. Идиш-нинг тубида тешик ёки найча бўлиб, ундан суюқликнинг оқиши ҳисобига босим камайиб боради. Натижада оқиш тезлиги ҳам камайиб боради. Шунинг учун бу масала беқарор ҳаракатга ми-сол бўлади. Лекин босим ҳам, тезлик ҳам вақт давомида секин ўзгаргани учун ҳаракатни қисқа вақт оралиқларида барқарор ҳаракатдек куриш мумкин. Бу ҳолда масалани ечиш учун Бер-нулли тенгламасидан фойдалансак бўлади.

Идишдаги суюқликнинг ўзгарувчан баландлигини H , шу ба-ландликдаги суюқлик кесими юзини S , тешикнинг юзини S_0 би-лан белгилаймиз (1.81-расм). Кичик вақт оралиғи dt давомида идишдаги сувнинг сатҳи (тешикдан оқиш ҳисобига) dH га ўзга-ради. Бу вақт ичида оқиб кетган суюқлик миқдори идишдаги суюқликнинг камайиши Qdt га тенг, яъни

$$SdH = -Qdt. \quad (8.13)$$

Бу ерда манфий ишора идишдаги суюқликнинг камайганини билдиради. Куриладиган вақт оралиғида (юқорида айтилганидек) Бернулли тенгламасидан фойдаланиш мумкин бўлгани учун сарф (8.10) формула билан ҳисобланади. У ҳолда (8.13) қўйидагича ёзилади:

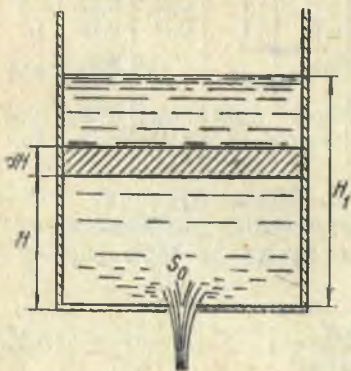
$$S \cdot dH = -mS_0\sqrt{2gH}dt.$$

Охири тенгликдан кўринадики,

$$dt = -\frac{S \cdot dH}{mS_0\sqrt{2gH}}. \quad (8.14)$$

Агар сарф коэффициенти m ни идиш бўшаши давомида ўзгармай-ди десак, у ҳолда идишнинг бў-шаш вақти қўйидагича ҳисоблана-ди:

$$t = -\frac{1}{mS_0\sqrt{2g}} \int_H^0 S \frac{dH}{\sqrt{H}}. \quad (8.15)$$



1.81-расм. Идишнинг суюқлик-дан бўшашига доир чизма.

Вақт давомида суюқлик сирти ёки идиш кесими юзи S нинг сатҳ H нинг ўзгаришига қараб қандай ўз-

гариши $S = f(H)$ маълум бўлса, у ҳолда (8.15) тенгликнинг ўнг томонидаги интегрални ҳисоблаш мумкин. Призматик идишлар учун $S = \text{const}$ эканлигини назарда тутиб, идишнинг ихтиёрий сатҳли суюқликдан бўшаш вақтини ҳисоблаймиз:

$$t = \frac{S}{mS_0 \sqrt{2g}} \int_0^H \frac{dH}{\sqrt{H}}$$

ёки

$$t = \frac{2S}{m \cdot S_0 \sqrt{2g}} \sqrt{H} = \frac{2SH}{mS_0 \sqrt{2gH}}. \quad (8.16)$$

Идишдаги суюқликнинг дастлабки сатҳини H_0 десак, дастлабки ҳажм $V_0 = S \cdot H_0$ бўлади. У ҳолда идишнинг дастлабки сатҳи H_0 суюқликдан бўшаш вақти билан қуйидагича боғланади:

$$t = \frac{2V_0}{Q}$$

Бу формуладан кўринадики, ўзгарувчан босимда идишнинг бўшаш вақти шу бўшаганча ҳажмли суюқликнинг ўзгармас H_0 босимда оқиб кетиши учун кетган вақтга қараганда икки баробар кўп экан. Бундай масалалар бензин бакларининг бўшаб боришини ҳисоблашда керак бўлади. Масалан, (8.15) тенгламадан суюқлик сатҳининг H_1 дан H_2 гача ўзгариши учун кетган вақтни қуйидагича ҳисоблаш мумкин:

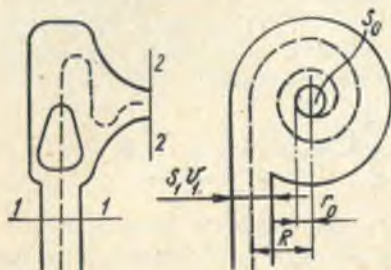
$$t = \frac{2S}{mS_0 \sqrt{2g}} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}). \quad (8.17)$$

Шунингдек, ўхшаш ёпиқ идишларнинг кичик диаметрли тешиклардан оқиши ҳисобига бўшаши масаласини ҳам кўриш мумкин. Суюқликнинг босими кўп идишдан босими кам идишга ўтиши масаласини ҳам худди шундай кўриш мумкин.

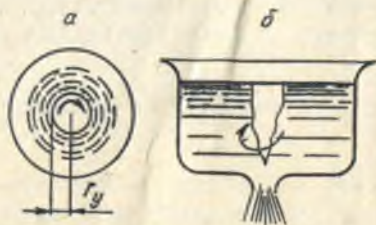
1.73-§. Оқимча техникаси ҳақида тушунча

Юқорида айтиб ўтилгандек, оқимчали ҳаракатлар (хусусан суюқликларнинг тешик ва найчалардан оқиши) техниканинг турли соҳаларида қўлланилади. Буларга мисол сифатида форсункалар, босимни бошқарувчи аппаратлар, ташқи зарбани сусайтирувчи қурилмалар, соплалар ва бошқаларни кўриш мумкин. Улардан баъзилари ҳақида қисқача тўхталиб ўтамиз.

Форсункалар суюқликни чангитиш, яъни суюқлик атмосферага (ёки юқори босимли газ билан тула фазога) оқиб чиқиши билан унинг оқимчасининг майда заррачаларга парчаланиб кетишини вужудга келтириш учун ишлатиладиган махсус найчалардир. Бундай форсункалар ёниш камераларига ёқилғини юқорида айтилган усул билан етказиб бериб, у ерда унинг ёнишига ёрдам беради. Уларнинг ишлаш принципи қуйидагича: аввал су-



1.82-расм. Форсунка кесимининг схемаси.



1.83-расм. Форсункада уюрмали оқимчанинг ҳосил бўлиш схемаси.

юқликнинг уярма ҳаракати вужудга келтирилади, сўнгра эса ҳосил бўлган оқим торайтирилади (1.82-расм).

Суюқлик форсунка ичига уринма бўйича киритилиши натижасида унинг ҳаракат миқдори моменти деярли ўзгармайди, аммо оқимнинг торайиши натижасида айланма тезлик ортиб бориб, марказдан қочма кучнинг ортишига сабаб бўлади. Бу куч суюқликни чиқишда деворга шундай сиқадикки, натижада унинг юққа қавати вужудга келиб, форсункадан чиқишда майда томчиларга айланиб кетади. Бу ҳаракат вақтида форсунканинг ўқи бўйича сиртдаги босими бир атмосферага тенг ҳаво (газ) уюрмаси вужудга келади (1.83-расм, а). Бу уярма идишларнинг бўшашидаги уярма воронкаси (1.83-расм, б) га ўхшайди, лекин форсункада тезкорроқ бўлади. Форсункада суюқлик сарфи формуласи (8.10) қуйидагича ёзилади:

$$Q = m S_0 \sqrt{2g \frac{p}{\gamma}}$$

бу ерда p — форсунка ичида суюқликнинг босими; m — сарф коэффициенти, у махсус формула билан топилади, S_0 форсункадан чиқишдаги кесим юзи. Проф. Г. Н. Абрамович яратган назария бўйича сарф коэффициенти m форсунканинг ўлчамлари ва шаклига боғлиқ бўлиб, қуйидагича ҳисобланади:

$$m = \frac{\epsilon}{\sqrt{1 + \frac{A^2 - \epsilon^2}{1 - \epsilon}}}$$

Бу ерда

$$A = \frac{S_0 R}{S_1 r_0}; \quad (8.18)$$

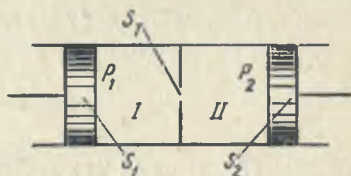
S_1 — форсункага киришдаги кесим юзи; R — киришдаги оқимнинг айланиш радиуси; r_0 — чиқишдаги кесим радиуси.

Оқимчанинг сиқилиш ϵ ва тезлик коэффициентлари φ учун

қуйидаги формулалари чиқарилган:

$$\varepsilon = 1 - \frac{r_y^2}{r_0^2}; \quad (8.19)$$

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{A^2 \varepsilon^2}{1 - \varepsilon}}}$$



1.84-расм. Дросселларни тушунтиришга оид чизма.

бу ерда r_y — ҳаво уюрмасининг ташқи радиуси.

Шундай қилиб, проф. Г. Н. Абрамович назарияси бўйича сарф Q ва форсункадан чиқишдаги ўқ бўйича тезлик v қуйидагича ҳисобланади.

$$Q = \frac{\varepsilon S_0}{\sqrt{1 + \frac{A^2 \varepsilon^2}{1 - \varepsilon}}} \sqrt{2gH}, \quad (8.20)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{A^2 \varepsilon^2}{1 - \varepsilon}}} \sqrt{2gH}. \quad (8.21)$$

Суюқлик реактив двигателларидаги форсункаларда уярма ҳаракат суюқликни уринма бўйича келтириш ўрнига, винтли уярма ҳосил қилувчи қурилма ёрдамида вужудга келтирилади.

Дросселлар ва клапанлар (гидроузатмаларда) босим маълум чегарадан ортиб кетганда уни камайтириш учун ишлатилади. Буларнинг турлари жуда кўп бўлиб, улар тўғрисида махсус бўлимларда тўхталиб ўтилади. Биз қуйида дросселни соддалаштирилган шаклда келтирамиз (1.84-расм). Бу ҳолда босимлари p_1 ва p_2 бўлган бўлимлар тешик (ёки жиклер деб аталувчи тор бўғизча) орқали туташтирилган бўлиб, биринчи бўлмада босим ошиб кетганида суюқлик иккинчи бўлмага оқиб ўтади. Бу процесс иккала бўлмада босим тенглашгунча давом этади. Бундай қурилмаларда суюқлик тезлиги ва сарфи қуйидагича ҳисобланади:

$$v = \varphi \sqrt{2g\Delta p/\gamma} = \varphi \sqrt{2g(H_1 - H_2)}, \quad (8.22)$$

$$Q = mS_T \sqrt{2g\Delta p/\gamma} = mS_T \sqrt{H_1 - H_2}, \quad (8.23)$$

бу ерда $\Delta p = p_1 - p_2$; S_T — тешикнинг кесим юзи; H_1 , H_2 — биринчи ва иккинчи камералардаги босимлар.

Биринчи бўлмдан иккинчи бўлмага суюқликнинг оқиб ўтиш вақти қуйидагича ҳисобланиши мумкин:

$$t = \frac{2S_1 \cdot S_2}{mS_T(S_1 + S_2)} \left(\sqrt{\frac{p_1}{\gamma}} - \sqrt{\frac{p_2}{\gamma}} \right) = \frac{2S_1 \cdot S_2}{mS_T(S_1 + S_2)} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}) \quad (8.24)$$

бу ерда S_1 , S_2 — биринчи ва иккинчи бўлмаларнинг кўндаланг

юзи; S_1 ва S_2 тенг бўлганда $S_1 = S_2 = S$ деб белгилаб, (8.24) ни ушбу кўринишга келтириш мумкин:

$$t = \frac{S}{mS_T} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}).$$

(8.22), (8.23) ва (8.24) формулалар гидравликага доир адабиётларда идишдаги суюқликнинг чўктирилган тешик (затопленное отверстие) орқали оқиб ўтиш масаласи сифатида келтирилади.

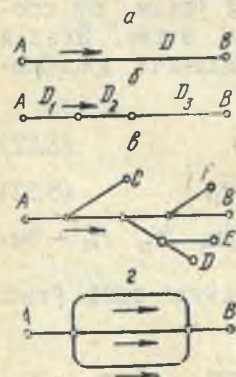
IX боб. ТРУБАЛАРНИ ГИДРАВЛИК ҲИСОБЛАШ

Трубаларнинг геометрик ўлчамлари (диаметри, узунлиги) ни маълум сарфга мослаб ҳисоблаш ёки берилган босимда ўлчамлари берилган трубаларнинг сарфларини ҳисоблаш трубаларни гидравлик ҳисоблаш дейилади.

Гидравлик ҳисоблаш вақтида трубаларнинг узунлиги ёки ҳисоблашнинг гидравлик шартларига қараб, улар икки турга бўлинади: узун ва қисқа трубалар.

Унча узун бўлмаган ва маҳаллий қаршиликлари сезиларли бўлиб, умумий қаршиликнинг камида 5—10% ни ташкил этадиган трубалар *қисқа трубалар* деб аталади. Буларга мисол қилиб, насосларнинг сўриш трубасини, бензобакдан карбюраторга бензин ўтказувчи трубани, автотрактор ва бошқа қурилмалар двигателларининг мой ўтказувчи трубаларини, гидроузатмалардаги туташтирувчи трубалар ва ҳоказоларни келтириш мумкин.

Анча узоқ масофага чўзилган ва гидравлик қаршиликларда мажмуида асосий қисми ишқаланиш қаршилиги ташкил қилган трубалар *узун трубалар* деб аталади. Бундай трубаларда маҳаллий қаршиликлар алоҳида ҳисобланмайди ва ишқаланиш қаршилигининг 5—10% ига тенг деб қабул қилинади. Буларга водопровод трубалари, нефть ва газларни тарқатувчи трубалар ва бошқалар мисол бўлади.



1.85- расм. Трубаларни классификациялашга доир чизма.

Трубалар ишлаш схемасига қараб икки турга бўлинади: *содда трубалар* (1.85- расм, а, б); *мураккаб трубалар* (1.85- расм, в, г). Содда трубалар ҳеч қандай тармоқларга эга бўлмаган трубалардир. Мураккаб трубалар эса бир неча тармоқларга эга бўлган трубалардир. Бундан ташқари, трубалар тупик ва ёпиқ трубаларга ажралади. Бир йўналишда суюқлик оқадиган трубалар тупик трубалар дейилади. Суюқликни бирор ерга икки ва ундан ортиқ йўналиш бўйича бериш мумкин бўлган трубалар *ёпиқ трубалар* дейилади. Ёпиқ трубалар ишончли бўлиб, унинг айрим қисмлари бузилиб, ремонт қилиш давомида ҳам сув таъминоти тўхтамайди.

Юқорида айтилганлардан ташқари *транзит сарфли труба-*лар ҳам мавжуд бўлиб, уларда суюқлик йўл бўйича ўзгармай қолиши ёки текис тақсимланиб бориши мумкин.

1.74-§. Содда трубани ҳисоблашнинг асосий тенгламаси

Трубаларни ҳисоблашда биз юқорида келтирилган ишқаланиш ва маҳаллий қаршиликлар учун чиқарилган формулалардан фойдаланамиз. Шунинг учун биз суюқлик трубада қайси тартибда оқишини ҳам билишимиз керак.

Аввало ўзгармас диаметрли содда труба оламиз. Бундай труба кетма-кет жойлашган бир қанча тўғри труба тўғри труба бўлакларидан ташқил топган деб қараш мумкин (1.86-расм). Буларда босимнинг пасайишини барча қаршиликларнинг йиғиндиси кўринишида ҳисоблаймиз:

$$H = H_{l_1} + H_{\zeta_1} + H_{l_2} + H_{\zeta_2} + \dots + H_{l_n} + H_{\zeta_n}.$$

Юқорида келтирилган формулалардан фойдаланиб қуйидаги

$$H = \lambda \frac{l_1}{D} \frac{v^2}{2g} + \zeta_1 \frac{v^2}{2g} + \lambda \frac{l_2}{D} \frac{v^2}{2g} + \zeta_2 \frac{v^2}{2g} + \dots + \lambda \frac{l_n}{D} \frac{v^2}{2g} + \zeta_n \frac{v^2}{2g}$$

муносабатни чиқарамиз. Бу формула бўйича босимнинг пасайишини ҳисоблаш мураккаб ва кўп вақтни олади, чунки труба жуда кўп бўлақларга ажратилган бўлиши мумкин. Охирги муносабатда тезликни сарф орқали ифодалаб ($v = \frac{4Q}{\pi D^2}$) ва ўхшаш ҳадларни группалаб, қуйидагини оламиз:

$$\begin{aligned} H &= (l_1 + l_2 + \dots + l_n) \frac{\lambda}{D} \frac{v^2}{2g} + (\zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n) \frac{v^2}{2g} = \\ &= \lambda \frac{\sum l_i}{D} \cdot \frac{v^2}{2g} + \sum \zeta_i \frac{v^2}{2g} + \frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} \sum l_i Q^2 + \frac{8}{g\pi^2 D^4} \cdot \sum \zeta_i Q^2. \end{aligned}$$

ёки

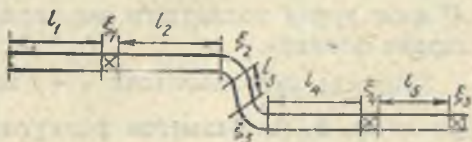
$$H = \left(\frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} \sum l_i + \frac{8}{g\pi^2 D^4} \sum \zeta_i \right) Q^2.$$

Қавс ичидаги миқдорни a билан белгиласак, у ҳолда

$$H = aQ^2. \quad (9.2)$$

Ўлчов бирлиги c^2/m^5 бўлган a миқдор трубанинг қаршилиги деб аталади ва

$$\begin{aligned} a &= \frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} \sum l_i + \\ &+ \frac{8}{g\pi^2 D^4} \sum \zeta_i \quad (9.3) \end{aligned}$$



1.86-расм. Содда трубанинг схемаси.

булади. a миқдор трубаинг узунлиги, диаметри, маҳаллий қаршилиқлар коэффициентларига боғлиқ бўлиб, квадрат қаршилиқ соҳасида ўзгармас булади.

(9.3) даги биринчи ҳаднинг йиғинди олдидаги миқдорини

$$\frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} = A_e \frac{c^2}{m^3}$$

кўринишда, иккинчи ҳаднинг йиғинди олдидаги миқдорини

$$\frac{8\lambda}{g\pi^2 D^4} = A_m \frac{c^2}{m^3}$$

кўринишда белгилаймиз ва уларни ўзаро қуйидагича атаймиз: A_l — солиштирма ишқаланиш қаршилиги (яъни 1 м трубаинг ишқаланиш қаршилиги) ва A_m — солиштирма маҳаллий қаршилиқ (трубаинг шакли ўзгарган қисмининг $\zeta = 1$ бўлгандаги қаршилиги).

У ҳолда

$$a = A_e \sum l_i + A_m \sum \xi_i.$$

Бу ерда A_l ва A_m — умумлашган параметрлар бўлиб, трубопроводларни ҳисоблашда махсус жадваллардан олинади.

Баъзан умумлашган параметрлар бир оз бошқачароқ кўринишда олинади. Бу ҳолда маҳаллий қаршилиқни эквивалент узунлик билан алмаштирсак

$$H = \lambda \frac{l + l_{\text{эқв}}}{D} \frac{v^2}{2g} = \frac{8\lambda}{g\pi^2 D^5} (l + l_{\text{эқв}}) Q^2$$

ҳосил булади. Охирги тенгликка

$$A = \sqrt{\frac{g\pi^2 D^5}{8\lambda}}$$

белгилашни киритамиз ва уни трубаинг сарф характеристикаси деб атаймиз. У ҳолда

$$H = \frac{l + l_{\text{эқв}}}{A^2} Q^2 \quad (9.4)$$

Бу белгилашдан кўриниб турибдики

$$A^2 = \frac{l}{A_e}.$$

A^2 нинг турли ҳоллардаги миқдори ҳам A_l ва A_m каби жадваллардан олинади.

Уқорида кўрганимиздек $\frac{H}{l} = J$ эканлигини ҳисобга олсак, (9.4) дан проф. Б. А. Бахметов формуласини оламиз:

$$Q = A\sqrt{J}.$$

Узун трубалар учун босимнинг пасайиши осонроқ ҳисобланади ва ушбу кўринишда ёзилади:

$$H = A_e L Q^2 \text{ ёки } H = \frac{L}{A^2} Q^2.$$

Қўп ҳолларда трубаларни ҳисоблаш формуласи қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$Q = K \sqrt{H} \quad (9.5)$$

ва K ни *сарф коэффициент* деб аталади.

(9.5) ва (9.4) билан солиштирсак, сарф коэффициентни учун ушбу муносабатни олаемиз:

$$K = \frac{A}{\sqrt{l + l_{\text{эКВ}}}}; \quad (9.6)$$

узун трубалар учун эса

$$K = \frac{A}{\sqrt{L}}. \quad (9.7)$$

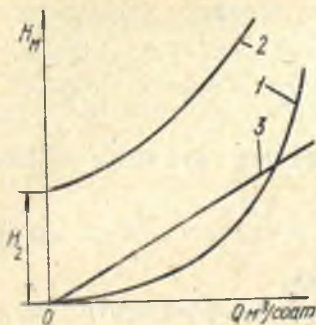
(9.5) формулани бошқача ҳам ёзиш мумкин:

$$H = \frac{1}{K^2} Q^2 \quad (9.8)$$

бу ҳолда $\frac{1}{K^2} = a$ бўлади. Суюқлик квадратик қонунга бўйсунганда λ ва ζ Рейнольдс сонига боғлиқ бўлмагани учун юқорида айтганимиздек K^2 ва A_e лар учун трубанинг диаметри ва ғадир-будирлигига қараб жадвал кўринишида ифодаланади, A_m эса бу жадвалда фақат диаметрга боғлиқ.

8-жадвал. Трубаларни ҳисоблаш учун умумлашган параметрлар (квадратик қаршилик қонуни учун)

Трубанинг ички диамет- ри, D , мм	Трубанинг абсолют ғадир-будирлиги						$A_{\text{мм}^2}$
	$\Delta=0,2$ мм		$\Delta=0,5$ мм		$\Delta=1,0$ мм		
	$K \frac{M^2}{C^2}$	$A \frac{C^2}{E M^2}$	$K \frac{M^2}{C^2}$	$A \frac{C^2}{E M^2}$	$K \frac{M^2}{C^2}$	$A \frac{C^2}{E M^2}$	
50	0,000132	7570	0,000100	10000	0,0000776	12900	13200
75	0,00113	886	0,000863	1160	0,000686	1460	2610
100	0,00516	194	0,00397	252	0,00319	313	826
125	0,0160	62,6	0,0125	800	0,0105	95,2	338
150	0,0434	23,1	0,0341	29,3	0,0276	36,2	163
200	0,197	5,08	0,155	6,45	0,128	7,81	51,5
250	0,643	1,58	0,504	1,98	0,416	2,40	21,1
300	1,65	0,607	1,41	0,709	1,09	0,917	10,2
400	7,41	0,135	5,98	0,167	4,97	0,201	3,23
500	23,7	0,0422	19,3	0,0518	16,1	0,0620	1,32



1.87- расм. Трубанинг хара-
ктеристикаси.

Ламинар соҳа учун юқоридаги формулалардаги трубанинг қаршилиги α ва қаршилик коэффиценти K (9.3) формула ёрдамида ҳисоблаб топилади. Бунда λ Пуазейл формуласи бўйича ҳисобланади:

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

Квадратгача соҳада эса λ силлик труба-
лар учун Блазиус формуласи бўйича ҳи-
собланади:

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$$

Трубаларни ҳисоблашни осонлаштириш учун (9.2) ёки (9.5) формула бўйича жадвал тузиб олиш мумкин. У ҳолда босим пасайишининг турли қийматларига тегишли сарф миқдорларини шу жадвалдан олиш мумкин бўлади.

(9.2) тенглама (9.5) билан биргаликда содда труба ни ҳисоблашнинг асосий тенгламаси дейилади. Бу тенглама босим ва сарф орасидаги боғланишни график кўринишда ифодалашга имкон беради. Кўриниб турибдики, бу график координаталар бошидан утувчи квадратик парабол кўринишида ифодаланади (1.87- расм, 1 график). Агар трубанинг ҳисоблаш текислигидан қанча баландда жойлашган H_2 ни ҳисобга олсак, у ҳолда H ва Q ўртасидаги муносабат координаталар бошидан H_2 баландликда жойлашади (1.87- расм, 2 график). У ҳолда умумий босим H ва H_2 нинг айғиндисидан иборат бўлади:

$$H_y = H_2 + H = H_2 + \alpha Q^2. \quad (9.9)$$

Ҳаракат ламинар бўлса, у ҳолда H графиги тўғри чизиққа айланади (1.87- расм, 3 график).

$H - Q$ графиги ёрдамида берилган босим учун сарфни топиш мумкин. Бунинг учун ордината ўқидан берилган босимга тегишли кесмани олиб, унинг учидан абсцисса ўқига параллел чизиқ ўтказамиз. Бу чизиқнинг характеристика билан кесишган нуқта-
сидан абсцисса ўқига туширилган перпендикуляр ундан трубада берилган босимда сарфнинг миқдорига тўғри қеладиган кесма ажратади. Агар трубадан ўтиши керак бўлган сарф маълум бўлиб, босимни топиш керак бўлса, сарфни топиш учун қўлланган усулни тесқари тартибда бажарамиз.

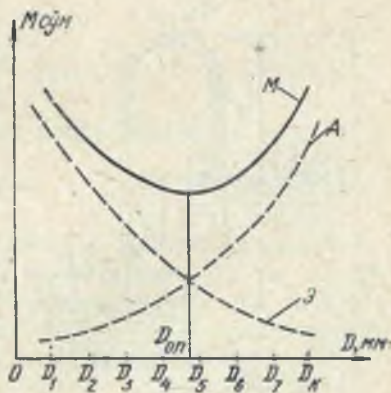
1.75- §. Трубанинг тежамли диаметрини топиш ҳақида тушунча

Трубалар системасини лойиҳалашда берилган узунликдаги трубадан суюқликни оқизиб, берилган сарфни олиш учун керак бўлган босимни ҳисоблаш масаласи муҳим ўрин тутаети. Труба-

нинг асосий тенгламасидан кўринадики, берилган узунлик ва сарфга диаметр ортиши билан қаршилиқ коэффициентини камайиб боради, демак, шу сарфни таъминловчи босим ҳам камайдн. Бу ўз навбатида сувни трубадан оқизиш учун сарф бўладиган энергиянинг камайишига олиб келади, яъни суюқликни трубадан ҳайдовчи насос камроқ электроэнергияси сарфлайди. Иккинчидан, труба диаметрининг ортиши унга сарф бўладиган капитал маблағнинг ортишига олиб келади (диаметри катта трубага кўпроқ металл сарф бўлади). Шундай қилиб, трубанинг энг қулай диаметрини танлаш масаласи техник-иқтисодий ҳисоблаш, яъни трубалар системасини яратишга сарф бўладиган маблағ (трубалар, насос станцияси ва ҳ.) нинг қиймати ва ундан фойдаланишдаги харажатлар (электр энергияси, одамлар хизмати ва ҳ.) қийматини солиштириш йўли билан ҳал қилинади.

Бу масала хусусий ҳолда шундай ҳал қилинади: трубаларнинг стандарт диаметрларини ҳисобга олган ҳолда диаметрнинг турли вариантлари учун бутун системанинг (унинг ўз харажатиини ўзи қоплашини вақтини назарга олиб) бир йиллик қиймати (амортизацияга бўладиган харажат) A ҳисобланади. Сўнгра труба диаметрининг ҳар бир варианты учун уни фойдаланишга сарф бўлган харажат M ни ҳисоблаб чиқилади, бунга электр энергия, одамларни ишлатиш, доимий харажатлар ва ҳоказолар киради. Трубанинг йиллик харажати M амортизация A ва эксплуатация \mathcal{E} харажатларининг йигиндисига тенг. Трубанинг йиллик харажатиининг минимал қийматига тўғри келган диаметри энг тежамли диаметр $D_{оп}$ бўлади.

1.88-расмда $A = f_1(D)$, $\mathcal{E} = f_2(D)$ ва $M = f_3(D)$ ларнинг графигини чизиш йўли билан $D_{оп}$ ни топиш йўли кўрсатилган. Агар $D_{оп}$ икки стандарт диаметр орасига тўғри келиб қолса, тегишли диаметр учун $D_{оп}$ га энг яқин стандарт диаметр (иложи бўлса икки диаметрнинг кичиги) олинади. (1.88-расмда энг тежамли диаметр учун D_5 ни олиш керак). Трубанинг диаметри D топилгандан кейин, Q ва l маълум бўлган ҳолда босимни топишқ ийинэмас. Юқорида кўрсатилган усул жуда мураккаб ва қийин бўлгани учун ундан одатда катта ва мураккаб труба системаларини лойиҳалашда фойдаланилади. Одатдаги ҳисоблашларда кўрилатган трубага ўхшаш трубалар учун жуда кўп техника-иқтисодий ҳисоблар давомида аниқланган оптимал тезлик $v_{опт}$ ёки оптимал қиялик $l_{опт}$ нинг қийматини бериш йўли билан аниқланади. Суюқликнинг сарфни Q ва v маълум бўлган ҳолда диаметрни топиш



1.88-расм. Тежамли қулай диаметрни ҳисоблашга оид чизма.

$$Q = v_{\text{опт}} \frac{\pi D^3}{4}, \quad (9.10)$$

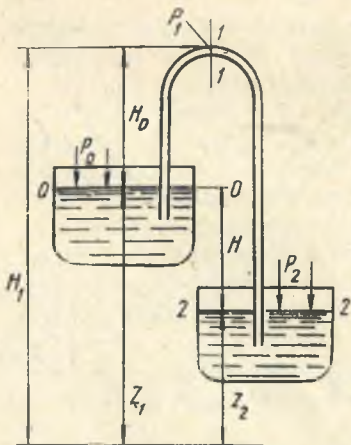
бундан

$$D = \sqrt[3]{\frac{4Q}{\pi v_{\text{опт}}}}. \quad (9.11)$$

Баъзи ҳолларда тақрибий ҳисоблаш учун содда формулалардан ҳам фойдаланиш мумкин. Трубадаги босимнинг катта-кичиклигига қараб турли материаллардан қилинган трубалар ишлатиш мумкин. Масалан, босим 1 МН/м^2 гача бўлганда водопровод трубалари учун чўян трубалар, катта босимлар учун эса пўлат трубалардан фойдаланилади. Бунда шуни ҳисобга олиш керакки, ГОСТ да чўян труба учун ички диаметр, пўлат труба учун эса ташқи диаметр қабул қилинган.

1.76-§. Сифон труба

Бир қисми суюқлик билан таъминловчи идишдан юқорида жойлашган содда труба сифон труба деб аталади (1.89-расм). Сифонни соддалаштириб икки (таъминловчи ва қабул қилувчи) идишларни туташтирувчи U кўринишдаги труба сифатида тасвирлаш мумкин. Бу ҳолда унинг эгилган қисми идишлардаги суюқлик сатҳларидан H баландликда бўлиб, ундаги суюқлик идишдаги суюқликлар сатҳларининг фарқи H ҳисобига оқиб туради. Шуни айтиш керакки, суюқлик сифонда аввал биринчи идиш сатҳидан H баландликка кўтарилиб, сўнгра иккинчи идишга тушади. Бундай трубанинг ўзига хос хусусияти шундаки, унда босим кўтариловчи қисмида ҳам, пастга тушувчи қисмида ҳам



1.89- расм. Сифон труба.

атмосфера босимидан пастдир. Сифон трубалардан асосан нефть маҳсулотларини цистерналардан қуйиб олиш, сув сиғимларини бўшатиш, дўнглик ерларда водопровод ўтказиш ва ҳоказоларда фойдаланилади. Сув таъминотида баъзан махсус сифонлар ишлатилади. Сифон ишлай бошлаши учун аввал уни суюқлик билан тўлдириш керак. Сифон сифатида кичик ўлчамли шланглар ишлатилса, уни тўлдириш осон бўлиб, бу суюқликка ботириш ёки пастки учидан ҳавони сўриб олиш йўли билан амалга оширилади. Агар сифон маҳкамланган металл трубадан иборат бўлса, унинг юқори нуқтасида ҳавони сў-

риб олиш учун махсус жўмрак ўрнатилди. Ҳавони насослар ёки эжекторлар ёрдамида сўриб олиш мумкин. Сифонларни ҳисоблаш бошқа трубадарни ҳисоблашдан фарқ қилмайди. Масалан, сифоннинг иккита кесими учун Бернулли тенгласини ёзилади. Бу кесимлар $0-0$ ва $2-2$ бўлса, у ҳолда

$$z_1 + \frac{p_0}{\gamma} + \frac{v_0^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{0-2} \quad (9.12)$$

бўлади. $p_0 = p_2 = p$ атм. ва $v_1 = v_2 = 0$ деб ҳисобласак, бу тенглама қуйидагича ёзилади:

$$z_1 = z_2 + h_{0-2} \quad (9.13)$$

ёки $z_1 - z_2 = H$ эканлигини назарга олиб, h_{0-2} қаршилиқни ҳисоблаш учун эса ишқаланиш ва маҳаллий қаршилиқлар формуласидан фойдаланиб, охириги тенгламани ушбу кўринишга келтирамиз:

$$H = aQ^2. \quad (9.14)$$

Шундай қилиб, сифонларда сарф оддий трубадардагидек қаршилиқ ва сатҳлар фарқи оғқали аниқланади. Унинг кўтарилиш баландлиги H_0 эса сарфга таъсир қилмайди. Лекин бу қонун H_0 нинг маълум чегарасигача бўлади. H_0 нинг ортиб бориши билан сифоннинг юқоридаги $1-1$ кесимида абсолют босим p_1 камайиб боради. Бу босим тўйинган буғ босимига тенглашиши билан кавитация бошланади. Бу аввал сарфнинг камайишига, сўнгра буғларнинг тўпланишига (буғ тиқини ҳосил бўлишига) ва суюқлик оқимининг тўхташига олиб келади. Шунинг учун сифонларни ҳисоблашда ва қуришда унинг юқори нуқтасидаги босим p_1 жуда камайиб кетмаслигини назарда тутиш керак. Агар сифоннинг сарфи, унинг ўлчамлари маълум бўлса, абсолют босим p_1 ни ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун $0-0$ ва $1-1$ кесимлар учун Бернулли тенгласини ёзамиз:

$$\frac{p_0}{\gamma} + \frac{v_0^2}{2g} = H_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} + h_{0-1}. \quad (9.15)$$

Агар тезликлар кичиклиги учун уларни нолга тенгласак:

$$\frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma} - H_1 - h_{0-1}. \quad (9.16)$$

бўлади. Босимнинг мумкин бўлган минимум қиймати маълум бўлса, p_1 ни унга тенглаштириб охириги тенгламадан H_1 ни топиш мумкин. Сифоннинг юқори нуқтасидаги босим p_1 ни ошириш учун яна бир усулни қўллаш мумкин. Бунинг учун сифоннинг пастга кетган учиди маҳаллий қаршилиқлар (эшикча ва ҳ.) ёрдамида умумий қаршилиқни ошириш керак. Бу ҳолда албатта сарф камаяди.

1.77-§. Трубаларни кетма-кет ва параллел улаш

Кетма-кет ва параллел уланган трубаларни ҳисоблаш содда трубаларни ҳисоблашга қараганда мураккаб бўлиб, у қайси тартибда уланганига боғлиқ. Шунинг учун бу икки улаш усулини айрим-айрим кўриб чиқамиз.

Кетма-кет улаш. Бир неча ҳар хил диаметрли трубалардан ташкил топган трубопроводни кўрамиз. Улар кетма-кет уланган бўлиб, қаршиликлари $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$, узунликлари L_1, L_2, \dots, L_n бўлсин (1.90-рasm).

Бу трубаларнинг ҳар бирида сарфлар тенг бўлиши узилмаслик тенгламасидан кўринади. У ҳолда трубалардаги босимнинг камайиши (9.2) га асосан аниқланади:

$$H_1 = a_1 Q^2,$$

$$H_2 = a_2 Q^2,$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$H_n = a_n Q^2.$$

Кўрилатган трубопроводда эса қаршиликларни қўшиш принципи-га асосан қуйидагича ҳисобланади:

$$H = H_1 + H_2 + \dots = H_n = (a_1 + a_2 + \dots + a_n) Q^2. \quad (9.16)$$

Шундай қилиб, трубалар кетма-кет уланганда умумий қаршилиқ хусусий қаршилиқлар йиғиндисидан иборат:

$$a = \sum_1^n a_n. \quad (9.17)$$

Бу икки (9.16) ва (9.17) тенглама трубаларни кетма-кет улашда характеристика тузиш учун асос бўлади.

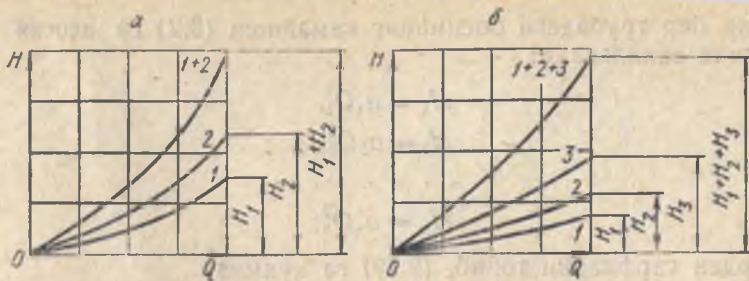
Аввал кетма-кет уланган иккита трубани кўрамиз. Бу трубаларнинг характеристикалари 1.91-рasm, a да 1 ва 2 графиклар орқали ифодаланган. Икки трубопроводнинг характеристикасини тузиш учун (9.16) тенгламага асосан бир хил сарфда икки трубадаги босим камайишларини қўшамиз, яъни бир хил абсциссаларда иккала эгри чизиқнинг ординаталарини қўшамиз.

Кетма-кет уланган учта трубанинг умумий характеристикасини тузиш учун аввал 1, 2, 3 трубаларнинг характеристикаларини тузиб оламиз (1.91-рasm, б). Сўнгра бир хил абсциссада



1.90-рasm. Трубаларни кетма-кет улаш.

уларнинг ординаталарини қўшиб, бир чизиқ билан туташтирамиз. n та кетма-кет уланган трубанинг умумий характеристикасини тузиш ҳам шу усулда бажарилади. Кўрилатган ҳолда киришдаги ва чиқишдаги тезлик босимлари



1.91-расм. Кетма-кет уланган трубаларнинг характеристикаси.

хар хил бўлгани сабабли, трубопровод учун талаб қилинадиган босим формуласида (9.9) дан фарқли равишда, киришдаги ва чиқишдаги тезлик дамларининг фарқи қатнашади:

$$\begin{aligned}
 H &= z_A - z_B + \frac{\alpha_A v_A^2 - \alpha_B v_B^2}{2g} + \sum H_n + \frac{P_B}{\gamma} = \\
 &= H_2 + cQ^2 + aQ^2,
 \end{aligned}
 \tag{9.18}$$

бу ерда

$$c = \frac{1}{2g} \left(\frac{\alpha_A}{S_A^2} - \frac{\alpha_B}{S_B^2} \right),$$

$$a = \sum_{i=1}^n a_i,$$

$$H_2 = z_A - z_B + \frac{P_B}{\gamma}.$$

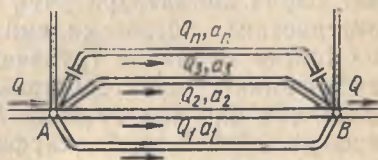
S_A, S_B — кириш ва чиқишдаги кесим юзлари.

Параллел улаш. Энди бир қанча параллел уланган содда трубалардан ташкил топган мураккаб труба кўрамыз (1.92-расм). Содда трубаларнинг сарфлари $Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_n$, қаршиликлари $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$ бўлсин. Умумий схемадан кўриниб турибдики, мураккаб трубаининг сарфи содда трубалар сарфларининг йиғиндисига тенг.

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n = \sum Q_n. \tag{9.19}$$

Ҳар бир содда трубадаги босимнинг камайиши ҳам, мураккаб трубадаги босимнинг камайиши ҳам A ва B нуқталардаги тула босимларнинг айирмасига тенг:

$$\begin{aligned}
 H_A - H_B = H_1 = H_2 = H_3 = \\
 = \dots = H_n = H.
 \end{aligned}
 \tag{9.20}$$



1.92-расм. Трубаларни параллел улаш.

Ҳар бир трубадаги босимнинг камайиши (9.2) га асосан қуйидагича аниқланади:

$$H_1 = a_1 Q_1^2.$$

$$H_2 = a_2 Q_2^2,$$

...

$$H_n = a_n Q_n^2.$$

Булардан сарфларни топиб, (9.19) га қўямиз

$$Q = \frac{\sqrt{H_1}}{\sqrt{a_1}} + \frac{\sqrt{H_2}}{\sqrt{a_2}} + \frac{\sqrt{H_3}}{\sqrt{a_3}} + \dots + \frac{\sqrt{H_n}}{\sqrt{a_n}} \quad (9.21)$$

ва (9.20) дан фойдаланиб, қуйидаги муносабатни оламиз:

$$Q = \left(\frac{1}{\sqrt{a_1}} + \frac{1}{\sqrt{a_2}} + \frac{1}{\sqrt{a_3}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{a_n}} \right) \sqrt{H}. \quad (9.22)$$

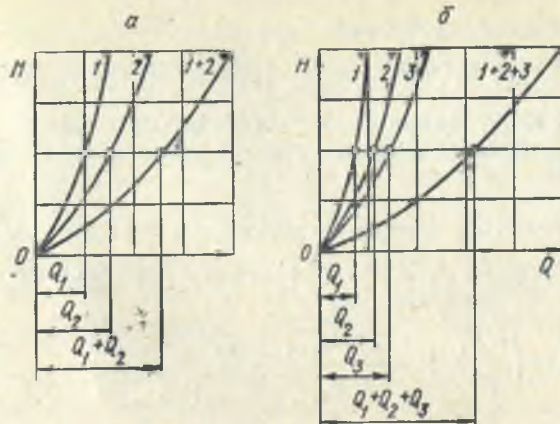
Бу тенгликдан мураккаб труба учун босим камайиши тенгламасини чиқарамиз:

$$H = \frac{Q^2}{\left(\frac{1}{\sqrt{a_1}} + \frac{1}{\sqrt{a_2}} + \frac{1}{\sqrt{a_3}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{a_n}} \right)^2}. \quad (9.23)$$

Шундай қилиб, параллел уланган мураккаб трубанинг қаршилиги учун қуйидаги формулани оламиз:

$$a = \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{a_i}} \right)^2}. \quad (9.24)$$

Параллел уланган трубопроводнинг характеристикасини тузиш учун (9.19) ва (9.20) тенгламалардан фойдаланамиз. Аввал икки параллел трубадан иборат мураккаб труба кўрамиз (1.93-расм, а). Параллел трубаларнинг характеристикалари 1 ва 2 графиклар кўринишида ифодаланган. Мураккаб трубанинг характеристикасини ҳосил қилиш учун (9.20) га асосан босимнинг бирор қийматида биринчи ва иккинчи трубалардаги сарфларни қўшамиз, яъни ордината ўқининг бирор қийматида 1 ва 2 га тўғри келган абсцисса ўқининг кесмаларини қўшамиз. Бу ишни босимнинг барча қийматлари учун бажариб, мураккаб труба учун характеристика ҳосил қиламиз. Учта параллел трубадан ташкил топган мураккаб трубанинг характеристикаси ҳам 1, 2, 3 трубаларнинг характеристикаларини тузишдан бошланади. Бу ҳолда ҳам бир хил босимда 1 трубанинг сарфига аввал 2 труба сарфини, сўнг 3 труба сарфини қўшиш йўли билан мураккаб трубанинг характеристикасини тузамиз. n та параллел трубадан тузилган мураккаб трубанинг характеристикаси ҳам худди шу усулда ҳосил қилинади.



1.93- расм. Параллел уланган трубаларнинг характеристикаси.

1.78- §. Мураккаб трубопроводлар

Мураккаб трубопроводларда трубалар хилма-хил усулларда туташтирилган бўлиб, улар кетма-кет, параллел уланган ва тармоқларга ажралган бўлаклардан ташкил топган бўлади. Биз юқорида кетма-кет ва параллел уланган трубалардан ташкил топган бўлакларни кўрдик. Энди трубопроводнинг тармоқланган бўлагини кўрамиз. Асосий трубопровод A нуқтада учта $1, 2, 3$ тармоқларга ажралсин (1.94- расм). Уларнинг охири нуқталарнинг баландликлари z_1, z_2, z_3 , босимлари p_1, p_2, p_3 , сарфлари Q_1, Q_2, Q_3 бўлсин. U ҳолда бу сарфларнинг йиғиндиси асосий трубадаги сарфга тўғри келади:

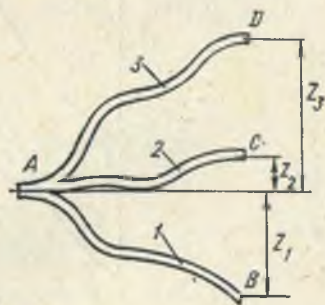
$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3.$$

Ҳар бир тармоқ учун Бернулли тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{p_A}{\gamma} = z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = H_1;$$

$$\frac{p_A}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + H_2;$$

$$\frac{p_A}{\gamma} = z_3 + \frac{p_3}{\gamma} + H_3.$$



Бу тенгликларда p_1, p_2, p_3 , ларни атмосфера босимиغا тенг деймиз ва $\frac{p_A}{\gamma} = H_A$ эканини ҳисобга олиб ҳамда $1, 2, 3$ трубалар учун (9.2) формуладан фойда-

1.94- расм. Трубаларнинг тармоқларга бўлиниши.

ланиб, қуйидагиларни ёзамиз:

$$H_A = z_1 + a_1 Q_1^2; \quad H_A = z_2 + a_2 Q_2^2; \quad H_A = z_3 + a_3 Q_3^2 \quad (9.25)$$

ёки $H_A - z_1 = H_1$ эканлигини ҳисобга олиб ва $z_2 - z_1 = z_{1-2}$, $z_3 - z_1 = z_{1-3}$ белгилашларни киритиб, охириги тенгликларни ўз-Ғартирамиз:

$$H_1 = a_1 Q_1^2; \quad H_1 - z_{1-2} = a_2 Q_2^2; \quad H_1 - z_{1-3} = a_3 Q_3^2. \quad (9.26)$$

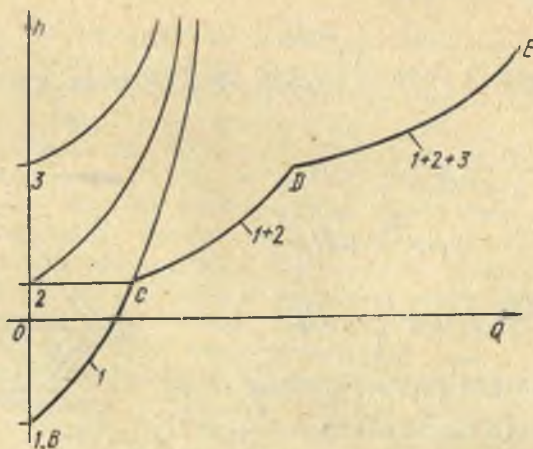
Бу тенгламалардан 1, 2, 3 трубалардаги сарфларни топиб ва қўшиб умумий харжни топамиз:

$$Q = \left(\frac{\sqrt{H_1}}{\sqrt{a_1}} + \frac{\sqrt{H_1 - z_{1-2}}}{\sqrt{a_2}} + \frac{\sqrt{H_1 - z_{1-3}}}{\sqrt{a_3}} \right) \quad (9.27)$$

ёки

$$Q = \left(\frac{1}{\sqrt{a_1}} + \frac{\sqrt{1 - z'_{1-2}}}{\sqrt{a_2}} + \frac{\sqrt{1 - z'_{1-3}}}{\sqrt{a_3}} \right) H_1, \quad (9.28)$$

бу ерда $z'_{1-2} = \frac{z_{1-2}}{H_1}$, $z'_{1-3} = \frac{z_{1-3}}{H_1}$ бўлиб, улар учун $z'_{1-2} < 1$, $z'_{1-3} < 1$ тенгсизликлар ўринлидир. Агар учала трубанинг ҳам иккинчи учи бир хил баландликда бўлса ($z_2 = z_3 = z_1$), у ҳолда $z'_{1-2} = 0$; $z'_{1-3} = 0$ ва H_1 , H_2 , H_3 лар тенг бўлади ҳамда сарф учун трубалар параллел уланган ҳол учун чиқарилган муносабатни оламиз. Энди юқорида келтирилган формулаларга асосан тармоқланган труба учун характеристика ҳосил қилиш мумкин (195-расм). Бунинг учун уларнинг характеристикаларини трубаларни



1.95- расм. Тармоқларга бўлинган трубанинг характеристикаси.

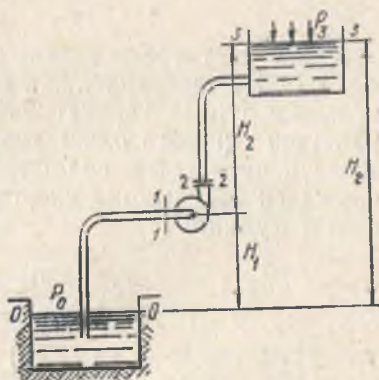
параллел улашдаги каби қўшамиз. Натижада 1.95-расмда тас-
вирлангандек синиқ эгри чизиқ $BCDE$ ни оламиз. Бу чизиқ тар-
моқланган труба учун ҳарактеристика бўлиб, у 2 ва 3 трубалар-
нинг иккинчи учи баландлигида C ва D нуқталарда синади. Агар
суюқлик A нуқтадан B, C, D нуқталарига қараб эмас, тескари
йўналишда оқса, унда 1, 2, 3 трубаларнинг ҳарактеристикалари
(сарфлар Q_1, Q_2, Q_3 манфий бўлгани учун) H ўқининг чап томо-
нида (яъни Q ўқининг манфий йўналишида) қўшилади. Бордию,
бу трубаларнинг баъзиларида оқим ўнгга, бошқаларида чапга
бўлганда ҳам ўнгга оқаётган суюқлик учун ҳарактеристика H
ўқидан ўнгга, чапга оқаётганлари учун эса ҳарактеристика чап-
га қурилади ва сўнг қўшилади.

Трубопровод системаси бир қанча қисмлардан иборат булиб,
улар кетма-кет ва параллел уланган трубалардан ташкил топган
бўлса, у ҳолда бу қисмларнинг ҳар бирига кетма-кет ва парал-
лел улаш қоидаларини қўллаб, ҳарактеристикаларини ёки тенг-
ламаларини тузиб оламиз. Сўнгга бу қисмларнинг ҳар бирига
айрим труба сифатида қараб ва параллел ёки кетма-кет улаш
қоидасидан фойдаланиб система учун ҳарактеристика ёки тенг-
лама тузамиз. Бу қоидага асосан ҳар қандай мураккаб трубалар
системасини ҳисоблаш мумкин.

1.79-§. Насосдан таъминланувчи труба

Юқорида биз турли усулда уланган трубалар системасини
кўрдик, бироқ уларнинг сув билан таъминланиши қандай амалга
оширилиши ҳақида тўхталиб ўтмадик. Бундай ҳол баландликка
ўрнатилган катта идишдан таъминланувчи трубалар системаси
учун ёки насосдан таъминланувчи системаларнинг қисмлари учун
ўринли. Саноат ва қишлоқ хўжалигида трубаларни насос орқали
таъминлаш ҳоллари кўп учраб туради. Бу ҳолда трубалар сис-
темасидаги босим устига насос ҳосил қилган босимни ҳам қў-
шиш керак бўлади. Шу мақсадда
насосдан таъминланувчи содда тру-
баларни (1.96-расм) кўрамиз.

Насос пастки идишдан p_0 босим-
ли суюқликни сўриб, юқоридаги p_1
босимли идишга чиқариб берсин.
Насос ўқининг пастки сатҳдан ба-
ландлиги H_1 геометрик сўриш ба-
ландлиги дейилади ва бу баланд-
ликкача суюқлик ҳаракат қилаётган
труба сўриш трубаси дейилади.
Суюқликнинг юқори сатҳининг ба-
ландлиги H_2 зўриқиш геометрик
баландлиги дейилади ва суюқлик-
ни бу баландликка кўтаришда қат-
нашувчи труба ҳайдаш (нагнета-
тельная или напорная) трубаси
дейилади.



1.96-расм. Насосдан таъминла-
нувчи трубага онд чизма.

Сўриш трубаси учун (0-0 ва 1-1 кесимлар учун) Бернулли тенгламасини ёзамиз:

$$\frac{p_0}{\gamma} = H_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{a_1 v_1^2}{2g} + h_{0-1}. \quad (9.29)$$

Бу тенгламадан кўринадики, насоснинг суюқликни H_1 баландликка кўтариши, унга кинетик энергия бериши ва гидравлик қаршиликларни енгиши биринчи идишдаги p_0 босимдан фойдаланиш ҳисобига амалга оширилади. Шунинг учун бу босимдан шундай фойдаланиш керакки, насосга кириш олдида суюқликда кавитация ҳодисасини вужудга келтирмайдиган даражадаги чегирма босим (p_1) сақланиб қолсин. Бу насосларнинг сўриш трубаларини ниҳоятда аниқ ва пухта ҳисоблаш керак. (9.29) тенглама сўриш трубаларини ҳисоблашда асосий тенглама ҳисобланади. Бунда ҳал қилиниши керак бўлган масалалар сифатида куйидагиларни келтириш мумкин:

1) барча ўлчамлар ва сарф берилган. Суюқликнинг насосга кириш олдидаги босимини ҳисоблаш керак.

Бу масалани ечишда насосга киришдаги суюқлик босимини (p_1) ҳисоблаб, уни кавитация ҳосил қилмайдиган минимал босим билан таққослаш йўли билан бажарилади.

2) энг кичик (кавитация ҳосил қилмайдиган) жоиз босим берилган. Бошқа параметрларнинг энг катта жоиз қийматлари ($H_{1\max}$, Q_{\max} , d_{\min}) ни ҳисоблаш талаб қилинади.

Агар p_0 атмосфера босимига тенг бўлса, у ҳолда сўриш трубадаги босим атмосфера босимидан кичик бўлади. p_0 босимнинг ортиши билан сўриш трубадаги босим ортади. Бу эса геометрик сўриш баландлигининг ортишига ёрдам беради.

Ҳайдаш трубадаги суюқликнинг ҳаракати (2-2 ва 3-3 кесим) учун ҳам Бернулли тенгламасини ёзиш мумкин:

$$\frac{p_2}{\gamma} + \frac{a_2 v_2^2}{2g} = H_2 + \frac{p_3}{\gamma} + \frac{a_3 v_3^2}{2g} + h_{2-3}. \quad (9.30)$$

Агар ҳайдаш трубасининг иккинчи учиди бирор идиш бўлса, у ҳолда (9.30) тенгламанинг унг томонида тезлик босими бўлмайди, лекин бундай ҳаракат вақтида босимнинг кенгайишга сарф булишини ҳисобга олиш керак. (9.30) тенгламанинг чап томони насосдан чиқишдаги солиштирма энергияни курсатади. Насосга киришдаги солиштирма энергияни (9.29) тенглама ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{a_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_0}{\gamma} - H_1 - h_{0+1}. \quad (9.31)$$

Бу охириги тенглама ва (9.30) дан фойдаланиб суюқликнинг насосдан ўтганда оладиган энергиясини ҳисоблаш мумкин. Бу энергия суюқликка насос орқали берилади ва у суюқликни тегишли баландликка кўтариш учун сарфланган энергияни ифодалаб, $H_{\text{нас}}$.

кўринишда белгиланади ва қуйидагича ҳисобланади:

$$H_{\text{нас.}} = \left(\frac{p_2}{\gamma} + \frac{a_2 v_2^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_1}{\gamma} + \frac{a_1 v_1^2}{2g} \right) = \\ = H_1 + H_2 + \frac{p_2 - p_0}{\gamma} + \frac{a_2 v_2^2}{2g} + h_{0-1} + h_{2-3},$$

ёки

$$H_{\text{нас}} = H_2 + \frac{p_2 - p_0}{\gamma} + cQ^2 + aQ^2, \quad (9.32)$$

бу ерда H_2 — суюқликнинг пастки сатҳдан юқори сатҳга кўтарилиш баландлиги; cQ^2 — юқори сатҳдаги тезлик босими; aQ^2 — сўриш ва ҳайдаш трубалардаги қаршилиқлар йиғиндиси; v_3 — юқори сатҳдаги тезлик. Агар пастки ва юқори сатҳлардаги босимлар p_0 ва p_3 атмосфера босимига тенг бўлса, у ҳолда

$$H_{\text{нас}} = H_2 + cQ^2 + aQ^2 = H_2 + \frac{a_2 v_3^2}{2g} + aQ^2$$

бўлади. Бу формуладан кўринадики, суюқликка насоснинг берган босими суюқликни юқори сатҳда ҳаракат қилдириш учун зарур бўлган босим H_2 га тенг бўлади:

$$H_{\text{нас}} = H_2. \quad (9.33)$$

Бу қонидани насослар барқарор иш тартибининг ҳамма ҳоллари учун қўллаш мумкин. Насоснинг ишлаш характеристикаси унинг айланиш сонига боғлиқ бўлиб, бу сон насоснинг қувватига боғлиқ бўлмаган ҳоллар учун тўғридир. Агар насос ёпиқ системада ишласа, яъни пастки ва юқори идишлар бўлмай, сўриш ва ҳайдаш трубалари туташтирилган бўлса, у ҳолда (9.32) формула ўрнида қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$H_{\text{нас}} = H = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} = H_2,$$

яъни зарур босим билан насос ҳосил қилган босим тенг бўлади. Бу ҳолда ёпиқ системада албатта қўшимча кенгаювчи кесим ва тенглаштирувчи идишлар бўлиб, улар одатда суюқликнинг насосдан чиқиш кесими билан туташтирилган бўлади.

1.80-§. Электрогидравлик ўхшашлик (аналогия) ҳақида тушунча

Биз юқорида трубаларни ҳисоблаш учун (9.4) ва (9.5) тенгламаларни чиқардик ва уларни қуйидаги кўринишларда ифодаладик:

$$H = \lambda \frac{8(l + l_{\text{экив}})}{g\pi^2 D^5} Q^2, \quad (9.34)$$

$$Q = \sqrt{\frac{g\pi^2 D^5}{8\lambda(l + l_{\text{экив}})}} H. \quad (9.35)$$

Ламинар ҳаракат вақтида бу формулаларда қовушоқлик ишқала-
ниш коэффициенти λ қуйидаги кўринишга эга бўлади

$$\lambda = \frac{64}{Re} = \frac{64\nu}{vD} = \frac{16\nu\tau D}{Q}$$

у ҳолда

$$H = \frac{128\nu}{gD^2} = \frac{l + l_{\text{эки}}}{\pi D^2} Q$$

ёки

$$H = \alpha \frac{L}{S} Q = BQ, \quad (9.36)$$

бу ерда $L = l + l_{\text{эки}}$; $S = \frac{\pi D^2}{4}$; $\alpha = \frac{32\nu}{gD^2}$.

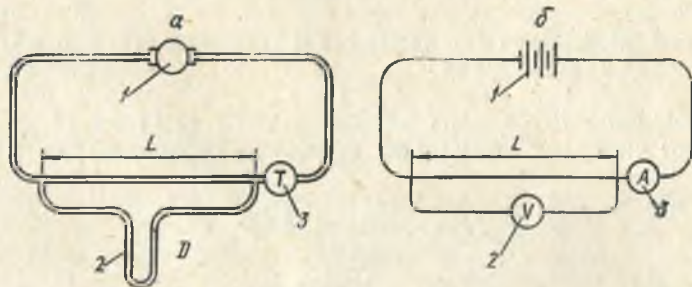
B — ҳисоблаш йўли билан аниқланадиган коэффициент. (9.36) тенглама физиканинг электр бўлимидаги ўтказгичларнинг бир қисми учун Ом қонунига жуда ўхшаб кетади. Агар босим H ни кучланиш U га, α ни солиштирма қаршилик ρ га, сарф Q ни ток кучи I га қийёсласак, у ҳолда (9.36) ни Ом қонуни

$$U = \rho \frac{L}{S} I = RI \quad (9.37)$$

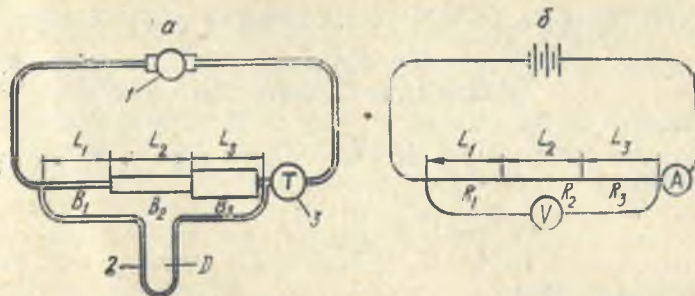
га қийёслаш мумкин.

(9.36) билан (9.37) нинг ўхшашлигидан фойдаланиб электрогидравлик ўхшашликни тузиш мумкин. Бу ўхшашликка асосан ўтказгичлардан ток ўтказиб, унинг кучланиши U ни вольтметр ва ток кучи I ни амперметр ёрдамида аниқлаш мумкин. Бунда вольтметр трубопроводлардаги дифманометрни, амперметр эса сарф ўлчаш асбоби ўрнини босади (1.97-расм). Ток манбаи сифатида эса энергия манбаи насосни ифодалаш мумкин.

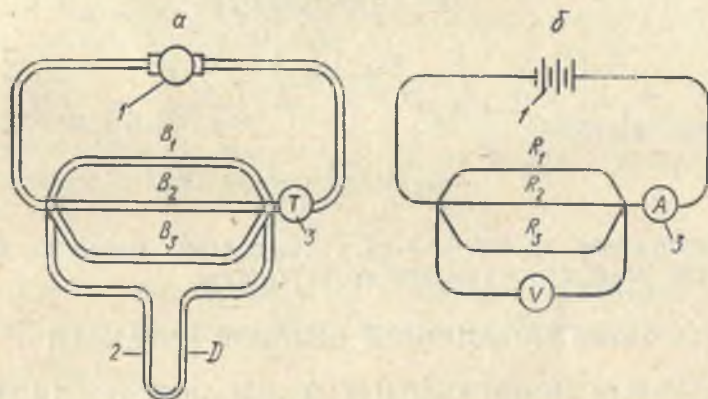
1.97-расмда 1-манба (a -расмда насос, b -расмда батарея), 2- (a -расмда дифманометр, b -расмда вольтметр), 3- (a -расмда сарф ўлчаш асбоби, b -расмда амперметр) ифодаланган бўлиб, труба ва ўтказгич узунликлари L орқали ифодаланган. Шу усул билан трубаларни кетма-кет (1.98-расм) ва параллел (1.99-расм) улашни ўтказгичларни кетма-кет ва параллел улаш билан таққос-



1.97- расм. Сууюқлик ва ток ўтказгичларда ўхшашликка доир чизма.



1.98- расм. Трубалар ва ток ўтказгичларни кетма-кет улашдаги ўхшашлик.



1.99- расм. Трубалар ва ток ўтказгичларни параллел улашдаги ўхшашлик.

лаш мумкин. Трубопроводларни кетма-кет улашда (1.98-расм) умумий қаршилик

$$H_k = B_k Q$$

$$H_k = H_1 + H_2 + H_3 \quad (9.38)$$

ва

$$Q = Q_1 = Q_2 = Q_3$$

бўлиб, (9.38) да

$$B_k = B_1 + B_2 + B_3.$$

Ўтказгичлар учун эса

$$U_k = R_k I,$$

$$U_k = U_1 + U_2 + U_3 \quad (9.39)$$

ва

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

бўлиб, (9.39) да

$$R_k = R_1 + R_2 + R_3$$

Трубаларни параллел улашда эса (1.99-расм) умумий қаршилик

$$H = B_n Q_n \quad (9.40)$$
$$H = H_1 = H_2 = H_3$$

ва

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$$

булиб, (9.40) да

$$\frac{1}{B_n} = \frac{1}{B_1} + \frac{1}{B_2} + \frac{1}{B_3},$$

ўтказгичлар учун эса

$$U = R_n I_n \quad (9.41)$$
$$U = U_1 = U_2 = U_3$$

ва

$$\frac{1}{I_n} = \frac{1}{I_1} + \frac{1}{I_2} + \frac{1}{I_3}$$

булиб, (9.41) да

$$\frac{1}{R_n} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}.$$

Бу қонуниятлар трубаларни ва ўтказгичларни параллел ҳамда кетма-кет улашдаги ўхшашликни кўрсатади.

Х 606. СУЮҚЛИКНИНГ БЕҚАРОР ҲАРАКАТИ

Суюқликлар ҳаракат қилаётган вақтида унинг тезлиги ва босими, одатда, вақтга боғлиқ бўлиб, бундай ҳаракатни беқарор ҳаракат деб атаган эдик. Хусусий ҳолда вақт ўтиши билан ҳаракат барқарорлашиб, тезлик ва босим вақтга боғлиқ бўлмай қолади. Юқорида кўриб ўтилган суюқликнинг трубалардаги ҳаракатлари ва тешиклардан оқишига қурилган мисоллар барқарор ҳаракатларнинг асосий масалалари қаторига киради. Лекин ҳар қандай ҳаракат ҳолатининг ўзгариши беқарор ҳаракатни вужудга келтиради. Бир ҳаракат ҳолатидан иккинчисига ўтиш аста-секин ёки кескин ўзгариш билан содир бўлиши мумкин. Масалан, бирор идишдаги суюқлик тешик орқали оққанда вақт давомида босимнинг ўзгариб бориши натижасида тезлик ва сарфнинг ҳам ўзгариши ҳаракат ҳолатининг аста-секин ўзгариб боришига мисол бўлса, трубаларда жўмракларнинг ёки ўзанларда тўсиқларнинг кескин очиб-ёпилиши вақтидаги ўзгариши ҳаракат ҳолатининг кескин ўзгаришига мисол бўлади. Бундай ҳаракат вақтида инерция кучлари аста-секин ёки кескин ўзгариб боради. Барқарор ҳаракат вақтида эса инерция кучининг ўзгариши сезиларсиз бўлиб, ҳаракат ҳолатига деярли таъсир қилмайди. Шунинг учун барқарор ҳаракат билан беқарор ҳаракатни назарий текшириш, биринчи ҳолда, инерция кучининг ўзгариши ҳисобга олинмаслиги, иккинчи ҳолда бу ўзгариш ҳисобга олинishi билан фарқланади.

Идеал ва реал суюқликлар барқарор ҳаракатининг умумий тенгламалари (3.25) ва (3.28) кўринишда ёзилади. Турбулент ҳаракат учун эса (3.28) тенглама умумлаштирилиб, ҳосил бўлган тенгламани Рейнольдс тенгламаси дейилади.

Барқарор ҳаракат учун узилмаслик тенгламаси бўйича оқимчанинг ихтиёрий икки кесимидаги сарфлари ўзаро тенг эканлиги кўрсатилган эди. Беқарор ҳаракат учун эса бу қонун вақтнинг бирор аниқ қийматида тўғри бўлиб, вақт утиши билан тезлик ўзгарганидек, сарф ҳам ўзгариб боради. Шунингдек, вақт давомида оқим чизиғи ҳам, элементар оқимча ҳам ўзгариб боради. Бу ҳолда 1.33-расмда тасвирланган схема элементар оқимчанинг бирор аниқ вақтдаги ҳолатига тўғри келади деб ҳисоблаймиз. Агар $1-1$ ва $2-2$ кесимлар орасидаги масофа ҳескис кичраиб бориб, dl узунликни қабул қилса, u ҳолда (3.12) тенгламани қуйидагача ёза оламиз:

$$q_1 - q_2 = 0 \text{ ёки } dq = 0 \quad (10.1)$$

Бу тенгламада чап томондаги ифода сарфдан олинган тўлиқ дифференциал бўлиб, q вақт ва йўл бўйича ўзгариб боргани учун, математикада қуйидагича ифодаланади:

$$\frac{\partial q}{\partial t} dt + \frac{\partial q}{\partial l} dl = 0. \quad (10.2)$$

Ҳосил бўлган тенгламанинг икки томонини dt га бўламиз ва тезликнинг таърифидан $u = \frac{dl}{dt}$ эканлигини ҳисобга олиб, ушбу кўринишда ёзамиз:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial l} = 0. \quad (10.3)$$

Бу ҳосил қилинган тенглама беқарор ҳаракат элементлар оқимчаси учун узилмаслик тенгламасидир. Барқарор ҳаракатдаги каби беқарор ҳаракат учун ҳам оқимнинг узилмаслик тенгламасини ёзиш мумкин:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + v \frac{\partial Q}{\partial l} = 0. \quad (10.4)$$

Беқарор ҳаракатни текшириш жуда мураккаб бўлиб, биз икки соддалаштирилган хусусий ҳол устида тўхталиб ўтамиз:

1) деформацияланмайдиган трубадаги сиқилмайдиган суюқликнинг ҳаракати. Бу ҳолда ҳаракат ҳолати аста-секин ўзгариб бориши ҳисобга олинади, лекин труба деформациясидан ҳосил бўладиган кучлар бўлмайди;

2) гидравлик зарба масаласи бўлиб, бунда труба деформацияланади, лекин соддалаштириш ҳаракат ҳолатининг кескин ўзгариши ва труба кесимининг ўзгармаслиги билан ифодаланади. Беқарор ҳаракатининг умумий масалаларни ечиш шу турдаги ҳаракатларга бағишланган махсус курсларда кўрилиб, куп ҳолларда (3.25), (3.28) ёки Рейнольдс тенгламалар системаларини ечиш билан боғлиқ.

1.81-§. Сиқилмайдиган суюқликнинг деформацияланмайдиган трубаларда инерция босими ҳисобга олинган беқарор ҳаракати

Беқарор ҳаракатни текшириш учун аввал бу ҳаракатга Бернулли тенгласини чиқарамиз. Бунинг учун кинетик энергиянинг ўзгариши қонунидан фойдаланамиз. Беқарор ҳаракатда тезлик ва босим йўл бўйича ҳам, вақт бўйича ҳам ўзгаргани учун (3.39) тенгламадаги кинетик энергиянинг dt вақтда ўзгариши қуйидагича ёзилади:

$$d\left(\frac{mu^2}{2}\right) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dt + \frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dl. \quad (10.5)$$

Барқарор ҳаракатда элементар оқимчани ифодаловчи 1.35-расмдаги схема беқарор ҳаракат учун элементар оқимчанинг бирор янги вақтдаги ҳолатини ифодаласин. Бу расмдаги 1—1 ва 2—2 кесимлар орасидаги масофани чексиз кичрайтириб бориб, dl га интилтирсак, (3.39) тенглама юқоридаги охириги муносабатни ҳисобга олган ҳолда қуйидагича ёзилади:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dt + \frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{mu^2}{2}\right)dl = \sum Pdl. \quad (10.6)$$

Сиқилмайдиган суюқлик учун масса ўзгармас бўлгани сабабли охириги тенглик ушбу кўринишда ёзилади:

$$m \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{u^2}{2}\right)dt + \frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{u^2}{2}\right)dl \right] = \sum Pdl. \quad (10.7)$$

тенгламанинг икки томонини dt га бўламиз ва $\frac{\partial l}{\partial t} = u$ эканлигини назарга олсак

$$mu \frac{\partial u}{\partial t} + mu \frac{\partial u}{\partial l} u = \sum Pu$$

ёки

$$m \frac{\partial u}{\partial t} + mu \frac{\partial u}{\partial l} = \sum P \quad (10.8)$$

бўлади. 3.41 тенгламага асосан

$$m = \rho q dt. \quad (10.9)$$

(3.43) га асосан 1—1 ва 2—2 кесимларга таъсир қилувчи босим қучлари бажарган ишларнинг йиғиндис

$$A_1 - A_2 = (p_1 - p_2)gd t$$

бўлади ёки 1—1 ва 2—2 кесимлар орасидаги масофа чексиз кичик эканлигини назарга олсак ва

$$p_1 - p_2 = -dp = -\frac{dp}{dl} dl$$

десак, у ҳолда

$$A_1 - A_2 = - \frac{dp}{dl} q dl dt \quad (10.10)$$

суюқликнинг 1-1 кесимдан 2-2 кесимга ўтишида оғирлик кучининг бажарган иши

$$A_3 = Q(z_1 - z_2) = \gamma q dt (z_1 - z_2) \quad (10.11)$$

ёки

$$A_3 = - \gamma q dt dz = - \gamma \frac{dz}{dl} q dl dt$$

кўринишда ифодаланлади.

Энди (10.9), (10.10) ва (10.11) муносабатларни ҳисобга олган ҳолда (10.7) тенгламани қуйидагича ёза оламиз:

$$\rho q dt \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u^2}{2} \right) dt + \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2} \right) dl \right] = - \frac{dp}{\partial t} q dl dt - \gamma \frac{dz}{dl} q dl dt.$$

Бу тенглама (10.8) даги кўринишга келтирилса

$$\rho q dt \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial l} \right) = - \frac{dp}{\partial t} q dt - \gamma \frac{dz}{dl} q dt$$

бўлади. Охириги тенгламанинг икки томонини $l q dt$ га бўлиб, қуйидаги кўринишда ифодалаймиз:

$$\frac{l}{g} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{g} \frac{\partial u}{\partial l} = - \frac{l}{\gamma} \frac{dp}{dl} - \frac{dz}{dl}.$$

Баъзи ўзгартиришлардан сўнг эса беқарор ҳаракат учун Бернулли тенгламасини дифференциал кўринишда оламиз:

$$\frac{l}{g} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2g} \right) + \frac{l}{\gamma} \frac{dp}{dl} + \frac{dz}{dl} = 0. \quad (10.12)$$

Бу тенгламани ораларидаги масофа чекли l га тенг бўлган икки кесим учун интегралласак

$$\int_{u_2}^{u_1} \frac{l}{g} \frac{\partial u}{\partial t} dl + \int_{u_2}^{u_1} d \left(\frac{u^2}{2g} \right) + \int_{p_2}^{p_1} \frac{dp}{\gamma} + \int_{z_2}^{z_1} dz = 0$$

ва ҳосил бўлган тенгламани чекли ораликдаги кесимлар учун ёзсак, у ҳолда беқарор ҳаракат учун Бернулли тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \frac{l}{g} \int_{u_1}^{u_2} \frac{\partial u}{\partial t} dl.$$

Бу тенгламанинг ўнг томонидаги интеграл инерция босими деб аталувчи миқдордир:

$$h_{ин} = \frac{l}{g} l, \quad (10.13)$$

бу ерда

$$j = \frac{1}{l} \int_{u_1'}^{u_2'} \frac{\partial u}{\partial t} dt.$$

u_1' ва u_2' ни $\frac{\partial u}{\partial t}$ нинг биринчи ва иккинчи кесимлардаги қийматлари билан ифодаласак, Бернулли тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\frac{u_1'^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2'^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{\text{ин}}. \quad (10.14)$$

Бернулли тенгламасини оқим учун ёзсак, у ҳолда тезликнинг қийматларини унинг ўртача қийматлари билан алмаштириб ёзамиз

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{\text{ин}}. \quad (10.15)$$

Беқарор ҳаракатнинг Бернулли тенгламасини реал суюқликлар учун ушбу кўринишда ёзамиз:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{1-2} + h_{\text{ин}}. \quad (10.16)$$

Шуни назарда тутиш керакки, $h_{\text{ин}}$ биринчи ва иккинчи кесимлардаги инерция кучлари бажарган солиштирма ишларнинг фарқини кўрсатади.

Агар олинган тенгламаларни трубалар системасига қўлласак, у ҳолда икки кесим орасидаги ишқаланиш ва маҳаллий қаршиликларга бўлган сарф ва инерция қаршилигига бўлган сарфни ҳисоблаб ёзамиз:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \sum h + \sum h_{\text{ин}}. \quad (10.17)$$

Инерция босими трубаларда кранлар ва турли тўсиқлар аста-секинлик билан очиб-ёпилган ҳолларда шу очиб-ёпилишнинг суюқлик ҳаракатига кўрсатган қаршиликлари сифатида намоён бўлади. Гидравлик машиналар, гидроузатгич ва гидроузатмаларда эса поршенлар ҳаракати вақтида ҳосил бўладиган ўзгаришлар ҳам инерция босими ёрдамида ҳисобга олинади.

Мисол учун икки идиш бирор труба орқали туташтирилган бўлиб, трубага туташтирилган поршень ҳаракат қилаётган бўлсин. Бу ҳолда биринчи идишдаги суюқлик сатҳи ($0-0$) кесим билан трубадаги бирор $1-1$ кесим учун ёзилган Бернулли тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$\frac{p_0}{\gamma} + z_0 = \frac{v^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g} + \frac{j}{g} l. \quad (10.18)$$

Трубадаги 2—2 кесим билан иккинчи идишдаги суюқлик сатҳи 3—3 кесим учун ёзилган Бернулли тенгламаси эса қўйидагича ёзилади:

$$\frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_3}{\gamma} + z_3 + \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g} + \frac{j}{g} l. \quad (10.19)$$

Бу ерда инерция босими поршеннинг мусбат ёки манфий тезликни оширувчи ёки сусайтирувчи йўналишда ҳаракат қилишига қараб мусбат ёки манфий ишора билан олинади.

1.82-§. Гидравлик зарба ҳодисаси

Трубаларда гидравлик зарба ҳодисаси деформацияланувчи трубалардаги кам сиқилувчи суюқликнинг тезлиги ёки босими кескин ўзгарганида ҳосил бўладиган тебранма ҳаракатдан иборатдир. Бу ҳодиса тез содир бўлиб, босимнинг кескин ортиши ва камайиши билан характерланади. Босимнинг бундай ўзгариши суюқликнинг ва труба деворларининг деформацияланиши билан боғлиқдир.

Гидравлик зарба кўп ҳолларда жўмрак ёки оқимни бошқарувчи бирор бошқа қурилманинг тез очилиши ёки ёпилиши натижасида содир бўлади. Унга бошқа ҳодисалар ҳам сабаб бўлиши мумкин. Трубалардаги гидравлик зарбани биринчи марта проф. Н. Е. Жуковский назарий асослаган ва тажрибада текшириб кўрган ва унинг "О гидравлическом ударе", номли асарида (1899 й.) эълон қилинган. Суюқлик v_0 тезлик ва p_0 босим билан ҳаракат қилаётган трубанинг охиридаги кран жўмрак "Ж", бир онда ёпилсин дейлик (1.100-расм, а). У ҳолда кранга (ёпилганидан сўнг) биринчи етиб келган суюқлик заррачаларнинг тезлиги сўниб, уларнинг кинетик энергиялари трубанинг деворларини ва суюқликни деформациялаш ишига айланади. Бу ерда гидравликнинг аввал кўрилган бўлимларидаги каби суюқлик сиқилмайди деб ҳисобламай, унинг сиқилиши оз миқдорда бўлса ҳам ҳисобга олишга тўғри келади, чунки шу сиқилиш катта ва чекли миқдордаги зарба босими Δp_3 ни вужудга келтиради. Шундай қилиб, жўмрак олдида ҳосил бўлган Δp_3 қўшимча босимга мос равишда труба деворлари чўзилиб, суюқлик сиқилади. Жўмрак олдида тўхтатилган суюқлик заррачаларига қўшни бўлган заррачалар ҳам етиб келади ва уларнинг ҳам тезликлари сўнади. Натижада босим ошиш чегараси ($a-a$ кесим) жўмракдан таъминловчи идиш томонга, зарба тўлқинининг тезлиги деб аталувчи a тезлик билан силжиб боради. Босими Δp_3 га ўзгарган соҳанинг ўзи эса зарба тўлқини деб аталади. Бу тўлқин идишга етиб борганда эса, суюқлик бутун труба бўйича тўхтаган ва сиқилган яўлиб, труба деворлари эса бутунлай чўзилган бўлади. Босимнинг зарбали ортиши Δp_3 эса труба бўйича бутунлай тарқалган бўлади (1.100-расм, б). Лекин трубадаги суюқлик тенг вазнли ҳолатда бўлмайди. Босимлар фарқи Δp_3 таъсирида суюқлик трубадан идишга оқа бошлади. Бу оқим идишнинг бевосита олди-

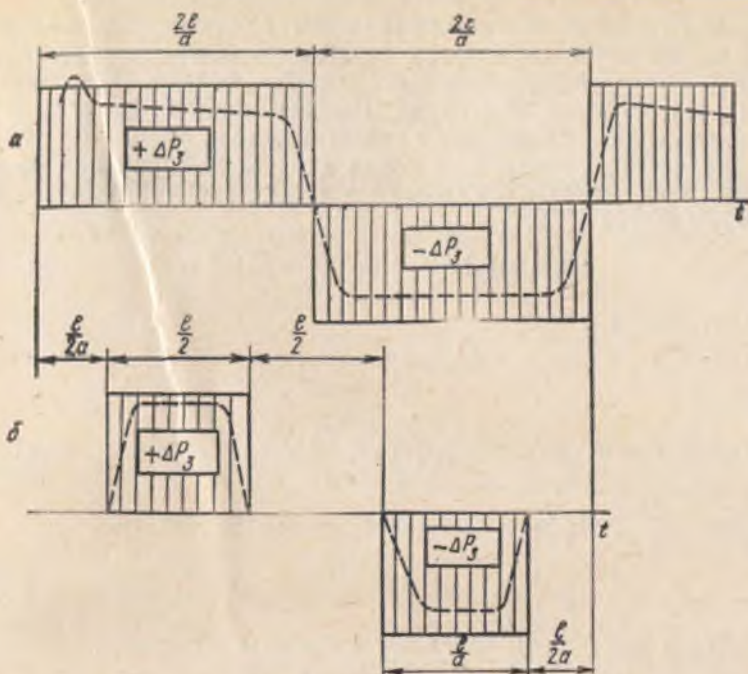


1.100- расм. Гидравлик зарба ҳодисасини тушунтиришга доир чизма.

г). Натижада крандан идишга a тезлик билан ҳаракат қилувчи манфий зарба тўлқини вужудга келади ва у босимни Δp_3 га камайтириб, труба деворини торайтириб, суюқликни кенгайтиради (1.100-расм, д). Суюқликнинг кинетик энергияси эса яна деформация ишига айланади, лекин бу иш энди манфий бўлади. Бу ҳаракат давом этиб бориб, манфий зарба тўлқини ҳам идишгача етиб келади (1.100-расм, е). Мусбат зарба тўлқинидаги каби бу ҳолат ҳам тенг вазли бўлмайди ва натижада трубада яна босим тиклана бошлайди, суюқлик эса v_0 тезликка эришади (1.100-расм, ж). Идишдан қайтган зарба тўлқини жўмакка етиб бориши билан жўмак ёпилгандагига ўхшаш ҳодиса яна вужудга келади. Шундан сўнг бутун цикл такрорланади.

Н. Е. Жуковский тажрибаларида бундай циклнинг 12 марта такрорланиши қайд қилинган, лекин ҳар бир навбатдаги циклда, ишқаланиш кучи ва энергиянинг идишдаги суюқликка ўтиши натижасида Δp_3 камайиб борган. Гидравлик зарбанинг вақт давомида ўтиши 1.101-расмда диаграмма кўринишида тасвирланган (1.101-расмдаги a) диаграммада жўмак бир онда ёпилган деб қараб, жўмакнинг олдидаги k нуқтадаги босимнинг назариядаги ўзгариши Δp_3 туташ чизик билан тасвирланган. Трубанинг ўрта-сидаги b нуқтага зарба босими $\frac{l}{2a}$ вақтга кечикиб келади ва тўлқин-

да турган заррачалардан бошланиб, унинг чегараси ($a - a$ кесим, тескари йўналишда) кран томонга a тезлик билан ҳаракат қилади ва кетида тикланган p_0 босимли v_0 тезликка эга суюқлик оқимини қолдиради (1.100-расм, в). Суюқлик ва труба деворлари эластик деб қаралиб, p_0 босими тикланиши билан ўз ҳолига қайтади. Деформация иши қайта кинетик энергияга айланиб, суюқлик яна аввалги v_0 тезлигига эга бўлади ва тескари йўналишда оқа бошлайди. Суюқлик устуни ана шу тезлик билан оқишда давом этиб, жўмакдан узилишга интилади (1.100-расм,



1.101- расм. Гидравлик зарбада босимнинг вақт давомида ўзгариши.

нинг бу нуқтадан идишга бориб қайтиб келгунича, яъни $\frac{l}{a}$ вақт сақланиб туради. Сўнг v нуқтада босим p_0 га тиклан ади (яъни $\Delta p_3 = 0$) ва шу ҳолда тескари тўлқин етиб келгунча, $\frac{l}{a}$ вақт сақланади (1.101-расм, б).

1.101-расмда босимнинг ҳақиқий ўзгариши ҳам тасвирланган бўлиб, у пунктир чизиқ билан ифодаланган. Бундан кўринадики, ҳақиқий босим графиги тик ўзгаргани билан, бу ўзгариш кескин эмас. Бундан ташқари, тебраниш сўниб боради, яъни унинг амплитудаси энергиянинг сарф бўлиш ҳисобига камайиб боради.

1.83-§. Тўғри зарба учун Н. Е. Жуковский формуласи

Гидравлик зарба вақтида бўладиган ўзгаришларни ва зарба кучини ҳисобга олиш учун зарба босими Δp_3 нинг қийматини аниқлаш керак. Бунинг учун зарба босими остида суюқликнинг сиқилган ҳоли учун ҳаракат миқдорининг ўзгариши ҳақидаги теоремани қўллаймиз. Шу мақсадда трубадаги суюқликнинг dx элементар масофага dt вақтда силжишини кўрамиз (1.102-расм). Бунинг учун бирор вақтда трубадаги суюқликнинг жўмрак олди-

даги Δl бўлаги зарба таъсирида сиқилган бўлсин. У ҳолда суюқликка идиш томонидан $P_1 = p_0 S$ босим кучини, кран томонидан эса $P_2 = (p_0 + \Delta p_s) \cdot S$ кучи dt вақт таъсир қилади. Суюқликнинг зарба етиб келмаган қисмининг ҳаракат миқдори $\rho s v_0 dx$, зарба таъсири остидаги қисмининг ҳаракат миқдори $\rho s \cdot Q \cdot dx$ булади. Шундай қилиб, кўрилатган ҳолда ҳаракат миқдорининг ўзгариши ҳақидаги теорема қўлланганда мувозанат тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$(p_0 + \Delta p_s) S dt - p_0 S dt = \rho S v_0 dx. \quad (10.20)$$

Бу тенгликдан

$$\Delta p_s S dt = \rho S v_0 dx$$

ёки

$$\Delta p_s = \rho v_0 \frac{dx}{dt}. \quad (10.21)$$

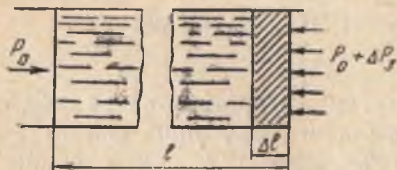
Бу ерда $\frac{dx}{dt}$ — зарба тўлқинининг тарқалиш тезлиги.

$$a = \frac{dx}{dt} \quad (10.22)$$

дан иборат ва охириги тенглама қуйидагича ёзилади:

$$\Delta p_s = \rho \cdot v_0 a. \quad (10.23)$$

Бу формула Н. Е. Жуковский формуласидир. Ундан кўринадики, гидравлик зарба босими суюқликнинг зичлиги, тезлиги ва шу суюқликда тўлқин тарқалиши тезлигига пропорционал бўлиб, уларнинг кўпайтмасига тенг. Агар суюқликда тўлқин тарқалиш тезлигини аниқласак, тезликни ўлчаб (зичлик жадваллардан маълум), (10.23) формула ёрдамида зарба босимини топа оламиз. Шунини айтиш керакки, a суюқликнинг ва трубаининг эластиклик хоссаларига боғлиқ, Бу боғлиқликни аниқлаш учун трубадаги суюқлик кинетик энергиясининг деформацияга сарф бўладиган ишга айланишини текширашимиз. Радиуси R бўлган трубадаги су-



1.102- расм. Гидравлик зарба учун Н. Е. Жуковский формуласини чиқаришга доир чизма.



1.103- расм. Гидравлик зарба вақтида труба деворининг чўзилиши.

юқликнинг кинетик энергияси қуйидагига тенг:

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{1}{2} \pi R^2 l \rho v_0^2. \quad (10.24)$$

Трубани деформациялашга кетган иш A_1 кучнинг чўзилишга кўпайтмасининг ярмига тенг. Деформация ишини зарба кучининг ΔR (1.103- расм) йўлга сарф бўлган иш сифатида топамиз:

$$A_1 = \frac{1}{2} \Delta p_3 2\pi R l \Delta R. \quad (10.25)$$

Гук қонунига асосан

$$\sigma = E \frac{\Delta R}{R}. \quad (10.26)$$

Бу ерда σ - труба деворидаги нормал зўриқиш, у трубанинг қалинлиги δ ва зарба кучи Δp_3 билан қуйидагича боғланган:

$$\sigma = \frac{\Delta p_3}{\delta} R. \quad (10.27)$$

Бу муносабатлардан фойдаланиб трубани деформациялаш ишини қуйидагича ёзамиз:

$$A_1 = \frac{\Delta p_3^2 \pi R^3 l}{2E}. \quad (10.28)$$

Энди трубадаги суюқликни Δl масофадаги (1.102- расм) сиқиш иши A_2 ни топамиз. Бунда сиқилган суюқлик сарфи $S \cdot \Delta l$ десак,

$$A_2 = \frac{1}{2} \cdot S \Delta l \Delta p_3 = \frac{\pi R^2}{2} \Delta l \cdot \Delta p_3. \quad (10.29)$$

Гук қонунига ўхшаш, суюқликнинг чизиқли чўзилиши зарба кучи билан қуйидагича боғланган:

$$\Delta p_3 = K \frac{\Delta l}{l},$$

бу ерда K —суюқликнинг эластиклик модули. У ҳолда

$$A_2 = \frac{1}{2} \frac{\Delta p_3^2 \pi R^2 l}{K}. \quad (10.30)$$

Кинетик энергия A_1 ва A_2 ишларнинг йиғиндисига тенг, яъни

$$\frac{1}{2} \pi R^2 \rho v_0^2 = \frac{\Delta p_3^2 \pi R^3 l}{2E} + \frac{\Delta p_3^2 \pi R^2 l}{2K}. \quad (10.31)$$

Бу тенгламани Δp_3 га нисбатан ечсак

$$\Delta p_3 = \rho v_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho}{K} + \frac{2\rho R}{2E}}}. \quad (10.32)$$

Н. Е. Жуковский формуласини умумийроқ кўринишда топдик.

(10.32) ни (10.23) билан солиштираш, суюқликда тўлқин тарқалиш тезлиги учун қуйидаги формулани оламиз:

$$a = \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho}{K} + \frac{2\rho R}{\delta E}}} \quad (10.33)$$

Бу миқдорнинг ўлчови тезлик ўлчовига тенгдир. Унинг физик маъносини аниқлаш учун труба деформацияланмайдиган (яъни $E = \infty$) деб қараймиз. У ҳолда илдиз остидаги иккинчи ҳад нолга айланади ва

$$a = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (10.34)$$

бўлиб қолади. Охириги формула зичлиги ρ ва эластиклик модули K бўлган бир жинсли суюқлик учун товуш тезлигидан иборатдир. Шундай қилиб, трубаларда гидравлик зарба тўлқинининг тарқалиш тезлиги (10.33) формула ёрдамида ҳисобланади. Бу тезлик сув учун 1435 м/с, бензин 1116 м/с, ёғлар учун 1400 м/с деб тахминий ҳисоблаш мумкин. Албатта, труба деформацияланган материалга қараб у кўпроқ ёки камроқ бўлади.

1.84-§. Тескари гидравлик зарба ҳақида тушунча

Агар жўмрак тўлиқ ёпилмаса ва суюқликнинг тезлиги бутунлай сўнмаса ҳамда у v_0 дан v га камайса, бунда чала гидравлик зарба ҳосил бўлади. Бундай зарба учун Н. Е. Жуковский формуласи қуйидагича ёзилади:

$$\Delta p_3 = \rho(v_0 - v)a. \quad (10.35)$$

Бу формула жўмракнинг бир онда (жуда тез) ёпилмаган ҳоли учун тўғри бўлади. Агар жўмракнинг ёпилиш вақтини t_3 десак ва гидравлик зарбанинг жўмракдан идишга бориб, ундан қайтиб келиш вақтини t_0 десак, у ҳолда

$$t_3 < t_0$$

бўлганда краннинг ёпилиши оний бўлган деб қараш мумкин. Бунда t_0 гидравлик зарбанинг фазаси дейилади, зарбанинг узини эса тўғри гидравлик зарба дейилади. $t_3 > t_0$ бўлганда эса тескари гидравлик зарба дейилади ва зарба тўлқини кран бутунлай ёпилиб улгурмасидан олдин идишдан қайтиб жўмракка етиб келади. Табiiйки бу ҳолда босимнинг ортиши Δp_3 тўғри зарба ҳолидаги Δp_3 га қараганда кичик бўлади.

Агар оқим тезлиги жўмрак ёпилишига қараб камайиб боради, босим эса вақт бўйича чизиқли ортади деб ҳисобласак (1.104-расм), у ҳолда

$$\frac{\Delta p_3'}{\Delta p_3} = \frac{t_0}{t_3}$$

муносабат уринли бўлади. Бундан:

$$\begin{aligned} \Delta p_3' &= \Delta p_3 \frac{t_2}{t_1} = \\ &= \rho v_0 a \frac{2l}{at_1} = \frac{2\rho v_0 l}{t_2}. \end{aligned} \quad (10.36)$$

Шундай қилиб, тескари гидравлик зарба босими $\Delta p_3'$ тўғри гидравлик зарба босими Δp_3 дан фарқли равишда трубанинг узунлигига боғлиқ, а тезликка боғлиқ эмас.

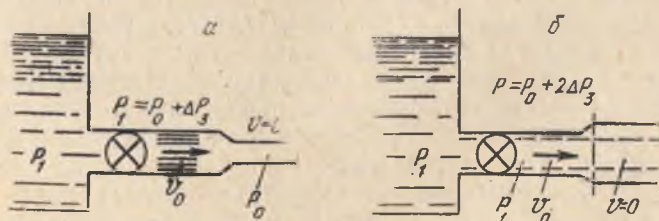
Тупиксимон трубаларда зарба босими икки баравар ортиб кетади. Бу ҳодисани 1.105-рasm ёрдамида тушунтирамиз. Бошланғич босими p_0 бўлган суюқликка тўла труба катта $p_1 = p_0 + 2\Delta p_3$ босимли бўлган трубадан жўмрак ёрдамида ажратилган бўлсин. Жўмрак очилиши билан трубада босим $\Delta p_3 = p_1 - p_0$ миқдорга кескин ортади, трубадаги суюқликнинг тезлиги эса нолдан v_0 га ортади. Бунинг натижасида ҳосил бўлган зарба тўлқини a тезлик билан трубанинг иккинчи учи томонга қараб ҳаракат қилади (1.105-рasm, а).

Н. Е. Жуковский формуласидан:

$$v_0 = \frac{\Delta p_3}{\rho a}.$$

Зарба тўлқини тупиксимон трубанинг охирига келганда бутун труба бўйича босим Δp_3 га ортади, тезлик эса труба охиригача v_0 қийматга эга бўлади. Суюқлик бундан нарига оқа олмагани учун унинг тезлиги сўниб, кинетик энергияси, янги қўшимча зарба тўлқинининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Янги зарба тўлқинининг босими ҳам, Н. Е. Жуковский формуласига асосан $\Delta p_3 = \rho v_0 a$ бўлиб, трубадаги босимнинг умумий ошиши $2\Delta p_3$ га тенг бўлади (1.105-рasm, б), суюқликнинг тезлиги эса $v = 0$ бўлади.

Трубанинг иккинчи учиди яна бир идиш бўлса (бу куч гидрoцилиндрларида бўлади), у ҳолда иккинчи зарба тўлқини кичикроқ бўлиб, босимнинг умумий ортиши $2\Delta p_3$ дан кичик бўлади.



1.105-рasm. Нотўғри гидравлик зарбани тушунтиришга доир чизма.

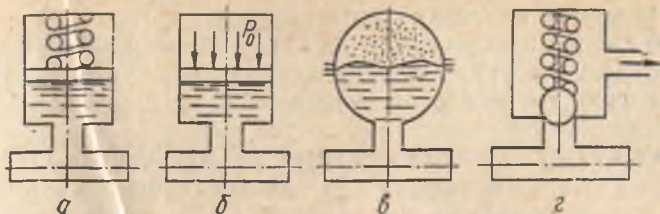
Иккинчи идиш ҳажми жуда катта бўлса, иккинчи зарба тўлқини деярлик бўлмайди. Зарба босимининг икки барабар ортиш ҳоли куч гидроцилиндрларини юқори босимли суюқликка кескин туташтирилган ҳолларда содир бўлади, бунга сабаб гидроцилиндрдаги суюқлик миқдори (поршень цилиндри тубига тақалган бўлади) жуда кам бўлиб, тупиксимон трубага ўхшаган бўлади. (10.23) формула бир қанча тахминлардан фойдаланиб чиқарилган, яъни суюқлик ва труба деформациясига Гук қонуни ўринли, ишқаланиш кучи ва бошқа турлардаги энергиянинг тарқалиши йўқ, труба кесимида тезлик бир текис тарқалган деб қабул қилинади. Тажирибалар кўрсатишича, агар суюқликда ҳаво пуфакчалари аралаш бўлмаса ва p_0 босим жуда катта бўлмаса, юқорида айтилган тахминларга қарамай Н. Е. Жуковский формуласи амалий ҳисоблашларга жуда яқин келади. Бошланғич босим p катта бўлганида Δp_z нинг (10.23) формула ёрдамида ҳисобланган қийматидан тажириба натижалари 10—20% дан кўп ортиқ бўлади. Бунга сабаб p катта бўлган суюқликнинг эластиклик модули K , демак, a тезлик ортади. Бундан кўринадики, Гук қонунидан четга чиқиш, яъни деформациянинг чизиқлилиги бузилиши содир бўлади. Ҳозирги вақтда гидросистемаларда тез ишлайдиган бошқариш ускуналари (электромагнит жўмраклар ва ҳ.) қўлланиши сабабли, уларнинг ишга тушиш вақти жуда қисқа (тахминан 0,008—0,002 с) бўлиб, Δp_z жуда катта қийматлар (бир неча ва ҳатто ўнларча МН/м^2) га эришади. Босимнинг бундай ортиши гидросистемалар айрим бўлақларининг ишдан чиқишига сабаб бўлади. Бундан ташқари, гидравлик зарбада босим импульслари бутун гидросистема бўйича тарқалиб, унинг айрим бошқарув курилмалари (босим рельеси, гидроқулфлар ва ҳ.) нинг тўсатдан ишлай бошлашига сабаб бўлади. Бундай ҳолларда гидравлик зарбага қарши кураш усулларида фойдаланиш керак бўлади.

1.85-§. Гидравлик зарбани сусайтириш усуллари

Гидравлик зарба таъсирини сусайтириш турли усуллар билан амалга оширилади.

Биринчи усул — жўмракнинг кескин очилиш ёки ёпилиш вақти t ни узайтириб, $t > \frac{2l}{a}$ га етказиш йўли билан тўғри гидравлик зарбани йўқотиб, Δp_z ни камайитириш. Бу иш, одатда, дросселли реле ёрдамида бажарилади. Одатда, жўмракнинг ҳолати (очиқ ёки ёпиқлиги) ўзгартирилганда суюқлик трубопроводга реле орқали ўтгани учун унинг сарфи (демак, тезлиги) пружинали клапанлар ёрдамида аста-секин ўзгариб, маълум вақтдан кейин керакли қийматга етади. Тажирибаларнинг кўрсатишича, трубаларни зарбасиз туташтириш босимнинг ўзгариши 22 МН/м^2 атрофида ва $t \approx 0,1$ с бўлганда ишончли таъминланади.

Иккинчи усул — трубаларга гидравлик зарбани сундиргич (компенсатор)лар ўрнатиш. Сундиргичлар трубадаги суюқликка нисбатан юқори сиқилувчанлик хусусиятига эга бўлган эластик



1.106- расм. Турли сўндиргичлар.

элементли идишлар бўлиб, турли конструктив тузилишга эга (1.106- расм). Энг кўп тарқалган сўндиргичлар эластик элементи пружина (1.106- расм, а) ва газ (1.106- расм, б) бўлган поршенли, мембранали (1.106- расм, в) ва клапанли (1.106- расм, г) сўндиргичлардир. Сўндиргичлар, одатда, зарба туғдирувчи (жўмрак) ёки зарбадан ҳимояланувчи қисм ёнига ўрнатилади. Улар ёрдамида зарба босимининг камайиши сўндиргичга суюқлик оқими билан бирга келган кинетик энергиянинг эластик элементлар томонидан ютилиши ҳисобига амалга ошади. Сўндиргичнинг эластик элементи қанча кўп деформацияланса, ютилган энергия ҳам шунча кўп бўлади. Шунинг учун эластик элементнинг эластиклик характеристикаси имкон берган чегарада мумкин бўлган деформациянинг ўзгармас бўлишига ҳаракат қилиш керак бўлади. Бу эса газли сўндиргичларда газ бўлмасини шундай танлаб олишни тақозо қиладики, зарба тўлқинининг ютилишида босимнинг ўзгариши минимал бўлиши керак. Амалда бундай сўндиргичларда газ бўлмасининг ҳажми трубадаги суюқликнинг икки секундлик сарфига тенг қилиб олинади, бошланғич босими эса магистралдаги максимал босимдан кўпроқ бўлиши зарур.

Поршенли сўндиргичларнинг камчилиги уларнинг инертлиги бўлиб, бу поршеннинг массаси ва ишқаланиш кучига боғлиқлиги ва унга труба билан сўндиргични туташтирувчи каналдаги суюқликнинг инертлиги қўшилади. Бу кучлар зарба тўлқинининг сўндиргич поршенига таъсири натижасида гармоник тебраниш вужудга келишига сабаб бўлади ва натижада сўндиргич ҳамда трубадаги босим тебраниши қўшилиб, каналдаги босим зарба босимидан ошиб кетиши мумкин. Натижада сўндиргич зарба энергиясини ютиш ўрнига кучайтириши мумкин. Инертликни камайитириш мақсадида сўндиргични газ ва суюқликни ажратувчи эластик мембрана билан таъминланади (1.106- расм, в). Юқорида айтилганидек, сўндиргичда тебранма ҳаракатнинг пайдо бўлиш ва зарба тўлқинининг кучайишига труба билан сўндиргични туташтирувчи каналнинг узунлиги ва диаметрининг таъсири бор эканлиги тажрибаларда текширилган. Шунинг учун каналнинг узунлиги ва диаметрини тўлқинларга камроқ таъсир қиладиган қилиб танлаб олинади. Зарба тўлқинларини клапанли сўндиргичлар (1.106- расм, г) ёрдамида ҳам сусайитириш мумкин.

Бу ҳолда клапан ва энергияни ютувчи эластик элементларнинг инертлигини иложи борича камайтиради.

Клапанли сусайтиргичга кирган суюқликнинг эластик элементга таъсирини камайтириш ва унинг яхшироқ ишлашини таъминлаш учун суюқликнинг атмосферага оқиб кетишига хизмат қилувчи қисми бўлади.

Учинчи усул—гидравлик зарба пайдо бўлиши кутиладиган труба нинг узунлигини ошириш. Бу ҳолда қаршилик кучининг ҳисобига энергия камайиши ва зарба тўлқини даврининг ортиши натижасида тўғри зарбани йўқотиш йўли билан зарба тўлқинининг таъсири камайтиради.

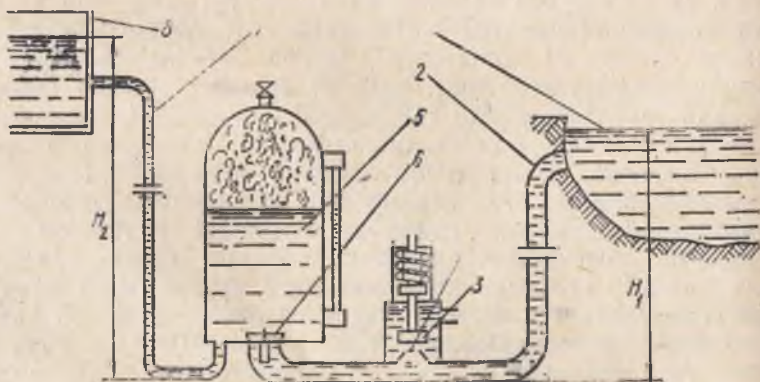
1.86- §. Гидравлик зарбадан амалда фойдаланиш

Техникада баъзи ҳолларда гидравлик зарбадан фойдаланиш ҳам мумкин. Масалан, гидравлик зарба энергиясидан суюқликларни юқорига кўтариш учун фойдаланилади. Шу мақсадда ишлагиладиган қурилма *гидравлик таран* дейилади.

Гидравлик тараннинг тузилиши жуда содда бўлиб, унинг асосий қисмлари ҳаво қалпоғи ва хабарчи клапандан иборатдир (1.107- расм).

Таъминловчи идиш 1 дан труба 2 орқали оқаётган суюқлик клапан 3 орқали оқаётган бўлади.

Гидротаран иш циклининг бу даври тезланиш даври дейилади. Клапан 3 га киришда оқимнинг кесими торайиб боради (тирқиш 4) ва Бернулли принципига асосан суюқликнинг тезлиги ортиб, босими камайиб боради. Натижада кесимнинг энг торайган ерида босим шунчалик камаядики, клапан 3 пружинанинг қаршилигини енгиб, тирқиш 4 ни ёпиб қўяди. Бу ёпилиш бир онда (секунднинг кичик улушларида) бўлгани учун системада гидравлик зарба тарқалади. Гидравлик зарба босими таъсирида клапан 6 очилиб, ҳаво қалпоғига суюқлик зарб билан киради ва ундаги ҳаво-



1.107- расм. Гидравлик таран

ни сиқади. Шу билан бирга зарба кучи суюқликнинг бир қисмини ҳайдаш трубаси 7 орқали қабул қилувчи идиш 8 га чиқариб беради. Гидротаран иш циклининг бу даври ҳайдаш даври дейилади. Зарба босими ҳаво қалпоғида сўниб ва трубада таъминловчи идишдаги сатҳ баландлиги H_1 билан ифодаланувчи нормал босим тикланади ёки тескари зарба ҳосил бўлиб, трубада босим камаяди. Натижада клапан 3 очилиб, гидротаранда цикл яна такрорланиши учун шароит вужудга келади. Гидротаранларни ҳисоблашда фойдали иш коэффициентини аниқлаш учун Эйтельвейн қуйидаги формулани таклиф қилган

$$\eta = 1,12 - 0,2 \sqrt{\frac{H_2 - H_1}{H_1}}, \quad (10.37)$$

бу ерда H_1 , H_2 —таъминловчи ва қабул қилувчи идишдаги суюқлик сатҳининг баландлиги.

Баъзида зарба босими Δp_3 ни камайтиришдан кўра системанинг заиф қисмларининг мустақамлигини оширишни афзал кўрилади.

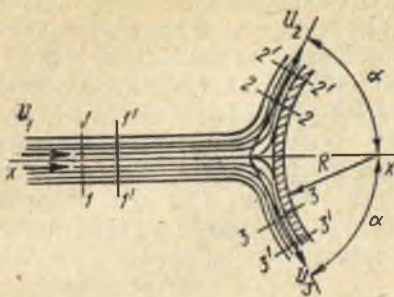
XI БОБ. ОҚИМНИНГ ДЕВОРЛАР БИЛАН ЎЗARO ТАЪСИРЛАШУВИ

Трубада оқаётган суюқлик ундан чиққандан кейин ҳам ўз ҳаракатини давом этдиради. Трубадан чиққан бундай оқимча бирор тўсиққа учраса, ўз шаклини ўзгартириб, тўсиқни айланиб оқиб ўтишга интилади. Бундай ҳаракатларни текшириш техникада муҳим аҳамиятга эга бўлиб, турбиналарни ҳисоблаш, гидромашиналарнинг бошқарув аппаратлари, тўсиқларни оқимча билан бузиш ва бошқа ишларда қўлланилади.

1.87-§. Оқимчанинг тўсиқларга таъсири

Оқимчанинг ўз йўлида учраган тўсиққа таъсири унинг таъсир этувчи кучи билан баҳоланади. Бу куч оқимчанинг тезлиги, унинг кўндаланг кесими ўлчамлари, тўсиқнинг шакли ва ўлчамларига боғлиқ. Бу масаланинг тўғри ечилишини Д. Бернулли кўриб чиққан бўлиб, унинг иши оқимчанинг динамик характеристикаларини текширишга асос бўлди. Биз қуйида Д. Бернулли қўллаган йўлдан бориб, оқимчанинг тўсиққа таъсири кучини аниқлаш учун ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунидан фойдаланамиз.

Умумий ҳолда оқимчанинг йўналишига симметрик жойлашган кўзгалмас тўсиққа таъсир қилувчи кучини аниқлашдан бошлаймиз (1.108-расм). Бу ҳолда оқимча тўсиқ бўйлаб $x-x$ ўқига нисбатан α бурчак остида, икки томонга тарқалади. Унинг симметриклигини ҳисобга олиб, иккала йўналишда тезлик ва сарфлар тенг деб ҳисоблаш мумкин. Оқимчада 1, 2 ва 3 кесимлар билан чегараланган ҳажм оламиз. Бу ҳажм dt вақт ўтганидан кейин



1.108- расм. Оқимчанинг тўсиққа урилиши.

оқимчанинг янги ҳолатида 1', 2', 3' кесим билан чегараланган бўлади. Ҳаракат миқдорининг ўзгариши куч импульсларининг йиғиндисига тенг бўлади. Бу қонунни юқорида айтилган ҳажмга қўлласак, у ҳолда 1 ва 1' кесим орасидаги масса (m_1) учун ҳаракат миқдори $m_1 u_1$, 2 ва 2' кесимлар орасидаги масса (m_2) учун $m_2 u_2$ ва 3 ва 3' кесимлар орасидаги масса (m_3) учун эса $-m_3 u_3$ эканини ҳисобга олган ҳолда $x-x$ ўқи бўйича ҳаракат миқдорининг ўзгариши қонунидан қуйидаги тенгликка эга бўламиз:

$$m_2 u_2 \cos \alpha + m_3 u_3 \cos \alpha - m_1 u_1 = -R dt, \quad (11.1)$$

бу ерда R —оқимчага деворнинг реакция кучи.

Қурилаётган ҳажм учун $m_2 = m_3$, $u_2 = u_3$ ни назарга олиб, бу тенгликни қуйидагича ёзамиз:

$$2m_2 u_2 \cos \alpha - m_1 u_1 = -R dt. \quad (11.2)$$

Юқорида айтилганга асосан, тўсиқнинг симметриклигидан $m_2 = 2m_3$ эканлиги кўринади. Бу ҳолда (11.2) тенгламани бундай ифодалаймиз:

$$R dt = m_1 u_1 (1 - \cos \alpha). \quad (11.3)$$

Иккинчи томондан,

$$m_1 = \rho q dt = \frac{\gamma q}{g} dt$$

бўлганлиги учун

$$R dt = \frac{\gamma q}{g} u_1 (1 - \cos \alpha) dt. \quad (11.4)$$

Шундай қилиб, оқимчага деворнинг реакция кучини қуйидаги формула билан ҳисоблаш мумкин:

$$R = \frac{\gamma q}{g} u_1 (1 - \cos \alpha). \quad (11.5)$$

Оқимчанинг деворга таъсир кучи эса реакция кучига тенг ва тескари йўналган бўлиб, $q = dS u_1$ ни ҳисобга олсак, қуйидагига тенг бўлади:

$$P = \frac{\gamma u_1^2}{g} dS (1 - \cos \alpha). \quad (11.6)$$

188-§. Оқимнинг деворга таъсир кучи

Юқорида келтирилган оқимчанинг тўсиққа бўлган таъсир кучидаги тезликни ўртача тезлик v билан, элементар юза dS ни оқимнинг юзаси S билан алмаштирадик, оқимнинг деворга таъсир кучи учун қуйидаги формулани оламиз:

$$P = \frac{\rho v^2}{g} S(1 - \cos \alpha). \quad (11.7)$$

Бу формула ўлчамлари катта бўлмаган думалоқ пластинка (1.109-расм, *a*) ва яримсфера (1.109-расм, *b*) учун ҳам тўғри. Агар девор билан оқим йўналиши орасидаги бурчак $\alpha = 90^\circ$ бўлса (1.109-расм, *в*), у ҳолда (11.7) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$P = \frac{\rho v^2}{g} S. \quad (11.8)$$

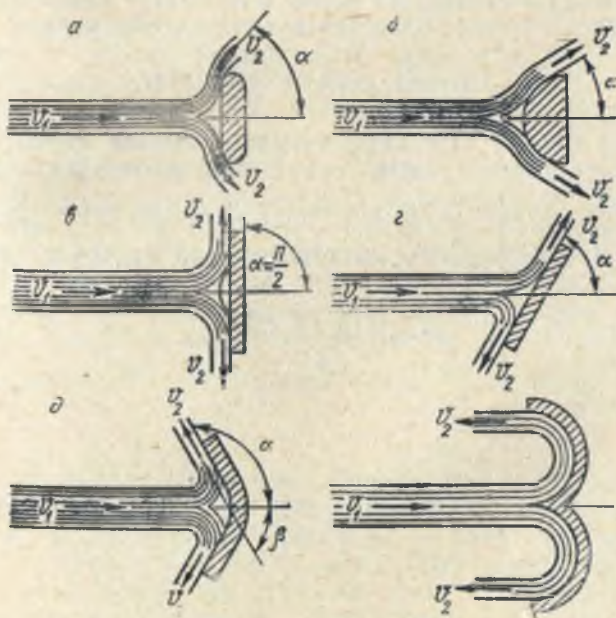
Девор оқим чиқарган тешикка жуда яқин бўлганда охириги формулага оқимнинг тешикдан ёки найчадан оқиб чиқиш формуласи

$$v = \varphi \sqrt{2gH} \quad (11.9)$$

ни қўйиш мумкин.

Тезлик коэффициентини тахминан бирга тенг деб қабул қилсак, у ҳолда

$$P = 2\gamma HS \quad (11.10)$$



1.109-расм. Оқимнинг деворга урилишининг турлари.

бўлади. Демак, бу ҳолда оқимнинг деворга таъсир кучи асосий оқим кесимига, баландлиги иккиланган тезлик босимига тенг бўлган суюқлик устуни оғирлигига тенг.

Агар бурчак α 90° дан ортиқ бўлса (1.109-расм, δ), $180 - \alpha$ ни β билан белгилаб, (11.7) формулани қуйидагича ёзамиз:

$$P = \frac{\gamma v^2}{g} S (1 + \cos \beta). \quad (11.11)$$

Бу формуладан кўринадики, α бурчаги ортиши билан оқимнинг деворга босими ортади. Деворга тушадиган максимал босим суюқлик тўлиқ орқага қайтганда ёки $\alpha = 180^\circ$ ($\beta = 0$) да юзага келади (1.109-расм, e):

$$P = \frac{2\gamma v^2}{g} S, \quad (11.12)$$

яъни бу ҳолда деворга тушадиган босим оқимнинг перпендикуляр текисликка таъсир кучидан икки баравар катта бўлади.

Бу ҳодиса техникада чўмичли турбиналарда қўлланилади, яъни турбинанинг чўмичини оқимни 180° орқага қайтардиган қилиб лойиҳаланади. Оқим унинг йўналишига α бурчак остида қўйилган текис деворга урилганда эса (1.107-расм, z) босим қуйидагича тенг бўлади:

$$P = \frac{\gamma v^2}{g} S \sin \alpha. \quad (11.13)$$

Бу ҳолда оқимнинг деворга зарбаси қия зарба дейилади. Деворга тушадиган нормал босим эса бундай ҳисобланади:

$$P_N = P \cdot \sin \alpha = \frac{\gamma v^2}{g} S \sin^2 \alpha. \quad (11.14)$$

Агар девор оқимга ёки қарама-қарши томонга қараб бирор v' тезлик билан ҳаракат қилса, унда биринчи ҳолда оқимчанинг тезлиги $\frac{v + v'}{v}$ нисбатда ортиб, иккинчи ҳолда эса $\frac{v - v'}{v}$ нисбатда камаяди. Бу ҳолларда босим ҳам тегишли миқдорда ортади ёки камаяди:

$$P = \frac{\gamma (v \pm v')^2}{g} S. \quad (11.15)$$

икки катта гуруҳга бўлиниб, улар куракли ва ҳажмий насослар дейилади. Бу насослар деярлик барча насосларни ўз ичига олади, лекин бир қанча бошқача принцилда ишлайдиган насослар бу икки гуруҳга кирмай қолади. Буларга оқимчали насослар (учинчи класс сифатида ажратиш мумкин) ва бошқа кўтаргичлар (монтежю, эрлифтлар ва бошқалар) киради.

Куракли насослар марказдан қочма, ўқий, пропеллерли, уюрма-ли насосларга бўлинади. Тузилиши ва ишлаш принципи бир хил бўлгани учун вентиляторларни ҳам куракли насослар гуруҳига киритиш мумкин. Вентиляторларнинг ҳам марказдан қочма, ўқий, пропеллерли турлари мавжуд. Куракли насосларни битта валда бир ёки бир неча иш ғилдираги ўрнатилишига қараб, бир поғонали ва кўп поғонали насосларга ажратиш мумкин. Марказдан қочма насослар сўриш усулига қараб бир томонлама сўрувчи ва икки томонлама сўрувчи насосларга бўлинади.

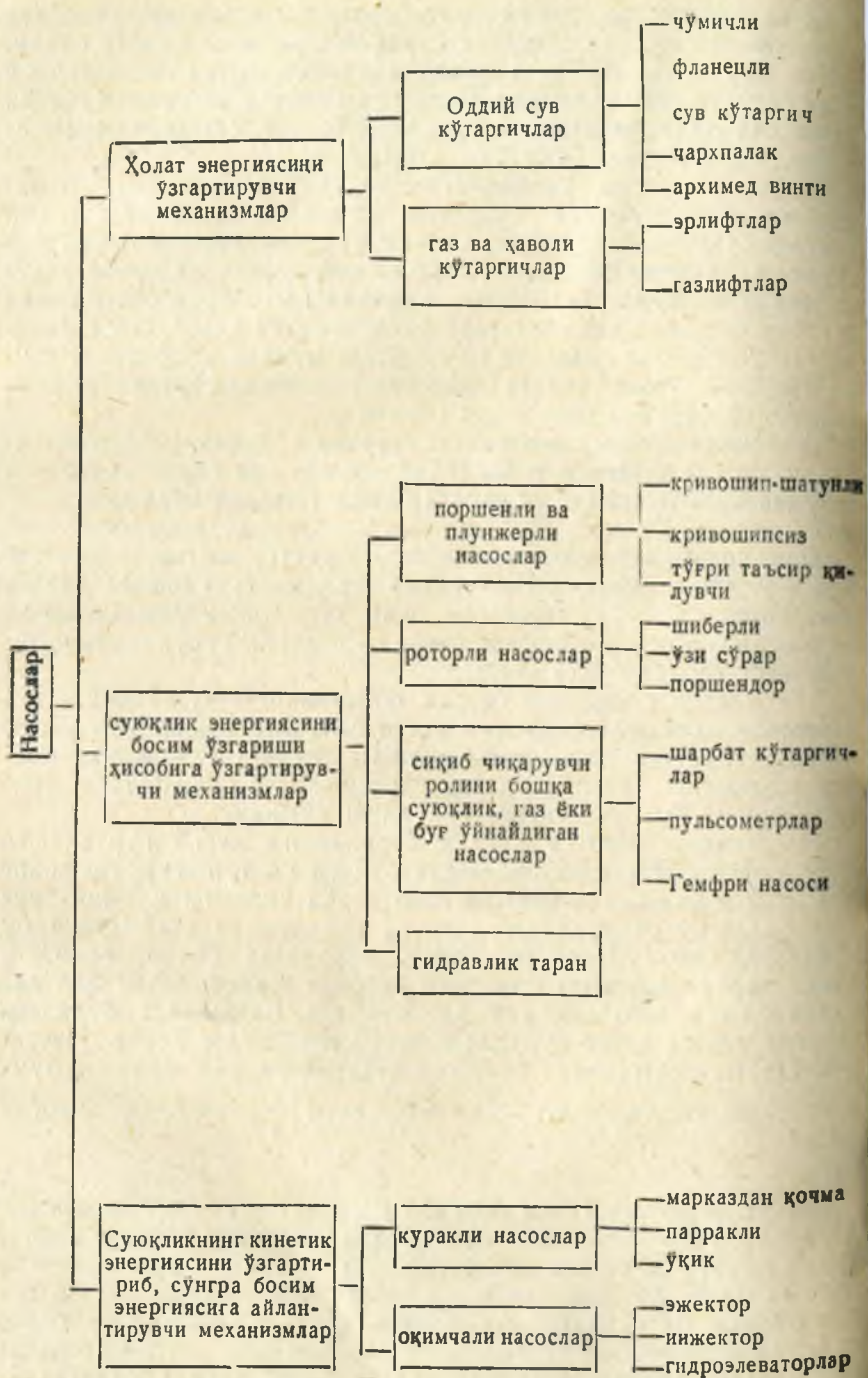
Ҳажмий насослар икки катта гуруҳга бўлиниб, улар поршенли ва роторли насослар дейилади. Булар яна бир қанча кичик гуруҳчаларга бўлинади (улар тўғрисида тегишли бўлимда тўхталиб ўтамиз).

Оқимчали насослар эса эжектор, инжектор ва гидроэлеваторларни ўз ичига олади. Насосларни бундай гуруҳлашга ишлаб чиқаришда энг кўп тарқалган икки тур (марказдан қочма ва поршенли) насослар атрофида барча насосларни гуруҳлашга интилиш асос бўлган бўлса керак.

Насосларни суюқликка берган босимининг катта-кичиклигига қараб, паст босимли (20 м сув уст. гача), ўртача босимли (20÷60 м сув уст. га тенг), юқори босимли (60 м сув уст. юқори) насосларга ажратиш мумкин. Уларни берган сарфига қараб паст, ўрта ва юқори сарфли насосларга гуруҳлаш мумкин.

Энергиянинг насосга қандай берилишига қараб гуруҳлашга интилиш ҳам бўлган. Бу айtilган охириги уч тур гуруҳлашнинг ҳар бирига ҳам барча мавжуд насосларни киритиш мумкин бўлгани билан бу уч усул жуда катта камчиликка эга. Чунки бу усулларда бир гуруҳга поршенли, марказдан қочма, роторли, пропеллерли ва ишлаш принципи тамоман бир-биридан фарқланувчи бошқа насослар кириши мумкин. Суюқликка берилган энергия турига қараб гуруҳлаш анча қулай бўлса керак. Насосдан ўтаётган суюқликка берилган энергия уч хил бўлиши мумкин: ҳолат энергияси z , босим энергияси $\left(\frac{p}{\gamma}\right)$, кинетик энергия

$\left(\frac{v^2}{2g}\right)$. Фақат ҳолат энергияси берувчи машиналар сув кўтаргичлар дейилади. Агар кўтарилаётган суюқлик фақат сув бўлмай, нефть, эрли мойлар ва бошқа хил суюқликлар бўлиши мумкинлигини ҳисобга олсак, бу машиналарни суюқлик кўтаргичлар дейиш ке-рак бўлади. Бу гуруҳга сув кўтариш учун ишлатилган барча тур-димги қурилмалар: чархпалак, чиғир, архимед винти ва бошқалар киради. Замонавий қурилмалардан бу гуруҳга кирадиганла-



ри қаторига кам дебитли (кам сарфли) қудуқлардан нефть чиқарувчи тортиш қурилмалари, чуқур қудуқлардан газ ва ҳаво ёрдамида суюқлик (сув, нефть) кўтарувчи кўтаргичлар киради,

Иккинчи гуруҳга суюқликка босимни орттириш йўли билан энергия берувчи насослар киради. Суюқликни поршень босими (поршенли насослар), айланувчи қисмлар (роторли насослар), сиқилган ҳаво, газ ёки буғ (пневматик сув кўтаргичлар, Гемфри насоси ва ҳ.) ёрдамида сиқиб чиқариш мумкин. Буларга суюқликка гидравлик зарба орқали импульс берувчи механизмлар, гидравлик таран ҳам киради. Учинчи гуруҳ насосларда суюқликка кинетик энергия берилиб, сўнгра у босим энергиясига айлантирилади. Буларга биринчи галда куракли (марказдан қочма, парракли, ўқий) насослар киради (уларда иш қисми валда айланувчи куракли гилдираклардир). Иккинчидан, оқимчали насослар (эжекторлар, инжекторлар, гидравлик элевагорлар) киради (уларда суюқликка энергия берувчи бошқа суюқлик, газ ёки буғдир). Насослар ва сув кўтаргичларнинг уч группага тақсимланишини схема кўринишида тасвирланиши мумкин (188-бет).

Насосларда суюқлик қайси типдаги кучлардан (динамик кучлар ёки статик кучлар) фойдаланиб сўрилишига қараб, улар динамик ёки ҳажмий насосларга бўлинади. Бунда юқоридаги классификацияга кирган насосларнинг поршенли ва роторий турлари ҳажмий насосларга, қолганлари эса динамик насосларга киради.

2.3-§. Динамик ва ҳажмий насосларнинг ишлаш принциплари

Динамик насослар ўзидан ўтказаётган суюқликнинг кинетик энергиясини орттиради, сўнгра бу энергиянинг кўпроқ қисмини босим энергияси (потенциал энергия) га айлантиради. Суюқликка динамик насослар ёрдамида кинетик энергия бериш икки босқичда амалга оширилади. Биринчидан, насоснинг иш бўлмасига ёки иш гилдирагига киришдан олдин сийракланиш ҳосил бўлиб, сийракланиш босими билан таъминловчи идишдаги босимлар фарқи ҳисобига суюқликнинг тезлиги (яъни кинетик энергияси) ортади. Иккинчидан, иш камераси ёки иш гилдирагида механик ҳаракат ёрдамида кинетик энергия берилади. Куракли насосларда катта тезлик билан айланаётган иш гилдираги суюқликни айланма ҳаракат қилдиради, натижада суюқликнинг тезлиги аввало айланма тезлик ҳисобига ортади. Бундан ташқари, айланма ҳаракат қилаётган суюқликка албатта марказдан қочма куч таъсир қилиб, унинг марказдан қочма тезлигини оширади. Шундай қилиб, суюқликнинг тезлиги яна ортади. Шу усул билан насос бераётган энергияни кинетик энергия кўринишида қабул қилади. Таъйиқи, марказдан қочма куч таъсирида суюқлик насос корпусига бориб тақалиши (марказдан қочма тезликнинг камайиши) натижасида потенциал энергия (босим) ҳам қисман ортади, лекин бу насосларда суюқликка асосан кинетик энергия берилади. Насосдан чиқишда эса аввал спирал йўл ёки йўналтирувчи аппарат ёрда-

мида, сўнгра эса диффузор ёрдамида суюқликнинг кесимини ошириб борилади. Натижада суюқлик олган кинетик энергиянинг кўпчилиги қисми потенциал энергияга айланади. Суюқликнинг қолган кинетик энергияси уни инерция бўйича ҳаракат қилдиради. Потенциал энергиядан эса заруратга қараб турли мақсадларда фойдаланилади (масалан, сўрилган суюқликни транспорт қилиш, бошқа бирор механизмни гидродвигателлар ёрдамида ҳаракатга келтириш ва ҳ).

Оқимчали насосларда суюқликка насос корпусидан катта тезлик билан ўтаётган иш суюқлиги ёрдамида энергия берилади. Бунда ҳам аввал оқимчанинг катта тезлик билан ўтиши ҳисобига ҳосил бўлган сийракланиш ёрдамида энергия берилади. Сўнгра иш бўлмасида икки суюқликнинг аралашувидан энергияси кўп суюқлик билан энергияси кам суюқлик заррачалари орасида энергия алмашинуви вужудга келади. Шундай қилиб, сўрилаётган суюқликка иш суюқлиги ёрдамида энергия берилади.

Суюқликка гидравлик зарба ёрдамида ҳосил қилинган қўшимча босим ҳисобига энергия бериб, сўнгра уни ўз инерцияси ҳисобига кўтарувчи-гидравлик таранларни ҳам динамик насослар гуруҳига киритиш мумкин. Бундай қурилмаларнинг тузилиши ва ишлаш принципи ҳақида гидравлика бўлимида тўлиқ маълумот берилган.

Ҳажмий насосларда эса насосдан ўтаётган суюқликка потенциал энергия иш бўлмасининг ўзида берилгани учун динамик насослардаги каби унинг чиқишида ҳам махсус қурилмалар қўллашга ҳожат қолмайди. Бу насосларда суюқликка қисман кинетик энергия ҳам берилади, лекин унга берилган энергиянинг асосий қисми потенциал энергиядан иборат.

Бу иш поршенли насосларда поршенни илгарилама-қайтма ҳаракат қилдирувчи кучи ёрдамида аввал иш бўлмасининг ҳажмини ошириб, суюқликни сўрилиш тешиги ва сўрилиш клапани орқали бўлмага киритиш, сўнгра унинг ҳажмини камайтириш ҳисобига ҳайдаш тешиги ва клапани орқали сиқиб чиқариш йўли билан амалга оширилади. Худди шу принцип поршень роторли насосларда ҳам қўлланилади. Поршенли насосларда бир вақтда бир неча поршень ишлаши мумкин. Бу ҳолда насос кўп карра ҳаракатли ёки қисқача кўп ҳаракатли насослар дейилади. (Масалан, икки ҳаракатли, уч ҳаракатли, ва ҳоказо насослар.) Шиберли ёки пластинкали насосларда эса суюқликка потенциал энергия бериш ҳажми камайиб боровчи бўлмада икки томонидан пластинкалар билан чегараланган ҳажмнинг аввал бўлманинг тор қисмидан кенг қисмига сўнгра кенг қисмидан тор қисмига айланима ҳаракат ёрдамида силжитиш йўли билан амалга оширилади. Бундай ҳаракатни поршенли насосдаги илгарилама-қайтма ҳаракатга қиёслаш мумкин. Икки пластинка билан чегараланган ҳажм бўлманинг тор қисмидан кенг қисмига силжиганда сўриш, кенг қисмидан тор қисмига силжиганида эса ҳайдаш процесси вужудга келади.

Коловоротли, шестерняли ва винтли насосларда эса бу иш сў-

риш бўлмачасидаги суюқлик билан икки томонидан (шестерня тишлари, винтнинг буртмалари ва бошқалар билан) чегараланган ҳажми тўлдириш ва катта айланма тезлик ёрдамида ҳайдаш бўлмачасига келтириб тушириш йўли билан амалга оширилади. Бунда суюқлик ҳайдаш бўлмачаси бир шестерня ёки винтдаги чегараланган ҳажмга иккинчи шестернянинг тиши ёки винтдаги буртмаси сиқилиб кириши натижасида сиқиб чиқарилади. Бушаган ҳажм эса сўриш бўлмачасида яна суюқликка тўлдирилади. Динамик ва ҳажмий насосларнинг барча турлари устида тўлиқ тўхташга имконият бўлмагани учун бу ерда уларнинг энг кўп тарқалганларининг ишлаш принциплари ҳақида маълумот бериш билан чегараланамиз.

2.4-§. Насосларнинг асосий параметрлари

Насослардан ишлаб чиқаришда фойдаланишда унинг қаерда ва қандай шароитларда ишлатилиши мумкинлигини аниқлайдиган энг муҳим параметрлари асосий параметрлар дейилади. Буларга насоснинг сўриши (сарфи), ҳосил қиладиган босими, қуввати ва фойдали иш коэффициенти киради.

1. Насос вақт бирлигида сўрган суюқлик ҳажми Q унинг сўриши ёки сарфи деб аталади. Сўриш $\text{м}^3/\text{с}$, $\text{л}/\text{с}$ ва бошқа birlikларда ўлчанади.

Марказдан қочма насосларнинг сарфи қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$Q = \omega_1 (\pi d_1 - \delta z) b_1 \sin \beta_1$$

ёки

$$Q = \omega_2 (\pi d_2 - \delta z) b_2 \sin \beta_2, \quad (12.1)$$

бу ерда ω_1, ω_2 — иш ғилдирагига кириш ва чиқишдаги нисбий тезликлар; d_1, d_2 — иш ғилдирагининг ички ва ташқи диаметрлари; δ — насос куракларининг қалинлиги; z — кураклар сони; b_1, b_2 — куракларнинг кириш ва чиқишдаги эни; β_1, β_2 — куракларнинг кириш ва чиқишдаги эгрилик бурчаклари.

Содда амалий поршенли насоснинг сарфи ушбуга тенг:

$$Q = FL \frac{n}{60}, \quad (12.2)$$

бу ерда F — поршень кўндаланг кесимининг юзи; L — поршеннинг юриши (бир бориб келишда бир томонга юрган йўлининг узунлиги); n — поршеннинг бир минутда бориб келиш сони (ёки кривошип шатунли механизмнинг айланиш сони)

Кўп амалий поршенли насоснинг сарфи

$$Q = FL \frac{n}{60} i; \quad (12.3)$$

бу ерда i — насос цилиндрларининг сони.

Икки амалий бир поршенли насоснинг сарфи

$$Q = (2F - f) L \frac{n}{60}, \quad (12.4)$$

бу ерда f — шток кўндаланг кесимининг юзи.

Бошқа турдаги насосларнинг сарфи тўғрисида тегишли насос устида тўхталганда гапирилади.

2. Насосдан ўтаётган суюқликнинг бирлик оғирликдаги миқдорига берилган энергия (бошқача айтганда насосдан ўтаётган суюқлик оқими олган солиштирма энергиясига) *насоснинг босими* деб аталади ва суюқлик устунининг метрлари ҳисобида ўлчанади.

Босим икки хил усулда аниқланади:

1) Насос қурилмасининг ўлчов асбоблари кўрсатуви бўйича (насос ишлаб турганда);

2) суюқликка насос қурилмаси қисмларида берилган солиштирма энергиялар йиғиндиси бўйича.

Биринчи усулда босим қуйидагича ҳисобланади. Аввал насосга киришдаги энергия ҳисобланади:

$$e_1 = H_c + H_0 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g},$$

бу ерда H_c , p_1 , v_1 — сўриш баландлиги, босими ва тезлиги. Сўнгра насосдан чиқишдаги энергияни ҳисобланади.

$$e_2 = H_c + H_0 + \frac{p_x}{\gamma} + \frac{v_x^2}{2g},$$

бу ерда H_0 — киришдаги вакуумметр билан чиқишдаги манометрлар ўрнатилган сатҳлар фарқи; p_x , v_x — ҳайдаш босими ва тезлиги.

Охирида чиқиш ва киришдаги солиштирма энергиялар фарқини ҳисоблаб, насосдан ўтаётганда суюқлик олган энергия топилади. Бу фарқ насоснинг босимига тенг бўлади:

$$\begin{aligned} H = e_2 - e_1 &= \left(H_c + H_0 + \frac{p_x}{\gamma} + \frac{v_x^2}{2g} \right) - \left(H_c + \frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} \right) = \\ &= H_0 + \frac{p_x - p_c}{\gamma} + \frac{v_x^2 - v_c^2}{2g}. \end{aligned} \quad (12.5)$$

Сўриш босимини вакуумметр кўрсаткичи бўйича топиш мумкин:

$$p_c = p_a - p_{\text{вак}}.$$

Ҳайдаш босимини эса манометр кўрсатувида аниқлади:

$$p_x = p_a + p_m.$$

Бу муносабатлардан фойдаланиб ва вакуумметрик ҳамда манометрик босимларни тегишли босим миқдорлари орқали ифодалаб

$$H_{\text{вак}} = \frac{p_{\text{вак}}}{\gamma}; \quad H_m = \frac{p_m}{\gamma}.$$

насоснинг босими учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$H = H_m H_{\text{вак}} + H_0 + \frac{v_x^2 - v_c^2}{2g}. \quad (12.6)$$

Кўпинча, тезлик босимларининг айирмаси кичик миқдор бўлгани учун уларни ҳисоблашларда назарга олинмайди.

Иккинчи усул билан босимни ҳисоблаш учун аввал таъминловчи идишдаги суюқлик сатҳидаги кесим (1-1) ва насосга киришдаги кесим (2-2) учун Бернулли тенгламаси ёзилади:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + hc.$$

Сўнгра насосдан чиқишдаги кесим (3-3) ва суюқликнинг энг юқори кўтарилган сатҳидаги кесим (4-4) учун Бернулли тенгламаси ёзилади:

$$z_3 + \frac{p_3}{\gamma} + \frac{v_3^2}{2g} = z_4 + \frac{p_4}{\gamma} + \frac{v_4^2}{2g} + h_x.$$

бу тенгликларда: z_1, z_2, z_3, z_4 — тегишли кесимларнинг геометрик баландлиги; h_c, h_x — сўриш ва ҳайдаш трубаларидаги гидравлик қаршиликлар. Энг юқори кесим (4-4) қабул қилувчи идишдаги суюқлик сатҳида десак, идишларнинг кесими трубалар кесимига қараганда катта бўлгани учун v_1 ва v_4 ларни v_c ва v_x ларга нисбатан кичик миқдор деб ташлаб юборамиз. Охирги икки тенгламага $z_2 - z_1 = H_1$, $z_4 - z_3 = H_2$ белгилашларни киритиб, улардан сўриш ва ҳайдаш босимларини топамиз:

$$\frac{p_c}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} - H_1 - \frac{v_c^2}{2g} - h_c.$$

$$\frac{p_x}{\gamma} = \frac{p_4}{\gamma} + H_2 - \frac{v_x^2}{2g} + h_x.$$

Олинган миқдорларни (12.3) тенгламага қўйиб, ушбу теңгликни оламиз:

$$H = \frac{p_4 - p_1}{\gamma} + H_0 + H_2 + H_1 + h_c + h_x.$$

Насос қурилмасидан (113 ва 130-расмлар) дан кўринадики $H_0 + H_2 = H_x, H_1 = H_c$. Бунга асосан

$$H_0 + H_2 + H_1 = H_x + H_c = H_{cm}.$$

Таъминловчи ва қабул қилувчи идишларда босим, одатда, атмосфера босимига тенг бўлади: ($p_1 = p_a, p_4 = p_a$). Шунга асосан босим учун ёзилган охирги тенглама қуйидаги кўринишга келади

$$H = H_{cm} + h_c + h_x. \quad (12.7)$$

Бу теңгликдан кўринадики, очиқ идишларда насоснинг босими суюқликни кўтариш ҳамда сўриш ва ҳайдаш трубаларидаги қаршиликни енгишга сарфланади.

3. Насоснинг вақт бирлигида бажарган иши унинг *қуввати* дейилади. Қувват кгм/с, о.к., кВт ва бошқа бирликларда ўлчанади. Насоснинг бирор вақтда кўтарган суюқлиги Q кг, босими H бўлса, унинг бажарган иши қуйидагига тенг:

$$A = GH.$$

Юқорида айтилганга асосан

$$N = \frac{GH}{t},$$

лекин

$$\frac{G}{t} = \gamma Q,$$

шунга асосан қувват қуйидагича топилади:

$$N_{\phi} = \gamma QH. \quad \text{кгм/с} \quad (12.8)$$

Қувватни о. к. ларда ифодаласак:

$$N_{\phi} = \frac{\gamma QH}{75}. \quad (12.9)$$

кВт ларда ифодаласак

$$N_{\phi} = \frac{\gamma QH}{102}. \quad (12.10)$$

Бу олинган қувват формуллари насоснинг суюқликка берган энергиясини ифодаловчи фойдали қувватни беради. Амалда эса двигателнинг вални айлантиришга сарфлаган қуввати бу формулалар бўйича ҳисобланган миқдоридан анча кўп бўлади. Двигателнинг валга берган қуввати билан фойдали қувватнинг фарқи суюқликни кўтаришда турли қаршиликларни енгишга сарф бўлади.

4. Фойдали қувватнинг валга берилган қувватга нисбати насоснинг фойдали иш коэффициенти (ФИК) деб аталади:

$$\eta = \frac{N_{\phi}}{N}. \quad (12.11)$$

Буни назарга олганда суюқликни сўриш учун сарф бўлган умумий қувват двигатель сарфлаган қувватга тенг эканлигини тушуниш қийин эмас. Умумий қувват қуйидаги формулалар ёрдамида ҳисобланади:

$$N = \frac{\gamma QH}{\eta} \text{ кгм/с}, \quad (12.12)$$

$$N = \frac{\gamma QH}{75\eta} \text{ о. к.},$$

$$N = \frac{\gamma QH}{102\eta} \text{ кВт}.$$

Юқоридагиларга асосан айтиш мумкинки, ФИК суюқликни кўтаришдаги барча энергия йўқотишларини ифодаловчи миқдордир.

Бу йўқотишлар уч хил турга бўлинади: гидравлик, механик ва ҳажмий.

1. Гидравлик йўқотишлар — насосдаги гидравлик қаршилиқлар (гидравлик ишқаланиш, насосга кириш ва чиқишда, уюрмалар ҳосил бўлишида ва ҳ.) ни енгишга сарфланадиган энергиядир. Бу йўқотишларни гидравлик ФИК ҳисобга олади;

$$\eta_r = \frac{H}{H + \sum h_{\omega \text{нас}}}$$

Бунда $\sum h_{\omega \text{нас}}$ — насосдаги йўқотишлар йиғиндиси. Гидравлик ФИК насос иш қилдираги ва куракчалари, умуман насоснинг тайёрланиш сифатига боғлиқ.

2. Механик йўқотишлар — насоснинг подшипник ва мойдонларидаги ишқаланишга, кривошип - шатунли механизмларга сарфланган қувват йўқотишлари бўлиб, уни механик ФИК ҳисобга олади:

$$\eta_m = \frac{N_n}{N_b}$$

бу ерда N_n — насоснинг индикатор қуввати бўлиб, насос валидаги қувват ва механик йўқотишларга сарфланган қувватларнинг айирмасига тенг.

Механик ФИК подшипник, мойдон ва ишқаланиш рўй берадиган бошқа қисмларнинг таёрланиш сифатини ва мосланганлигини характерлайди.

3. Ҳажмий йўқотишлар — суюқликнинг насосдаги зичлагичлар, клапанлар орқали сирқиб кетиши ва насос иш камераларини етарли тўлдирмаслиги натижасида рўёбга келади.

Ҳажмий ФИК η_v — қуйидагича ифодаланади:

$$\eta_v = \frac{Q}{Q + \Delta Q}$$

бунда ΔQ — насосдаги суюқликнинг ҳажмий йўқотишлари.

Ҳажмий ФИК насоснинг герметиклик даражасини ва ишлаш шароитини характерлайди.

Тулиқ ФИК юқоридаги уч ФИК ларнинг кўпайтмасига тенг:

$$\eta = \eta_r \eta_v \cdot \eta_m \quad (12.13)$$

Поршенли насосларда $\eta = 0,7 \div 0,9$, марказдан қочма насосларда эса $\eta = 0,6 - 0,8$.

Насос двигателига керакли қувват $N_{дв}$ ушбу формула билан аниқланади

$$N_{дв} = \frac{N_b}{\eta_{узат}} a,$$

бу ерда $\eta_{узат}$ — узатиш ФИК; a — двигателнинг тасодифий ўта зўриқишига қарши запас коэффициентидир, у двигатель қуввати-га қараб $1,1 \div 1,5$ чегарасида бўлади.

ХIII б о б. КУРАКЛИ НАСОСЛАР НАЗАРИЯСИНИНГ АСОСЛАРИ

2.5 - §. Марказдан қочма насослар

Марказдан қочма насосларда суюқликка энергияни насос корпусида айланувчи иш ғилдираги кураклари ёрдамида берилади. Бунда паррақлар орасидаги суюқлик заррачаси марказдан қочма куч таъсирида насос камерасига интилади. Бундай ҳаракат натижасида иш ғилдираги марказида босим камайиб, таъминловчи идишдаги суюқлик сўриш трубаси орқали кўтарилади ва иш ғилдираги кураклари орасидан чиқиб кетган суюқлик ўрнига янги суюқлик келади. Насос камерасига марказдан қочма куч таъсирида суюқликнинг келиши натижасида босим ортиб, суюқлик насос камерасидан ҳайдаш трубасига кўтарилади. Марказдан қочма насосларнинг ишлаши шу принципга асосланган бўлади.

Марказдан қочма насосларнинг асосий қисмлари корпус, валга ўрнатилган айланувчи иш ғилдираклари бўлиб, валга бир ёки бир неча иш ғилдираги ўрнатиш мумкин. Биринчи ҳолда насос бир ғилдиракли ёки бир босқичли дейилади. Иккинчи ҳолда эса у кўп босқичли дейилади. Бир босқичли марказдан қочма насослар кичик босимли насослар группасига таалуқли бўлиб, босимни ошириш учун валга бир неча иш ғилдираги ўрнатилади. Бу ҳолда босим иш ғилдираклари нечта бўлса, тахминан шунча ортади. Одатда, марказдан қочма насосларнинг босқичлари сони ун иккитадан ошмайди.

Иш ғилдираги суюқликнинг оқиши учун каналлар ҳосил қилувчи кураклар ўрнатилган диск ва қопқоқдан иборат. Кураклар, одатда турли (олдига эгилган, орқага эгилган ва радиал) шаклларда бўлади. Марказдан қочма насосларда ҳосил бўлган босим иш ғилдирагининг айланиш тезлигига боғлиқ. Иш ғилдираги билан корпус орасида каттагина тирқиш бўлиб, агар корпус суюқлик билан тўлдирилмаса, ғилдирак айланишидан ҳосил бўлган сийрақланиш суюқликни кўтаришга етарли бўлмайди. Шунинг учун марказдан қочма насосларни ишга туширишдан олдин унинг корпуси суюқлик билан тўлдирилади. Насосни тўлдиришда ёки қисқа вақтга тўхтаганида суюқлик оқиб кетмаслиги учун сўриш трубагининг сувга ботирилган қисмида клапан ўрнатилган бўлади.

Марказдан қочма насосларнинг бошқа турдаги насослардан асосий устунлиги уларнинг ихчамлигидир. Бу насосларда турли инерция кучларини вужудга келтирадиган илгарилама-қайтма ҳаракатнинг йўқлиги сабабли уларнинг пойдевори ҳам ихчам бўлади. Натижада насос ва унга тегишли асоснинг, хизмат ва ремонт ишларининг қиймати кам бўлади.

Иккинчидан, насоснинг тез-тез бузилиб туришга сабаб бўладиган клапанлар ва бошқа турли деталлар бўлмайди.

Учинчидан, ҳаракат битта вал орқали берилиб, мураккаб узатувчи механизмларнинг ҳожати бўлмайди.

Марказдан қочма насослар босим жуда катта бўлмаса ҳам, арф катта бўлиши зарур бўлган ҳолларда ишлатилади.

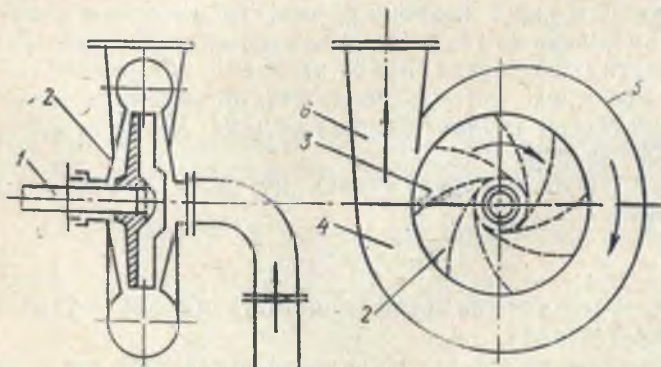
2.6-§. Бир босқичли марказдан қочма насоснинг схемаси

2.1 - расмда марказдан қочма насоснинг схемаси келтирилган бўлиб, у насоснинг ишлаш принципини шартли равишда кўрсатади.

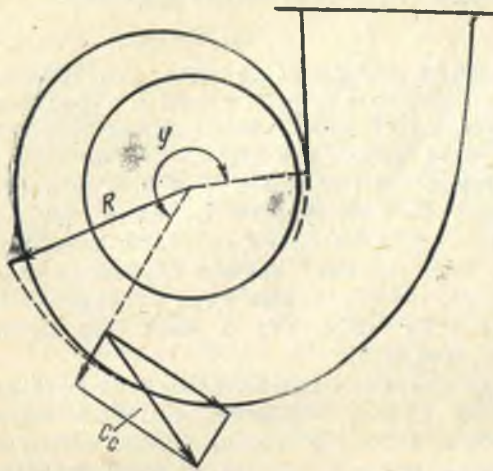
Бу ерда сўриш трубаси орқали таъминловчи идишдан кўтарилган суюқлик камеранинг ўрта қисмига киради, сўнгра вал 1 орқали ҳаракатга келтирилувчи иш ғилдираги 2 нинг кураклари 3 орасидан ўтиб, насос камераси 4 га тушади. Бу ерда марказдан қочма куч таъсирида ҳосил бўлган босим суюқликни ҳайдаш трубасига сиқиб чиқаради. Суюқликнинг ҳайдаш трубасида маълум миқдордаги тезлик билан таъминланиши учун ўтказувчи камера, йўналтирувчи аппарат 5 ва диффузор 6 каби бир қанча махсус мосламалардан фойдаланилади.

Насосдаги сўрилиш қабул қилувчи идишдаги суюқлик сатҳига таъсир қилувчи босим билан сўриш трубасидаги сийракланиш босими орасидаги фарқ ҳисобига амалга ошади. Бунда айтилган босимлар фарқи сўрилиш баландлигини, сўриш трубасидаги қаршилиқлар ва суюқликка тезлик беришга сарф бўлади. Бу тезлик суюқликнинг камерага ва сўнгра паррақлар орасидаги каналга киришига ёрдам беради. Табиийки, бунда таъминловчи идиш билан сўриш трубасидаги босимлар фарқи сўрилаётган суюқлик буғлари босимидан кам бўлмаслиги керак. Ҳайдаш баландлиги марказдан қочма насос энгиши мумкин бўлган энг юқори баландлик бўлиб, ғилдиракнинг ташқи айланмасидаги тезлик қанча катта бўлса, у ҳам шунча катта бўлади. Айланма тезлик эса насос ғилдираги диаметрининг катталиги ва айланиш сонига боғлиқ. Насос корпусининг тузилиш ҳам ҳойдиш баландлигининг юқори бўлишига катта таъсир қилади. Шунинг учун насоснинг корпуси сўрилиш йўли, спираль йўл ва йўналтирувчи аппарат билан жиҳозланган.

Сўриш йўли — корпуснинг сўриш трубасидан иш ғилдирагига ўтишдаги каналидир. Суюқликнинг насосга сўрилиш йўлининг энг яхши шакли ўқ йўналишида конус кўринишида бўлади.



2.1- расм. Марказдан қочма насос.



2.2- расм. Суюқликнинг спирал камерадаги ҳаракатининг схемаси.

ёки йўналтирувчи аппарат кўринишида бўлади. Спираль камера тузилиши содда бўлгани учун унда қаршилиқ йўналтирувчи аппаратга қараганда кам бўлади (яъни ФИК катта). Лекин бу камеранинг каналларини механик усулда силлиқлаб бўлмайди. Сўнгги вақтларда металл қуйиш анча аниқ ва тоза бажарилгани учун спираль камералар кўпроқ қўлланила бошлади (ҳатто кўп босқичли насосларда ҳам қўлланилмоқда).

Иш ғилдирагидан чиққан суюқлик заррачаси спираль камеранинг бирор қисмига киргандан сўнг радиус бўйича ҳаракатланишини давом эттириш билан бирга, айланма ҳаракат қилиб чиқиш томонга (2.2- расм) интилади ва ўзидан кейин келаётган заррачага ўз ўрнини бўшатиб беради. Спираль камерани ҳисоблашда айлана тезликнинг тегишли радиус векторга кўпайтмаси ўзгармас деб қабул қилинади. Натижада спираль камерада суюқлик тезлиги чиқишга қараб камайиб боради. Бу насоснинг ишлашига яхши таъсир қилади ва тезликнинг камайиши потенциал энергиянинг ортишига олиб келади. Бунда табиийки, тезликнинг камайиб боришига кесимнинг ортиб бориши таъсир қилади. Спираль камеранинг шакллари турлича бўлиши мумкин. Масалан, 2.3- расмда тасвирланган *a* ва *b* кесимлар.

Одатда, спираль камерада тезлик қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$c_c = k_c \sqrt{2gH},$$

бу ерда k_c — тезюарлик коэффициентига боғлиқ бўлиб, 0,45 дан 0,2 гача ўзгаради.

Йўналтирувчи аппарат. Йўналтирувчи аппарат иш ғилдирагидан чиққан суюқликнинг радиус бўйича кенгайиб бориши да-

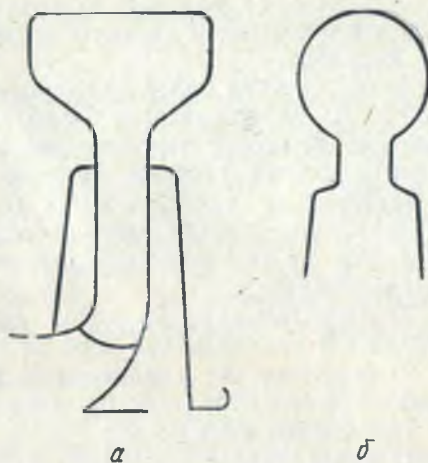
Тезюарлиги ўртача ва кичик бўлган насосларда насосга сўрилиш йўли спираль шаклда бўлиши мумкин. Тезюарлиги юқори бўлган насосларда эса ўқ бўйича сўрилиш тезликни 15 — 20% оширувчи конфуздор орқали амалга оширилади. Спираль кўринишдаги сўриш камераларини ҳисоблашда сўриш тезлиги $c_{сўр}$ ғилдиракка кириш тезлиги c_1 га қараганда анча кичик қилиб олинади: $c_{сўр} = (0,85 \div 0,70) c_1$.

Спираль йўл. Суюқликнинг насосдан чиқиш канали спираль камера

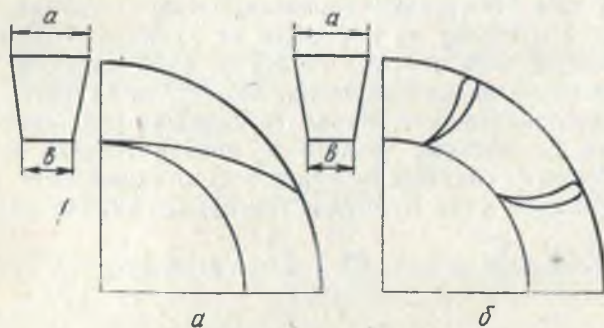
вомида айлана бўйича ҳам кесимнинг ортиб боришига мажбур қилади. Натижада аппаратдан ўтиш давомида тезлик камайиб боради.

Йўналтирувчи аппаратда суюқлик заррачалари тўғри чизиқли йўналишдан оғиб, аппарат парраklarига босади ва уни иш ғилдираги ўқи атрофида айланишга мажбур қилади. Кураксиз йўналтирувчи аппаратларда суюқликка радиал йўналишга яқин тезлик бериб бўлмайди. Шунинг учун бундай аппаратлар камроқ қўлланилади. Парракли йўналтирувчи аппаратларда эса суюқлик заррачаларига иш ғилдиригидан чиққандаги тезликдан тамом фарқли тезлик бериллади.

Бундан ташқари, бир хил диаметра кураксиз йўналтирувчи аппаратга нисбатан тезликни кўпроқ камайтириб, кинетик энергияни потенциал энергияга кўпроқ айлантириш мумкин.



2.3- расм. Спирал камеранинг шакллари.



2.4- расм. Йўналтирувчи аппарат.

Йўналтирувчи аппаратнинг тузилиши ши ғилдирагидан чиққан суюқликнинг ҳайдаш трубасига киришини осонлаштиради.

2.7- §. Насос ва турбиналар учун Эйлер тенгламаси

Насослардаги каби турбиналарда ҳам асосий қисм иш ғилдираги бўлиб, у суюқлик энергияси ёрдамида ҳаракатга келади. Бунда турбинадан ўтаётган суюқлик унинг куракларига маълум куч таъсирида босим беради ва унинг айланма ҳаракат қилишига сабаб бўлади. Бу ҳаракат эса кейинчалик генератор роторини айлантиради. Гидравлика бўлимидаги каби насос ва турбинадаги ҳа-

ракатни ҳам бир ўлчовли ҳаракатга келтириб, иш ғилдирагидаги суюқлик массасининг ҳаракати элементар оқимча ҳаракатига ўхшатиб қаралади.

Айтилган усул билан марказдан қочма насос учун тенгламани 1755 й. Л. Эйлер чиқарган бўлиб, кейинчалик куракли машиналар назариясида асосий тенглама деб атала бошлади, сўнгра у турбиналар ва бошқа турдаги куракли машиналарга ҳам қўлланила бошлади. Эйлер тенгламаси иш ғилдирагининг геометрик ва кинематик характеристикаларини насос ҳосил қилган босим билан боғлайди. Бу тенглама қуйидаги иккита масалани ҳал қилишга ёрдам беради:

1) берилган сарф ва ҳосил қилиниши керак бўлган босим бўйича иш ғилдираклари сони ва унинг ўлчамларини топиш;

2) берилган иш ғилдираги ва валнинг айланиш сони бўйича сарф ва ҳосил бўладиган босимни ҳисоблаш.

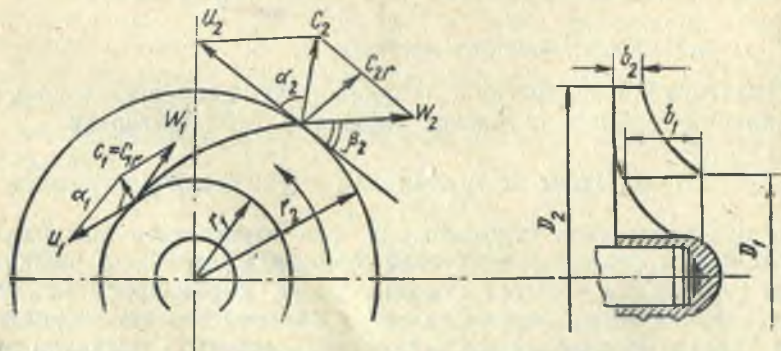
Тенгламани чиқаришда:

1) куракларнинг чеклилиги ҳисобга олинмайди;

2) кураklar орасидаги барча каналдан ўтаётган суюқликлар бир хил шароитда оқади деб қаралади. Ана шундай соддалаштиришлар билан ҳисобланишига қарамай натижа жуда тўғри чиқади.

Энди, марказдан қочма насос иш ғилдирагини ҳосил қилган босимини ҳисоблаймиз. Бунинг учун ғилдирак каналларидан бирини (2.5-расм) кўрамиз. Суюқлик сўриш трубасидан каналга c_1 тезлик билан келади. Назарий ҳисоблашда йўқотиш бўлмасин учун у каналга "гидравлик зарбасиз, киради деймиз. Бу деган сўз, киришдаги тезлик c_1 катталиги ва йўналиши бўйича каналнинг бошланишидаги абсолют тезликка, яъни айланма тезлик u_1 ва куракка нисбаган нисбий тезлик w_1 лардан тузилган параллелограмм диагоналига тенг. Каналдан чиқишда суюқликнинг абсолют тезлиги c_2 , айланма тезлиги u_2 нисбий тезлиги w_2 бўлади. Киришда босим p_1 , чиқишда p_2 бўлса, у ҳолда каналнинг кириш ва чиқиш кесимлари учун Бернулли тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} - H_k + h_{1-2}, \quad (13.1)$$



2.5-расм. Иш ғилдирагида олинган назарий босимга доир схема.

бу ерда h_{1-2} — икки кесим орасидаги гидравлик йуқотиш; H_k — каналдаги ҳаракат вақтида марказдан қочма куч ҳисобига босимнинг ортиши.

Босимнинг энергетик маъносини назарга олсак, H_k марказдан қочма куч ҳисобига ҳосил бўлган энергияни билдиради. Бу энергия кинетик энергиянинг кўп ортиб, потенциал энергия (босим энергияси) нинг кам ортиши ёки потенциал энергия кўп ортиб, кинетик энергия кам ортиши кўринишида намоён бўлади. Биринчи ҳолда иш ғилдирагини актив, иккинчи ҳолда эса реактив дейилади. Бундай номланиш турбиналарда кўпроқ қўлланилади (актив ва реактив турбиналар). Активликнинг чегараси $p_1 = p_2$ тенгликнинг бажарилиши, реактивликнинг чегараси эса $\frac{c_1^2}{2g} + \frac{c_2^2}{2g}$ нинг бажарилиши билан баҳоланади.

Марказдан қочма куч ҳосил қилган энергия унинг $r_2 - r_1$ масофада бажарган солиштира (бирлик оғирликдаги суюқлик учун) ишга тенг бўлади. Агар иш ғилдирагининг бурчак тезлиги ω бўлса, у ҳолда оғирлиги G , массаси m бўлган суюқлик заррасига таъсир қилувчи марказдан қочма куч $m\omega^2 r$ ёки $\frac{G}{g}\omega^2 r$ га тенг бўлади. У ҳолда $r_2 - r_1$ масофада бажарилган иш

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \frac{G}{g} \omega^2 r dr = \frac{G\omega^2}{2g} (r_2^2 - r_1^2)$$

га тенг. Бурчак тезлиги ω нинг радиус r га кўпайтмаси айланма тезлик u га тенг, шунинг учун

$$\omega^2 r_2^2 = u_2^2 \quad \omega^2 r_1^2 = u_1^2.$$

Бу ҳолда

$$A = G \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}.$$

А ни G га бўлиб, солиштира иш ёки H_k ни топамиз.

$$H_k = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}.$$

Буни (13.1) тенгламага қўйиб, қуйидаги тенгликни оламиз:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + h_{1-2} \quad (13.2)$$

Иш ғилдираги каналига кириш олдидаги босим:

$$H_1 = z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g},$$

ғилдиракдан чиқиш ортидаги босим

$$H_2 = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{c_2^2}{2g} + h_{1-2}$$

га тенг. У ҳолда кириш ва чиқишдаги босимларнинг фарқи қуйидагича ҳисобланади:

$$H = H_2 - H_1 = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{c_2^2}{2g} + h_{1-2} - \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g} \right).$$

Бир хил индексли ҳадларни тенгликнинг икки томонига группаласак, у ҳолда қуйидаги тенгламани оламиз:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{c_2^2}{2g} + h_{1-2} \quad H. \quad (13.3)$$

Энди (13.2) дан (13.3) ни айирсак, ушбу муносабатга эга бўламиз:

$$\frac{w_1^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g} = \frac{w_2^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + H.$$

Бу тенгликдан кириш ва чиқишдаги босимларнинг фарқини топсак, у қуйидагига тенг бўлади:

$$H = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}. \quad (13.4)$$

Иш ғилдираги каналига кириш ва ундан чиқишдаги тезлик параллелограммларидан фойдалансак

$$\begin{aligned} w_1^2 &= u_1^2 c_1^2 - 2u_1 c_1 \cos \alpha_1, \\ w_2^2 &= u_2^2 + c_2^2 - 2u_2 c_2 \cos \alpha_2. \end{aligned}$$

Буларни (13.4) га қўйиб, баъзи соддалаштиришлардан кейин ушбуну оламиз:

$$H = \frac{u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1}{g}. \quad (13.5)$$

Шундай қилиб, кириш ва чиқишдаги босимларнинг фарқи ёки, бошқача айтганда, суюқликнинг иш ғилдирагидан олган босими (13.5) муносабат ёрдамида аниқланади ва у марказдан қочма машиналарнинг асосий тенграмаси ёки Эйлер тенграмаси дейилади. Бу тенглама ҳаракат миқдори моментлари теоремасидан фойдаланиб ҳам чиқарилиши мумкин.

2.8-§. Насоснинг назарий босими. Кураклар эгрилигининг босимга таъсири

Юқорида келтирилган Эйлер тенграмаси барча куракли машиналар учун умумий бўлиб, бир қанча соддалаштиришлар кiritилгандан кейин олинган. Ҳақиқатда эса, иш ғилдираги кураклари орасидаги ҳаракат анча мураккабдир. Шунинг учун (13.5) тенглама ёрдамида ҳисобланган босим назарий босим дейилади. Бу тенгламани насосга қўллаганда $\alpha_1 = 90^\circ$ деб қабул қилиш керак. Чунки, одатда, суюқлик сўриш трубаси ва сўрилиш йўли орқали

ўтиб, иш ғилдираги каналига радиал йўналишда киради. Бу каналга зарбасиз киришни таъминлайди. Шунинг учун Эйлер тенг ламаси насосларга қуйидаги кўринишида қўлланилади:

$$H_n = \frac{u_2 c_2 \cos \alpha_2}{g} \quad (13.6)$$

Бу тенглама насос иш ғилдираги суюқликка берган босимнинг назарий тенгламаси ёки марказдан қочма насосларнинг асосий тенгламаси деб аталади. Бу тенгламада u_2 айлана тезлик $c_2 \cos \alpha_2$, эса абсолют тезликнинг айлана тезлик йўналишига проекцияси эканлигини назарда тутиш керак.

Асосий тенглама (13.6) дан кўриниб турибдики, u_2 ва c_2 фақат босимга боғлиқ бўлиб, насосдан ўтаётган суюқлик миқдорига боғлиқ эмас. 2.5-расмда келтирилган тезлик параллелограмидан фойдаланиб (13.6) дан c_2 ни йўқотиш мумкин. Насос ғилдираги курагининг чиқишдаги йўналиши (ёки чиқишдаги нисбий тезлик йўналиши) айлана тезлик йўналиши билан β бурчак ташкил қилади. Тезлик параллелограмидан кўринадики (2.5 расм), u_2 билан c_2 ўртасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$c_2 \cos \alpha_2 = u_2 - w_2 \cos \beta_2.$$

Бу тенгликни (13.6) га қўйсак, ушбу кўринишга келади

$$H_n = \frac{u_2^2}{2g} \left(1 - \frac{w_2^2}{u_2^2} \cos^2 \beta_2 \right) \quad (13.7)$$

Охириги тенгламадан кўринадики, насоснинг назарий босими иш ғилдираги айланишлари сони квадратига пропорционал (чунки $u_2 = \pi d_2 n$) ва кураклар шаклига боғлиқ экан.

Бунда урта ҳолни кўриш мумкин:

1. Кураклар иш ғилдираги айланиши томонига эгилган, яъни $\beta_2 > 90^\circ$ ва $\cos \beta_2 < 0$. Бу ҳолда (13.7) тенгламада қавс ичидаги миқдор бирдан катта: $H_n > \frac{u_2^2}{2g}$.

2. Кураклар иш ғилдираги айланишига тескари эгилган, яъни $\beta_2 < 90^\circ$ ва $\cos \beta_2 > 0$. Бу ҳолда (13.7) да қавс ичидаги миқдор бирдан кичик: $H_n < \frac{u_2^2}{2g}$.

3. Кураклар радиал йўналишига эга, яъни $\beta_2 = 90^\circ$ ва $\cos \beta_2 = 0$.

Бу ҳолда қавс ичидаги миқдор бирга тенг: $H_n = \frac{u_2^2}{2g}$.

Кўриниб турибдики, назарий босимнинг энг катта қиймати кураклар иш ғилдираклари айланиши томонига эгилганда бўлиб, энг кичик қиймат тескарига эгилганда бўлади. Лекин β_2 нинг қиймати ортган сари гидравлик йўқотишлар ортиб, насоснинг гидравлик ФИК и камайиб кетади. Шунинг учун амалда насосларда назарий босим кам бўлишига қарамай, β_2 ни 90° дан кичик қилиб олинади. Амалда энг кўп қўлланиладиган бурчаклар 16° дан 40° гача қийматларда олинади. Албатта β_2 нинг кичрайиши

иш ғилдирагининг „реактив“ лигини оширади. Бу эса турбиналар назариясида қўл келади ва айланиш сонининг ортишига сабаб бўлади.

2.9-§. Фойдали босим

Иш ғилдирагига кириш ва ундан чиқишда паррақлар орасидаги каналнинг кенгайиб боришидан, кураклар эгрилигининг ортиши натижасида циркуляция ҳосил бўлишидан ва бошқа сабабларга кўра назарий босимнинг бир қисми сарф бўлади. Натижада насоснинг амалий босими назарий босимга қараганда камроқ бўлади. Насос иш ғилдирагидан амалда олинадиган босим амалий босим дейилади ва H_a билан белгиланади.

Амалий босимнинг назарий босимга нисбати насоснинг гидравлик фойдали иш коэффициентини беради:

$$\eta_r = \frac{H_a}{H_n}$$

Гидравлик ФИК 0,8 билан 0,95 ўртасида ўзгаради ва юқорида айтилган сабабларнинг таъсирига қараб турли қийматларни қабул қилади. Шундай қилиб

$$H_a = \eta_r H_n = \eta_r \frac{u_2 c_2 \cos \alpha_2}{g} \quad (13.8)$$

ёки гидромашиналар учун умумий тенглама кўринишида

$$H_a \eta_r = \frac{u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1}{g}$$

Юқорида келтирилган босим тенгламаларига иш ғилдирагидаги кураклар сони кирмайди. Ҳақиқатда эса, кураклар сонининг кўп ёки кам бўлишига қараб, улар орасидаги канал турлича бўлади. Бу эса ўз навбатида босимга таъсир қилмай қолмайди. (13.8) тенглик ёрдамида ҳисобланган босим кураклар сони чексиз кўп бўлган ҳолга тўғри келади, чунки у каналларда оқаётган суюқликнинг барча зарралари бир хил траектория бўйича ҳаракат қилган ҳоли учун ўринлидир.

Кураклар сонини босим тенгламасига киритиш йўли билан насоснинг фойдали босими учун тенглама олиш мумкин;

$$H_\phi = H_n \eta_r \cdot \epsilon, \quad (13.9)$$

бу ерда ϵ — насос кураклари сони чеклилигини ҳисобга олувчи коэффициент бўлиб, у 0,6 — 0,8 га тенг.

Кураклар сонининг босимга таъсирини назарий ҳисоблашга интилишлар натижаси тажриба натижаларидан узоқ бўлиб, амалий аҳамиятга эга эмас. Кураклар маълум даражада сийрак жойлашганда ϵ учун тажрибага яқин келувчи қуйидаги муносабатни келтириш мумкин:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \sigma}$$

Номаълум коэффициент σ ни ҳисоблаш учун Г. Ф. Проскурин қуйидаги формулани таклиф қилади:

$$\sigma = 2 \frac{v}{z} \frac{1}{1 - \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^2},$$

бу ерда z — кураклар сони; d_1, d_2 — иш ғилдирагининг ички ва ташқи диаметрлари; φ — ғадир-будирлик ва кинематик қовушқоқлик коэффициентини ҳисобга олувчи коэффициент бўлиб, тажрибадан аниқланади.

А. А. Ломакин φ ни ҳисоблаш учун қуйидаги формулани таклиф қилади:

$$\varphi = (0,55 \div 0,65) + 0,6 \sin \beta_2.$$

Келтирилган усулда текшириш натижасида кураклар сонини тахминан аниқлаш мумкин. Куракларнинг аниқ сони тажрибада аниқланади. Куракларнинг энг қулай сонини топиш учун К. Пфейдерер ушбу формулани келтиради:

$$z = 2k \frac{r_m}{l} \sin \beta_m,$$

бунда r_m — кураклар оғирлик марказининг радиуси; $\beta_m = \beta_1$ ва β_2 ларнинг ўрта арифметик миқдори; l — кураклар узунлиги; k — коэффициент (уни 6,5 га тенг деб олиш мумкин).

Радиал кураклар учун

$$z = 6,5 \frac{d_2 + d_1}{d_2 - d_1} \sin \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}.$$

Кураклар сони, одатда, 6 тадан 12 тагача бўлади. Йўналтирувчи аппарат куракларининг сони иш ғилдираги куракларининг сонига тенг бўлмайди.

2. 10 - §. Насосда энергиянинг йўқотилиши. Насоснинг фойдали иш коэффициенти

Одатда, насосга берилган энергия насосдан олинган энергияга нисбатан кўп бўлиб, уларнинг фарқи энергиянинг йўқотилишини кўрсатади. Бу йўқотиш уч хил йўқотишдан таркиб топади:

1) механик йўқотиш; 2) ҳажмий йўқотиш; 3) гидравлик йўқотиш.

Механик йўқотиш валга берилган энергия билан иш ғилдираги куракларининг суяқликка берган энергиясининг фарқини билдиради. Агар валга берилган энергияни E деб белгиласак, у ҳолда қуйидаги нисбат

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{H_n}{E}. \quad (13.10)$$

механик йўқотишни баҳоловчи, механик фойдали иш коэффициентлари дейилади. Механик йўқотишнинг асосий турлари подшипник ва сальникда ишқаланиш кучини енгил учун сарф бўлган йўқотишдан иборат. Подшипникдаги думалаш ишқаланишини гидродинамик мойлаш назариясидаги Петров формуласи ёрдамида топиш мумкин:

$$T = \mu \frac{u}{\delta} 2\pi r l,$$

бу ерда μ — динамик қовушоқлик коэффициенти; $u = \omega \cdot r$ вал бўйинчасининг айлана тезлиги; l — вал бўйинчасининг узунлиги; δ — подшипникдаги радиал тирқиш ўлчами.

Ҳозирги замон машиналаридаги подшипник ва сальниклар жуда такомиллашган бўлиб, улардаги йўқотиш валга берилган энергиянинг 2—3% ни ташкил қилади. Шунинг учун сальник текилмалари тўғри қўйилган, тўғри марказланган, яхши мойланган ва подшипникни ифлосланишдан сақланган янги насосларда механик фойдали иш коэффициенти $\eta_{\text{мех}} = 0,97 \div 0,98$ га тенг бўлади. Агар сальник текилмаси жуда қаттиқ тортилган бўлса ва подшипниклар яхши бўлмаса, $\eta_{\text{мех}}$ ни бундай аниқлаб бўлмайди.

Ҳажмий йўқотиш насос сўраётган суюқликка сарфланган энергия билан насосдан чиқаётган суюқлик энергиясининг фарқини билдиради. Ҳажмий йўқотиши чиқарилаётган суюқлик миқдорининг сўрилаётган суюқлик миқдорига нисбатини кўрсатувчи ҳажмий ФИК билан баҳоланади:

$$\eta_x = \frac{Q_{\text{чик.}}}{Q_{\text{сўр.}}} \quad (13.11)$$

Сўрилаётган ва чиқарилаётган суюқлик миқдорларининг фарқи насос корпусидан чиқиб кетувчи ёки иш диски атрофида айланивчи суюқлик миқдорига тенг. Суюқлик насос сальниги, ғилдиракнинг сўрилиш томонидаги тифизлагич ва ўқий босимни мувозанатловчи тирқиш орқали йўқолиши мумкин. Валнинг сальнигидаги йўқотиш сальник текилмасининг зичланганлигига боғлиқ бўлиб, айрим томчилар кўринишида оқиб чиқса ўринли бўлади. Агар текилма қаттиқ зичланса, сальник қизиб кетиши, бўш бўлса суюқлик кўп оқиб кетиб, ҳажмий ФИК камайиб кетиши мумкин. Суюқлик кўпроқ сўрилиш томонидаги зичланиш (2.6 - расм) орқали оқиб кетади. Шунинг учун шу жойдан оқиб кетувчи суюқлик сарфини ҳисоблаймиз. Суюқлик иш ғилдирагига p_1 босим билан кириб p_2 босим билан чиқади. Бу ғилдирак билан корпус орасида бўшлиқ очик бўлгани учун сўриш томонидаги зичланиш тирқишининг икки томонида икки хил p_2 ва p_1 босим бўлади.

Шунга асосан тешиқлардан оқиб кетувчи суюқлик сарфини топиш формуласидан фойдаламиз:

$$Q_c = m\omega \sqrt{2g \frac{p_2 - p_1}{\gamma}} \quad (13.12)$$

Тирқишнинг кенглиги δ , узунлиги l деб қабул қилиб, ҳалқа тирқишдан сизиб кетиш учун сарф коэффициентини ёзамиз:

$$m = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda \gamma}{2\delta} + 1,5}}$$

λ коэффицентининг қиймати $0,04 \div 0,08$ атрофида олинади.

Тирқишнинг кенглиги қуйидаги чегарада бўлади

$$\delta = 0,2 \div 0,3 \text{ мм.}$$

Ҳажмий ФИК $\eta_k = 0,95 \div 0,96$ га тенг бўлиб, сўрилаётган суюқликнинг тахминан $4 - 5\%$ йўқотилади.

Гидравлик йўқотиш эса сўриш ва ҳайдаш трубаларида барча қаршиликларни енгилшга, насос қурақларининг чеклилиги, ғилдирак ва корпусидаги каналларда ҳамда дискда ишқаланиш ва бошқаларга сарф бўлган энергияни билдиради. У насосга кириш олдидан ўрнатилган вакуумметр кўрсатган босим $p_{\text{вак}}$ ва чиқишда ўрнатилган манометр кўрсатган босим $p_{\text{ман}}$ орқали қуйидаги формула ёрдамида аниқланган

$$H' = \frac{p_{\text{вак}}}{\gamma} + \frac{p_{\text{ман}}}{\gamma} + \Delta z.$$

Босим билан (13.6) формуладан ҳисобланган назарий босимнинг фарқи орқали аниқланади

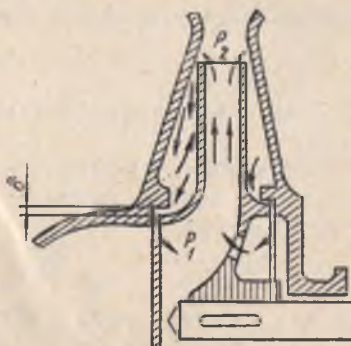
$$\Delta H = H_n - H'.$$

Гидравлик йўқотиш гидравлик ФИК и

$$\eta = \frac{H_n - \Delta H}{H_n} = \frac{H'}{H_n}.$$

ёрдамида баҳоланади.

Гидравлик йўқотишнинг катталигига ғилдирак каналларидаги тезликнинг нотекислиги катта таъсир қилади. Иш ғилдираги каналларидаги тезликнинг нотекислигини кўз олдимизга келтириш учун канал тамом ёпиқ бўлганда (2.7-расм, а) ва қисман ёпиқ бўлгандаги (2,7-расм, б) ҳаракатни кўз олдимизга келтираемиз. Биринчи ҳолда каналда суюқлик ғилдирак айланишига тескари йўналишда циркуляция ҳаракат қилади. Иккинчи ҳолда каналнинг ботиқ деворида ҳаракат оқимча шаклида бўлиб, қавариқ деворида уюрмали ҳаракат пайдо бўлади. Натижада қавариқ девор томондан босим камайиб, кавитация ҳодисасини вужудга келтиради. Кавитация натижасида гидравлик йўқотиш кўпайиб кетади. Насосларда энергиянинг умумий йўқотилиши фойдали иш коэффицентини ёрдамида ҳисобланиш мумкин.



2.6-расм. Ҳажмий йўқотишларни тушунтиришга доир чизма.

Умумий ФИК механик, ҳажмий ва гидравлик фойдали иш коэффицентларининг кўпайтмасига тенг:

$$\eta = \eta_m \eta_x \eta_r.$$

Ҳозирги замон насосларидан тўғри фойдаланилса, ФИК 0,9 га етади.

Энергиянинг умумий миқдорини ҳисоблаш учун насоснинг суюқликка берган фойдали энергияси билан ФИК ини билиш керак. Шу ҳолда

$$E = \eta E_\phi = \eta H'.$$

Ҳар хил насослар учун фойдали иш коэффицентлари график ва жадвал кўринишида берилади.

2.11-§. Марказдан қочма насосларнинг характеристикалари

Насосларни ишлатишда улардан берилган шароитда энг яхши фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Бунинг учун турли шароитда насоснинг қандай ишлаши тўғрисида маълумот бўлиши керак. Бундай маълумот насосларнинг характеристикалари кўринишида берилади.

Босим, қувват ва фойдали иш коэффицентининг сарфга боғлиқлик графиклари насоснинг характеристикалари деб аталади:

$$H = f_1(Q); N = f_2(Q); \eta = f_3(Q).$$

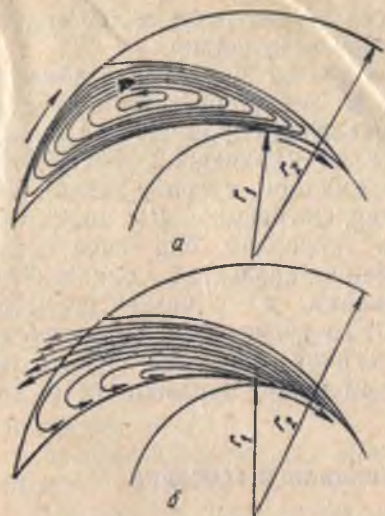
Одатда, характеристика насосни синаш (тажриба) ёрдамида тузилади. Бунинг учун насоснинг айланиш сонини ўзгартирмасдан, ҳайдаш трубасига ўрнатилган беркиткични суриш йўли билан босимни ўзгартирсак, унинг ишлаш тартиби ҳам ўзгаради. Натижада қувват ва фойдали иш коэффиценти ҳам ўзгаради. Характеристикани тузиш учун синашни беркиткич тўлиқ ёпилган ҳолатдан бошлаб, очиб борамиз ва босим, қувват ва ФИКнинг сарф бўйича ўзгаришини 2.8-расмда кўрсатилгандек графиклар тузамиз.

Графиклардан кўринадики, беркиткич ёпиқ ҳолатида ($Q = 0$) насос маълум босим ҳосил қилади ва у беркиткичнинг очилиши билан камайиб боради (бошланишда босим бир оз ортиб бориб, максимумга етиши ва сўнгга камайиб кетиши мумкин). Қувват эса ортиб боради ва чизиқли ортишга яқин бўлади. Сарфнинг катта қийматларида бу ортиш бир оз сусайиши мумкин. ФИК графиги нолдан бошланади ва сарфнинг маълум бир миқдорларида максимумга эга бўлади.

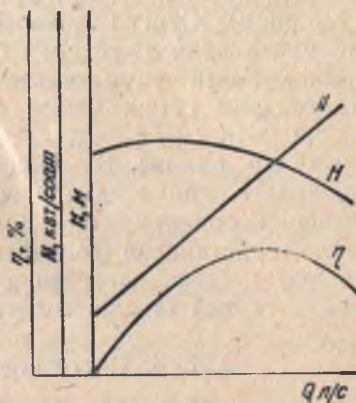
Насоснинг шу айланиш сонидан энг яхши ишлаши ФИК графигининг максимум миқдорига тўғри келади.

2.8-расмда келтирилган графикларнинг характери тўғрисида назарий усул билан ҳам хулоса чиқариш мумкин, лекин бу назарий ҳисобларнинг натижаси амалий аҳамиятга эга эмас.

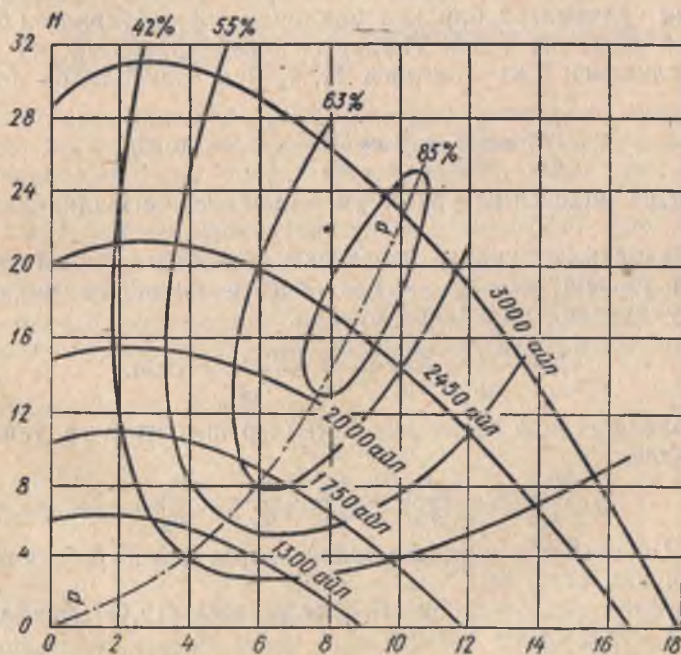
Насослардан фойдаланишда турли айланиш сонлари учун



2.7- расм. Иш гилдираги кураклари орасидаги ҳаракатнинг нотекислиги-га доир чизма.



2.8- расм. Марказдан қочма насосларнинг тахминий иш характеристикаси.



2.9- расм. Марказдан қочма насосларнинг универсал характеристикаси.

у мумлаштириб тузилган ва универсал характеристика деб аталувчи $Q-H$ характеристикадан фойдаланиш қулайдир.

Бундай характеристикани ҳосил қилиш учун турли айланиш сонлари ($n_1, n_2, n_3, \dots, n_l$) да $Q-H$ характеристикани тузамиз (2.9-расм). Сўнгра бу характеристикаларда бирор ФИК га тегишли нуқталарни ажратамиз (2.8-расмдан кўринадики, битта ФИК нинг қиймати учун иккита босим миқдори тўғри келади). Бу нуқталарни туташ чизиқ билан бирлаштирамиз. Шу ишни бир қанча ФИК ($\eta_1, \eta_2, \eta_3, \dots, \eta_l$) учун такрорлаб, бир қанча туташ чизиқлар оламиз. Бу чизиқлар билан чегараланган соҳада ФИК чизиқдаги қийматидан кичик бўлмайди. $p-p$ чизиғи берилган айланиш сонларида максимал ФИК га тўғри келади. Универсал характеристикадан фойдаланиб насоснинг (максимал ФИК га тегишли) ишлаш чегарасини топиш ва унинг ишлаши учун энг қулай тартиб танлаш мумкин.

2.12-§. Насосларнинг ўхшашлиги асослари

Лойиҳаланаётган ёки ишлаб чиқаришга жорий қилинаётган маълум бир серия насосларни юқорида айтилгандек синаш жуда кўп вақт ва харажат талаб қилади. Шунинг учун ана шу серия насосларнинг моделини синалади. Сўнгра моделда олинган натижалар натурага кўчирилади.

Аввало натура ва модель геометрик ўхшаш бўлади, яъни уларнинг ўлчамлари бир хил миқдорда кичрайтирилган бўлади. Бошқача айтганда ишчи ғилдираги диаметрлари d_1, d_2 , кураклари қалинлиги δ ва кенглиги b_1, b_2 нинг нисбатлари бир хил бўлади:

$$\frac{d_{1н}}{d_{1м}} = \frac{d_{2н}}{d_{2м}} = \frac{\delta_n}{\delta_m} = \frac{b_{1н}}{b_{1м}} = \frac{b_{2н}}{b_{2м}} = \text{const},$$

бу ерда „н“ индекси натурага, „м“ — моделга тегишлиликни билдиради.

Иккинчидан, натура ва моделдаги оқимлар ўхшаш бўлади. Оқимлар ўхшаш деганда иш ғилдирагига кириш ва чиқишдаги тезлик учбурчаклари ўхшаш бўлади:

$$\frac{u_{1н}}{u_{1м}} = \frac{u_{2н}}{u_{2м}} = \frac{w_{1н}}{w_{1м}} = \frac{w_{2н}}{w_{2м}} = \frac{c_{1н}}{c_{2м}} = \text{const}.$$

Агар моделланганда геометрик ўлчамлар нисбати λ га тенг бўлса, у ҳолда

$$\frac{u_{1н}}{u_{2м}} = \frac{w_{1н} r_{1н}}{w_{2м} r_{2м}} = \frac{r_{1н}}{r_{2м}} \cdot \frac{n_n}{n_m} = \lambda \frac{n_n}{n_m}$$

бўлади. Бу нисбат юқоридаги тенгликларга асосан бошқа тезликлар учун ҳам тўғридир.

Олинган муносабатларни сарф формуласи (12.13) га қўлласак, қуйидаги муносабатни оламиз:

$$\frac{Q_n}{Q_m} = \lambda^3 \frac{n_n}{n_m}. \quad (13.13)$$

Насослар учун асосий тенглама (13.6) дан

$$\frac{H_n}{H_m} = \lambda^2 \frac{n_n^2}{n_m^2}. \quad (13.14)$$

Қувват формуласи (13.13) ва (13.14) дан

$$\frac{N_n}{N_m} = \lambda^5 \frac{n_n^3}{n_m^3}. \quad (13.15)$$

Шундай қилиб, насослар ўхшашлиги қуйидаги хулосага олиб келади:

1. Натура ва моделдаги сарфлар нисбати айланиш сонлари нисбатига пропорционал.

2. Босим нисбати айланиш сонлари квадратларининг нисбатига пропорционал.

3. Қувватлар нисбати айланиш сонлари кубларининг нисбатига пропорционал.

Бу олинган тенгламалар ёки, бошқача айтганда, ўхшашлик муносабатлари янги серия насослар яратишда ва мавжуд насосларни ишлатишда муҳим аҳамиятга эга.

Ишлаб чиқаришда, кўпинча, ўхшашлик муносабатларини қўллаб муайян шаройтда насос танлаш ва унга мос двигатель танлаш масалаларини ҳал қилишга тўғри келади.

2.13-§. Тезюрарлик коэффициенти ва куракли насосларнинг турлари

Марказдан қочма насосларни бир-бири билан тезюрарлик коэффициент ёрдамида солиштириш мумкин. Тезюрарлик коэффициенти, бошқача айтганда солиштирма айланиш сони деб шундай айланиш сонига айтиладики, у босим бир метр ($H=1$ м) бўлганда насос бераётган суюқликка бир от кучи (0,735 кВт) га тенг энергия беришга имкон беради ва n_s ҳарфи билан белгиланади.

Шундай қилиб, тезюрарлик коэффициенти насоснинг суюқликка берган энергиясини баҳолаш учун фойдаланишга ва шу йўл билан турли насосларни бир-бирига солиштиришга имкон беради.

Фойдали қувват формуласи

$$N = \frac{\gamma Q H}{75}$$

дан фойдаланиб бирлик насоснинг сарфини топамиз.

$$Q_m = \frac{75N}{\gamma H} = \frac{75 \cdot 1}{1000 \cdot 1} = 0,075 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Бирлик насос модель бўлса, уни натура насосга (13.13) формула ёрдамида солиштириб, сарф формуласини чиқарамиз:

$$Q = 0,075 \lambda^3 \frac{n}{n_s}. \quad (13.16)$$

Бу формулани чиқаришда модель ва натурада ФИК бир хил деб қабул қилинади.

Босим учун ўхшашлик формуласи (13.14) ни ($H=1$ м эканини назарда тутиб) қўйидагича ёзиш мумкин:

$$H = \lambda^2 \frac{n^2}{n_s^2}, \quad (13.17)$$

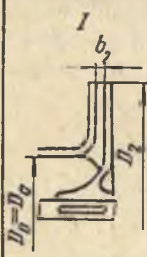


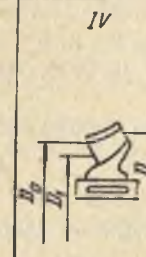
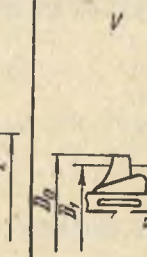
(13.16) ва (13.17) тенгламалардан λ ни йўқотиб ва ҳосил бўлган тенгламани тезюрарлик коэффициенти n_s га нисбатан ечиб, ушбуга эга бўламиз:

$$n_s = 3,65n \frac{\sqrt{Q}}{H^{3,14}}. \quad (13.18)$$

Бу формуладан кўринадики, натура насоснинг айланиш сони тезюрарлик коэффициентига пропорционалдир. Бундан хулоса қилиб айтиш мумкинки, айланиш сонининг (яъни тезюрарлик коэффициенти) ортиши билан насоснинг ўлчамлари ва оғирлиги камаяди (2.10- расм).

Тезюрарлик коэффициенти қийматига қараб насослар қўйидагича классификацияланади:

n_s қийматининг чегараси	Марказдан қочма насоснинг тури
40 ÷ 80	секинюрар
80 ÷ 150	ўртача
150 ÷ 300	тезюрар
300 ÷ 600	винтли (диагональ)
600 ÷ 1200	ўқий (парракли)

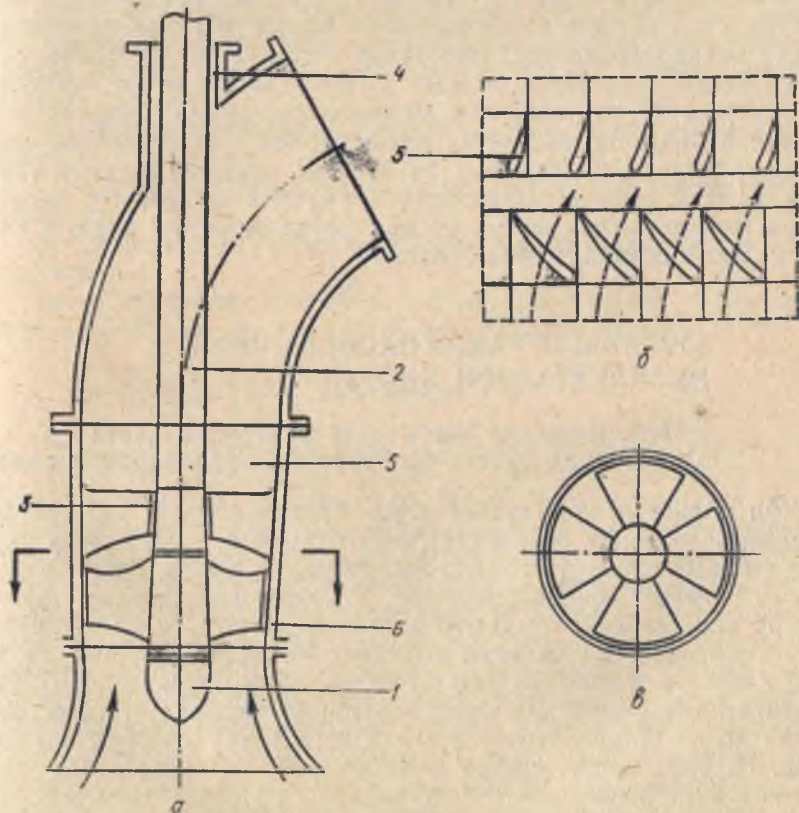
Марказдан қочма насослар			Диагональ насос гилдираги	Парракли насос гилдираги
Секинюрар гилдирак	Овдий гилдирак	Тезюрар гилдирак		
 <p>$n_{s1} = 40 \div 80$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 2,5$</p>	 <p>$n_{s1} = 80 \div 150$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 2$</p>	 <p>$n_{s1} = 150 \div 300$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 1,8 \div 1,4$</p>	 <p>$n_{s1} = 300 \div 600$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 1,2 \div 1,1$</p>	 <p>$n_{s1} = 600 \div 1200$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 0,8$</p>

2.10- расм. Насосларнинг тезюрарлик коэффициентига қараб гуруҳлаш.

2.10-расмда насосларнинг тезюрарлигига қараб иш ғилдираги ўлчамларининг камайиб бориши кўрсатилган. Тезюрарлиги кичик насосларга юқори босим ҳосил қилувчи, масалан, кўп босқичли ва кам сарф берувчи насослар киради. Катта тезюрарликка эга бўлган насослар эса кичик босим ҳосил қилиб, юқори сарф беради (масалан парракли насослар).

2.14- §. Ўқий насослар

Насоснинг тезюрарлигини ошириш борасида олиб борилган ишлар ўқий (парракли) насосларнинг яратилишига олиб келди. Тезюрарликни ошириш, иқорида айтилганидек, иш ғилдираги чиқиш ва кириш диаметрларининг нисбатини ва β_2 бурчакни камайтириш йўли билан амалга оширилади. Нагигада $D_2 = D_1$ бўлган ўқий насос пайдо бўлади. Ўқий насоснинг схемаси 2.11-расмда келтирилган. Бу насоснинг парраклар ўрнатилган иш ғилдираги 1 ва 2 га ўрнатилган ҳамда 3 ва 4 подшипникларда айланади. Иш ғилдираги суюқлик оқиб ўтиши учун қулай шакл-



2.11- расм. Ўқий насосларнинг схемаси,

даги втулкага ўрнатилган парраклардан иборат бўлиб, унинг айланиши натижасида суюқлик ҳаракатга келиб, йўналтирувчи аппарат 5 га ўтади. Иш ғилдираги ва йўналтирувчи аппарат труба шаклидаги корпус 6 га ўрнатилган. Насос томонидан тортилаётган суюқлик корпусдан ўтиб, тегишли бўлимга йўналтирилади.

2.11-расм, б ва в да иш ғилдирагининг кўндаланг кесими ва ғилдирак билан йўналтирувчи аппаратнинг цилиндрик кесимдаги ёйилмаси келтирилган. Суюқлик киришда ўқий йўналишда ҳаракатланиб, иш ғилдирагидан ўтганда марказдан қочма куч таъсирида радиал йўналишга силжийди ва спираль кўринишда ҳаракат қилади (2.11-расм, б да пунктир чизиқлар). Йўналтирувчи аппаратдан ўтганда эса яна ўқий йўналишни қабул қилади. Бу эса гидравлик қаршиликни камайтириб, насос вужудга келтирган босимни оширишга ёрдам беради.

Тезюрарлик коэффиценти марказдан қочма насосларга қараганда катта, ўқий насосга қараганда кичик бўлган насослар тури диагональ насослар бўлиб, уларда чиқиш ва кириш диаметрларининг нисбати бирдан каттароқ. Диагональ насосларнинг тузилиши ўқий насосга ўхшаган бўлиб, асосан иш ғилдирагининг шакли билан фарқланади. Парраклар втулкага 45° ли бурчак остида маҳкам ўрнатилган бўлади. Бундай насосларнинг парраклари 60° ва 45° га қияланган, уларнинг бурчагини ўзгартирувчи механизм билан таъминланган турлари ҳам мавжуд. Уларнинг баъзи турларида эса суюқлик ўқ бўйича кириб, иш ғилдирагидан ўққа маълум бурчак остида чиқади. Шундай қилиб, бу насосларда марказдан қочма куч қисман фойдаланилгани учун, у ҳосил қилган босим каттароқ бўлади.

XIV б о б. КУРАКЛИ НАСОСЛАРНИНГ ЭКСПЛУАТАЦИОН ҲИСОБИ

2.15-§. Насослар характеристикаларини қайта ҳисоблашда ўхшашлик формулаларидан фойдаланиш

Кўп ҳолларда, кўп қувват сарф бўлгани учун, насосларни мосланган айланиш сонларида синаб бўлмайди. Бунда агар ишлаш шароити айланиш сонини ўзгартиришга имкон берса, у берилган айланиш сонидан насоснинг характеристикаларини тузиб, сўнгра мос айланиш сониданги ишлаш шароитига тўғрилаш мумкин. Насоснинг бир айланиш сониданги ишлаши, иккинчи айланиш сониданги ишлашига ўхшаш бўлса, яъни бу икки ҳолда иш ғилдирагидан чиқиш куч учбурчаклари ўхшаш бўлса, насос биринчи ҳолда натура, иккинчи ҳолда эса модель бўлиб хизмат қилади. Шундай қилиб, натура ва моделнинг ўлчамлари бир хил бўлгани учун ўхшашлик формулаларидаги λ сони бирга тенг бўлади. Шунинг учун бу ҳолда (13.13), (13.14) (13.15) формулалар қуйидагича ёзилади:

биринчи ўхшашлик муносабати

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (14.1)$$

иккинчи ўхшашлик муносабати

$$\frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2, \quad (14.2)$$

учинчи ўхшашлик муносабати

$$\frac{N_1}{N_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3. \quad (14.3)$$

Бу формулаларни олишда ФИК ўзгармас деб қабул қилдик. Ҳақиқатда ҳам, ўхшаш насосларда гидравлик ва ҳажмий ФИК деярли ўзгармайди. Сальник ва подшипниклардаги ФИК эса юқорида айtilгандек жуда кичик миқдор. Шунинг учун қабул қилган шартимиз насосларнинг характеристикаларини бир айланиш сонидан иккинчи айланиш сонига ўтишда сезиларли хато бермайди.

Олинган ўхшашлик муносабатларини қуйидагича таърифланади. Насоснинг айланишлар сонини ўзгартирганда унинг характеристикаларини янги ўзгариш сонига мослаб, қайта ҳисоблаш мумкин. Бунда:

1) сарфлар айланишлар сонларининг нисбатига тўғри пропорционал;

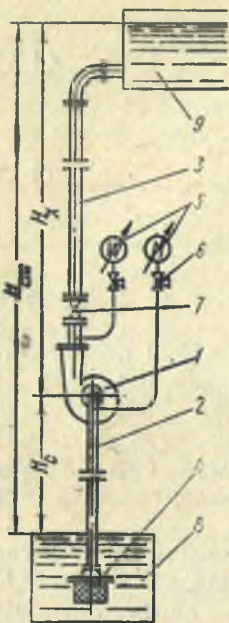
2) босимлар айланишлар сонлари нисбатининг квадратига пропорционал;

3) қувватлар айланишлар сонлари нисбатининг кубига пропорционал.

Бу учта таъриф таърибада тасдиқланган бўлиб, айланишлар сони кичрайганда умумий ФИК оз миқдорда камаяди.

2.16- §. Насос қурилмаси

Насос қурилмаси насоснинг ўзи 1 дан ташқари, таъминловчи сув сақлагич 8 дан қабул қилувчи система 9 гача бир қанча қисмлардан иборат бўлади (2.12- расм). Насос ишлаганда суюқлик таъминловчи идишдан, тиргак клапан 4 ва сўриш трубаси 9 орқали ўтиб, насоснинг иш ғилдираклари орасига киради. Насосга кириш олдида вакуумметр 6 ўрнатилган бўлиб, у сўриш трубасидаги сийракланиш даражасини кузатишга ёрдам беради. Насосдан чиқишда сарфни ўзгартириш учун хизмат қилувчи беркиткич 7 ва босим ўлчагич манометр 5 ўрнатилган бўлиб, суюқлик булардан ўтганидан сўнг ҳайдаш трубаси 3 орқали ўтиб, қабул қилувчи идишга тушади. Тиргак клапан насосни ишга тушириш олдидан қуйилган суюқлик таъминловчи идишга оқиб кетмаслиги учун ўрнатилган бўлиб, турли ифлосликларнинг киришидан филтър билан ҳимояланган. Таъминловчи идишдаги суюқлик сатҳи билан насос ўрнатилган сатҳ орасидаги фарқ сўриш



2.12- расм. Насос қурилмасини тушунтиришга оид чизма.

баландлиги дейилади ва H_c билан белгиланади. Насос ўрнатилган сатҳ билан қабул қилувчи идишдаги суюқлик сатҳлари фарқи ҳайдаш баландлиги дейилади ва H_x билан белгиланади. Сўриш баландлиги билан ҳайдаш баландлигининг йиғиндиси статик баландлиқ дейилади ва H_{cm} билан белгиланади. Сўрилиш сатҳи билан қабул сатҳларига Бернулли тенгламасини қўлласак, у ҳолда статик сатҳ H_{cm} геометрик баландлиққа H_2 тенг эканлигини кўраимиз. Насос қурилмасида ҳосил қилинган босим геометрик баландлиқ, сўрилиш ва қабул сатҳларидаги босимлар фарқидан ҳосил бўлган босим ва динамик босимлар йиғиндисидан иборатдир. Бу босимни ҳисоблаш формуласи насосларнинг асосий параметрлари ҳақидаги бўлимда келтирилган.

Насос системасидаги қийинчиликлардан бири насосга кириш ва чиқишдаги босимлар фарқи ҳисобига насосни ўқ бўйича силжитишга интилувчи кучнинг пайдо бўлиши ва унга қарши курашдир. Бу куч насосга кириш ва чиқишдаги босимлар (p_1 ва p_2), кириш ва чиқишдаги диаметрлар (d_1 ва d_2) орқали қуйидагича ҳисобланади:

$$P_{\text{ўқ}} = p_2 \frac{\pi}{4} (d_2^2 - d_0^2) - p_1 \frac{\pi}{4} (d_1^2 - d_0^2) - p_2 \frac{\pi}{4} (d_2^2 - d_1^2) = \\ = (p_1 - p_2) \frac{\pi}{4} (d_1^2 - d_0^2),$$

бу ерда d_0 — валнинг диаметри.

Насос агар кўп босқичли бўлса, тегишли босқичлардаги кириш босимларини $p_{1-1}, p_{1-2}, \dots, p_{1-n}$ чиқиш босимларини эса $p_{2-1}, p_{2-2}, \dots, p_{2-n}$ билан белгиласак, ўқий куч қуйидагича аниқланади:

$$P_{\text{ўқ}} = \frac{\pi}{4} (p_{2-1} + p_{2-2} + \dots + p_{2-n}) (d_2^2 - d_0^2) - \\ - \frac{\pi}{4} (p_{1-1} + p_{1-2} + \dots + p_{1-n}) (d_1^2 - d_0^2) - \frac{\pi}{4} (p_{2-1} + p_{2-2} + \dots + \\ + p_{2-n}) \cdot (d_2^2 - d_1^2) = \frac{\pi}{4} \sum (p_{2-n} - p_{1-n}) (d_1^2 - d_0^2).$$

Бундан кўринадики, ўқий босим кириш ва чиқишдаги босимлар фарқи ва кириш кесимининг ортиши билан ортади. Шу билан бирга суюқлик сарфи ҳам ортади. Бу эса насос ўрнатилган заминга таъсир қилиш билан бирга иш ғилдирагини ўз ҳолатидан силжитишга ҳаракат қилади. Бу куч уч хил усул билан мувозанатланади:

1) куч камайтиргич барабандан фойдаланиш (куч камайтиргич барабан узайтирилган цилиндр шаклидаги зичлагич бўлиб, охирги босқичдаги иш ғилдираги билан куч камайтиргич камера орасида жойлашади ва вал билан бирга айланади):

2) мувозанатловчи диск бўлиб, у ўқий босимнинг ўзгаришини автоматик равишда сезади ва бутун роторнинг силжиши ва зичлагич ҳолатининг ўзгаришига таъсир қилади;

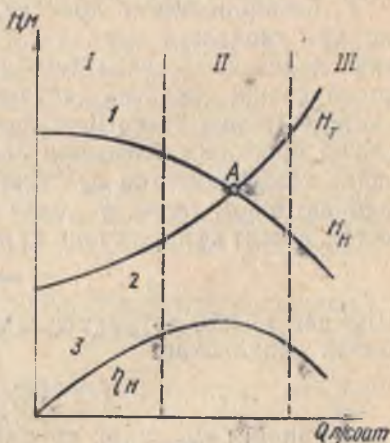
3) насоснинг икки томонига сўриш йўлини жойлаштириш. Бундан ташқари, ротор ваolini мустаҳкам асосга ўрнатилган шарикли тирак подшипникларга ўрнатиш йўли билан ҳам ўқий босим таъсирида силжишини йўқотиш мумкин.

Насос тўхтаганда ҳайдаш трубасидаги суюқлик тескарига ҳаракат қилмаслиги учун манометрдан кейин тиргак клапан ҳам ўрнатилади.

2.17-§. Насос билан таъминланган трубаларнинг ҳисоби

Биз гидравлика бўлимида (IX боб) да кўрганимиздек, трубаларни ҳисоблашда унинг характеристикасини тузиш ёки қаршиликни енгил учун сарф бўладиган энергияни ҳисоблаш зарур бўлади. Сарфланадиган энергия трубанинг узунлиги ва диаметри, қаршилик коэффициенти, маҳаллий қаршиликлар ва бошқаларга боғлиқ (9.1). Бу сарфни енгил учун қанча босим кераклигини ҳисоблаш (9.1) йўли билан сув тўлдирилган идишни қанча баландликка кўтариш зарурлигини ёки берилган босим ёрдамида қанча сарф олиш мумкинлигини ҳисоблаш йўллари билан танишдик. Трубалардаги энергия сарфини енгил ва тегишли сарф олиш учун насослардан ҳам фойдаланиш мумкин. Бунда албатта насоснинг босими керакли босимдан кичик бўлмаслиги керак. Шунинг учун трубопроводда тегишли сарфни олиш учун етарли босимни ҳосил қилиб бера оладиган насосни танлаш насосли трубалар ҳисобининг асосини ташкил қилади. Буни амалга ошириш учун бир графикнинг ўзига насоснинг ва трубанинг босим характеристикаларини чизамиз (2.13-расм).

Расмда 1 чизиқ насос характеристикаси бўлса, 2 чизиқ трубопровод характеристикаси ва 3 чизиқ насос ФИК графикасидир. Кўришиб турибдики, характеристикалар жойлашган соҳани уч қисмга ажратиш мумкин. Биринчи қисмда насоснинг босими трубанинг шу сарфга тегишли босимдан ортиқ бўлиб,



2.13-расм. Насос билан таъминланган трубаларни ҳисоблашга доир.

бу қисмда насоснинг фойдали иш коэффициенти кам бўлади. Иккинчи қисмда насос босими билан, трубада тегишли сарф олиш учун зарур бўлган босимлар деярли тенг бўлиб, бу қисм характеристикалар кесишган A нуқтани ўз ичига олади. Шундай қилиб, соҳанинг бу қисмида насос энг яхши ишлайди ва унинг фойдали иш коэффициенти юқори бўлади, яъни унинг босими трубада суюқликнинг керакли сарфини ҳосил қилиш учун бутунлай сарф бўлади. A нуқтада эса насос труба билан энг яхши ишлайди. Учинчи қисмда насоснинг босими трубада тегишли сарф олиш учун зарур бўлган босимдан кичик бўлади, яъни насос керакли сарфни таъминлай олмайди.

Бу текширишдан кўринадики, берилган трубада тегишли сарфни олиш учун шундай насос танлаб олиш керакки, уларнинг характеристикалари шу сарф қиймати атрофида кесишсин. Албатта, запас куч нуқтаи назаридан қараганда характеристикалар кесишиш нуқтаси A тегишли сарфдан бир оз чапроқда жойлашиши керак.

2.18-§. Сўришни бошқариш

Насослар, одатда, трубопровод системасида ҳосил қилиниши зарур бўлган энг кўп сўришга қараб танлаб олинади. Лекин насосларни ишлатиш вақтида, кўпинча, ҳайдаш трубаларига камроқ сарф юбориши зарурати туғилиб қолади, яъни сўришни анча кенг чегара оралиғида ўзгартириб туриш керак бўлади. Юқорида айтганимиздек, амалий сўриш насос ва труба характеристикаларининг кесишган нуқтасида танлаб олинади. Бундан кўринадики, сарфни ўзгартириш учун ё насоснинг характеристикасини, ёки трубанинг характеристикасини ўзгартириш керак экан. Амалда сарфни бошқаришнинг бир қанча усуллари мавжуд.

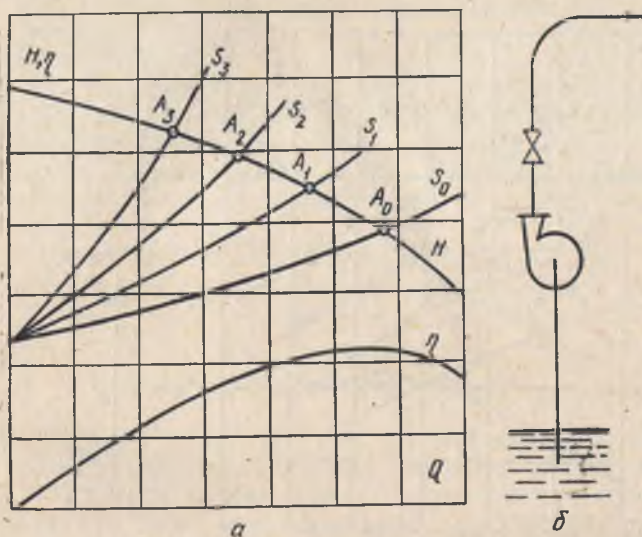
1. Бошқаришнинг дросселлаш усули куракли насослар учун энг кўп тарқалган усулдир. Унинг моҳияти беркиткичнинг очилиш даражасини камайтириш йўли билан қўшимча қаршилиқ ҳосил қилиш ҳисобига ҳайдаш трубасидаги барқарорлашган характеристикани ўзгартиришдан иборат. Трубанинг босими олсак, аввалги коэффициентни a_0 беркиткич сурилганидан кейинги коэффициентини a_1 десак, у ҳолда a_0 га беркиткич ҳисобига янги $a_{бер}$ коэффициент қўшилганини кўрамыз:

$$a_1 = a_0 + a_{бер}$$

Шундай қилиб, трубанинг характеристикаси қуйидаги формула билан аниқланади:

$$H = H_{ст} + a_0 Q^2 + a_{бер} Q^2.$$

Коэффициент $a_{бер}$ нинг қиймати очилиш даражасининг ортиши билан ортиб боради. 2.14-расм, a да беркиткичнинг очилиш даражасига қараб труба характеристикасининг насос характеристикасига нисбатан ҳолатининг ўзгариб бориши кўрсатилган. Кўри-



2.14- расм. Дросселнинг очилиш даражасига қараб сарфни бошқаришга доир схема.

ниб турибдики, беркиткични бекитиш йўли билан сўришни Q_{\max} дан нолгача ўзгартириб бориш мумкин экан.

Беркиткич билан сўришни бошқариш жуда осон бўлиб, унинг ягона камчилиги насоснинг бир қисм энергиясининг беркиткич қаршилиги $a_{\text{бер}}Q^2$ ни енгишга сарф бўлишидир.

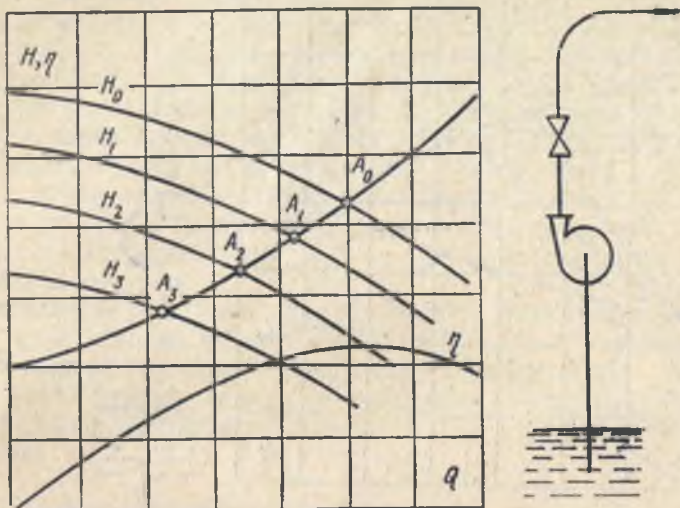
2. Насоснинг айланиш сонини ўзгартириш усули. Агар бирор мосланган айланиш сони n_0 да насоснинг босими H_0 , сўриши Q_{\max} бўлса, айланиш сонини камайтириш йўли билан сарфни камайтириб бориш мумкин.

Айланиш сонини узлуксиз камайтириш йўли билан ҳам сарфни узлуксиз ўзгартириб бориш мумкин (2.15- расм).

Амалда айланиш сонини ўзгартириш билан сўришни ўзгартириш жуда катта қийинчиликлар билан боғлиқ, чунки ҳаракатга келтирувчи сифатида ишлатиладиган асинхрон электродвигателлар бир хил айланиш сонини ишлайди. Мавжуд ток частотасини ёки валнинг сирпанишини ошириш билан асинхрон двигателларнинг частотасини ўзгартириш усуллари ҳозирча кенг қўлланилгани йўқ.

Насос билан двигатель ўртасига турли бошқарилувчи қисмлар қўйиш қурилмани мураккаблаштириб ва қимматлаштириб юборади.

3. Бир қисм сарфни қайтариш усули (2.16- расм) ҳайдаш труба билан сўриш трубагини туташтирувчи қўшимча трубадаги беркиткични очиш йўли билан амалга оширилади. Бу эшикчанинг очилиш даражаси ортиши билан ҳайдаш трубага кетаётган сарф Q камаёди. Бошқаришнинг бу усулини, энергияни



2.15- расм. Айланишлар сонини ўзгартириш йўли билан сарфни ўзгартиришга доир схема.

тежаш нуқтаи назаридан, сўришнинг ортиши билан қуввати камаювчи тезюрар насосларга қўллаш мақсадга мувофиқроқдир. Шунинг назарда тутиш керакки, қўшимча трубадаги беркиткични очиш билан насосдаги сарф ортиб, унинг ишлаш ҳолати, кавитация кўрсаткичлари ортиши ҳисобига ёмонлашади. Бу усул камдан-кам қўлланилади.

4. Иш ғилдираги куракларининг жойлашиш бурчагини ўзгартириш усулини иш вақтида кураклар қиялик бурчагини ўзгартириш механизми билан таъминланган ўқий ва диагональ насослардагина амалга ошириш мумкин. Бу усул билан сўришни узлуксиз ўзгартириб бориш мумкин, лекин ўзгариш чегараси жуда кичик.

5. Ишлаётган насослар сонини ўзгартириш усули насосларни параллел уланганда ишлаётган насослар сонини ўзгартириш билан амалга оширилади (бунда тўхтагилган насоснинг ҳайдаш трубадаги клапан ёпилган бўлиши керак). Бундай бошқариш усули қулай, лекин сарф нотекис (кескин ортиб ё камайиб) ўзгаради. Бу усулни дросселлаш билан бирга қўлланса, яхши энергетик кўрсаткичга эришиш мумкин.



2.16- расм. Бир қисм сарфни қайтариш йўли билан сарфни бошқаришга доир схема.

2.19-§. Насосларни кетма-кет ва параллел улаш

Ишлаб чиқаришда кўп ҳолларда юқори босим ёки сарф олиш учун бир неча насосни бирга ишлатишга тўғри келади. Бундай иш ё битта насос керакли босимни, ёки сарфни етказиб бера олмайдиган, ёки энергияни тежаш учун битта насос ўрнига бир неча насос ишлатиш зарур бўлган ҳолларда керак бўлади. Бир неча насосни бир ерга тўплаб насос станцияси ташкил қилиш ҳам мумкин.

Бир неча насосни биргаликда ишлатишни икки хил усулда: кетма-кет ва параллел улаш усулларида амалга ошириш мумкин.

1. Насосларни кетма-кет улаш

Насосларни кетма-кет улаш турлича амалга оширилиши мумкин (2.17-расм). Бунда биринчи насоснинг чиқиш найчасини иккинчи насоснинг кириш найчасига уланади ва биринчи насос билан иккинчи насос орасида маълум узунликдаги труба бўлиши шарт. Кўпинча, иккита кетма-кет уланган насослар бир хил бўлишига ҳаракат қилинади. 2.17-расмда насосларни кетма-кет улашнинг икки хил схематик кўриниши тасвирланган. Бу схемаларга кўра кетма-кет уланган насосларнинг сарфлари тенг бўлиб, умумий босим ҳар бир насос босимларининг йиғиндисига тенг. Бу схема кетма-кет уланган ҳар бир насос характеристикаларидан фойдаланиб, насослар группасининг умумий характеристикасини тузишга имкон беради.

2.18-расмда келтирилган характеристикалар графигидан

$$H_{1+2} = H_1 + H_2.$$

Икки насос қувватларининг йиғиндиси ҳам айрим қувватлар йиғиндиларига тенг

$$N_{1+2} = N_1 + N_2 = \frac{\gamma Q H_1}{102 \eta_1} + \frac{\gamma Q H_2}{102 \eta_2}.$$

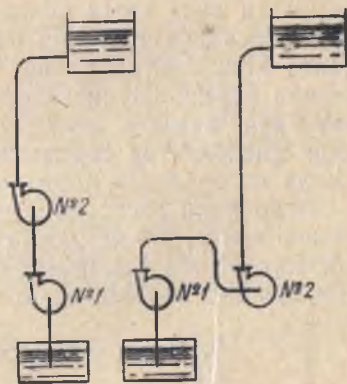
Агар насослар группасининг умумий фойдали иш коэффициентини ўртача фойдали иш коэффициентини билан алмаштирадик:

$$N_{1+2} = \frac{\gamma Q (H_1 + H_2)}{102 \eta_{\text{ср}}},$$

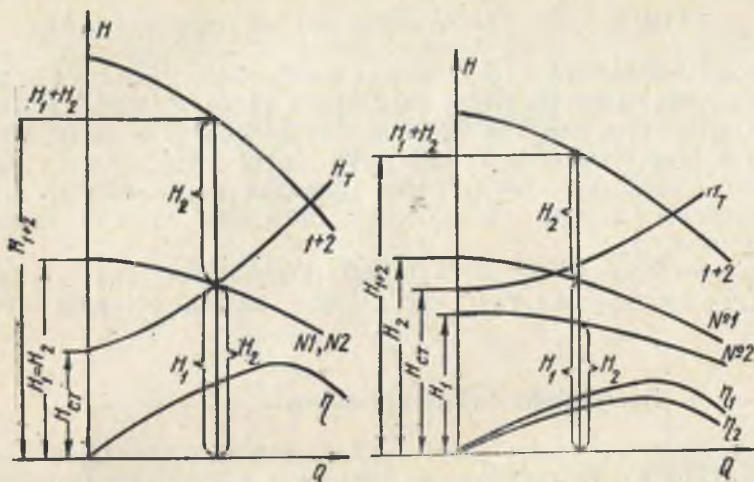
бунда

$$\eta_{\text{ср}} = \frac{H_1 + H_2}{\frac{H_1}{\eta_1} + \frac{H_2}{\eta_2}}.$$

Агар бир неча насос кетма-кет



2.17-расм. Насосларни кетма-кет улашга доир схема.



2.18- расм. Насосларни кетма-кет улашда уларнинг трубопровод билан бирга ишлаш характеристикаси.

уланса, у ҳолда

$$H = \sum_{i=1}^n H_i.$$

Насослар бир хил характеристикага эга бўлса, сўнги формула бошқача ёзилади:

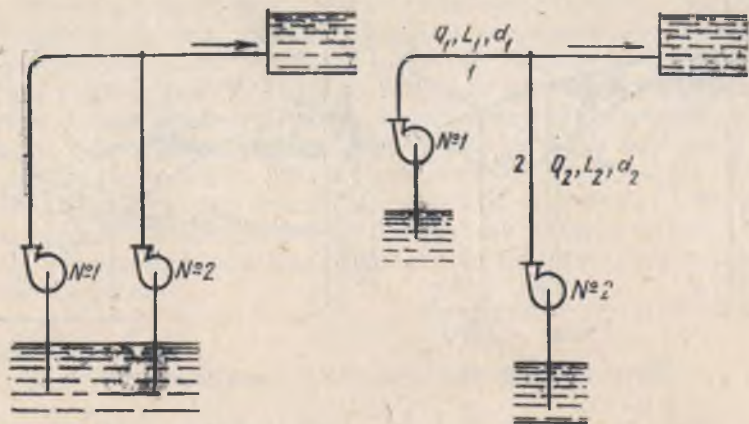
$$H = nH_1.$$

2.18- расм, а да икки бир хил насоснинг 2.18- расм, б да эса икки хил насоснинг кетма-кет улангандаги характеристикалари келтирилган. Иккинчи графикдан кўринадикки, иккинчи насоснинг босими ҳатто статик босимни енгигаша ҳам етмайди. Демак, иккинчи насосдан олинadиган босим шу насос айрим ишлаганидаги босимдан анча катта бўлади. Демак, шуни назарда тутиш керакки, насосларнинг чиқиш найчалари маълум босимга чидайдиган қилиб ҳисобланган бўлиб, бу ҳол насосларни кетма-кет улашга чегара қўяди. Шуни айтиш керакки, икки турли насосни кетма-кет улаш мумкин, лекин бунда сарфлар тенг бўлгани учун уларнинг ҳисобланган сарфлари бир-бирига яқин бўлиши керак. Акс ҳолда насослардан бири иккинчисига тўсқинлик қилиши мумкин.

Агар икки насос кетма-кет уланганда улар жуда яқин жойлашиб қолса, таъминловчи идишга уланган насос, иккинчи насоснинг сўриш таъсирида бўлгани учун, жуда кичик босим ҳосил қилади. Натижада кетма-кет улаш яхши самара бермайди.

2. Насосларни параллел улаш

Бу усул бир неча насос ёрдамида баравар сув тортиб, битта трубага қўйишдан иборат (2.19- расм). Бу ҳолда ҳар бир насоснинг ишлаши қарши босимнинг катталигига боғлиқ. Агар икки



2.19- расм. Икки насосни параллел улашга доир схема.

насос параллел ишласа-ю, улардан бирининг сарфи ҳам, босими ҳам катта бўлса, бу ҳолда иккинчи насоснинг босими қайтарилиб (бошқача айтганда иккинчи насос бўғилиб), умумий трубага берадиган сарфи нолга тенг бўлади. Баъзи ҳолда босими паст насосда суюқлик тескари томонга (насос ишлаб туришига қарамай) ҳаракат қилиб, сўриш трубасидан қайтиб тушиши мумкин. Босими паст насоснинг бундай ишлаши тескари оқишда ишлаш дейилади. Шунинг учун насосларни параллел улашда, уларнинг умумий характеристикасини билишдан ташқари, ҳар бир насоснинг характеристикасини билиш ва уни қаерга жойлаштиришни аниқлаш зарур бўлади. Шундай насосларни параллел улашнинг турли усуллари бўлиши мумкин.

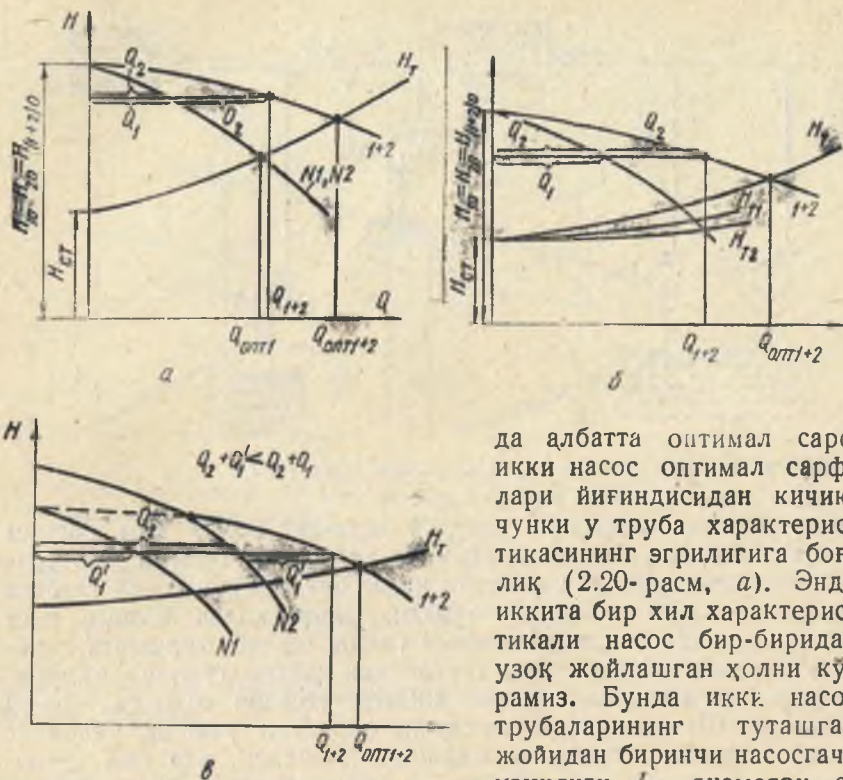
1. Икки, уч ва бир қанча насослар бирга ишлаши мумкин.
2. Бирга ишлаётган насосларнинг характеристикалари бир хил ёки ҳар хил бўлиши мумкин.
3. Насослар магистралга бир-бирига яқин масофада туташтирилган (насослар орасидаги трубаларнинг қаршилиги жуда кичик) ёки узоқ масофада туташтирилган бўлиши мумкин.
4. Насосларнинг сўриш шароити бир хил ёки ўзгариб турувчи (таъминловчи идишда суюқлик босим остида бўлиб, бу босим ўзгарувчан) бўлиши мумкин.

Барча ҳолда ҳам насосларнинг босими бир хил бўлиб, умумий сарф хусусий сарфларнинг йиғиндисига тенг бўлади.

Аввал бир хил характеристикали иккита бир хил насоснинг яқин жойлашган ҳолини кўрамиз. Агар бу икки насос бир-бирига таъсир қилмаса, у ҳолда

$$Q_{1+2} = Q_1 + Q_2 = 2Q_1.$$

Агар параллел уланган икки насосдан бирининг беркиткичи ёпилган бўлса, система битта насосдек ишлайди. Беркиткичининг очиб борилиши билан сарф ҳам ортиб бориб $2Q_1$ га тенглашади. Бун-



2.20-расм. Насосларни параллел улашда уларни трубопроводга ишлаш схемаси.

бўлиб (2.19-расм), уларнинг характеристикалари тегишли равишда H_{T1} ва H_{T2} бўлсин (2.20-расм, б). Бунда аввалги ҳолдаги каби сарфларни қўшиб, насослар группасининг характеристикаси H_{1+2} ни ҳамда гидравлика бўлимида келтирилган бўйича трубалар характеристикаларини қўшиб, трубаларнинг умумий характеристикаси H_T ни битта координата системасида қураимиз. Натижада икки бир хил насос бир-биридан узоқ масофада жойлашган ҳолдаги иш характеристикасини оламиз.

Бир неча бир хил характеристикали насослар бирга ишлаганда аввал иккита насоснинг умумий характеристикасини тузиб оламиз. Сўнгра икки насоснинг умумий характеристикасини битта насос характеристикасидек қараб, уни учинчи насос характеристикаси билан қўшамиз. Шундан сўнг уч насос умумий характеристикасини тўртинчи насос характеристикаси билан қўшамиз ва шу тарзда ишни давом эттириб, исталганча насослар группасининг умумий характеристикасини тузамиз. Бу яқунловчи характеристика билан трубалар системаси характеристикалари кесишувидан системанинг умумий сарфи ва босимини топамиз. Ик-

ки хил характеристикали икки насоснинг параллел ишлашини кўришда эса аввало ҳар бир насоснинг айрим-айрим характеристикаларини тузамиз. Бу ҳолда иккинчи насоснинг сарфи ортиб бориб, унинг камайиб бораётган босими биринчи насоснинг босимига тенглашгунча, биринчи насос „буғилиб“, сарфи нолга тенг бўлади. Босимнинг бундан кейинги пасайишидан бошлаб, биринчи насос ҳам суюқлик торта бошлайди (2.20-расм, в). Шунинг учун умумий характеристикани олишда иккинчи насос ишлай бошлагандан бошлаб, сарфлар қўшилгани билан умумий сарф бу икки насоснинг айрим ишлаганидаги сарфларнинг йиғиндисидан кичик бўлади:

$$Q_{1+2} < Q_1 + Q_2.$$

Лекин бирга ишлагандаги сарфлар йиғиндисига тенг:

$$Q_{1+2} = Q_1 + Q_2.$$

Биз қўрилган схемада икки хил характеристикали насослар яқин масофада бўлган ҳолни кўрдик. Улар ўзаро узоқ жойлашган бўлса, оптимал сарфни топишдан олдин трубалар характеристикаларини қўшиб оламиз. Амалда гидросистемаларда параллел ва кетма-кег уланган насослар турли комбинацияда учрашлари мумкин. Бундай мураккаб системаларнинг ишлашини текшириш унча қийинчилик туғдирмаса ҳам жуда кўп вақт ва диққат талаб қилувчи график ҳамда ҳисоблаш ишлари зарур бўлади. Айниқса насосларнинг сўриш баландлиги турлича бўлса, иш мураккаб-лашади.

2.20-§. Куракли насосларда кавитация. Чегаравий сўрилиш баландлиги

Юқорида биз куракли насосларда энергиянинг сарф бўлиши ҳақида тўхталганимизда насос иш ғилдиракларининг каналларида кавитация вужудга келиши ҳақида гапирган эдик. Бунда каналнинг боғиқ томонида босим орғиб, қавариқ томонида камайиши ҳисобига уюрмали ҳаракат вужудга келади (2.7-расм). Шундай қилиб, иш ғилдирагининг баъзи қисмларида, асосан кириш қисмида, абсолют босим суюқликнинг тўйинган буғлари босимидан камайиб кетиши мумкин. Натижада суюқлик оқимида пуфакчалар пайдо бўлиб, улар иш ғилдирагидан чиқишга яқинлашган сари, босим ортгани сабабли, яна эриб кетади. Натижада пуфакчалар эгаллаган бўшлиқ бирдан ёпилишидан кичик гидравлик зарба ҳосил бўлади. Битта пуфакчанинг ёпилишидан ҳосил бўлган зарба кичик бўлса ҳам, бундай пуфакчалар сони жуда кўп бўлгани учун иш ғилдираги ва насос корпусига катта зарар келтиради. Кавитациянинг асосий зарарларидан бири — унинг кучайиб кетиши натижасида насоснинг мослашган ишлаш тартиби бузилишидир. Бунда сўрилиш томонидаги вакуумни, чиқишдаги босимни, сарф бўлаётган қувватни кўрсатувчи асбобларнинг стрелкаси кўрсатишини „йўқотиб“, бетартиб ҳаракат қила бош-

лайди ва насос суоқликни деярли тортмай қўяди. Ташқаридан кавитация ҳодисаси ўзига хос шовқин пайдо бўлиши, насоснинг ва унга туташган трубаларнинг тебраниши билан характерланади. Иккинчи хил зарар — кавитация кучайган жойларда металлнинг емирилишидир. Кўп босқичли насосларда кавитация ҳодисаси асосан биринчи босқичда бўлади. Текширишлар кавитация ҳодисасига асосий сабаб механик эффектлар эканлигини, Галлернинг текширишлари зарба частотаси 2500 Гц га, зарба кучи 300 атм ($29,4 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$) га тенг эканлигини кўрсатди (Галлер қўллаган датчикнинг қабул қилувчи қисмининг юзаси 1,5 мм га тенг бўлган).

Юқорида айтилганлар кўрсатадики, кавитация ҳодисасининг пайдо бўлишига насоснинг кириш қисмида ва иш ғилдирагига киришда босимнинг камайиб кетиши сабабдир.

Кириш қисмида босимнинг камайиши икки сабабга кўра бўлиши мумкин: айланиш сонининг ортиши; сўрилиш баландлигининг ортиши.

Биринчи ҳолда айланиш сонининг ортиши марказдан қочма кучнинг ортишига сабаб бўлгани учун иш ғилдираги ўқида (демак, иш ғилдираги каналига киришда) босимнинг камайиб кетишига олиб келади.

Иккинчи ҳолда сўрилиш баландлигининг ортиши насосга киришда босимнинг камайиши орқали таъсир қилиб, сўрилиш баландлиги маълум чегарадан ўтганда сўрилишнинг тўхташига олиб келади. Ана шу чегара қиймат чегаравий сўрилиш баландлиги дейилади. Чегаравий сўриш баландлигини аниқлаш учун 2.12-расмдан фойдаланамиз. Таъминловчи идишдаги сатҳни биринчи кесим, насосга киришдаги сатҳни иккинчи кесим деб, бу икки кесимга Бернулли тенгламасини қўллаемиз. Биринчи кесимда босим p_1 , тезлик v_1 ; иккинчи кесимда босим p_c (сўрилиш босими), тезлик v_c (сўрилиш тезлиги), кесимлар сатҳининг фарқи H_c (сўрилиш баландлиги) деб қуйидаги тенгламани оламиз:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} + H_c + h_{1-2}.$$

Бундан сўрилиш баландлигини топамиз:

$$H_c = \frac{p_1}{\gamma} - \left(\frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2 - v_1^2}{2g} + h_{1-2} \right). \quad (14.4)$$

Албатта, h_{1-2} гидравлик йўқотишларнинг йиғиндисидан иборат:

$$h_c = h_{1-2} = \lambda \frac{l_c}{d_c} \frac{v_c^2}{2g} + \sum_{i=1}^n \xi \frac{v_c^2}{2g}.$$

бу ерда биринчи ҳад ишқаланиш қаршилиги бўлиб, сўриш трубагининг узунлиги l_c ва диаметри d_c га боғлиқ; иккинчи ҳад маҳаллий қаршиликлар йиғиндисидир.

(14.4) тенгламадан кўринадики, таъминловчи идишдаги босимнинг ортиши сўрилиш баландлиги ортиб, сўрилиш босими, сўрилиш тезлиги ва сўриш трубасидаги қаршиликнинг ортиши билан камайди. Агар таъминловчи идишдаги босим атмосфера босимига тенг бўлса, $p_1 = p_a$ тезлик эса нолга тенг, яъни $v_1 = 0$ бўлса (очиқ идиш), сўрилиш босими эса, суюқликнинг тўйинган буғ босимига тенг, яъни $p_c = p_i$ бўлса, у ҳолда (14.4) тенглама қуйидагича ёзилади:

$$H_c \leq \frac{p_a}{\gamma} - \left(\frac{p_i}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} + h_c \right). \quad (14.5)$$

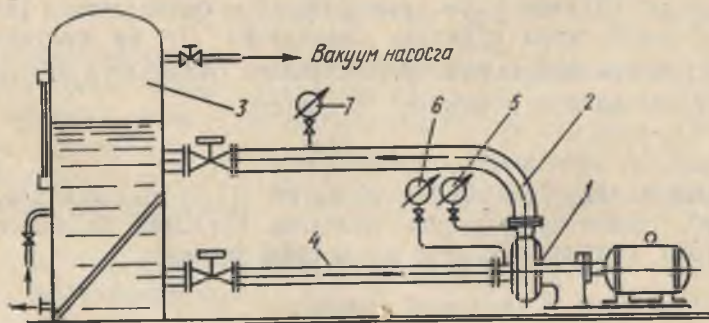
Бунда тенглик белгиси H_c нинг чегаравий сўрилиш баландлигига тенг бўлган ҳолини кўрсатади. Чегаравий сўрилиш баландлиги сўрилиш тезлиги v_c сўриш трубасининг қаршилиги h_c ва тўйинган буғ босими p_i ни ҳисобга олмаган ҳолда ҳам, денгиз сатҳида (20°C температурада) 10 м дан ошмайди. Амалий текширишда чегаравий сўрилиш баландлиги $6 \div 8$ м, сўрилиш тезлиги эса $v_c = 1 \div 1,5$ м/с бўлади.

2.21-§. Кавитация характеристикаси

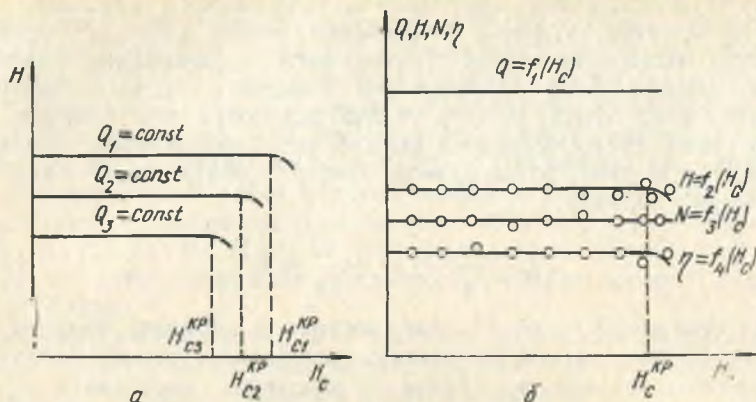
Сарф, босим, қувват ва фойдали иш коэффициентларининг сўрилиш баландлигига боғлиқлик функцияларининг графиги насоснинг кавитация характеристикалари деб аталади:

$$Q = f_1(H_c); H = f_2(H_c); N = f_3(H_c) \text{ ва } \eta = f_4(H_c).$$

Бу графиклар тажриба асосида тузилади. Бунинг учун сўрилиш босимини камайтириб бориб ёки сўрилиш баландлигини ошириб бориб, тегишли ҳарж, сарф, босим, қувват, ФИК ларни ўлчанади ва улар ёрдамида график тузилади. Бунинг учун 2.21-расмдаги схемада тасвирланган қурилма ёрдамида насос синалади. Бу қурилмада махсус кавитацион бак 3 ўрнатилган бўлиб, унда вакуум насос ёрдамида турли сийракланиш ҳосил қилиш мумкин.



2.21- расм. Сўрилиш трубасида кавитация ҳолисани текшириш учун қурилма схемаси.



2.22- расм. Сўрилиш трубасида кавитация ҳодисасига доир графиклар.

Схемада тасвирланган вентиллар ёрдамида сўриш трубаси 4 ва ҳайдаш трубаси 2 да насос 1 ёрдамида ўзгармас $Q = \text{const}$ сарф оқими вужудга келтирилади ва шу сарф ўтказилаётган синаш давомида ўзгармас бўлиб қолади. Сарф ўзгармас бўлишини ҳайдаш трубасига ўрнатилган манометр 7 кўрсаткичи ўзгармаслигидан билинади. Насоснинг сўриш босими H_c ни вакуумметр 5 ва ҳайдаш босими H_x ни манометр 6 ёрдамида аниқланади. Кавитация баки 3 да секин-аста вакуумни ошириб бориш йўли билан H_c ни ўзгартириб борилади. H_c нинг бирор қийматида H , N ва η ларнинг кескин камайиб кетиши кузатилади.

H_c нинг бу нуқтага тегишли қиймати (2.22- расм) чегаравий сўрилиш баландлиги дейилади ва H_c^{kp} билан белгиланади. Сарф. ни ўзгартириб бориш йўли билан ортиб борувчи сарф учун $H = f_2(H_c)$ графикларини чизиш мумкин. Сарф қанча катта бўлса, сўриш трубасида шунча кўп қаршилик бўлади ва кавитация ўзилиши H_c нинг кичик қийматлари томонига сурилади (2.22- расм, а). Кавитация H_c нинг H_c^{kp} дан кичикроқ қийматларидан бошланади. Шунинг учун критик сўрилиш баландлигига 15—20% запас киритиб, жоиз сўрилиш баландлиги H_c^* ни белгиланади. Агар сўрилиш баландлиги жоиз сўрилиш баландлиги H_c^* дан кичик бўлса, насосда кавитация бўлмайди:

$$H_c \leq H_c^*.$$

Сўрилиш баландлиги учун чиқарилган (14.5) формуладан фойдаланиб, синаш йўли билан топилган сўрилиш баландлигидан геометрик сўрилиш баландлигига ўтиш мумкин.

2.22- §. Кавитация запаси

Кўпинча, кавитация кўрсаткичи сифатида кавитация запаси деб аталувчи қат таликдан фойдаланилади. Сўрилиш трубасидаги

босим билан тўйинган буғ босимига тегишли босим $\left(\frac{p_t}{\gamma}\right)$ нинг ай-ирмаси кавитация запаси дейилади ва ΔH билан белгиланади:

$$\Delta H = \left(\frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g}\right) - \frac{p_t}{\gamma}. \quad (14.6)$$

Насосни бир хил сарф ва айланиш сонларида синаб, ўзгарувчан кавитация запасида (буни беркиткич ёрдамида сўрилиш қарши-лигини ўзгартириш йўли билан бажариш мумкин) насос параметрларининг 2.22-расмдаги каби ΔH га боғлиқ графикларини тузиш мумкин. Бу графиклар ёрдамида чегаравий кавитация за-паси $\Delta H_{кр}$ топилади. $\Delta H_{кр}$ га 1,1 ÷ 1,3 запас коэффициент кири-тиб, жоиз кавитация запаси ΔH_p нинг қийматини аниқлаймиз. Бунда насосда кавитация бўлмаслик шarti деб қўйидаги тенг-сизлик олинади:

$$\Delta H \geq \Delta H_p \quad (14.7)$$

Насосда кавитация бўлмаслиги учун мавжуд кавитация запаси жоиз запасдан кичик бўлмаслиги керак.

Таъминловчи идиш сатҳида $p_1 = p_a$ ва тезлик нолга тенглиги-ни назарга олиб, (14.4) дан ушбу тенгламани оламиз:

$$\frac{p_c}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} - \left(H_c + \frac{v_c^2}{2g} + h_c\right).$$

Бу тенгликни (14.6) га қўллаб қўйидагини оламиз:

$$\Delta H = \frac{p_a}{\gamma} - H_c - h_c - \frac{p_t}{\gamma}. \quad (14.8)$$

Келтирилган (14.7) тенгсизликдан фойдаланиб, (14.8) дан ушбу-ни оламиз:

$$\frac{p_a}{\gamma} - H_c - h_c - \frac{p_t}{\gamma} \geq \Delta H_p,$$

бундан

$$H_c \leq \frac{p_a}{\gamma} - \Delta H_p - h_c - \frac{p_t}{\gamma}. \quad (14.9)$$

Бу формула атмосфера босими, температура, сўрилайётган суюқ-лик хоссаларини ҳисобга олади ва сўрилиш баландлиги билан жоиз кавитация запаси орасидаги муносабатни кўрсатади. Жоиз кавитация запаси ΔH_p ёки жоиз сўрилиш баландлиги H_c^p сувнинг температураси ва p_a га боғлиқ эмас, (14.9) формулага эса сўри-лиш тезлиги v_c кирмайди.

2.23-§. С. С. Рудней формуласи ва унинг қўлланилиши

Ўхшашлик қонунларидан фойдаланиб, насоснинг кавитаци-я параметрларига айланиш сонининг ўзгариши қандай таъсир қи-лишини текшириш мумкин. Атмосфера босими учун $\frac{p_a}{\gamma} = 10,3$ м

ва совуқ сув учун $\frac{Pt}{\gamma} \approx 0,3$ ($t < 35^\circ\text{C}$) эканлигини назарда тутиб, критик сўрилиш баландлиги учун ушбу тенгликни олиш мумкин:

$$H_c^{кр} = 10 - \frac{v_c^2}{2g} - h_c$$

Ўхшашлик муносабатларидан фойдалансак, икки айланиш сонларида чегаравий сўрилиш баландлиги учун қуйидаги тенгликни оламиз:

$$\frac{10 - H_{c1}^{кр}}{10 - H_{c2}^{кр}} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2.$$

Бундан

$$H_{c2}^{кр} = 10 - (10 - H_{c1}^{кр}) \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2. \quad (14.10)$$

Шунингдек, жоиз сўрилиш баландлиги учун:

$$H_{c2}^p = 10 - (10 - H_{c2}^p) \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2, \quad (14.11)$$

чегаравий ва рухсатланган кавитация запаслари учун эса

$$\frac{\Delta H_{кр1}}{\Delta H_{кр2}} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2, \quad (14.12)$$

$$\frac{\Delta H_{p1}}{\Delta H_{p2}} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2. \quad (14.13)$$

Бундан кўринадики, кавитация кўрсаткичлари жоиз сўрилиш баландлиги ΔH_c^p ва кавитация запаси ΔH_p насосларда ўхшаш тартиб бўлганда ҳам ўзгаради. Бу эса айтилган кўрсаткичларнинг камчилиги ҳисобланади.

Кавитация кўрсаткичларини ўхшаш тартибларга қўллашда тезюрарлик коэффициенти n_s дан фойдаланиш мумкин. (14.12) ва (14.2) формулалардан кўринадики

$$\frac{\Delta H_{кр1}}{\Delta H_{кр2}} = \frac{H_1}{H_2},$$

бундан ихтиёрий $\Delta H_{кр}$ учун қуйидаги формулани ёзиш мумкин:

$$\Delta H_{кр} = kH,$$

бу ерда k ўхшаш тартиблар учун ўзгармасдир. Бу формуладан фойдаланиб (13.18) да H ни $\Delta H_{кр}$ билан алмаштирсак, ўхшаш тартиблар учун ўзгармайдиган коэффициент келтириб чиқариш мумкин. Қулайлик учун махражга $\frac{\Delta H_{кр}}{10}$ киритилади. У ҳолда ушбу

коэффициент келиб чиқади:

$$c = \frac{n \sqrt{Q}}{\left(\frac{\Delta H_{\text{кр}}}{10}\right)^{3/4}} \quad (14.14)$$

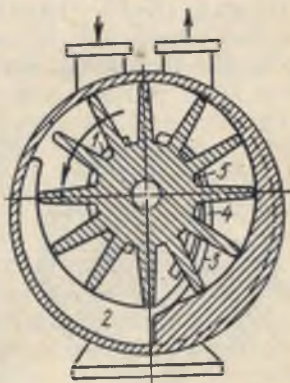
Бу коэффициент тезюрарлик кавитация коэффициенти деб аталади. Коэффициент c проф. С. С. Рудней томонидан таклиф қилинган бўлиб бир қанча қулайликларга эга. Биринчидан у ўхшаш тартиблар учун бир хил. Иккинчидан куракли насослар учун бу коэффициент кам ўзгаради. Насослар оптималга яқин тартибда ишлаганда (агар кавитацион кўрсаткичи яхши бўлса) $c = 900 \div 1100$ га тенг. Жуда юқори кавитация сифатига эга бўлган насослар учун $c = 1300 \div 1500$ га етади. Бундан кўринадики, тезюрарлик кавитация кўрсаткичи фақат $\Delta H_{\text{кр}}$ ни топишга ёрдам берибгина қолмай, балки насоснинг кавитация сифатини баҳолашга ҳам ёрдам беради.

XV боб. УЮРМАЛИ ВА ОҚИМЧАЛИ НАСОСЛАР

2.24-§. Уюрмали насосларнинг схемаси, ишлаш принципи, характеристикаси, қўлланиш соҳалари

Уюрмали насослар ишлаш принципи бўйича марказдан қочма насос ҳисобланади. Уларнинг ўзига хослиги корпус деворида жойлашган концентрик канал мавжудлигидир. Бу насос ён каналлари унинг лойиҳаларида ўзисўрувчи бўлиши учун зарур.

Насоснинг ишлаш принципи 2.23-расмдаги схема ёрдамида тушуниш мумкин. Бу насос корпусга нисбатан эксцентрик жойлашган қанотли иш ғилдирагига эга. Суюқлик сўриш тирқиши 1 орқали иш камерасига киради ва сўнгра у ғилдирак томонидан бўшлиқ 2 га суриб юборилади. Ундан сўнг айланма канал 3 дан ўтиб, тирқиш 4 орқали ҳайдаш тирқиши 5 га келади. Айланма канал тирқиш 4 орқали насос корпусининг ички бўшлиғи билан туташган бўлади. Тирқиш 1 орқали кириб, бўшлиқ 2 га сурилган суюқлик канал 3 да ҳаракат давомида тезлиги пасайиб боради, яъни босими ортади. Албатта, иш ғилдираги қанотлари суюқликни бўшлиқ 2 га сўришида марказдан қочма куч муҳим роль ўйнайди. Шу хусусияти билан бу насос марказдан қочма насослар турига киради. Лекин иш ғилдираги 4 орқали келтирилган суюқликни тирқиш 5 га сиқиб кiritиш насос қанотлари орқали илаштирилиб кетилаётган суюқликнинг сиқувчи таъсири билан боғлангандир. Бу насоснинг яна

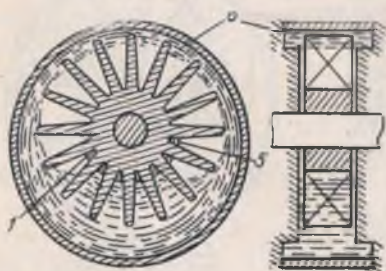


2.23-расм. Уюрмали насосларнинг ишлаш принципи тушуниришга доир схема.

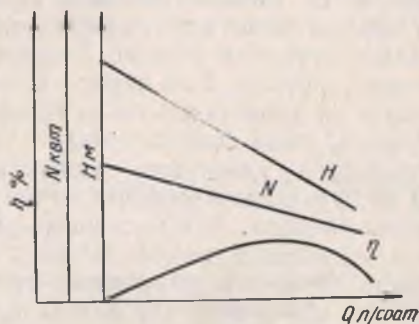
бир хусусияти шундаки, битта иш гилдирагида ҳам кўп маротабаги ҳайдаш амалга оширилади. Бу жараён қуйидагича бўлади. Сўриш йўли орқали иш гилдирагига тушган суюқлик марказдан қочма насосдагидек гилдиракка марказдан кириб, кураклар орасидаги каналдан ташқарига қараб ҳаракат қилади. Бу насос марказдан қочма насослардан суюқликнинг фақат сўриш тирқишининг юзаси бўйичагина кириши билан ҳам фарқланади. Кураклар томонидан ташқарига сурилган суюқлик қуйидаги икки сабабга кўра йўналтирувчи канал бўйича ҳаракатланади: суюқликни ташқарига ҳайдовчи марказдан қочма куч таъсири; очиқ куракларнинг илаштирувчи таъсири. Ён каналнинг кесими ўзгариб боргани учун суюқликнинг босими ортиб, у кўп марталаб ва қисман каналдан кураклар орасиги тушади. Натижада суюқлик кураклар томонидан қайта-қайта ҳайдалиши сабабли, энергиясини яна ошириб боради. Бу насосларнинг суюқликни кўп босқичли узатиш принципи шунга асосланган. Куракларнинг суюқликка кўп қайта таъсир қилиши натижасида бундай насослар ҳосил қилган босим ўлчамлари бир хил бўлган марказдан қочма насос иш гилдирагининг бир хил айланиш сонидан ҳосил қилган босимидан юқори бўлади. Уюрмавий насосларда камера ташқарисида иш гилдираги қанотларининг айланиши сабабли сув ҳалқаси ҳосил бўлади. Қанотларининг валга туташган жойида сўриш соҳаси вужудга келади. Атрофга тўпланган суюқлик эса ён канал б нинг (2.24-расм) эни кенгроқ бўлгани учун уюрма ҳосил қилади. Ҳаво массаси кичик бўлгани учун сув ҳалқаси томонга сурилмай ўртада тўпланади, сўнгра ҳайдаш тешиги б га ўтиб, ундан ҳайдаш трубасига киради ёки атмосферага чиқариб юборилади.

Кўп гилдиракли насослар да тирқиш б бир гилдиракдан иккинчисига ўтиш учун канал вазифасини бажаради.

Энг кўп тарқалган уюрмали насос 2НБС маркали насосдир. Ёнувчи ва мойловчи моддалар учун қўлланадиган насослар ҳам мавжуд. (Б-75, ПД-10, АД, НКБ, БМП-80 ва ҳ.) бўлиб, улар қуйиб турувчи ёрдамчи насослар билан таъминланган бўлади. Уюрмали насослар сарф кўп бўлмаган, лекин юқори босим зарур



2.24-расм. Уюрмали насосларда уюрманинг ҳосил қилиниши ва ундан фойдаланишни тушунтиришга доир схема.



2.25-расм. Уюрмали насосларнинг тахминий иш характеристикалари.

бўлган системаларда қўлланилади. Бу насослар ўзи билан бир хил ўлчамли маркадан қочма насосларга нисбатан 3 — 3,5 баравар катта босим ҳосил қилади. Уларнинг асосий камчилиги фойдали иш коэффициентлари камлигидир (одатда 0,45 дан ошмайди).

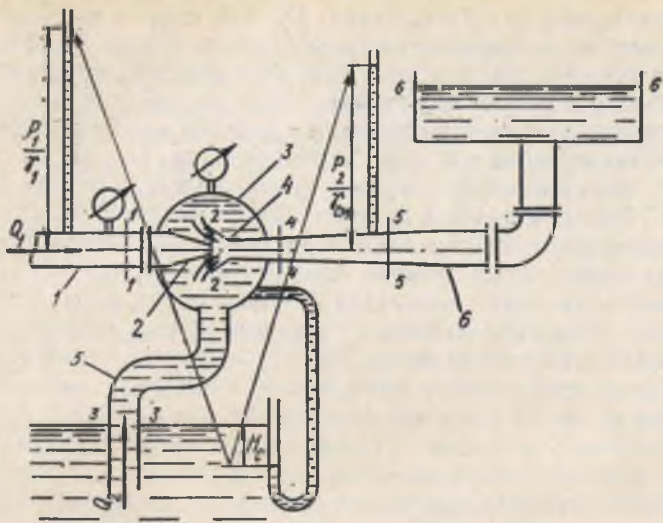
Ён каналли уюрмали насослар, маркадан қочма насослар каби, ишлаб чиқаришда иш характеристикалари ёрдамида танлаб олинади. Уларнинг сарфи 12 л/с, ҳосил қилган босими 25 атм ($2451, 66 \text{ кН/м}^2$), истеъмол қуввати 25 кВт га яқин бўлади. 2.25-расмда уюрмали насоснинг характеристикалари келтирилган. Графиклардан кўринадики, уларда асосий параметрларнинг сарфга боғлиқлиги қонуниятлари маркадан қочма насослардан тамомилан фарқланади. Уюрмали насоснинг сўриши ортиб бориши билан унинг босими чизикли камаяди. Насос сарфлаган қувват эса маркадан қочма насослардаги каби ортиб бормайди, аксинча, камайиб боради ва бу камайиш чизикли бўлади. Шунинг учун ҳам насосни ишга туширишни ҳайдаш трубасидаги вентиль очиб қўйилган ҳолатда амалга ошириш тавсия этилади. Фойдали иш коэффициенти графиги маркадан қочма насосларнинг шу графигига кўриниши бўйича ўхшаш бўлишига қарамасдан миқдор жиҳатидан анча кам бўлади.

Уюрмали насосларда босимнинг маркадан қочма насослардагидан ($4 \div 10$ марта) юқори бўлиши сабабли улар сақлагич клапанлар билан таъминланган бўлади. Бу насослар учун маркадан қочма насосларнинг ўхшашлик формулалари (13.13), (13.14), (13.15) ўринлидир. Насосни бир айланиш сонидан иккинчи айланиш сонига ҳисоблаб ўтказиш, маркадан қочма насослар каби (14.1), (14.2), (14.3) ва (14.4) формулалар ёрдамида амалга оширилади.

Уюрмали насослар, одатда, қовушоқлиги кам бўлган суюқликларни сўриш учун қўлланилади.

2.25-§. Оқимчали насосларнинг схемаси, ишлаш принципи ва ишлатилиш соҳалари

Оқимчали насосларнинг ишлаш принципи суюқликни сўриш ва тортиш учун ёрдамчи суюқлик оқимчасининг энергиясидан фойдаланишга асосланган. Бу асбобларда вакуум иш суюқлиги оқимчасининг торайиши ҳисобига ҳосил бўлади. Оқимчали насоснинг ишлаш схемаси 2.26-расмда келтирилган. Труба 1 дан Q_1 сарфли иш суюқлиги p_1 босим билан келсин. Бу суюқлик соплго 2 га кирганида торайиш ҳисобига тезлиги v_1 га ортиб, босими p_2 га камаяди. Суюқлик соплдан чиққанидан кейин ўз инерцияси билан аралаштириш бўлими 3 дан ўтиб, соплго 4 га киради, сўнг-ра секин кенгаювчи диффузор орқали ҳайдаш трубаси 6 га ўтади. Соплго 2 дан чиқиб, p_2 босим билан босими p_2 дан юқори бўлган аралаштириш бўлимидан ўтгани учун 2 ва 4 сопллолар ўртасида иккинчи суюқлик сўрилади. Шундай қилиб, иш суюқлигининг аралаштириш камерасидаги босими билан таъминловчи идиш сатҳидаги босимлар фарқига мос равишда сўриш трубаси-



2.26-расм. Оқимчали насосларнинг схемаси.

дан иккинчи суюқликнинг сарфи Q_2 га тенг бўлган қисми аралаштириш бўлимига кўтарилиб, сўрилган суюқликнинг ўрнини эгаллайди. Натижада ҳайдаш трубасига сарфи Q_1 га тенг иш суюқлиги билан, сарфи Q_2 га тенг сўриладиган суюқликлар аралашмаси киради. Демак, унда сарфи $Q_1 + Q_2$ га тенг бўлган аралашма ҳаракат қилади. Бундан кўринадики, насоснинг фойдали иш коэффициентини қуйидагига тенг:

$$\eta = \frac{\gamma_2 Q_2 H_2}{\gamma_1 Q_1 H_1}$$

Охириги формулада қатнашган H_1 ни 1—1 ва 2—2 кесимларга Бернулли тенгламасини қўллаб топамиз:

$$H_1 = \frac{p_1 - p_2}{\gamma_1} + \frac{v_1^2 - v_0^2}{2g}$$

Сўриладиган суюқлик учун эса H_2 ни 2—2 ва 3—3 кесимларга Бернулли тенгламасини қўллаб топамиз:

$$H_2 = H_c + \frac{v_2^2}{2g} + h_c$$

Оқимчали насосларнинг фойдали иш коэффициентини жуда кичик бўлиб, тахминан $\eta = 0,15 \div 0,30$ га тенг. Насоснинг ўлчамлари қанча кичик бўлса, ФИК ҳам шунча кичик бўлади.

Оқимчали насослар суюқлик ва газларни сўриш ва кўтариш (эжектор ва гидроэлеваторлар) ҳамда қиздириш ва аралаштириш (оқимчали аралаштиргич, қиздиргич ва ҳ.к.) учун қўлланилади. Сувни кўтариш учун қўлланиладиган насослар (бунда иш суюқ-

лиги вазифасини ҳам сув бажаради) сув оқимчали насослар дейилади. Сув оқимчали насослар чуқур қудуқлардан, қурилишда котлованлардан, подваллардан сувни тортиш ва насос станцияларида насосларни ишга тушириш олдидан улардан ҳавони сўриб олиш учун фойдаланилади. Нефть саноатида оқимчали насослар асосан аралаштиргичлар сифатида кенг қўлланилади.

Сарфи $150 \div 1200$ л/с, кўтариш баландлиги $6 \div 12$ м бўлган сув струяли насосларнинг катта қурилишларда пульпани кўтариш ва транспорт қилиш учун қўлланилган ҳоллари маълум.

II бўлим. ҲАЖМИЙ НАСОСЛАР

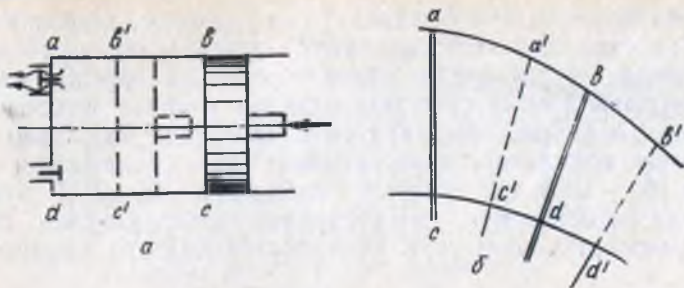
XVI боб. ҲАЖМИЙ НАСОСЛАР ТЎҒРИСИДА УМУМИЙ ТУШУНЧАЛАР

2.26-§. Ҳажмий насослар ва уларнинг ишлаш принципи

Ҳажмий насослар суюқлиқнинг маълум бир ҳажмини ажратиб олиб, унга куч таъсир қилиш йўли билан ҳаракатга келтиради. Ажратиб олинган ҳажм у жуда кичик бўлишига қарамай, бу жараён вақт бирлигида жуда кўп марта такрорлагани учун, бундай насослар бизни керакли миқдордаги суюқлик билан таъминлай олади.

Энергия нуқтаи назаридан қараганда, ҳажмий насослар ажратиб олинган ҳажмдаги суюқлиқнинг потенциал энергиясини ошириб беради. Бу потенциал энергиядан иккинчи хил усулда фойдаланиш мумкин: суюқлиқни юқорида кўтариш ёки трубада оқишиш; фойдали иш бажариш ёки иккинчи бир механизмни ҳаракатга келтириш. Биринчи ҳолда суюқлиқка энергия бераётган механизм насос сифатида ишласа, иккинчи ҳолда гидроузатма сифатида ишлайди. Суюқлиқка потенциал энергия бериш уни насоснинг ҳаракатланувчи қисмларининг таъсирида сиқиш йўли билан амалга оширилади. Бу жараён ажратиб олинган ва бирор бўлимни тўлатган суюқлиқка катта босим бериш йўли билан ёки ажратиб олинган суюқлиқни катта куч ёрдамида, ўзгариб боровчи соҳанинг ичида каттароқ ҳажмли қисмдан кичикроқ ҳажмли қисмига силжитиш йўли билан амалга оширилади.

Биринчи усулга суюқлиқни поршенли ва плунжерли насосларда сиқиш мисол бўлади. Бунда иш бўлмасига сўриш клапани ёрдамида сўриб олинган суюқлик ҳажмига сиқиш вақтида плунжер ёки поршеннинг босими натижасида потенциал энергияси ошиб бориб, босим маълум чегарага етгандан кейин ҳайдаш клапани очилади ва ундан суюқлик катта тезлик билан отилиб чиқади. Бу жараёндаги суюқлик ҳажмининг камайиши 2.27-расмда $abcd$ вазиятдан $ab'c'd$ вазиятга ўтиши ва ҳайдаш клапанидан суюқлиқнинг чиқабошлаши кўринишида тасвирланган. Амалда, суюқлиқлар кам сиқилувчан бўлганлиги учун, суюқлик-



2.27-расм. Ҳажмий насосларнинг ишлаш принципи.

нинг сиқилиши шаклда кўрсатилганидек катта бўлмайди. Иккинчи усулда суюқлик айланма ҳаракат қилаётган икки пластинка (пластинкали насослар) ёки бошқа турдаги икки тўсиқ (шестерняли, винтли, насослар) орасида ҳаракат қилади. Бунда ҳажмнинг камайиши 2.27-расм, б да $abcd$ вазиятдан $a'b'c'd'$ вазиятга ўтиши билан тасвирланган. Кўрилаётган усулда суюқлик энергиясининг ортиши ҳажм ўзгармасдан, суюқликни чегараловчи тўсиқларнинг жуда катта тезлик билан ҳаракатланиши билан ҳам амалга оширилиши мумкин (шестерняли, винтли насослар).

2.27- §. Ҳажмий насосларнинг умумий хоссалари ва уларнинг классификацияси

Ҳажмий насосларнинг сарфлари катта бўлмайди, лекин улар ёрдамида юқори босим олиш мумкин. Шунинг учун уларни камроқ суюқлик тортиладиган, бироқ юқори босим керак бўладиган шароитларда жуда кўп қўлланилади. Ҳажмий насослар суюқликларга сиқувчи кучнинг қайси усулда берилишига қараб икки катта турга бўлинади. Биринчиси иш бўлмаси ҳаракатланмайдиган ва бошқарувчи звеносининг ҳаракати илгарилама-қайтма ҳаракатга айлантириладиган машиналардир. Буларга поршенли ва плунжерли насослар киради ва суюқликка куч поршень ёки плунжернинг ҳаракат йўналишида берилади. Иккинчи тур насосларда сиқувчи бўлма ротор билан бирга айланади ва куч суюқликни чегараловчи тўсиқлар ҳаракати йўналишида берилади. Бундай насослар роторли насослар деб аталади. Ҳажмий насослар 2.28-расмда келтирилган схема бўйича гуруҳланиши мумкин. Поршенли насослар сиқувчи органининг ва иш бўлмасининг тузилишига қараб поршенли ҳамда плунжерли насосларга бўлинади. Бу насослар бир вақтда ишлайдиган иш бўлмалари битта ёки кўп ҳаракатли насосларга бўлинади. Кўп ҳаракатли насосларга икки, уч, тўрт, беш ва олти ҳаракатли насослар киради.

Оддий бир ҳаракатли насосларда иш бўлмаси битта бўлиб бошқаруви звенонинг битта тўла айланишига бир марта сўриш ва бир марта ҳайдаш тўғри келади. Икки ҳаракатли насосда иш бўлмаси иккита бўлади. Бунда бошқарувчи звено (тирсакли вал)



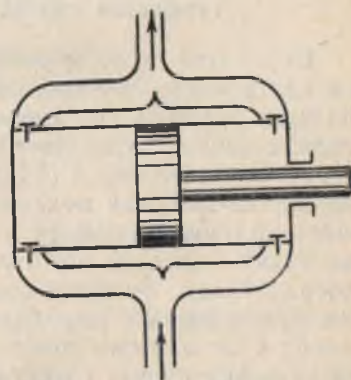
2.28- расм. Ҳажмий насосларни гуруҳлаш схемаси.

нинг битта тўла айланишига икки марта сўриш ва икки марта ҳайдаш тўғри келади. Икки ҳаракатли насосларда бир поршеннинг икки томонида икки бўлма бўлиб (2.29-расм) поршень олдинга юрганда бир камерада ҳайдаш иккинчи камерада сўриш амалга оширилади. Поршень орқага юрганда эса, аксинча биринчи камерада сўриш ва иккинчи камерада ҳайдаш бажарилади. Икки ҳаракатли насослар икки цилиндрда икки поршеннинг ишлаши билан ҳам амалга оширилиши мумкин.

Кўп ҳаракатли насосларда бошқарувчи звенонинг битта тўла айланишига насоснинг ҳаракат сонига тенг миқдорда сўриш ва ҳайдаш тўғри келади (масалан, уч ҳаракатли насосда уч сўриш ва уч ҳайдаш, тўрт ҳаракатли насосда тўрт сўриш ва тўрт ҳайдаш ва ҳ.). Бундай насосларда тирсакли валга ўрнатилган бирнеча поршень ўз цилиндрларида ҳаракатланади ва поршенлар сони нечта бўлса, насос шунча ҳаракатли бўлади.

Поршенли насосларнинг тузилиши ҳар хил бўлиб, у ишлайдиган шароитига қараб танлаб олинади. Масалан, вертикал ҳаракатланувчи поршенли насосларда (қудуқлардан сув тортишда) сўриш клананлари поршеннинг ўзига жойлаштирилган бўлади.

Поршенли насосларнинг бошқарувчи звеноси шароитга қараб кривошип-шатулни ёки муштумчали механизмдан ҳаракатга келтирилиши мумкин. Роторли насослар ҳам сиқилаётган суюқликни чегараловчи тўсиқлар шакли, ҳаракатланишига қараб турли-



2.29- расм. Икки ҳаракатли поршенли насоснинг принципал схемаси.

ча бўлиши мумкин. Масалан, пластинкали насосларда тўсиқлар пластинка шаклида бўлиб, сиртига тик йўналишда айланма ҳаракат қилса, винтли насосларда тўсиқлар винт шаклида бўлиб, айланиш йўналиши сиртга қия бўлади. Аксиал ва радиал поршенли насослар эса айланма корпусда эксцентрик жойлашган валга ўрнатилган ва қия сиртга тиралган айланувчи цилиндрларда ҳаракатланувчи поршенлар ишига асосланган. Роторли насосларнинг тузилиши хилма-хил бўлиб, уларнинг барчасини 2.28-расмда келтирилган гуруҳлаш схемасига жойлаштириш мумкин эмас. Шунинг учун қуйида фақат энг кўп тарқалган насослар устида тўхталиб ўтамиз.

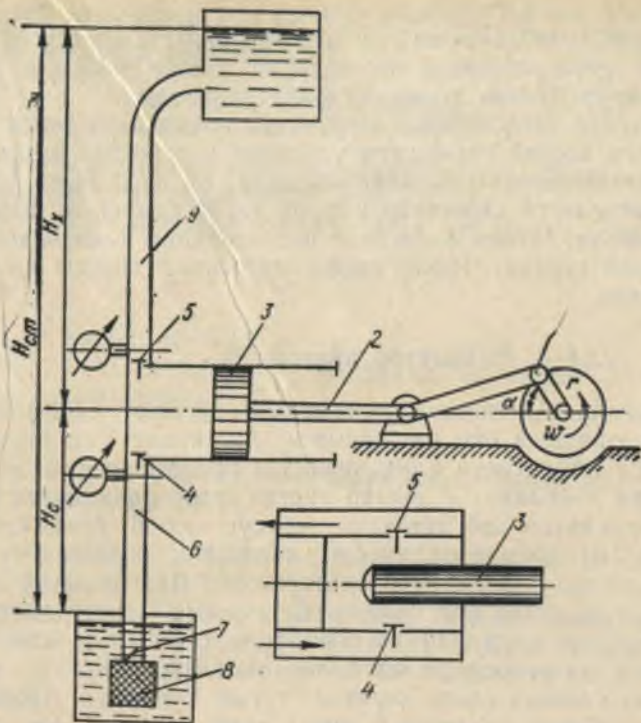
XVII боб. ПОРШЕНЛИ ВА ПЛУНЖЕРЛИ НАСОСЛАР

2.28-§. Поршенли ва плунжерли насосларнинг тузилиши ҳамда ишлатилиш соҳалари

Поршенли насос қурилмасининг энг содда схемаси 2.30-расмда келтирилган. Бу насосларда суюқликнинг сўрилиши ва ҳайдалиши поршень ёки плунжернинг (2.30-расм) цилиндрда илгарилама-қайтма ҳаракатига асосланган. Бунда поршень 3 (2.30-расм) ёки плунжер 3 (2.30-расм, а) таркибида шток 2 бўлган кривошип-шатунли механизм 1 ёрдамида ҳаракат қилади. Поршень (плунжер)цилиндр ичида қайтма (орқага) ҳаракат қилганида унинг олдидаги иш бўлмасининг ҳажми ортиб, сийракланиш ҳосил бўлади. Бу сийракланиш маълум бир чегарага етганида иш бўлмасидаги босим билан тиргак клапан 7 остидаги храповикда бўлган босим орасидаги фарқ сўриш клапани 4 ни очади ва суюқлик сўриш трубаси 6 орқали иш бўлмасига киради. Сўриш жараёни поршень (плунжер) ўзининг энг чекка сўриш чегарасига етгунча давом этади. Бунда сўриш трубасидаги сийракланиш сўриш клапани олдига жойлаштирилган вакуумметр ёрдамида ўлчанади. Таъминловчи идишдаги суюқлик сатҳидан насос цилиндрининг энг юқори сатҳигача бўлган баландлик сўриш баландлиги (H_c) дейилади. Сўриш баландлиги чегаравий сўриш баландлиги $H_{кр}$ дан катта бўлмаслиги керак.

Поршень (плунжер) илгарилама (олдинга) ҳаракат қилганда эса иш бўлмасидаги босим ортиб, сўриш клапани ёпилади. Бўлмадаги босим ортишида давом этиб ҳайдашга етарли босим p_x га етганида ҳайдаш клапани очилиб, суюқлик ҳайдаш трубаси 9 га ўта бошлайди. Суюқликни ҳайдаш поршень энг чекка ҳайдаш чегарасига етгунча давом этади.

Насосни ишга туширганимизда у аввал сўриш трубасидаги ҳавони тортади ва суюқлик сўриш трубасига кўтарилади. Насос бироз вақт ишлагандан сўнг сўриш трубаси ва цилиндрдаги ҳаво ҳайдаб чиқарилиб, суюқлик цилиндрни тўлдиради. Шундан сўнг насос мосланган тартибда ишлай бошлайди. Натижада таъ-



2.30- расм. Бир ҳаракатли поршенли (плунжерли) насоснинг ишлаш схемаси.

минловчи идишдаги суюқлик қабул қилувчи идишга ўтабошлайди.

Цилиндрдаги юқори сатҳ билан суюқлик кўтарилган энг юқори сатҳларнинг фарқи ҳайдаш баландлиги (H_x) дейилади.

Сўриш баландлиги билан ҳайдаш баландлигининг йиғиндиси $H_{ст} = H_c + H_x$ насоснинг тортиш баландлиги ёки тўлиқ статик босимдан иборатдир.

Юқорида айтганимиздек поршенли насослар юқори босим керак бўлгандагина ишлатилади. Амалда, кўп ҳолларда, поршенли насослар марказдан қочма насосларни сиқиб чақаради. Ҳажмий гидроузатмалар таркибида ишлаётган насослар асосан поршенли насослар турига киради. Бу айtilганлардан ташқари поршенли насосларнинг яна бир устунлиги фойдали иш коэффициентининг юқорилигидир.

Поршенли насосларнинг марказдан қочма насослардан яна бир фарқи шундаки, унинг сўришини ҳайдаш трубасига ўрнатилган беркиткич ёрдамида ўзгартириб бўлмайди. Лекин ҳайдаш трубасининг кесими кичрайиб бориши билан тезлик ортиб боради ва беркиткич олдида босим ортиб боради. Агар беркиткич бутунлай бекитиб қўйилса, босим жуда катталашиб кетиши на-

тижасида ё насос бузилади, ёки труба ёрилади, ё бўлмаса зуриқишнинг ортиб кетиши, натижасида двигатель тўхтаб қолади. Шунинг учун поршенли насослардан юқори босимда ўзгармас сўриш зарур бўлган ҳолларда фойдаланилади.

Поршенли насосларнинг марказдан қочма насосларга таққослангандаги асосий камчилиги уларнинг катталиги, қимматга тушиши, ишлатишнинг мураккаблигидир. Бу насосларга марказдан қочма насосларга қараганда кўпроқ қараб туриш ва диққат талаб қилинади. Чунки поршенли насосларнинг клапанлари тез-тез ифлосланаб туради. Ифлосланиш насоснинг бошқа қисмларида ҳам бўлади.

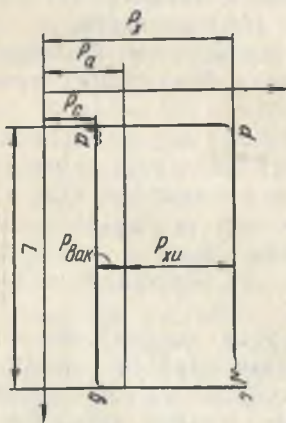
2.29-§. Индикатор диаграмма

Поршенли насоснинг цилиндридаги абсолют босимнинг поршеннинг юришига ёки иш бўлмаси ҳажмининг ўзгаришига боғлиқлигини кўрсатувчи ёпиқ чизиқдан иборат график индикатор диаграмма дейилади. У ишлаб турган насос цилиндрига ўрнатилган ва индикатор деб аталувчи махсус асбоб ёрдамида чизиб олинади. 2.31-расмда оддий бир ҳаракатли поршеннинг тахминий индикатор диаграммаси келтирилган. Диаграммада ab чизиғи сўриш ҳолатига мос келади. Бу ҳолатда цилиндрдаги босим сўриш босими p_c га тенг ва атмосфера босимидан кичик бўлади. Сўриш ва атмосфера босимларининг фарқи $p_a - p_c$ таъсирида сўриш клапани очиқ ҳолатда тутиб турилади. Поршеннинг энг чекка сўриш ҳолатига b нуқта тўғри келади. Бу ҳолатдан бошлаб, поршень олдинга қараб юрабошлайди. Бунда босим ортабошлайди, сўриш клапани ёпилади. Поршеннинг олдинга юриши давомида (bc чизиқ) босим ортиб бориб, ҳайдаш босими p_x га тенглашади. Шу вақтдан бошлаб ҳайдаш клапани очилади ва у бутун ҳайдаш жараёни давомида (cd чизиғи) очиқ туради.

Бу вақтда суюқлик p_x босим остида ҳайдаш трубасига киради. Поршеннинг энг чекка ҳайдаш ҳолати d нуқтага тўғри келиб, бунда ҳайдаш жараёни тугайди. Поршень орқага ҳаракат қилабошлаши билан цилиндрдаги босим камайиб, ҳайдаш клапани ёпилади. Босим пасайиб бориб (dc чизиғи) p_c га етганидан сўнг яна сўриш клапани очилиб, сўриш жараёни бошланади. Клапанлар очилишининг бошида (a ва c нуқталар) сўриш инерция кучи таъсирида ўзгариб туради.

Индикатор диаграммасидаги ёпиқ $abcd$ чизиқ билан чегараланган юза поршеннинг бир марта бориб-келишида бажарган иши A_i ни ифодалайди:

$$A_i \approx (p_x - p_c) L = p'_{xu} L.$$



2.31-расм. Поршенли насос индикатор диаграммасининг тахминий схемаси.

Поршеннинг суюқликка берган қуввати индикатор қувват дейилади ва қуйидагича аниқланади:

$$N_u = \frac{p_{xu}SLn}{60}, \text{ кГм/с} \quad (17.1)$$

бу ерда S — поршеннинг юзи; L — поршеннинг йўли; p_{xu} — индикатор босими; n — айланишлар сони.

Индикатор қувват фойдали қувват билан қуйидагича боғланган:

$$N_u = \frac{N_{\Phi}}{\eta_u}, \quad (17.2)$$

бу ерда η_u — индикатор ФИК.

Шундай қилиб, индикатор диаграмма насоснинг қувватини аниқлашга ёрдам беради.

2.30- §. Поршенли насосларнинг фойдали иш коэффициенти

Поршенли насосларда ҳам марказдан қочма насослардаги каби, энергиянинг йўқотилиши мавжуд бўлиб, у механик ва гидродинамик қаршиликларни енгишга сарф бўлади. Булардан бири ҳажмий йўқотиш бўлиб, унга назарий сарф билан ҳақиқий сарфнинг тенг эмаслиги сабабдир. Оддий бир ҳаракатли поршеннинг назарий сарфи

$$Q_n = S \cdot L \frac{n}{60}$$

формула билан ҳисобланади.

Ҳақиқатда эса, поршеннинг бир марта бориб келишида тасвирланган ҳажми SL га тенг ҳажмли суюқликнинг ҳаммаси ҳайдаш трубасига тушмайди. Бир қисм суюқлик поршень билан цилиндр девори орасидаги тирқиш орқали ва сальникдаги тигизлагичнинг камчилиги сабабли ташқарига сизиб ўтади. Ҳайдаш даври тугаб, сўриш бошланганда ҳайдаш клапанининг ва сўриш даври тугаб, ҳайдаш даври бошланганида сўриш клапанининг бир онда ёпилмаслиги натижасида (ёпилиш даври қисқа бўлса) ҳам жуда оз миқдордаги суюқлик орқага қайтишга улгуради. Натижада ҳақиқий сарф назарий сарфдан кам бўлади. Ҳақиқий сарфнинг назарий сарфга нисбати ҳажмий фойдали иш коэффициенти дейилади ва ҳақиқий сарф Q_x нинг назарий сарф Q_n га нисбати билан аниқланади:

$$\eta_Q = \frac{Q_x}{Q_n}. \quad (17.3)$$

Насоснинг тузилиши ва унинг эскирганлик даражасига қараб $\eta_Q = 0,85, 0,99$ чегарала ўзгаради. Насоснинг суюқликни кўтариш учун сарфлаётган энергияси унинг ҳайдаш трубасида ҳосил қилган босими H_x билан белгиланади. Бу босим сўриш босими $H_c =$

$= \frac{p_c}{\gamma}$ ҳайдаш босими $H_x = \frac{p_x}{\gamma}$, насосдаги ва ҳайдаш трубасидаги гидравлик қаршилиқларни енгилшга сарф бўлган босимлар йиғиндиси $H_n + H_m$ орқали қуйидагича аниқланади:

$$H = \frac{p_x}{\gamma} - \frac{p_c}{\gamma} + H_n + H_m. \quad (17.4)$$

H_n ва H_m лар ишқаланиш ва маҳаллий қаршилиқларни ҳисоблаш формулалари ёрдамида аниқланади.

Насоснинг фойдали босими H га эса трубалардаги гидравлик қаршилиқ кирмайди:

$$H_\phi = H_x - H_c + H_n. \quad (17.5)$$

Вакуумметр ва манометрлар кўрсатуvidан аниқланган индикатор босим

$$H_u = \frac{p_x}{\gamma} - \frac{p_c}{\gamma} \quad (17.6)$$

га тенг. Манометрик босим $H_x = H_u$ деган тушунчани киритамиз. У ҳолда насос ва насос қурилмасидаги йўқотишларни гидравлик ФИК

$$\eta_r = \frac{H_m}{H_n} \quad (17.7)$$

ва қурилманинг ФИК

$$\eta_k = \frac{H_\phi}{H}$$

орқали ифодаланади.

Насоснинг суюқлиқни кўтариш учун сарфлаган фойдали қуввати

$$N_\phi = \gamma Q_\phi H_m$$

ни топсак, у ҳолда индикатор ФИКни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\eta_u = \frac{N_\phi}{N_u}$$

Йўқорида келтирилган (17.2), (17.7) тенгликлардан ва охириги формуладан ушбу муносабат келиб чиқади:

$$\eta_u = \frac{N_\phi}{N_u} = \frac{\gamma Q_\phi H_m}{\gamma Q_H H_u} = \eta_Q \eta_s. \quad (17.8)$$

Индикатор қувватнинг поршенга берилган қувват N_p га нисбати механик ФИК дан иборат.

$$\frac{N_u}{N_p} = \eta_m \quad (17.9)$$

Бундан фойдаланиб насоснинг тўлиқ фойдали иш коэффициенти-ни топиш мумкин:

$$\eta = \frac{N_{\Phi}}{N_p} = \frac{N_{\Phi}}{N_u} \frac{N_u}{N_o} = \eta_u \cdot \eta_m.$$

Бундан кўринадики, насоснинг тўлиқ ФИК и ҳажмий, гидравлик ва механик ФИК ларнинг кўпайтмасига тенг экан:

$$\eta = \eta_Q \eta_z \eta_m. \quad (17.10)$$

Демак, насос олган тўлиқ қувват қуйидаги формулалар билан аниқланади:

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{Q_n H_m \gamma}{102 \eta} \text{ кВт,} \\ N &= \frac{Q_n H_m \gamma}{75 \eta} \text{ о. к.,} \\ N &= \frac{Q_n H_m \gamma}{1000 \eta} \text{ кВт.} \end{aligned} \right\} \quad (17.11)$$

Охирги формулада ҳисоб СИ системасида бажарилиши керак. Насос ишлаб турганида двигателнинг сарфлаган қуввати насос фойдаланган қувват билан қуйидагича боғланган бўлади:

$$N_{\text{дв}} = a \frac{N}{\eta_{\text{иш}}}$$

бу ерда $\eta_{\text{иш}}$ бошқарувчи звенодаги ишқаланиш кучларини белгиловчи ФИК, $a = 1,1 \div 1,2$ — қувватнинг запас коэффициенти; двигатель кўпроқ зўриқиб ишлаган ҳолни ҳисобга олади.

Насоснинг фойдали иш коэффициенти: $\eta_z = 0,9 \div 0,98$ $\eta_m = 0,95 \div 0,98$; $\eta = 0,65 \div 0,9$ чегарада олинади. Бу қийматлар насоснинг турига ва унинг эскирганлик даражасига боғлиқ бўлгани учун, аниқ кўрсатилмайди.

2.31-§. Сўриш графиги ва уни текислаш усуллари

Поршеннинг цилиндрдаги ҳаракати унинг йўли L бўйича бир хил эмас. Кривошип-шатунли механизмнинг айланишига боғлиқ бўлгани учун поршеннинг йўл тенгламаси

$$x = r(1 - \cos \omega t)$$

кўринишида ифодаланади. Поршеннинг бу тенгламадан аниқланган тезлиги ушбу кўринишга эга:

$$v = \frac{dx}{dt} = r\omega \sin \omega t.$$

Шундай қилиб, поршеннинг тезлиги кривошип-шатунли механизмнинг радиуси r , бурчак тезлиги ω га боғлиқ бўлиб, шатуннинг кривошип маҳкамланган нуқтасидаги айлана тезликнинг шток йўналишидаги проекциясига тенг. Агар бу айлана тезлик-

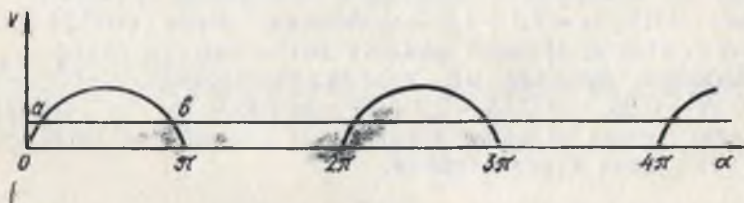
ни $u = r\omega$ деб, айланиш бурчагини $\alpha = \omega t$ деб белгиласак, охири тенгликни ушбу кўринишда ёзамиз (2.32-расм):

$$v = u \sin \alpha.$$

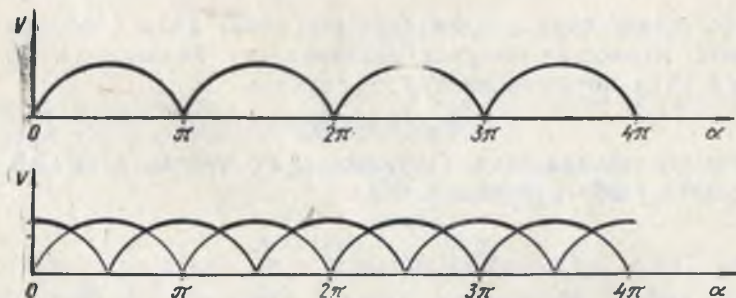
Шунга асосан, вақт бирлигида поршень цилиндрдан ҳайдаб чиқараётган суюқлик миқдори насоснинг сўриши деб аталади ва қуйидагича аниқланади:

$$V = vS = uS |\sin \alpha|. \quad (17.12)$$

Бу формула асосида тузилган график поршеннинг сўриш графиги деб аталади. Келтирилган формуладан кўринадики, $\sin \alpha$ нинг мусбат қийматларида насоснинг сўриши синусоида бўйича ўзгариб бориб, ҳайдаш даврига тўғри келади. $\sin \alpha$ нинг манфий қийматларида нолга тенг бўлиб, сўриш даврига тўғри келади. Оддий бир ҳаракатли насоснинг сўриш графиги 2.32-расмда тасвирланган. Бундан кўришиб турибдики, поршеннинг бориб-келишида ҳайдаш даврига тўғри келган сўриш (сарф) графикда тасвирланган синусоида билан абсцисса ўқи орасидаги юзага тенг бўлиб, сўрилиш даврига тўғри келган сўриш нолга тенг. Сўришнинг бундай нотекислиги, кўп ҳолларда бир текис сўриш зарур бўлганлиги сабабли, ишлаб чиқариш талабига жавоб бермайди. Бундан ташқари, трубадаги нотекис тезлик инерция кучини енгишга анчагина энергиянинг сарф бўлишига сабаб бўлади. Икки ҳаракатли насосларнинг сўриш графиги 2.33-расм, a да келтирилган. Расмдан кўринадики, бундай насосларда сўриш фақат



2.32-расм. Поршеньли насосда сўришнинг нотекислигини кўрсатувчи схема.



2.33-расм. Икки ва уч ҳаракатли поршеньли насосларда сўришнинг текисроқ бўлиши.

ҳайдаш ёки сўриш бошланишидагина нолга тенг бўлади. Абсцисса ўқининг бошқа нуқталарида сўриш ноль бўлмайди. Шундай қилиб, икки ҳаракатли насосларда сўриш бир амалий насосларга нисбатан тўғрироқ бўлади. Уч ҳаракатли насосларда эса сўриш яна ҳам тўғрироқ бўлади (2.33-расм, б). Бу насосларнинг сўриш графигидан кўринадаки, абсцисса ўқининг ҳеч қайси нуқтасида сўриш ноль бўлмайди, бошқача айтганда сўриш тўғри чизик га жуда яқин бўлади.

Поршенли насосларда сўришнинг нотекислигини максимал тезликнинг ўртача тезликка нисбати билан ифодаланади. Бунда ўртача тезлик деб қуйидаги миқдорни назарда тутамиз:

$$v_{\text{ур}} = \frac{\int_0^{2\pi} u |\sin \alpha| d\alpha}{2\pi}$$

Бошқача айтганда, ўртача тезлик поршеннинг тўлиқ бориб келишига тўғри келган оралиқда сўриш графиги билан абсцисса ўқи орасидаги юзанинг шу юзага тенг ва узунлиги 2π бўлган тўғри тўртбурчак баландлигига тенг.

Оддий бир ҳаракатли насослар учун нотекислик

$$\frac{v_{\text{макс}}}{v_{\text{ур}}} = 3,14$$

га тенг, икки ҳаракатли насослар учун эса

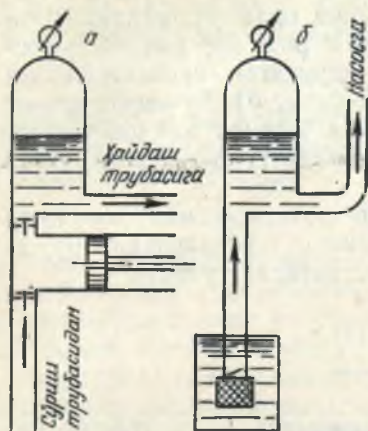
$$\frac{v_{\text{макс}}}{v_{\text{ур}}} = 1,57.$$

Бир ва кўп ҳаракатли насосларнинг нотекислиги қуйидагича бўлади:

Оддий бир ҳаракатли	3,14
икки ҳаракатли	1,57
уч ҳаракатли	1,047
тўрт ҳаракатли	1,11
беш ҳаракатли	1,016
олти ҳаракатли	1,047
етти ҳаракатли	1,008
саккиз ҳаракатли	1,026
тўққиз ҳаракатли	1,005

Бу жадвалдан кўриниб турибдики, насосларнинг ҳаракат тартиби ортиши билан уларнинг сўриши текисланиб борар экан. Демак, ҳаракат тартибини ошириш йўли билан насосларнинг сўришини текислаш мумкин. Бунда ҳаракат тартиби тоқ бўлган насослар учун сўриш графиги текисроқ бўлишини назарда тутиш керак.

Сўриш графигини текислашнинг иккинчи усули ҳаво қалпоқларидан фойдаланишдир. Ҳайдаш трубагининг бошланишига (насосдан чиқишда) ўрнатилган ҳаво қалпоғи сўришнинг нотекислигини камайтириш билан бирга гидравлик зарбани ҳам сусайтиради.



2.34- расм. Ҳаво қалпоғининг ҳайдаш ва сўриш трубасига ўрнатилиш схемаси.

расм, *a* да тасвирланган. Насоснинг ҳайдаш даврида ундан чиқаётган суюқлик тезлигининг ўзгаришига қараб ҳаво қалпоғи остидаги суюқлик сатҳи ҳам ўзгариб туради. Шунинг учун қалпоқ катта бўлса, унинг ичидаги ҳаво босими ва суюқлик сатҳи кам ўзгариб, трубага кираётган суюқликнинг инерция кучлари жуда ҳам камайди. Одатда, ҳаво қалпоғининг 50% ҳажмини ҳаво эгаллаган бўлади. Бу қалпоқ ёрдамида текисланган суюқликнинг тезлиги тахминан $v = u : \pi$ га тенглашиб, вақт бирлигида ҳайдалган суюқлик миқдори $V = uS : \pi$ га тенг бўлади. Буңга тегишли сўриш графиги 2.32- расмда тўғри чизиқ билан тасвирланган.

Насосга киришдаги суюқликнинг инерция кучларини камайтириш учун сўриш трубасига ҳам ҳаво қалпоғи ўрнатилади. Қалпоқнинг ҳажми кичик бўлса, унинг сўришни текислаши яхши бўлмайди, катта бўлса, насос қурилмаси катталашиб кетади. Шунинг учун ҳаво қалпоқларининг ҳажмини ҳисоблашга тўғри келади. Қалпоқ ҳажмини ҳисоблаш учун унинг остидаги ҳавонинг максимум ва минимум ҳажмларини ёки шунинг ўзини кўрсатувчи суюқликнинг максимум ва минимум ҳажмларини ҳисоблаш керак. Минимум ҳажм 2.32- расмда синусоиданинг тўғри чизиқ билан кесишган *a* нуқтасига, максимум ҳажм *b* нуқтасига тўғри келади. Бу ҳажмларнинг фарқи *ab* тўғри чизиқ билан синусоиданинг юқори қисми орасидаги юзага тенг. Бу юзани ҳисоблаш натижасида ушбу тенгликни оламиз:

$$V_{\max} - V_{\min} = 0,55SL.$$

Шунингдек, ҳисоблаш йўли билан қуйидагиларни оламиз:

$$\text{икки ҳаракатли насослар учун } V_{\max} - V_{\min} = 0,21SL;$$

$$\text{уч ҳаракатли насослар учун } V_{\max} - V_{\min} = 0,009SL.$$

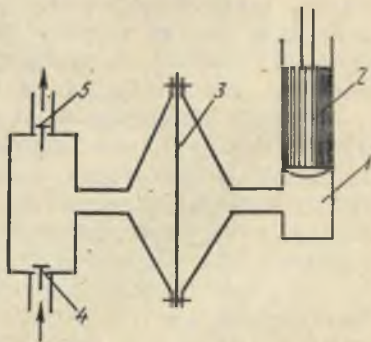
Кўп ҳаракатли насосларда тезлик юқори даражада текислан-

ган бўлишини юқорида айтиб ўтган эдик. Бунда ҳаво қалпоқларнинг зарурати қолмайди. Лекин кўп цилиндрли насосларда бир ёки бир неча цилиндрнинг бирдан ишламай қолиш ҳоллари бўлади. Бу ҳолда сўришнинг текислиги бирдан ўзгаради ва бу ўзгариш жуда катта миқдорларга етиши мумкин. Шунинг учун кўп цилиндрли насосларда ҳам, айниқса ҳайдаш йўлига, ҳаво қалпоғини ўрнатиш мақсадга мувофиқдир.

2.32-§. Диафрагмали насослар

Химиявий актив суюқликларни ва қаттиқ модда заррачалари аралашган суюқликларни сўриш учун поршенли насосларнинг махсус турлари ишлатилади. Бундай насосларнинг энг тарқалган тури диафрагмали ёки мембранали насосдир (2.35-расм). Бу насослар ишлаш принципи бўйича оддий бир ҳаракатли плунжерли насосларга ўхшайди ва суспензиялар ҳамда металл қисмларнинг емирилишига катта таъсир қилувчи актив суюқликларни сўришда ишлатилади. Насоснинг цилиндри 1 ва плунжери сўрилаётган суюқликдан эластик тўсиқ 3 — диафрагма (мембрана) билан ажратилган бўлиб, тўсиқ юмшоқ резина ёки махсус пўлатдан ишланади. Плунжер орқага юрганда диафрагма бўлмасининг ўнг қисмида сийракланиш ҳосил бўлади. Натижада диафрагма ўнг томонга эгилиб, сийракланиш бўлманинг чап томонига, сўнгра насоснинг иш бўлмасига берилади. Бу эса худди поршенли насослардаги каби сўриш клапани очилиб, сўриш жараёни бошланишига сабаб бўлади. Плунжер олдинга юрганда эса диафрагма бўлмасининг ўнг қисмида босим ортиб диафрагма чапга эгилади. Шу йўл билан босимнинг ортиши иш бўлмасига берилиб, сўриш клапани 4 ёпилади, сўнгра ҳайдаш клапани 5 очилиб, суюқликни ҳайдаш бошланади. Бунда плунжер ва цилиндр сўрилаётган суюқликдан ажратилгани учун, химиявий актив моддалар таъсирида бўлмайди ва занглаш, эрозия ҳодисаларидан ҳоли бўлади. Насоснинг сўрилаётган суюқликка тегиб турадиган қисмлари (иш бўлмаси, клапанлар ва ҳ.) кислотага чидамли материаллардан ишланади ёки кислотага чидамли моддалар билан қопланади.

Бу насосларнинг индикатор диаграммаси ва сўриш графиги поршенли насосларникига ўхшаш бўлади. Насосга берилган қувватнинг бир қисми (юқорида айтилган сарфлардан ташқари) диафрагманинг эластиклик кучини енгишга сарф бўлади. Шунинг учун ФИК ҳам камроқ бўлади. Диафрагмани эластиклиги кичик материалдан тайёрлаб, бу йўқотишни камайтириш мумкин.



2.35-расм. Диафрагмали насослар

2.33-§. Роторли насосларнинг таснифи, умумий хоссалари ва қўлланилиши

Ҳажмий роторли насослар — шестерняли, винтли, пластинкали (шиберли) ва поршенли турларга бўлинади. Ҳажмий роторли насослар ўзгарувчан сарфли сарфи бошқариладиган ва ўзгармас сарфли (сарфи бошқарилмайдиган) бўлиш мумкин.

Бу турдаги насосларнинг сарфи иш бўшлиғи катталигига ва роторнинг айланишлар сонига боғлиқ; насос элементларининг пухталиги (чидамлилиги) босим йўлидаги қаршиликка мос бўлиши керак. Агар босим йўлидаги беркиткич тасодифан ёпиқ бўлиб қолса ва насос ҳимоялаш аппаратлари билан таъминланмаган бўлса, бу ҳолда ё насос синади ёки насос двигатели ишдан чиқади.

Роторли насослар ҳар хил бир жинсли суюқликларни узатишда автоном қурилма сифатида, шунингдек, гидроюритмалар таркибида суюқликни ҳаракатлантирувчи ёки суюқликка керакли энергия босим берувчи насос ҳолида ва ҳаракатланаётган суюқлик орқали ўзи ҳаракат олиб энергиясини бошқа машиналарга қурилмаларга узатувчи гидродвигателлар тарзида ишлатилиши мумкин. Роторли насосларнинг ҳажмий ФИК и $0,7 \div 0,95$ атрофида бўлиб, насоснинг ишқаланувчи қисмларининг ейилишига мос равишда ўзгаради. Насос аниқ ишлангани учун механик ФИК юқори $-0,95 \div 0,98$ бўлади.

Цилиндрлари умумий блокка бирлаштирилган кўп цилиндрли насослар — роторли-поршенли насослар дейилади. Поршенни ҳаракатга келтириш усулига қараб айланувчи ва қўзғалмас блокли-роторли — поршенли машиналар мавжуд. Цилиндрлар блок ўқиға нисбатан радиал ёки аксиал жойлашиши мумкин. Агар блокда цилиндрлар радиал жойлашган бўлса — бу насослар радиал-поршенли дейилади. Гидромашина блокида цилиндрлар аксиал жойлашган бўлса — аксиал-поршенли насослар бўлади. Кўпчилик роторли-поршенли машиналарнинг характерли томони шундаки, уларда сўрувчи ва узатувчи клапанлар йўқ. Бу хусусият насослардан айланишлар сонининг юқори қийматларида фойдаланиш имкониятини беради.

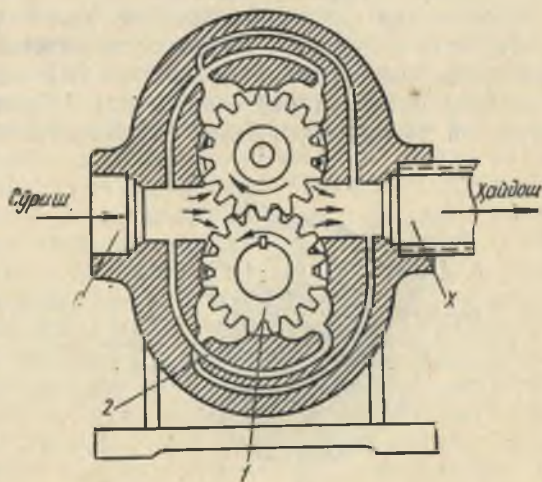
Роторли-поршенли машиналарда кривошип-шатунли механизм йўқ, лекин бу машиналарнинг кинематик асосини кривошип-шатунли механизмларнинг инверсияси ташкил қилади. Бу насослар гидроузатмаларда, металлға ишлов бериш станокларига мой узатишда, ички ёнув двигателларига ёқилғи, сурков мойи, станок кескичларига совитувчи суюқлик узатишда ишлатилади. Роторли гидромашиналар таркибига кирувчи роторли-пластинкали, шестерняли, винтли, роторли-поршенли (радиал ва аксиал жойлашган цилиндрли) насосларнинг конкрет ишлатилиш жойлари туғрисида кейинроқ тўхтаб ўтилади.

2.34-§. Роторли насосларнинг тузилиши ва хоссалари

а) Шестерняли насослар

Шестерняли насосларнинг тузилиши жуда содда. Оддий шестерняли насосларнинг асосий иш деталлари иккита бир хил шестерня 1 дан иборат бўлиб (2.36-расм), улар ўзаро илашган ва корпус 2 ичига жойлаштирилгандир. Етакловчи шестерня ҳаракатни двигателдан олади. Насосда иккита қопқоқ бўлиб, уларда етакловчи ва етакланувчи валиклар подшипник ва сальниклар билан таъминланган. Насос корпусида иккита тешик бўлиб, биттаси (С) сўриш тешиги шестерня тишчалари ўзаро ажралаётган томонда, иккинчиси (Х) — ҳайдаш тешиги тескари томонда (тишчалар бирикаётган томонда) бўлади. Насоснинг ишлаш принципи қуйидагича. Етакловчи вал ўзида ўрнатилган шестерняси билан двигателъ ёрдамида ҳаракатга келтирилади, етакланувчи шестерня эса ундан айланма ҳаракат олади. Шестернялар айланаётганда тишлар сўриш бўшлиғи (С) да бир-биридан узоқлашади. Натижада тишлар орасидаги чуқурчада суюқлик катта тезликда олиб кетилиши сабабли сўриш бушлиғида сийракланиш рўй беради ва сўриш тешигига суюқлик келади. Тишлар орасидаги чуқурчалардаги суюқлик тишлар ўзаро бириккан пайтда ҳайдаш бўшлиғи (Х) га сиқиб чиқарилади, натижада ҳайдаш бўшлиғида босим ортиб, суюқлик тармоққа узатилади. Шестерняли насослар ишлаётганда тишлар орасидаги чуқурчаларда катта босим вужудга келиб, у валик ва насос таянчига берилади. Бу кучларни камайтириш учун тишлар орасидаги тешикчаларда суюқликнинг қолиб кетишига йўл қўймаслик керак. Шу мақсадда юқори босимли насослардаги чуқурчаларда радиал каналлар ариқчалар ясалади. Бу ариқчалардан қолдиқ суюқлик чиқариб юборилади, натижада насос таянчи ва валикларидagi юк камаяди.

Шестерняли насослар ташқи ва ички илашувчи қилиб ясалати. Ташқи илашувчи насослар кўп ишлатилади. Ички илашувчи компакт насослар кичик қурилмаларда ишлатилади. Шестерняли насослар ҳосил қилган босимига қараб паст

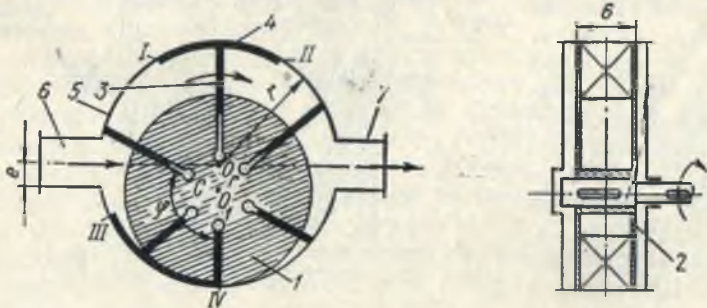


2.36- расм. Шестерняли насослар.

(10 кг/см² гача), ўртача (30 кг/см² гача) ва юқори (100 кг/см²) босимли бўлади. Паст босимли насослар станок ва машиналарнинг мойлаш-совитиш системаларида қўлланилади. Ўртача босимли насослар куч органларига ҳаракатни тез узатиш керак бўладиган станокларнинг гидроузатмаларида (масалан, пармалаш ва жилвирлаш станокларида) ишлатилади. Юқори босимли насослар станокнинг ички органига катта куч узатиш лозим бўлган гидроузатмаларда қўлланади. Шестерняли насос 2, 3, 4 ва ҳатто 5 шестерняли бўлиш мумкин, аммо 3 дан юқори шестерняларни қўллаганда ФИК камайиб кетади. 3 шестерняли насос 2 шестернялига нисбатан катта сарфга эга, лекин ҳажмий ФИК и кичик. Кейинги пайтларда ҳажмий ФИК ни ошириш мақсадида гидравлик компенсаторли шестерняли насослар чиқарила бошлади. Ён четдаги тирқишларни гидравлик компенсациялаш учун втулка кучли ишқаланиш ва едирилиш ҳосил қилмайдиган қилиб шестерняга маҳкам сиқиб қўйилади. Бундан ташқари, ён қистирмалардан фойдаланиб ён чет тирқишларни кичрайтириш усулидан ҳам фойдаланилади. Бу қистирмалар эластик деворли катакчаларга эга бўлиб, шайба ҳолида шестерня билан насос корпуси орасига қўйилади. Насос ишлаётганда девордаги тирқишлардан қистирма катакчалари мойга тўлатилади. Босим остида катакча тўсиқлари деформацияланади ва тирқишлардан мой мос шестерня ёнларига келади.

б) Пластинкали (шиберли) насослар

2.37-расмда оддий роторли-пластинкали насоснинг тузилиши кўрсатилган. Ротор 1 насос корпусида бир-бирига маҳкам сиқилган дисклар 2 орасига жойлаштирилган. Насоснинг цилиндрик корпуси ичида айланувчи барабан бўлиб, унинг ўқи корпус ўқи-га нисбатан e масофага ёки эксцентритетга силжигандир. Ротор радиусига r томон озгина қиялашган ёки радиал жойлаштирилган уячаларда пластинкалар (шиберлар) 3 ўрнатилган. Статорга тақалган ва ротор билан бирга айланадиган пластинкалар статор-



2.37. расм. Пластинкали насослар.

нинг ички цилиндрик юзаси бўйлаб сирпанади ҳамда роторга нисбатан илгариланма қайтма ҳаракатда бўлади. Ротор эксцентрик жойлашгани сабабли ротор билан статор орасидаги бўшлиқнинг ҳажми катталашади. Натижада босим камайиб, мой бўшлиқни тўлатади. Мой статор четида жойлашган ва насоснинг сўриш трубаси 6 билан уланган туйнук 5 орқали киради ва роторнинг айланиш йўналиши бўйлаб пластинкалар ёрдамида силжитилади. Пластинкалар ротор билан статор оралиғидаги энг узок масофали нуқтадан ўтгач пластинкалар орасидаги бўшлиқ ҳажми кичрая боради ва мой қаршидаги туйнукдан 7 орқали ҳайдаш трубасига сиқиб чиқарилади. Пластинкали насослар ўзгармас сарфли ва бошқарилувчи сарфли қилиб ясалади. Бу насосларда сўриш пульсланувчи бўлиб, энг кам сўриш — насос ишга тушган пайтда бошланиб, роторнинг айланиши тезлашуви билан сўриш ошиб боради. Энг катта сўриш статор ва ротор орасидаги масофа максимал узайгандаги пластинкалар ҳолатига мос бўлади. Кейинчалик насоснинг сарфи камайиб бориб, пластинкалар эскирганда минимумга етади. Суюқлик сўришнинг пульсланишини камайтириш мақсадида 4 дан 12 гача пластинка қўйилади. Ҳайдаш ва сўриш бўшлиқлари қўшилиб кетмаслиги учун I—II ва III—IV зичловчи дўнгликлар ясалади. Уларнинг узунлиги биринчи пластинка зичловчи дўнглик чегарасига кирган пайтда иккинчиси шу чегарадан чиқиб кетадиган катталикда бўлиши керак. Берк ҳажмда мойнинг қолиб кетишини йўқотиш учун III—IV дўнглик I—II дан қисқароқ қилинади. Пластинкали насосларда ҳар қайси пластинка бир айланиш даври ичида бир марта сўриш ва ҳайдашда қатнашади, шунинг учун улар бир ҳаракатли роторли пластинкали машиналар дейилади.

Бир ҳаракатли роторли-пластинкали насосларнинг камчилиги подшипникларга тушадиган бир томонлама катта зўриқишнинг мавжудлигидир. Бу камчиликни йўқотиш учун икки ҳаракатли роторли-пластинкали насослар қўлланилади. Уларда ротор ва подшипниклар ортиқча зўриқишсиз ишлайди. Икки ҳаракатли насосларда сўриш 2 марта катта ва ўзгармас миқдорга эга бўлиб, роторнинг буралиш бурчагига боглиқмас. Чунки бир камерадан иккинчисига узатиш шундай бажариладики, исталган дақиқада насоснинг умумий сўриши бир хил бўлади. Роторли-пластинкали икки ҳаракатли насосларда сўриш ва ҳайдаш туйнуқлари орасидаги қисмда йўналтирувчи ротор марказидан қўйиб чизилган айлана бўйлаб, туйнуқлар эгаллаган қисмда эса Архимед спирали бўйлаб профилланган. Роторли насослар нисбатан кичкина сарфда (5 даи 200 л/мин гача) ва юқори босимда (70 ат $7 \cdot 10^6$ Н/м² гача) мой ва бошқа суюқликларни узатишда ишлатилади. Бу мой ва суюқликлар насоснинг ҳаракатланувчи қисмларини мойловчи ва насос ички юзаларидан коррозияни йўқотувчи вазифасини ҳам ўтайди. Пластинкали насослардан бензонасос сифатида, металл кесувчи станокларда, авиацияда ҳам фойдаланилади.

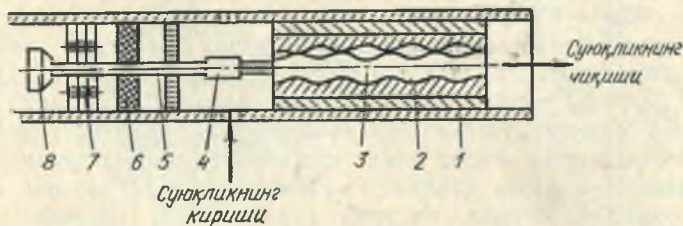
в) Винтли насослар

Винтли насослар суюқликни бир текис тортиш билан фарқ қилади. Улар юқори ФИК ига эга, ихчам, ишлатиш қулай, юқори босимда ва катта айланишлар сонида шовқинсиз ишлай олади. Бундай насослар бир, икки, уч ва ҳоказо винтли бўлади.

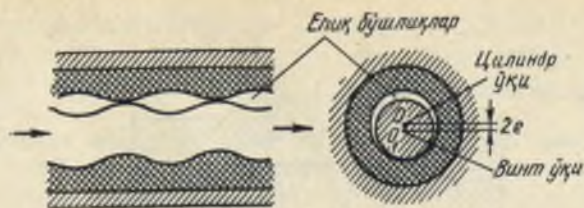
Бир винтли насослар ҳажмий насосларнинг ҳамма афзалликлари (юқори босимда узатилаётган суюқликнинг жуда кам аралашishi ва катта сўриш баландлиги) ни мужассамлаштирганлар. Ундан ташқари, плунжерли ва поршенли насослардан ҳаракатланадиган деталларнинг камлиги, клапанларнинг ва мураккаб ўтиш жойларининг йўқлиги каби афзалликлари билан фарқ қилади. Бир винтли насосларда тортиш бир текис бўлгани учун инерция таъсири бўлмайди, натижада сўриш яхшиланади. Бу насослар ихчам, енгил, содда тузилгандир. Бир винтли насослар мамлакатимизда кўмир шахталаридан ифлосланган сувларни тортиб олишда, ҳовзалардан нефтни сўришда, қудуқлардан сув тортишда ва ачитқиларни ташишда ишлатилади.

Бир винтли насосларнинг (2.38-расм) ишлаш принципи қуйидагича. Ички томони винт шаклида профилланган цилиндрда винт айланади. Цилиндр ўзига хос профилли бўлгани ва винтнинг айланиши сабабли суюқликнинг чексиз ҳаракати вужудга келади. Цилиндрнинг ички винтсимон юзаси ва винт юзаси орасида ёпиқ бўшлиқлар ёки ҳажм ҳосил бўлади. Бу бўшлиқларнинг вақт бирлиги ичидаги умумий ҳажмига мос равишда насоснинг сарфи ошади. Сўриш томонидаги бўшлиқ ҳажми катталашганда насоснинг кириш қисмида босимлар айирмаси ҳосил бўлади ва бу бўшлиқ суюқликка тўлади. Қандайдир бир вақтда суюқлик ёпилади ва цилиндрнинг ҳайдаш томонига ҳаракатлана боради. Ҳар бир бўшлиқ маълум ҳажмдаги суюқликни олиб чиқади. Винтнинг бир тўлиқ айланишидаги суюқлик цилиндр бўйича бир қадам узунликка силжийди ва ўзгармас кесимдан тўкилади. Ёпиқ (2.39-расм) бўшлиқларнинг силжиши натижасида босим сўриш босими p_c дан ҳайдаш босими p_x гача ошади.

Энг кўп тарқалган винтли насосларга уч винтли насослар кирди. Винтли насосларнинг асосий иш органи—винтлардир: улар айланма ҳаракат қилади. Иш винти вазифасини фақат етакловчи винт бажаради. Етаклашувчи винтлар узатилаётган суюқликнинг



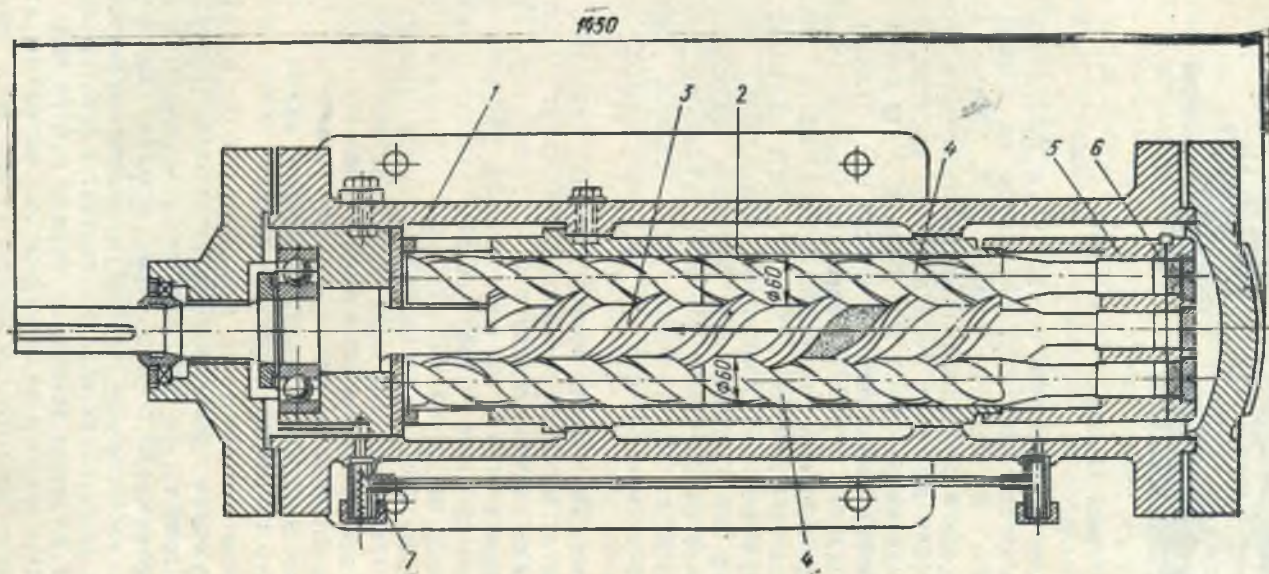
2.38. расм. Чўқтирма бір винтли насосларнинг схемаси.



2.39- расм. Цилиндр — винт жуфти

босими таъсирида айланади, шунинг учун фойдаланиш даврида винтлар тез ишдан чиқмайди, ейилмайди ва ишончли бўлади. Етакловчи винтлар зичлагич ролини ўтаб, узатиш камерасидан сўриш камерасига суюқликнинг қайтиб тушишига тўсқинлик қилади. Етакловчи винтнинг ички диаметри ва етакланувчи винтнинг ташқи диаметри ўзаро тенг бўлади. Учта винтнинг кесимлари иш вақтида ўзаро тегишиб чексиз юза бўлими ҳосил қилади ва суюқликни сўриш камерасидан узатиш камерасига сўрувчи поршень ролини бажаради. Бўлим юзаси винтнинг ҳар бир қадамида такрорланади. Иш узунлиги қадамлар сони кўпайган сари, бўшлиқлар сони ошиб боради. Винт қадами чегарасидаги ҳар бир бўшлиқ кўп босқичли насослардаги айрим босқич ўрнида бўлиб, винт узунлиги кўпайиши билан юқори ҳажмий ФИК ли катта босим ҳосил қилади. Винтли насос учта асосий қисмдан иборат статор, насос корпуси ва етакловчи винт.

2.40- расмда Ленинград металл заводида яратилган МВН-10М маркали винтли насос кўрсатилган. Насоснинг учта: ўртадаги етакловчи 3 ва иккита етакланувчи 4 винти бор. Винтларнинг кесик жойлари статор 2 га подшипникка ўхшатиб маҳкамланган. Статорни рубашка (ғилоф) деб ҳам аталади. Ундаги винтлар узунлигини эса иш узунлиги дейилади. Рубашка 2 охирига сўриш ва ҳайдаш камералари келиб бирлашган. Насосда рубашка қопқоғи 6, бўшатувчи поршень 7, бўшатувчи стаканлар, подшипник втулкаси, сальник ва қуйиш трубаси бор. Корпус 1 қопқоқ 2 билан ёпилади ва асосга махсус тирагичлар ҳамда фланецлар билан мустаҳкамланади. Етакловчи валнинг охири корпусдан чиқиб туради ва муфта ёрдамида двигателга уланади. Ўқий босимни мувозанатлаш мақсадида насос винтларида ёки корпусда суюқлик ҳайдаш камераси томондан сўриш камераси орқасидаги винт тагига оқиб тушадиган ариқчалар ясалади. Насосни бузилишлардан сақлаш учун сақлагич клапанлар қўйилган. Винтли насосларнинг ишлаш принципи қуйидагича. Етакловчи винт двигателдан айланма ҳаракатга келтирилади, бунда винтларнинг ажратиш текислиги сўриш камерасининг чуқурчаларида жойлашган бир ҳажм суюқликни кесиб ажратиб олади. Кейин суюқлик винт бўйлаб ҳайдаш камерасига, ундан ҳайдаш трубасига қараб ҳаракатланади. Шу пайтда сўриш камерасида



2.40- расм. Уч винтля насослар.

сийраклиниш ҳосил бўлади, натижада суюқлик сўриш трубасидан сўриш камерасига тушиб, винт чуқурчасини тўлдиради: бу жараён чексиз давом қилади ва насос ишининг узлуксизлигини сақлайди.

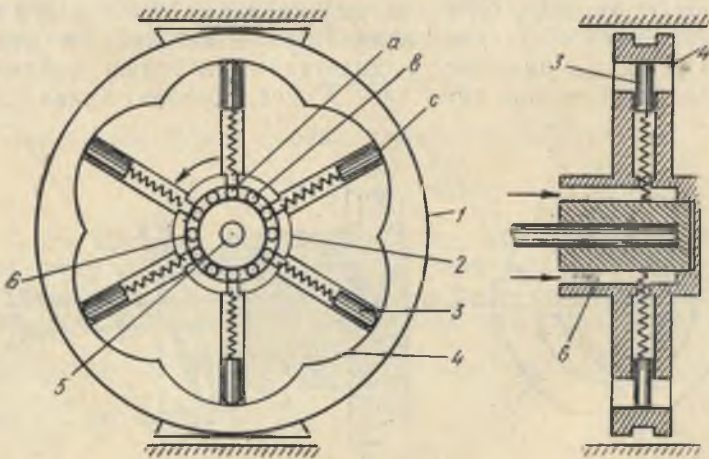
Суюқлик кесим юзаси томонидан ажратиб олинмасдан олдин босим остида ҳаракатланаётган бўлса, унинг кейинги ҳаракати винтларнинг кесим юзаларининг босими остида (поршенга ўхшаб) содир бўлади. Суюқлик насосга узлуксиз берилгани сабабли бир текис сўриш рўй беради. Винтли насослар $4 - 7 \text{ кг/см}^2$ дан 200 кг/см^2 гача босимлар учун мўлжалланади. Жоиз сўриш баландлиги $8 - 9 \text{ м}$ сув устунига тенг. Винт иш узунлигидаги ўрамлар сони одатда паст босимли насослар учун $z = 1,5h$; ўрта босимлар учун $z = 3h$ ва юқори босимлилар учун $z = 5h$ деб қабул қилинган (бунда h — винт қадами).

2) Радиал-поршенли насослар

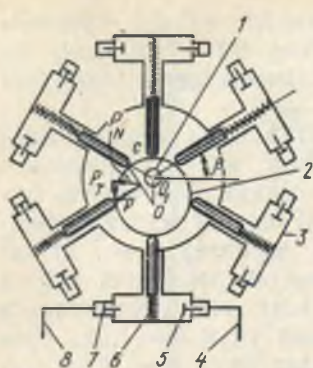
Бу насослар 2 гурпага:

а) цилиндрлари радиал жойлашган ва б) аксиал бўлган гурпаларга бўлинади.

Радиал-поршенли насос ротор, 2, доиравий йўналтиргич 4 ли статор 1 ва поршенчалар 3 дан иборат (2.41-расм). Ротор қўзғалмас ўқ 5 атрофида айланади. Поршенчалар илгариланма қайтма ҳаракат қилиб, ўз цилиндрларидан чиқиб пружина ёрдамида йўналтирувчи 4 га томон қаттиқ итарилади. Расмдаги штрихланган қисм тешик 6 дан суюқлик билан тўлдирилади, цилиндрнинг иш ҳажми кичрайган пайтда — тешикдан суюқлик ҳайдаб чиқарилади. Бу насоснинг иккинчи тури эксцентрик-плунжерли насос бўлиб, уларда айланаётган эксцентрикнинг юзасига поршенчаларнинг штоки ташқаридан тегиб ўтади. Бу насосда плун-



2.41-расм. Радиал-поршенли насос.



2.42- расм Радиал-плунжер-ли насос

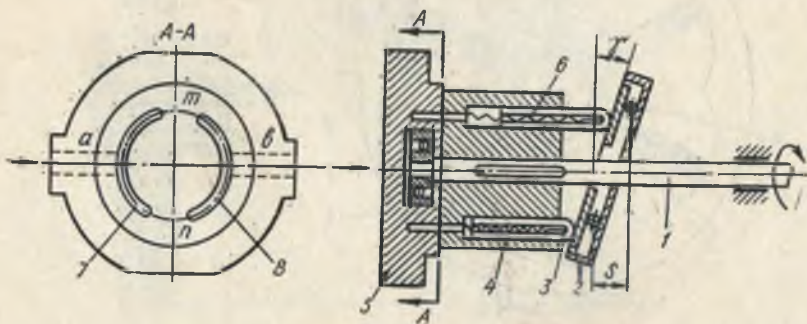
бўлса, валда бир нечта эксцентрик жойлашиши мумкин: бу ҳолда улар тенг сонли бир қатор жойлаштирилган цилиндрларга хизмат қилади. Радиал-поршенли насослар 200 ат. дан 1000 ат. гача босим ҳосил қила олади; уларнинг унуми 800 л мин ва қуввати 155 кВт га етади.

жер илгариланма-қайтма ҳаракатни эксцентрик 2 дан олади. У вал 1 га ўрнатилган (2.42- расм). Пружина 6 таъсирида плунжер насос вали томонига ҳаракатланаётган пайтба цилиндр 3 даги бушлиқ плунжердан ажралиб, сийракла-ниш ҳосил қилади. Сўриш клапани 5 очилиб, сўриш трубази 4 дан цилиндрга суюқлик киради. Насос тирсакли ва-ли 2 нинг айланишида эксцентрик плунжер штокига таъсир қилиб, цилиндрда-ги суюқликни босади ва уни клапан 7 орқали босим йўли 8 га сиқиб чиқара-ди. Битта эксцентрик бирнечта иш ци-линдрига хизмат қилиши мумкин, агар улар эксцентрик атрофида жойлашган

Аксиал-поршенли насослар

Аксиал-поршенли насосларда поршенли цилиндрлар айланиш ўқиға параллел жойлашган бўлади (2.43- расм).

Насосда ротор ролини цилиндрлардан иборат блок 4 ўтайди, уни вал 1 ёрдамида айлантиради. Тақсимлаш диски 5 ва ётиқ диск 2 насос ишлаган пайтда қимирламасдан туради. Поршенча-лар 3 ётиқ дискка тегиб туради. Поршенчалар юқорида пружина 6 билан олдинга итарилади, пастда эса ётиқ диск 2 нинг таъсирида орқага қайтади. Суюқлик цилиндрларда канал *a* дан тақсимланади. Канал *b* дан ҳайдалади. Поршенчаларнинг *n* ҳолатдан *m* га ўтиши, сўришнинг *m* ҳолатдан *n* га ўтиши ҳайдашни билдиради. Поршеннинг йўли диск 2 нинг горизонт билан ҳосил



2.43- расм. Аксиаль-поршенли насос.

қилган бурчаги γ билан аниқланади. Одатда, цилиндрлар блоки айланади, тақсимлаш қурилмаси эса қўзғалмасдир. $\alpha \leq 0$ бўлиб, блок 4 айланаётганда, ётиқ шайба (диск) 2 ва шатун ёки пружина 6 ёрдамида поршенлар 3 цилиндр ичида илгариланма-қайтма ҳаракатланади. Тақсимлаш диски 5 дан узоқлашган поршенлар суюқликни сўради, унга яқинлашганда эса суюқликни ҳайдайди. Цилиндрларга суюқликни келтириш ва олиб кетиш цилиндрлар блоки четидаги тешиклар орқали бажарилади. Тешикчалар тақсимлагич 5 да жойлашган ўроқсимон тақсимлаш туйнукчалари 7, 8 билан кетма-кет уланади. Поршенлар четки нуқталарга етганда цилиндр тешиклари 7 ва 8 туйнукчалар орасига тўғри келиб, сўриш ва ҳайдаш йўлларини бир-биридан ажратиб қўяди. Цилиндрнинг ҳайдаш бўшлиғи билан туташган вақтидаги қайта оқим зарба кучининг таъсирини камайтириш мақсадида туйнукчалар охирида энсиз ариқчалар ясалган бўлиб, улар цилиндрларни ҳайдаш бўшлиғи билан асосий туйнукчалар туташгунига қадар боғлайди. Натижада цилиндрдаги босим ҳайдаш бўшлиғидаги босимгача бир текис кўтарилади.

2.35- §. Роторли насосларнинг иш ҳажми ва сарфини аниқлаш

Иш ҳажми деб насос ўзига сиғдира оладиган суюқлик ҳажмига тенг ҳажмга айтилади, яъни насос бир айланишда сўрган суюқлик ҳажми иш ҳажмга тенгдир. Насоснинг сарфи эса айланишлар сонига тенг бўлганда ундан ўтган суюқлик ҳажмига тенг.

Шестерняли насосларнинг сўришини (сарфини) шестернядаги умумий тишларнинг ҳажмига қараб аниқлаш мумкин, чунки битта тиш ҳажми иккита тиш орасидаги чуқурча ҳажмига, бир тўлиқ айланишдаги сўрилган суюқлик ҳажми эса тишлар орасидаги умумий чуқурчалар ҳажмига тенгдир. Насоснинг иш ҳажми

$$q_n = \pi D_n \cdot 2mb \quad (18.1)$$

га тенг бўлиб, ўртача сўриши қуйидагича аниқланади:

$$Q = 2\pi D_n \cdot 2mbn, \quad (18.2)$$

бу ерда $2m$ — тиш баландлиги (m — илашиш модули); D_n — шестерня бош айланасининг диаметрини m); b — тиш узунлиги (шестерня эни) — m ; n — айланишлар сони, айл/мин.

Чуқурчаларнинг ҳажми тишларнинг ҳажмидан салгина катта бўлгани ва $m = \frac{D_n}{z}$ (z — тишлар сони) га тенглиги учун назарий сўриш катталиги

$$Q_{x, n} = 2\pi \frac{D_n^2}{z} bn \quad (18.3)$$

бўлади (х. н — ҳажмий, назарий). Шестерняли насосларнинг амалий сўриши

$$Q_x = \eta_x Q_{хн} = 2\pi \frac{D^2}{z} b n \eta_x \quad (18.4)$$

бунда η_x — ҳажмий ФИК.

Шестерняли насосларнинг айлана тезлиги 6 — 8 м/с дан ошмаслиги керак, акс ҳолда тишлар орасидаги чуқурчанинг тубида ҳалдан ташқари сийракланиш ҳосил бўлиб, кавитация ҳодисасига олиб келади ва насосни ишдан чиқаради.

Шестерняли насослар учун қуйидаги айлана тезликлар тавсия қилинади:

Суюқликнинг қовушоқлиги. °E (Энглер градусида)	2	6	10	20	40	70	100
Тезлик, м²	5,0	4,0	3,7	3,0	2,2	1,0	1,26

Сўриш трубасида суюқликнинг оқиш тезлиги 1 — 2 м/с бўлиши керак. Суюқликнинг шестерняга бўлган босими

$$P = (0,75 \div 0,85) D_t b p \text{ кг} \quad (18.5)$$

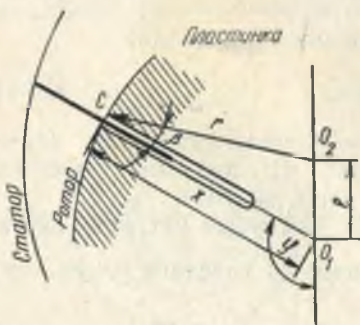
бўлиб, бунда D_t шестерня тишларининг тепаси ҳосил қилган айлана диаметри, см; b — шестернянинг эни, см; p — насос ҳосил қилган босим, кг/см².

Шестерняли насоснинг қуввати

$$N = \frac{Qp}{612\eta_x} \text{ ёки } N = \frac{Qp}{450} \text{ (от кучи)} \quad (18.6)$$

формулалари билан аниқланади.

Роторли-пластинкали насосларнинг назарий сўришини аниқлаш учун насос чексиз кўп жуда юпқа пластинкалардан иборат деб қабул қиламиз. 2.37-расмдаги пластинали насос учун ҳисоблаш схемасини чизиш мумкин. Бу схемадаги $\triangle O_1 O_2 C$ учбурчагидан (2.44- расм)



$$x = r \cos \beta + e \cos (180 - \varphi) = r \cos \beta - e \cos \varphi. \quad (18.7)$$

Пластинканинг иш қисми

$$h = x - (r - e) \quad (18.8)$$

бўлса, (18.7) ни (18.8) га қўйиб, қўйидагини ҳосил қиламиз:

$$h = r \cos \beta - e \cos \varphi - (r - e) = e (1 - \cos \varphi) + r (\cos \beta - 1).$$

2.44- расм. Пластинкали насослар учун иш ҳажмини ҳисоблашга доир чизма.

Роторли пластинкали насосларда e/r қиймати жуда кичкина, шунингдек, $\beta \approx 0$ ва $\cos \beta \approx 1$ бўлгани учун:

$$h = e(1 - \cos \varphi). \quad (18.9)$$

Ротор $d\varphi$ бурчакка айланганда сўриш бўшлиғидан ҳайдаш бўшлиғига узатилган суюқлик ҳажми dq_n

$$dq_n = h \cdot b \cdot r d\varphi \quad (18.10)$$

бўлади. Бунда b — роторнинг эни; r — роторнинг радиуси. (18.10) ни 0 билан 2π оралигида интеграллаб, роторнинг иш ҳажмини ва у орқали нисбий назарий сўришини ҳисоблаш мумкин:

$$\begin{aligned} q_n &= b \int_0^{2\pi} r h d\varphi = erb \int_0^{2\pi} (1 - \cos \varphi) d\varphi = 4\pi erb \cdot Q_{н.н} = \\ &= q_n \cdot n = 4\pi erb n. \end{aligned} \quad (18.11)$$

Насосларнинг ҳажмий ФИК ҳисобга оладиган зичланишлардан мой сирқишини, пластинкалар қалинлиги δ ни, уларнинг сони z ни кўзда тутиб, роторли-пластинкали насосларнинг ўртача сўриши аниқланади:

$$Q_n = \eta Q_{н.н} = 2\eta_0 b e (2\pi r - z\delta) n, \quad (18.12)$$

бу ерда $Q_{н.н}$ — нисбий, назарий сўриш.

Винтли насосларда иш ҳажми

$$q_n = Sh \text{ га тенг} \quad (18.13)$$

бу ерда S — ташқи кўйлак (рубашка) ва винтлар кесим юзала-рининг айирмасига тенг бўлган чуқурчалар юзаси; h — винт кес-масининг қадами. Ҳар хил профиллар учун юзани қуйидагича ҳисобланади.

$$\left. \begin{aligned} S &= 1,25d_T^2 \\ S &= 1,24d_T^2 \end{aligned} \right\} \quad (18.14)$$

Винт кесимининг қадами эса:

$$h = \frac{10}{3} d_T. \quad (18.15)$$

бунда d_T — етакловчи винтнинг асосий айланаси диаметри.

Юқоридагиларни ҳисобга олиб

$$q_n = Fh = 4,14d_T^2 \quad (18.16)$$

ни топиш ва ундан фойдаланиб винтли насоснинг n айланишига мос назарий сўриши $Q_{н.н}$ ни аниқлаш мумкин:

$$Q_{н.н} = q_n n = 4,14d_T^3 \quad (18.17)$$

Агар винтлар ва насос корпуси орасидаги радиал тирқишлар-

дан суюқликнинг сирқиб кетишини η_x ҳисобга олса, винтли насосларнинг амалий сўриши

$$Q_x = \eta_x Q_{н.н} = 4,14 d_1^3 n \eta_x \quad (18.18)$$

га тенг бўлади.

Радиал-поршенли насосларда иш ҳажми

$$q_n = z \frac{\pi D^2}{4} \cdot 2e \quad (18.19)$$

ва сўриш

$$Q_n = \eta_r \cdot 2e \frac{\pi D^2}{4} \cdot z \frac{n}{60} \quad (18.20)$$

формулалар билан ҳисобланади.

бунда z — поршенлар сони; $2e$ — поршень йўли (e — эксцентритет); $\frac{\pi D^2}{4}$ — поршеннинг юзи.

Сўришнинг ўзгариши эксцентритет e га боғлиқ бўлиб, унинг ишорасига қараб суюқлик йўналиши (роторнинг айланиш йўналиши ўзгармаганда ҳам) ўзгариб, ҳайдаш тешиги сўриш, сўриш тешиги эса ҳайдаш тешиги билан алмашади.

Агар e ни e_{\max} билан алмаштирсак

$$q_n = z \frac{\pi D^2}{4} 2e_{\max} \frac{e}{e_{\max}} = q_{n \max} \cdot U_e \quad (18.21)$$

ва

$$Q_n = q_{n \max} \cdot \frac{n_n}{60} \eta_{н.н} \cdot U_e \quad (18.22)$$

бўлади. Бу ерда $U_e = \frac{e}{e_{\max}}$ бошқариш параметри (нисбий эксцентритет) у 0 дан ± 1 гача ўзгаради.

Эксцентрик плунжерли насосларда валнинг бир тўла айланиш вақтида иш ҳажми

$$q = 2eS \quad (18.23)$$

бўлади; бу ерда S — плунжернинг иш юзи, m^2 .

Насоснинг тўлиқ сўриши:

$$Q = \eta_x \cdot \frac{Sen}{600} m^3/c, \quad (18.24)$$

бу ерда z — иш цилиндрлари сони; n — валнинг бир минутдаги айланишлари сони; $\eta_x = 0,75 \div 0,95$ — насоснинг ҳажмий ФИК.

Аксиал-поршенли насосда максимал иш ҳажми

$$q_n = z \frac{\pi D^2}{4} D' \operatorname{tg} \gamma = z \frac{\pi D^2}{4} \operatorname{tg} \gamma_{\max} \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\operatorname{tg} \gamma_{\max}} = q_{n \max} U_\gamma$$

ва сўриш миқдори қуйидагича

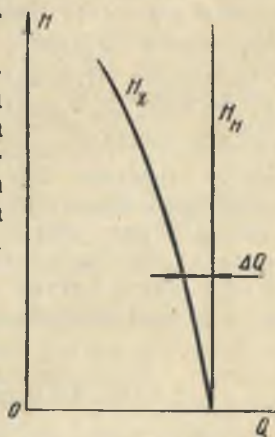
$$Q_n = q_{n \max} \cdot \frac{n_n}{60} \eta_{н.н} U_\gamma$$

бу ерда $U_\gamma = \frac{12\gamma}{\text{tg } \gamma_{\text{макс}}}$ — бошқариш параметри; D' — цилиндрлар ўқлари жойлашган айлана диаметри; γ — ётиқ дискнинг горизонт билан ҳосил қилган бурчаги ($\gamma_{\text{макс}} = 20^\circ$).

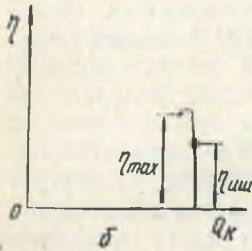
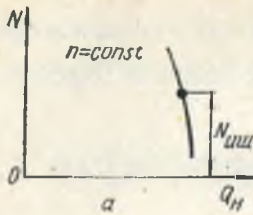
2.36-§. Ҳажмий насосларнинг характеристикалари ва насоснинг тармоққа ишлаши

Ҳажмий насосларнинг характеристикалари марказдан қочма насосларникидан бутунлай фарқланади. Буни кўз олдимизга келтириш учун аввал ҳажмий насосларнинг босим характеристикаси $H = f(Q)$ на қураимиз. Насоснинг назарий босими айланиш сони ўзгармас ($n = \text{const}$) бўлганда 2.45-расмда тасвирлангандек босим ўқига параллел тўғри чизиқ билан ифодаланади. Бундай босим характеристикалари барча ҳажмий ва роторли насосларга ҳам тегишлидир. Бундан қатъи назар босим характеристикасига эга бўлган бу насосларда назарий босим чексиз катта миқдорга интилади. Насоснинг ҳақиқий сўриши сарфи босимга боғлиқ бўлиб, унинг ортиши билан турли ҳажмий йўқотишлар ортиб кетали. Марказдан қочма насосларда ҳайдаш трубасидаги беркиткични сўриш йўли билан (бир хил айланиш сонини сақлаган ҳолда) турли сарф ва тегишли характеристикаларини олган эдик. Ҳажмий насосларда эса беркиткичли ёпиб борган сари унинг олдидаги босим ортиб боради, лекин сарф жуда кам ўзгаради. Бу ўзгариш ҳам босимнинг ортиши натижасида суюқликнинг тирқишлардан сирқиб кетиши ҳисобига бўлади. Бу эса ўз навбатида босимнинг жуда оз миқдорга камайишига олиб келади. Шундай қилиб, ҳажмий насосларнинг ҳақиқий босим характеристикаси $H_x = f(Q_x)$ 2.44-расмда тасвирлангандек, чапга бироз қиялашган бўлади. Ҳажмий йўқотишлар ҳақиқий ва назарий сарфлар фарқидан иборат.

Роторли насослар ичида поршенли насосларнинг босим характеристикалари яна ҳам қаттиқроқ бўлади, чунки поршень ва цилиндрларни бошқа сиқиб чиқарувчиларга нисбатан аниқроқ ишлаш мумкин ва уларда тирқишлар кичикроқ бўлиб, катта босимларда юқори ФИК ҳосил қилишга ёрдам беради. Ҳажмий насосларда қувват характеристикаси (2.46-расм, а) ҳам босим характеристикасига ўхшаш бўлади, лекин қувват графигининг эгрилиги босимникига нисбатан каттароқ бўлади. Буни қувватни аниқлаш формуласидан кўриш мумкин. Бу формуладан маълумки, қувватнинг камайишига босимнинг ва сўришнинг камайиши бир хилда таъсир қилади. ФИК характеристикасининг қиялиги қувват ва босим



2.45-расм. Ҳажмий насосларнинг босими характеристикаси.



2.46- расм. Ҳажмий насосларнинг қувват ва ФИК характеристикалари.

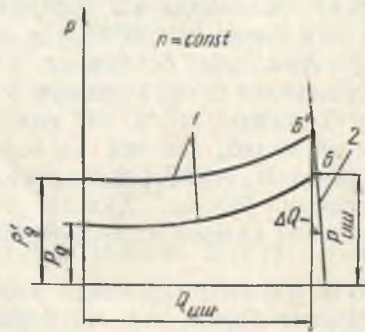
характеристикаларига нисбатан камроқдир (2.46- расм, б).

Гидромашиналарнинг максимал ФИК га мос келган параметрлари оптимал ёки номинал дейилади. ФИК $\eta \geq (0,85 \div 0,9) \eta_{\max}$ га тенг бўлса, насослар тежамли ишляпти дейиш мумкин.

Беркиткич бутунлай ёпилганда, босим ошиб кетиши натижасида насос қурилмасининг бирор қисмида бузилиш содир бўлади. Шунинг учун иш характеристикалари ордината ўқигача давом эттирилмай, сарфнинг бирор қийматида узилиш билан тугайди. Ҳажмий насосларнинг кавитация характеристикалари марказдан қочма насослар характеристикалари билан кўриниш жиҳатидан ўхшаш бўлиб, миқдор жиҳатдан фарқ қилади. Насосларнинг иш тартиби ёки унинг Q, N, H лари ташқи тармоқ характеристикаларига ва насос характеристикасига боғлиқ. Ҳажмий насосларнинг иш нуқтаси ҳам марказдан қочма насослардаги

каби график йўл билан аниқланиб, насоснинг босим характеристикаси $p_n = f(Q_n)$ ва ташқи тармоқ характеристикаси $H = -H_0 - aQ^2$ ёки $p = p_d + \gamma aQ^2$ нинг кесишиш нуқтаси B да бўлади (2.47- расм). Бу расмдаги B' нуқта ташқи босим кўпайган ва гидродвигателга катта босимли суюқлик зарур бўлган ($p'_d > p_d$) вақтга мосдир. Бунда p_d двигател босими, p'_d двигателнинг кўпайган босими.

Ушбу расмдан кўринадики, ҳажмий насосларда куч ўзгаргани билан сўриш деярли ўзгармай ($\Delta Q = 0$) марказдан қочма насосларда эса фарқ анча сезиларли бўлади. Шунинг учун ҳажмий машиналар қаттиқ характеристикали ва куракли машиналар юмшоқ характеристикали дейилади.



2.47- расм. Ҳажмий насосларнинг трубалар тармоғига ишлаши.

2.37- §. Роторли насосларни бошқариш

Юқорида, марказдан қочма насосларда сўришни бошқаришнинг бир нечта усуллари қайд қилиб ўтилган эди. Ҳажмий насосларнинг тузилиши хилма-хил бўлгани учун уларда бошқариш усулларини қўллаш қийин. Ҳажмий насосларда сўришни бошқа-

ришга у билан боғлиқ бўлган q_n , n_n , γ_{\max} параметрларни ўзгартириш ёрдамида эришилади. Бу параметрлардан айланишлар сони n_n ни ҳисобга олмаса ҳам бўлади, чунки насосларда, асосан, бошқарилмайдиган қисқа туташтирилган роторли асинхрон электродвигателлар қўлланилади. Улар бошқариладиган электродвигателларга нисбатан тежамли ва тузилиши жиҳатдан содда бўлади. Амалда ҳажмий ФИК нинг кам ўзгариши сабабли бошқариш фақат иш ҳажмини ўзгартириш билан бажарилади. Иш ҳажмини ўзгартиришга насос тузилишига конструктив тузатиш кирити ёки конструктив тузатишсиз бир нечта усул билан эришилади. Бу усулларга эксцентритет e ни (пластинкали ва радиал-поршенли насосларда), шайба ёки цилиндрлар блокнинг оғиш бурчаги γ ни (аксиал-поршенли насосларда), иш цилиндрлари сонини (эксцентрик, радиал-поршенли ва аксиал-поршенли насосларда), тишларнинг илашиш узунлигини (шестерняли насосларда) ва ҳоказоларни ўзгартириш киради. Уларнинг ҳар бири тўғрисида тўхталиб ўтамиз.

а) Эксцентритет e ни ва $\angle \gamma$ ни сўриш ёки поршень йўлини ўзгартириш.

Бошқарилувчи радиал роторли-поршенли насос цилиндрлар блоки 2, поршенлар 3, тақсимлаш қурилмаси 5, йўналтирувчи цилиндр 4, ариқчалар a , b ва цилиндрни блок 2 ўқига нисбатан e ($l = 2l$) катталиққа ҳаракатлантирувчи қурилмадан иборат (2.41-расм). Тақсимловчи вазифасини ичи бўш (ғовак) ва ўқ бажариб, унга айланувчи цилиндрли блок жойлаштирилган. Айлиниш пайтида цилиндрлар ўз ариқчалари билан сўриш каналда a ва ҳайдаш канали b га навбатма-навбат уланади. Цилиндрлар нейтрал ҳолатдан ўтаётганда унинг ариқчалари зичлагич билан беркитилади. Поршеннинг каллаги цилиндрнинг ички томонига марказдан қочма кучлар ва ёрдамчи насос узатаётган суюқлик босими таъсирида сиқилади. Агар эксцентритет $e \leq 0$ (2.42-расм) бўлса, поршенлар цилиндр бўйлаб юриб, цилиндрда илгариланма-қайтма ҳаракат қилади: бунда у айланиш марказидан қочиб сўришни ва марказга томон юриб, ҳайдашни бажаради. Агар $e = 0$ бўлса, радиал силжиш бўлмайди ва насос сув узатишни тўхтади. Эксцентритетнинг катталигини ва ишорасини ўзгартириб, сўришни ва суюқлик оқими йўналишини ўзгартириш мумкин. Бу насосла иш ҳажми ва сўришни 121.6-пираграфда келтирилган формулалар ёрдамида ҳисобланади.

Аксиал роторли-поршенли насослар қия шайбали ёки қия цилиндрли блокдан иборат бўлади (2.43-расм). Цилиндрлар блоки ёки шайбанинг қиялик бурчаги γ нинг максимал қиймати $\gamma_{\max} = 20 \div 30^\circ$ га тенг, бундан ошиб кетса, механик йўқотишлар кўпаяди ва цилиндрлар ейилиши тезлашади. Агар кичик бўлса насос тўхтайдди. Бурчакни ўзгартириб, фақат сўришни эмас, балки насосдаги суюқлик йўналишини ҳам ўзгартириш мумкин.

γ_{\max} пайтидаги иш ҳажми ва сўриш катталигини 121-параграфда келтирилган формуладан кўриш мумкин.

Пластинкали насосларда сўришни бошқариш учун эксцентри-

ситетни ўзгартирилади, бу пластинка юрадиган йўлни ўзгартиради ва ҳажм ўзгаришига олиб келади.

б) Иш цилиндрлари сонини ўзгартириш.

Насослар баъзан кўп цилиндрли бўлади. Цилиндрлар сони 2 дан 5 гача боради. Улар бир текисликда ёки айлана бўйлаб жойлашган бўлади. Насосларнинг иш ҳажмини ўзгартириш учун ма-на шу цилиндрлардан бир нечтасини тўхтатиш (агар кам сарф керак бўлса) ёки ҳамма цилиндрларни ишга тушириш мумкин (агар катта сарф керак бўлса). Пластинкали насосларда бошқариш (2.37-расм) пластиналар сонини 4 дан 12 гача ўзгартириб амалга оширилади.

в) Тишларнинг илашиш узунлигини ўзгартириш

Шестерняли насосларда (2.36-расм) сарф ёки иш ҳажми етакланувчи ва етакловчи шестернялардаги тишлар сонига, уларнинг илашиш узунлигига боғлиқ. Тишлар қанча жипс ишласа, ҳажмий йўқотишлар кам бўлади, ФИК юқори бўлади, лекин тез ишдан чиқади. Сарфни камайтириш зарур бўлган пайғда тишларнинг узунлигини қисқартириш мумкин. Бунинг учун шестернялар ўқлари орасидаги масофа узайтирилади. Юқорида кўрсатилган усуллар насос тузилишига конструктив тузатишлар киритилмасдан амалга ошириш мумкин бўлган усуллардир.

Бевосита насос конструкциясини ўзгартириб, сарф бошқариладиган усул — поршень диаметрини ўзгартиришдир.

I бўлим. ГИДРОУЗАТМАЛАР ВА ҲАЖМИЙ ГИДРОЮРИТМАЛАР

XIX боб. УМУМИЙ ТУШУНЧАЛАР

3.1-§. Гидродинамик узатмаларнинг вазифаси ва ишлатилиш соҳалари

Суюқликлар иштирокида бир механизмнинг иккинчи механизмни ҳаракатга келтиришига асосланган механизмлар *гидравлик узатмалар* дейилади, бунда суюқлик узатма механизмидаги куч занжирининг бир ҳалқаси ҳисобланади. Гидравлик узатма бир агрегатда икки хил парракли машинадан, яъни марказдан қочма насос ва гидравлик турбинадан биргаликда фойдаланувчи қурилмадан иборат. Унда энергия электр двигателидан гидродвигателга суюқлик оқими ёрдамида берилади. Гидравлик узатмалар катта энергия сифмига эга бўлиб, кинетик имкониятлари деярлик чекланмаганлиги туфайли машинасозлик техникасининг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда.

Транспорт машиналарида гидравлик узатмалардан фойдаланиш етакловчи ғилдиракларнинг тезлигини жуда камайтириш имконини беради, бу эса машиналарнинг йўлдаги тўсиқлардан ўта олишини ва двигателларнинг барқарор ишлашини таъминлайди.

Гидравлик узатмаси бўлмаган автомобиль двигателлари, кўпинча, турган жойидан қўзғалишда, тепаликларга кўтарилишларда, бурилишларда ва бошқа ҳолларда ўчиб қолади. Гидравлик узатмали двигатель бу камчиликлардан ҳолидир. Маховик билан двигатель ва куч занжирининг қолган ҳалқалари орасида бикр боғланиш йўқлиги сабабли, улар, шунингдек, двигателнинг ўзи ҳам зарбага учрамайди. Гидравлик узатмалар турган жойдан силжишда ва тезликни ўзгартиришда ҳосил бўладиган кескин силкинишларни камайтиради, бу эса машинадан фойдаланиш даврини узайтиради. Гидравлик узатмали автомобиль тепаликка кўтарилишда, пастликка тушишда ва бурилишларда кам тажрибали ҳайдовчининг бошқаришига ҳам имкон беради.

Корпусда иш ғилдиракларининг мумкин қадар яқинлаштирилиши сабабли қурилмаларда трубалар, спираль камералар, диффузорларнинг зарурияти бўлмай қолади, демак, бу қисмлардаги гидравлик қаршиликларга бўладиган сарф бартараф қилинади. Шунинг учун ФИК фақат иш ғилдиракларидаги йўқотишлар ҳисобига бўлади ва $0,85 \div 0,98$ қийматларга етади.

Тепловозлар, автомобиллар, тракторларда, кучли вентилятор ва насос узатмаларида, кемачиликда ва бурғулаш машиналарида, ер қазииш ва йўл машиналарида, авиацияда гидравлик узатмалардан фойдаланилади.

Ҳозир деярлик ҳамма замонавий металл ишлаш станоклари гидроузатмалар билан таъминланган.

Гидроузатмалардан фойдаланиб бажариладиган турли-туман ҳаракат ва операцияларни тушуниш учун ҳажмий гидроузатмалар ҳақида тушунчага эга бўлиш зарур, улар ҳақида кейинроқ тўхталамиз.

3.2-§. Ишлаш принципи ва гуруҳланиши

Ишлаш принципига қараб гидравлик узатмалар ҳажмий ва гидродинамик турларга бўлинади.

Ҳажмий гидравлик узатмалар ҳажмий насослар ёрдамида ишлайди. Бундай узатмаларда энергия суюқлик орқали етакловчи валдан статик босим сифатида узатилиб, гидродвигателни ишга туширади.

Ҳажмий гидравлик узатмаларда энергия етакловчи валга статик босим кўринишида берилгани сабабли уни, кўпинча, гидро-статик узатма ҳам дейдилар.

Гидродинамик узатмалар парракли гидромашиналар ёрдамида ишлайди. Бу ерда иш ғилдираklarининг парраклари ёрдамида суюқликка берилган динамик босим энергиясидан фойдаланилади. Бу узатмалар баъзан турбоузатма деб аталади, бунга сабаб уларда марказдан қочма насос ва гидравлик турбиналардан бир-галикда фойдаланилади.

Гидродинамик узатмалар бир оқимли ва икки оқимли бўлиши мумкин. Бир оқимли гидродинамик узатмаларда ҳамма қувват гидравлик ғилдираklar орқали узатилади. Икки оқимли гидродинамик узатмаларда эса двигатель қувватининг бир қисми гидравлик ғилдираklar орқали, иккинчи қисми эса механик йўл билан узатилади.

Айлантириш моментининг узатилиш усулларига қараб гидродинамик узатмалар иккига бўлинади:

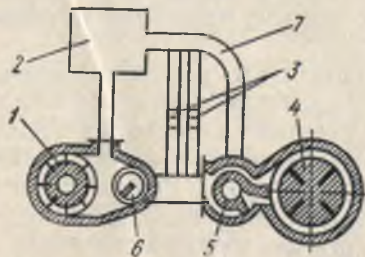
1) гидроилашгич ёки гидромуфтлар;

2) гидротрансформаторлар ёки турботрансформаторлар.

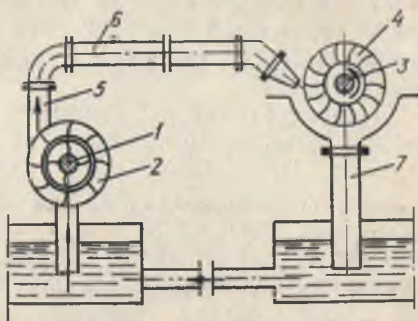
Машиналарда гидромуфтлар ва гидротрансформаторлар алоҳида ва турли комбинацияларда, яъни гидромуфта ва гидротрансформатор; гидромуфта ва иккита ёки учта гидротрансформатор ва ҳоказо тарзда ишлатилиши мумкин.

Ҳажмий гидроузатманинги ишлаш принципини қуйидаги оддий схемада тушунтирамиз (3.1-расм). Узатма ротацион насос 1, совитгич 2, тескари клапан 3, турбиналар 4, реверсив тақсимлагич 5 ва тақсимлаш клапани 6 дан иборат.

Суюқлик насос 1 дан тақсимлаш клапани 6 ва реверсив тақсимлагич 5 орқали турбина 4 нинг кўрагига ўтади. Ундан кейин суюқлик турбинадан труба 7 орқали совитгич 2 га келади, бу



3.1-расм. Ҳажмий гидроузатманинг ишлаш принципи.



3.2-расм. Гидродинамик узатманинг ишлаш принципи.

ерда суюқлик совитилади ва яна ротацион насосга етказиб берилади. Реверсив тақсимлагичнинг ҳолатини ўзгартириш йўли билан оператор суюқликни турбиналарнинг куракларига юқоридан ёки пастдан йўналтириб машинанинг ҳаракат йўналишини ўзгартиради.

Ҳажмий гидравлик узатма насосининг секциялари сони биттадан тўртгача бўлиши мумкин. Тақсимлаш клапани ёрдамида гидравлик узатманинг секцияларни ишга тушириш ёки тўхтатиш йўли билан зарур бўлган узатиш нисбатига эришамиз. яъни тезлик насосдан гидродвигателга қараётган суюқлик миқдорини ўзгартириш ҳисобига бошқарилади. Системада насосда двигателгача бўлган йўлда (суюқликнинг бир қисмини) бошқа йўналишга буриб юборувчи қурилмалар орқали ҳам гидродвигатель тезлигини ўзгартириш мумкин. Ҳозирги кўпгина замонавий гидроузатмалардаги иш қисмларида суюқлик сарфи ва ҳаракат тезлиги автоматик равишда бошқарилади.

Гидродинамик узатманинг ишлаш принципини 3.2-расмдаги схема бўйича тушунтирамиз. Бу расмда 1—насоснинг етакловчи вали, 2—марказдан қочирма насос, 3—бошқарилувчи турбина вали, 4—турбина, 5, 6, 7—трубалар. Насос ғилдираklarини айлантириш билан суюқлик оқимиغا энергия берилади. Қўшимча энергия олган суюқлик турбина ғилдирагига ўтади ва олган энергиясини турбинага бериб, иш суюқлиги насосга қайтади. Суюқликнинг бундай берк ҳаракати насос ва турбина ғилдираklarидаги буровчи моментнинг узатилишини таъминлайди.

3.3-§. Иш суюқликлари

Гидромашиналарнинг вазифасига қараб иш суюқлиги сув, нефть мойи, синтетик суюқликлар, спирт ва глицерин аралашмаси ва ҳоказо бўлиши мумкин. Суюқликни босим ёрдамида узатишга мўлжалланган насослар ҳайдалаётган суюқликнинг хусусиятларини ҳисобга олиб лойиҳаланади. Томчиланувчи суюқликлар босимнинг турли қийматларида ҳам энергияни узатиш қобилия-

тига эга бўлгани сабабли ҳажмий гидроузатманинг гидрошина-лари ҳар қандай томчиланувчи суюқликлар билан ҳам ишлаши мумкин. Лекин ҳар қандай суюқлик мавжуд шароитга мувофиқ бўлавермайди.

Гидроузатмада иш суюқлиги оралиқ муҳит сифатида ўзининг асосий вазифасини бажаради ва шу билан бирга мойловчи модда ҳамдир. Шу сабабли унга турли қўшимча талаблар қўйилади. Суюқлик оқаётганда унинг тифизлагичлардан оқиб кетишини камайтириш учун мустаҳкам мой қатламини ҳосил қилувчи суюқликлар танлаб олингани маъқул. Суюқликнинг ишқаланиш қаршилигини камайтириш эса қовушоқлиги кам суюқликлар танлашни тақозо қилади. Масалан, тоза сувнинг қовушоқлиги кам, химиявий барқарор, сероб бўлгани билан мойлаш ва коррозияни камайтириш хусусиятларига эга эмас. Ҳажмий гидроузатмаларда фойдаланиш талабларга тўлароқ жавоб бера оладиган суюқликлар қовушоқлиги кам бўлган ва яхши тозаланган нефть мойларидир. Лекин улар ҳам талабга тўлиқ жавоб бера олмайди. Шунинг учун синтетик суюқликлар ва нефть мойлари учун уларнинг хоссаларини яхшиловчи қўшилмаларнинг янги турлари яратилган ва яратилмоқда. Шунингдек, иш суюқликларининг хусусиятлари узатманинг яхши ва узоқ ишлашига таъсир қилади, шунинг учун иш суюқлигини танлашда узатманинг хусусиятларидан ташқари, суюқликнинг сифатини ҳам назарда тутиш керак. Шундай қилиб, иш суюқликларига қуйидаги талаблар қўйилади:

1. Иш суюқликлари тифизлагичларда шундай мустаҳкам мой қатлами ҳосил қилиши керакки, гидроузатма яхши ишласин. Айтиб ўтиш керакки, агар мой қатламининг мустаҳкамлиги керагидан ортиб кетса, гидроаппаратураларнинг ишлаши ёмонлашди.

2. Механизмлардан узоқ фойдаланиш, уларнинг бетўхтов ва юқори даражада аниқлик билан ишлашини таъминлаш учун иш суюқлиги коррозияни камайтириш ва химиявий барқарорлик хусусиятларига эга бўлиши зарур.

Механизмлар узоқ вақт ишлатилганда иккинчи талаб алоҳида аҳамиятга эга бўлади. Нефть мойларига баъзи мой ёки эфирлар $0,5 \div 1,0\%$ қўшилса, коррозиянинг агрессивлигини камайтириш мумкин. Бу қўшилмалар металл сиртида унинг сиртини ва мойни оксидланишдан сақлайдиган ҳимоя юпка қатлами ҳосил қилади.

3. Ҳажмий узатмадаги иш суюқлигининг қовушоқлиги нисбатан кам ва температура таъсирида оз ўзгарадиган бўлиши керак. Қовушоқликка кам бўлган нефть мойларидан фойдаланиш ишқаланиш қаршилигини камайтиради, аппаратуранинг аниқлигини ва сезгирлигини оширади.

4. Механизмнинг берилган ишлаш қобилиятини таъминлаш учун суюқлик бир жинсли ва яхши тозаланган бўлиши керак.

5. Иш суюқликлари тифизлаш қистирмасининг бўкишига ва эришига сабаб бўлмаслиги керак.

6. Ҳажмий гидравлик механизмлардаги иш суюқлиги барқарор эластиклик модулига ва ҳажмий оғирликка эга бўлиши керак. Шунинг учун мойнинг иш вақтидаги температуранинг ўзгариш

чегарасида газларни сингдириши ва ажратиши мумкин қадар кам бўлиши керак. Катта босимларда эластиклик модулининг барқарор бўлиши алоҳида аҳамиятга эга.

7. Гидравлик механизмларда пайдо бўладиган бир қанча ҳодисалар ҳавонинг иш суюқлигида эрувчанлиги билан боғлиқ. Иш суюқлигида ҳавонинг эрувчанлиги: насосларнинг унумдорлигининг камайишига, гидродвигателнинг нотекис ишлашига ва бошқаларга олиб келади. Гидроузатмаларнинг барқарор ишлашини таъминлаш учун иш суюқлигида эриган ҳаво иложи борича кам бўлиши керак. Иш суюқликларининг облитерацияга (бушлиқларни бекитиб қўйишга) лаёқати бошқарувчи қурилмалар (золотниклар, дросселлар ва бошқалар)нинг ишлашига маълум даражада таъсир қилади. Юқорида кўрсатилган талабларга жавоб бера оладиган нефть мойларининг хусусиятлари 9 ва 10-жадвалларда берилган. Гидродинамик узатмаларда суюқлик сифатида: индустриал 12, индустриал 20, индустриал 20 В, турбина мойи Л ва трансформатор мойи энг кўп ишлатилади. Одатда, суюқлик гидроузатмаларда айланганда унинг температураси турли машиналарда $60 \div 135^{\circ}\text{C}$ орасида бўлади.

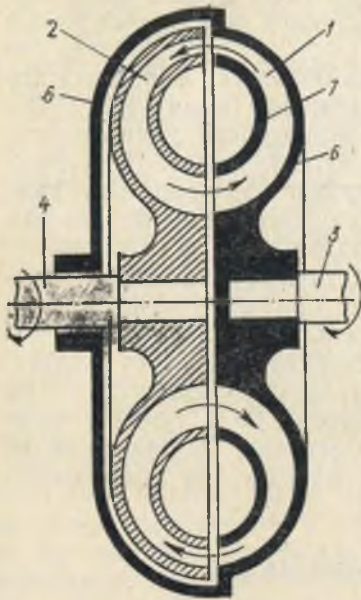
XX боб. Гидродинамик муфтлар

Гидромуфтада етакловчи валдаги моментнинг миқдори ҳар қандай ўзгартирилганда ҳам иккала (етакловчи ва етакланувчи) валда моментларнинг тенглиги таъминланади. Йўналтирувчи аппарат йўқлиги гидромуфтлар буровчи моментини ўзгартирмайди ва ҳар қандай узатиш нисбатларида ҳам етакловчи ва етакланувчи валлардаги моментлар тенг бўлади. Етакланувчи вал фақат етакловчи валнинг йўналишида айланади. Гидродинамик муфта Германияда 1909—1910 йилларда профессор Фиттингер томонидан кашф этилган ва биринчи марта кемаларда икки вални эластик боғловчи сифатида ишлатилган. Ҳозир гидромуфтлар 500 дан ортиқ турдаги машина ва механизмларда бир агрегатда $0,5 \div 1$ кВт дан 35 000 кВт гача ва ундан ортиқ қувватни узатишда ишлатилади. Гидромуфтлар узатиш сони бирга тенг бўлган гидроузатмаларда ишлатилади. Агар узатиш сони бирдан фарқли бўлиши зарур бўлса, у ҳолда ҳар хил ўлчамли насос ва турбина қўлланилади. Турбина ва насосларнинг ўлчамлари ҳар хил бўлгани сабабли йўналтирувчи аппарат қўллаш зарурати туғилади.

3.4-§. Гидромуфтанинг тузилиши ва ишлаши

Гидродинамик муфта ёки турбомуфта (3.3-расм) насос ғилдираги 1, турбина ғилдираги 2, етакловчи вал 3, етакланувчи вал 4, диафрагмали босқич 5, ярим корпус 6, ярим тор 7 лардан иборат.

Насос ва турбина ғилдираклари штампланган ярим ҳалқа шаклида тайёрланади. Бу ғилдираклардаги курақлар, кўпинча, ички сиртга радиал жойлаштирилган бўлади.



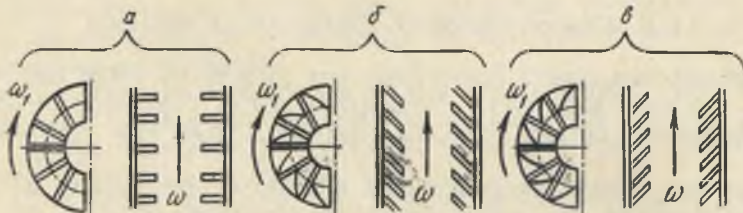
3.3-рasm. 1 гидромурфта.

Гидромурфтанинг корпуси 2 та штампланган қисмдан иборат бўлиб, улар болтлар ёрдамида кавшарлаб маҳкамланади. Диафрагмалли босқич 5 етакланувчи вал 4 билан турбина ғилдираги 2 ора-сидаги текисликка ўрнатилади. Диафрагмалли босқичнинг вазифаси буровчи моментни етакловчи валга узатишни камайтиришдир.

Насос ва турбина ғилдиракларида суюқлик ҳаракат қилганда уюрмали оқим гидравлик қаршиликни кўпайтирувчи қайтаргичга тўқнашади ва энергиянинг бир қисми йўқолиб, узатилаётган буровчи момент миқдори камаяди. Автомобиллар уланган узатма ва сал тишлаётган двигатель билан тўхтаб турганида, шунингдек, автомобилнинг батамом тўхташи ҳолларида буровчи момент камайтирилиши зарур. Агар двигатель орттирилган айланишлар сониди ишласа (масалан, машина ҳаракатда бўлганда), унда суюқлик оқими марказдан қочма кучларнинг таъсирида диафраг-

3.4-рasmда радиал куракли (3.4-рasm, a), орқага оғишган куракли (3.4-рasm, б) ва олдинга оғишган куракли (3.4-рasm, в) гидромурфта иш ғилдираги тасвирланган.

Текширишлар кўрсатадики, сирпаниш $s = 3\%$ бўлганда олдинга оғиш бурчаги 45° бўлган куракли гидромурфталарнинг узатган моменти радиал куракли гидромурфталардагига қараганда 2 марта ортқ, орқага оғишган куракли гидромурфталарнинг узатган моменти эса радиал куракли гидромурфталарникига қараганда 5% кам экан. Одатда, гидромурфталар ишлаган вақтда куракларнинг тебранишини йўқотиш учун насос ғилдирагидаги кураклар сони турбина ғилдирагидаги кураклар сонига тенг бўлмаслиги керак. Масалан, ГАЗ-12 авто-билидаги гидромурфта насос ғилдирагида 48 та курак ва турбина ғилдирагида 44 та курак урнатилган.



3.4-рasm. Гидромурфтада ишлатиладиган иш ғилдираклари.

мали босқичдан ташқарига сурилиб, уни энергия йуқотишисиз оқиб утади.

Суюқлик оқиб чиқиб кетишининг олдини олиш учун гидромуфта пўлат ҳалқалардан ва гофриланган цилиндрдан иборат четки тигизлагичлар билан таъминланади.

Насос ғилдираги ва турбина ғилдираги валлари ўзаро туташ бўлмайди, уларнинг чеккалари орасида тирқиш мавжуд. Энергия насос ғилдираги валидан турбина ғилдираги валига гидромуфтанинг ички бўшлиғини тулдирувчи иш суюқлиги ёрдамида узатилади.

Двигателдан вал орқали ҳаракатга келтирилган насос ғилдираги айланаётганда иш суюқлигини кичик радиусда қабул қилиб, катта радиусда чиқариб юборилади. Суюқлик насос ғилдирагидан ўтишда уярма ҳаракат олади, натижада унинг ҳаракат миқдорининг моменти ортади. Иш суюқлигининг уярма ҳаракатини таъминлаш

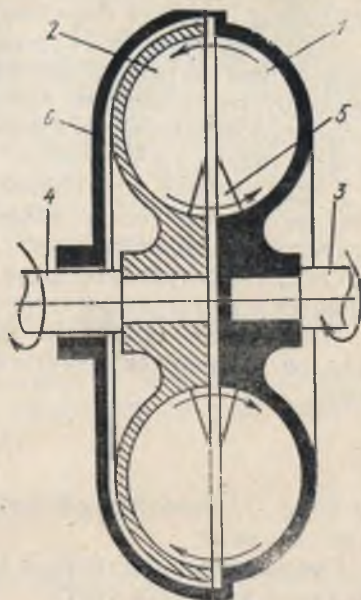
учун двигатель моментининг ҳаммаси сарф қилинади. Суюқлик турбина ғилдирагидан ўтганда суюқлик оқими турбина ғилдиракларининг куракларига таъсир этиб ва унинг қаршилигини енгиб, унинг уярма ҳаракати сўнади. Шундай қилиб, иш суюқлиги насос ғилдирагидан олган энергиясини турбина ғилдиракларига беради ва у орқали машинанинг ҳаракатланувчи қисмларига узатилади. Турбина ғилдирагидан суюқлик яна насос ғилдирагига қайтади. Гидромуфта ғилдираклар суюқликнинг узлуксиз айланма ҳаракатини уярма айланаси дейдилар. Гидромуфтанинг ички ҳалқаси ғовак торонд шаклига эга бўлгани учун тор деб аталади ва металлдан ясалади.

Ҳозирги вақтда юқори иш кўрсаткичли торсиз гидромуфталар ҳам мавжуд (3.5-расм), чунки тор ФИК ни камайтиради.

3.5-§. Асосий параметрлар ва тенгламалар

Гидродинамик муфталарнинг ишини характерлайдиган асосий параметрларга унинг ташқи характеристикаларига кирувчи ва турбина ғилдираги айланишлари сони (n_2) га боғлиқ бўлган буровчи моменти (M) ва ФИК (η) киради (бунда насос ғилдираги айланишлари сони n_1 , ўзгармас).

Гидродинамик узатмалар (шу жумладан, гидромуфталар)нинг насос ва турбина ғилдиракларидаги оқимини ҳисоблаш учун Эй-



3.5- расм. Торсиз гидромуфта.

лер тенгласидан фойдаланилади (бу тенглама парракли гидро-машиналар қисмида берилган).

Насос ва турбина ғилдираklarининг (2.5-расм) кураги узунлиги L нинг кураклар орасидаги қадами t га нисбати $2 \div 5$ оралиқда бўлганда назарий ҳисоблаш натижалари гидромuftалар ва гидротрансформаторлар билан ўтказилган тажрибалар билан жуда мос келади (2.5-расм).

Гидродинамик узатманинг иш ғилдираklари кураклар системасидан ташкил топган айланма панжарадан иборат бўлади. Гидромuftа ғилдираklarининг кураклари, кўпинча, текис радиал шаклда, гидротрансформатор ғилдираklarининг кураклари эса фазовий ёки аэродинамик цилиндр шаклида тайёрланади.

Икки курак орасидаги масофа панжара қадами деб (t) аталади ва у ғилдирак айланаси узунлиги билан қуйидагича ўлча-нади:

$$t = \frac{\pi D^2}{z},$$

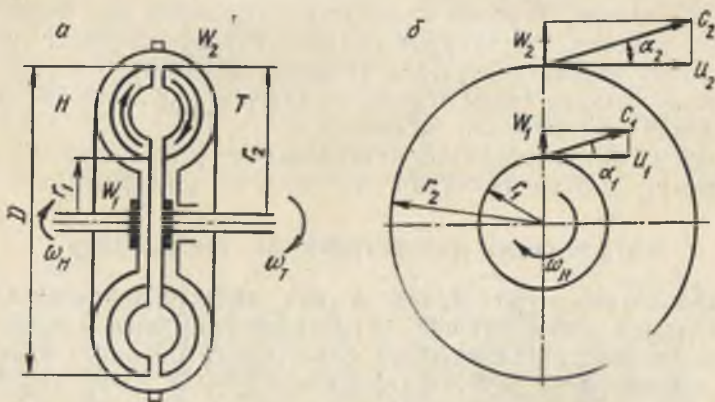
бу ерда D —насос ғилдирагининг ташқи диаметри ($D_1 = 2r_1$); z — кураклар сони.

Панжаранинг зичлиги τ курак ватари узунлигининг панжара қадамига нисбатига тенг:

$$\tau = \frac{L}{t} = \frac{L \cdot z}{\pi D^2}.$$

Гидромuftа ғилдираklари учун $\tau = 2,5 \div 4,0$; гидротрансформатор ғилдираklари учун $\tau = 1,1 \div 1,7$.

Гидродинамик муфта. 3.6-расмда гидромuftанинг схемаси насос ғилдираги ва унинг кириш ҳамда чиқишидаги тезлик параллелограммлари билан келтирилган. Марказдан қочирма насоснинг иш ғилдираklарида суюқлик ҳаракат қилганда суюқлик



3.6-расм. Гидромuftанинг насос ғилдираги, унга кириш ва чиқишга тезлик параллелограммлари билан биргаликда схемаси.

заррачалари тезлиги учта ташкил этувчига: нисбий тезлик — w , айлана тезлик — u ва абсолют тезлик — c га ажралади. Киришда ва чиқишда улар мос равишда w_1, u_1, c_1 ва w_2, u_2, c_2 кўринишида белгиланади. Насос ғилдирагининг чиқишидаги кесими турбина ғилдирагининг киришидаги кесимга ва турбина ғилдирагининг чиқишидаги кесими насос ғилдирагининг киришидаги кесимга тенг бўлгани учун насос ғилдираги билан турбина ғилдиракларидаги суюқлик айланма ҳаракатининг нисбий тезликлари тенг, яъни марказда r_1 ва r_2 радиусли масофаларда айлана тезлик

$$u_1 = \omega_n r_1 \text{ ва } u_2 = \omega_n r_2$$

га тенг бўлади; бу ерда ω_n — насос ғилдираги айланишининг бурчак тезлиги.

Насос ғилдираги валининг айлантирувчи моменти суюқликнинг насос ғилдирагига кириш ва чиқишдаги ҳаракат миқдори моментларининг айирмасига тенг:

$$M_n = \frac{\gamma Q}{g} (c_{2n} r_2 \cos \alpha_2 - c_{1n} r_1 \cos \alpha_1), \quad (20.1)$$

бу ерда $\frac{\gamma Q}{g}$ — насос ғилдираги куракларидан 1 секундда оқиб ўтаётган иш суюқлигининг массаси; c_{1n}, c_{2n} — насос ғилдирагига кириш ва чиқишдаги абсолют тезликлар. Суюқлик ҳаракатининг насос ғилдирагидан чиқишдаги абсолют тезлиги c_{2n} турбина ғилдирагига киришдаги абсолют тезлик c_{2m} га, турбина ғилдирагидан чиқишдаги абсолют тезлик c_{2m} насос ғилдирагига киришдаги абсолют тезлик c_{1n} га тенгдир.

Бунда турбина валидаги буровчи момент қуйидагига тенг бўлади:

$$M_m = \frac{\gamma Q}{g} (c_{2m} r_2 \cos \alpha_2 - c_{1m} r_1 \cos \alpha_1). \quad (20.2)$$

Демак, насос ғилдираги валининг айлантирувчи моменти турбина ғилдирагининг буровчи моментига тенг. Ҳақиқатан эса, ишқаланиш кучларига энергиянинг бир қисми сарф бўлиши сабабли турбина ғилдираги валидаги айлантирувчи момент ҳавога ишқаланиш ва подшипникдаги ишқаланишни билдирувчи вентиляциян йўқотиш ҳисобига насос ғилдираги валидаги буровчи моментдан кичикдир. Вентиляциян йўқотиш мосланган шароитда узатилувчи моментга қараганда анча кичик бўлгани учун $M_n \approx M_m$ деб қабул қилинган. Двигателнинг насос ғилдирагига берган қуввати (12.12) формулага асосан қуйидагига тенг:

$$N_n = \frac{\gamma Q H}{75 \eta_n}, \quad (20.3)$$

бу ерда Q — суюқлик сарфи; η_n — гидромuftали насос ғилдирагининг ФИК (0,92 ÷ 0,98 га тенг).

Насос ғилдирагидаги қувват

$$N'_n = N_g - N_{\text{вен}} \quad (20.4)$$

бу ерда N_g —двигателнинг максимал қуввати; $N_{\text{вен}}$ —ёрдамчи механизмларга сарфланган қувват.

Одагла

$$N_{\text{вен}} = 0,1N_g \quad (20.5)$$

деб қабул қилинади.

Гидромуфталарни ҳисоблаш учун насос ғилдираги валидаги қувват N_n ва двигателнинг айланишлари сони n_n берилган бўлиши керак. Гидромуфтанинг ФИК қуйидагига тенг:

$$\eta = \frac{N_m}{N_n} = \frac{M_m n_m}{M_n n_n}, \quad (20.6)$$

бу ерда N_n ва N_m —насос ва турбина ғилдирақларининг қувватлари; n_n ва n_m —насос ва турбина ғилдирақларининг айланишлари сони.

Лекин $M_n = M_m$ бўлгани учун

$$i = \eta = \frac{n_m}{n_n}, \quad (20.7)$$

бу ерда i —узатиш сони.

Гидромуфта $n_n \neq n_m$ тенгсизлик бажарилганда, яъни суюқлик айланма ҳаракатда бўлганида ишлайди. n_n ва n_m орасидаги фарқ қанча катта бўлса, гидромуфта узатадиган момент шунча катта бўлади. Гидромуфта насос ва турбина ғилдирақлари айланишлари сонлари айирмасининг насос ғилдираги айланиш сонига нисбати сирпаниш коэффициентини дейилади:

$$S = \frac{n_n - n_m}{n_n}. \quad (20.8)$$

Одатда, гидромуфталар учун $S = 2 + 4\%$. Гидромуфталар ва гидротрансформаторлар марказдан қочма насосга ўхшаш тезюрарлик коэффициентини (14.14) га ва гидромуфта насоси ғилдирақларининг чиқишидаги ва киришидаги диаметрларининг нисбатига қараб гуруҳларга ажратилади. Агар қувват формуласи (20.3) дан Q нинг қийматини топиб (20.7) га қўйсақ, насос ғилдирагининг босими учун қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$H = \left(\frac{1000N_n \cdot n_n^2}{\gamma n_s} \cdot \eta_n \right)^{0,4}, \quad (20.9)$$

бу ерда η_n —гидромуфтани насоснинг ФИК; $\eta_n = 0,82 \div 0,98$; n_s —тезюрарлик коэффициенти.

И. И. Куколевский гуруҳлаши бўйича гидромуфталарда энг қулай тезюрарлик коэффициенти $n_s = 50 \div 70$, нормал марказдан қочма ғилдирақли гидротрансформаторлар учун диаметрлар нис-

бати $\frac{D_2}{D_1} = 2$, тезюарлик коэффициенти $n_s = 70 \div 120$, тезюар гидротрансформаторлар учун диаметрлар нисбати $\frac{D_2}{D_1} = 1,2 \div 1,6$, $n_s = 150 \div 350$ бўлади.

Суюқликнинг насос ғилдираги орқали сарфи

$$Q = \frac{N}{\gamma H} \eta_n \text{ м}^3/\text{с}. \quad (20.10)$$

Насос ғилдираги валининг диаметри қуйидаги формула билан аниқланади:

$$d_n = 0,145 \sqrt{\frac{N}{n_s}} \text{ м}. \quad (20.11)$$

Насос ғилдираги втулкасининг диаметри

$$d_{вт} = (1,5 \div 2) d_n \quad (20.12)$$

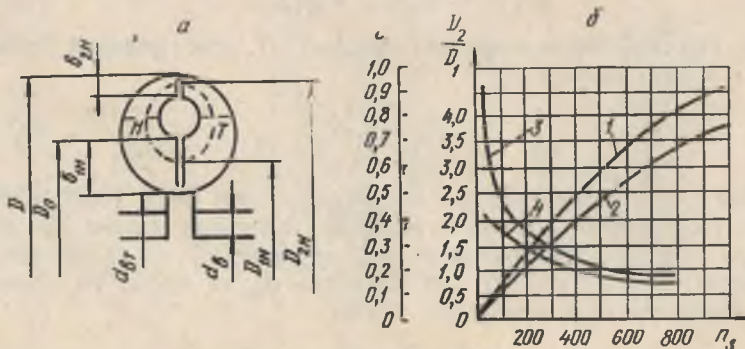
ораликда олинади.

3.7-расм, а да гидромuftанинг асосий ўлчамлари кўрсатилган.

Насос ғилдирагига киришдаги тезлик ёки меридионал тезлик қуйидагича аниқланади:

$$c_m = c_{1n} = \alpha \sqrt{2gH} \text{ м/с}, \quad (20.13)$$

бу ерда α —кириш тезлигининг коэффициенти, тезюарлик коэффициенти (n_s) га боғлиқ бўлиб, 3.7-расм, б даги графикдан аниқланадиган абсолют тезликнинг радиус йўналишидаги проекцияси меридионал тезлик дейилади. 3.7-расм, б да α — коэффициентининг ўзгаришини 1 чизиқ (Шпанхаке бўйича); Куколявский бўйича α нинг ўзгаришини 2 чизиқ кўрсатади; насослар учун $\frac{D_2}{D_1}$ чизиғи 3; турбиналар учун $\frac{D_2}{D_1}$ чизиғи 4.



3.7-расм. Кириш тезлиги коэффициентининг тезюарлик ва иш ғилдираги ўлчамларга боғлиқлиги.

$c_{1н}$ ни айлана тезлик орқали аниқлаш ҳам мумкин:

$$c_m = c_{1н} = (0,20 \div 0,25)u_{2н}, \quad (20.14)$$

бу ерда $u_{2н}$ —насос ғилдирагидан чиқишдаги айлана тезлик.

Кураклар сони чексиз кўп бўлганда марказдан қочма насоснинг асосий тенгламаси (13.5) дан фойдаланилади.

Гидромуфтали насос ғилдирагидаги кураклар тўғри радиалдир, яъни $\beta_{1н} = \beta_{2н} = 90^\circ$. Бу ҳолда насос учун $c_{2н} \cos \alpha_{2н} = u_{2н}$ (чўнки тезлик параллелограми тўғри бурчакли) (3.6 расм, а, б). Бундан ташқари, суюқлик насос ғилдирагидан турбина ғилдирагига абсолют тезлик билан келишини назарда тутсак, турбина ғилдирагининг кураклари ҳам радиал эканлигини $c_{2м} \cos \alpha_{2м} = u_{2м}$; $c_{1м} \cos \alpha_{1м} = u_{1м}$ ҳисобга олиб, гидромуфтalar учун (13.5) тенглама қўйидаги кўринишга келади:

$$\begin{aligned} H_{t\infty} &= \frac{1}{g} (u_{2н}c_{2н} \cos \alpha_{2н} - u_{1н}c_{1н} \cos \alpha_{1н}) = \\ &= \frac{1}{g} (u_{2н}^2 - u_{1н}^2) = \frac{1}{g} (u_{2н}^2 - u_{1н}u_{2м}). \end{aligned} \quad (20.15)$$

Ўртача оқим чизиғи учун насос ғилдирагига киришдаги диаметр $D_{1н}$ турбина ғилдирагининг чиқишидаги диаметри $D_{2м}$ га тенг эканлиги назарда тутилганда

$$\frac{u_{2м}}{u_{1н}} = \frac{n_m}{n_n} = \eta_{г.м.н} \quad (20.16)$$

яъни

$$u_{2м} = u_{1н} \cdot \eta_{г.м.н}. \quad (20.17)$$

(20.17) формуладан $u_{2м}$ нинг қийматини (20.15) тенгламага қўйиб сак:

$$H_{t\infty} = \frac{1}{g} (u_{2н}^2 - u_{1н}^2 \eta_{г.м.н}^2). \quad (20.18)$$

Бундан кўринадики, чиқишдаги айлана тезлик қўйидагига тенг:

$$u_{2н} = \sqrt{u_{1н}^2 \eta_{г.м.н}^2 + gH_{t\infty}}. \quad (20.19)$$

Насос ғилдирагининг ҳақиқий босими H_n дан назарий босими ($H_{t\infty}$) ни аниқлаймиз:

$$H_{t\infty} = \frac{H_n}{\eta_{г.н.}}, \quad (20.20)$$

бу ерда $\eta_{г.н.}$ — насос ғилдирагининг гидравлик ФИК ($0,92 \div 0,98$). Насос ғилдирагининг диаметрини суюқликнинг сарфи Q учун ёзилган тенгламадан топилади. Бу тенгламада суюқлик сарфи Q , киришдаги тезлик $c_{1н}$, втулка диаметри $d_{вт}$ ва насос ғилдирагининг диаметри D_o қатнашади:

$$Q = \frac{\pi}{4} (D_o^2 - d_{вт}^2) c_{1н}, \quad (20.21)$$

бундан

$$D_o = \sqrt{\frac{4Q}{\pi c_{1H}} + d_{вт}^2} \quad (20.22)$$

Айлана тезликдан насос ғилдирагининг чиқишдаги диаметри аниқланади:

$$D_{2H} = \frac{u_{2H} 60}{\pi n_H} \quad (20.23)$$

Насос ғилдирагининг киришдаги диаметри:

$$D_{2H} = \frac{D_o + d_{вт}}{2} \quad (20.24)$$

Насос ғилдирагига киришдаги айлана тезлик:

$$u_{1H} = \frac{\pi D_{1H} n_H}{60} \quad (20.25)$$

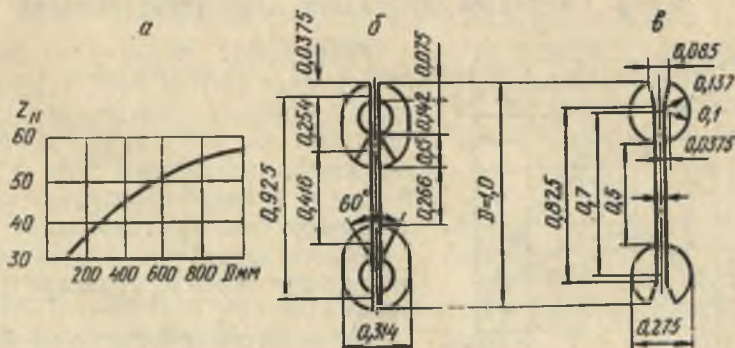
Насос ғилдирагига киришдаги каналнинг шартли эни:

$$b_{2H} = \frac{Q}{\pi D_{2H} c_{1H}} \quad (20.26)$$

Гидромуфтанинг актив диаметри

$$D = D_{2H} + b_{2H} \quad (20.27)$$

Насос ғилдирагининг кураклари сони z_H актив диаметр катталигига боғлиқ равишда 3.8-расм, *a* даги графикдан топилади. Одатда, кураклар сони жуфт олинади. Насос ғилдирагига қараганда турбина ғилдирагида кураклар сони 2 та кўп бўлади, агар ғилдирақлардаги кураклар сони тенг бўлса, резонанс ҳодисаси рўй бериши мумкин. Ујорма айланасининг қолган ўлчамлари актив диаметр (D) нинг нисбатларидан аниқланади, торли гидромуфта



3.8-расм. Насос ғилдирақлар сони, графиги, торли ва торсиз гидромуфтalar кураклари ўлчамлари.

учун улар 3.8-расм; б да ва торсиз гидромурфта учун 3.8-расм, в да келтирилган. Энди насос филдирагининг чиқишдаги ўлчами $D_{2н}$ ни аниқлаб олинади. Бунинг учун $H'_{t\infty}$ қуйидаги формуладан аниқланади:

$$H'_{t\infty} = \frac{H_n}{\eta_r} (1 + p_r), \quad (20.28)$$

бунда

$$p_r = \frac{3,6}{z_n \left[1 - \left(\frac{r_{1н}}{r_{2н}} \right)^2 \right]}$$

(20.28) формуладан $H'_{t\infty}$ нинг қийматини (20.18) тенгламага қўйиб, чиқишдаги айлана тезликнинг аниқлаштирилган қийматини оламиз:

$$u'_{2н} = \sqrt{u_{1н}^2 \eta_{г.м.} + g H'_{t\infty}}. \quad (20.29)$$

Бундан кейин

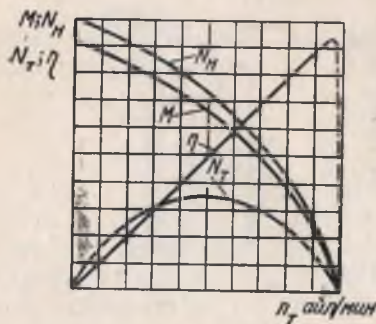
$$D'_{2н} = \frac{u'_{2н} \cdot 60}{\pi n_n}$$

ни аниқлаштирамиз. Ниҳоят,

$$v'_{2н} = \frac{Q}{\pi D'_{2н} c_{1н}}$$

Шундай қилиб, гидромурфта ўлчамларининг якуний қиймати қабул қилинади. Гидромурфтада турбина филдираги ва насос филдирагининг ўлчамлари тенг, шунинг учун турбина филдиракларида кураклар сонини ҳисоблаб ўтирмай, насос филдираклари куракларидан иккита ортиқ ($z_m = z_n + 2$) деб қабул қилинади.

3.6-§. Гидравлик муфтанинг характеристикалари



3.9-расм. Гидромурфатанинг ташқи характеристикалари.

Гидромурфта буровчи momenti (M), қувват (N) ва ФИК (η) нинг, насос филдираги айланишлар сони (n_n) ўзгармас бўлганда, турбина филдираги айланишлар сони n_m га боғлиқлиги гидромурфатанинг ташқи характеристикалари дейилади.

Ташқи характеристика тажриба натижалари асосида қурилади (3.9-расм).

Аввал буровчи момент ва ФИК ни ифодаловчи график $n_n = \text{const}$ учун (қизилади). Насос филдирагининг қувват графиги эса момент

графигидан фақат масштаб тасвири билангина фарқланади. Турбина ғилдирагининг N_m қуввати n_m ва n_n нинг функцияси-дир, ва у $n_m = 0$ ва $n_m = n_n$ бўлган ҳолларда нолга тенг. Айла-ниш сонининг бу миқдорлар орасидаги бирор қийматида қувват максимумга эришади. Гидромуфта ФИК насос ғилдирагининг ай-ланишлари сони $n_n = \text{const}$ бўлганда тўғри чизиқ бўйича ўзгара-ди, чунки $\eta = i = \frac{n_m}{n_n}$. Гидромуфта характеристикалари иш су-

юқлиги билан тўла ёки қисман тўлдирилган ҳоллар учун қури-лади. Тўлдирилган иш бўшлиғининг камайиши гидромуфта уза-тиш моментининг пасайишига олиб келади.

Гидромуфта тўла тўлдирилганда иш суюқлигининг ҳажми гидромуфта геометрик ҳажм бўшлиғининг тахминан 90% ига тенг, чунки унинг яхши ишлаши учун эркин бўшлиқ қолдирилиши керак. Бу бўшлиқ суюқликдан ажралиб чиққан буғ ва ҳаво бил-лан тўлади. Геометрик ҳажмнинг 90% дан кам тўлдирилиши гидромуфтанинг қисман тўлдирилиши дейилади.

Ташқи характеристика қуйидагича қурилади. Абсцисса ўқиға турбина ғилдирагининг айланишлари сони ёки турбина айланиш-ларининг нисбий сони $i = \frac{n_m}{n_n}$, ордината ўқиға эса айлантурувчи

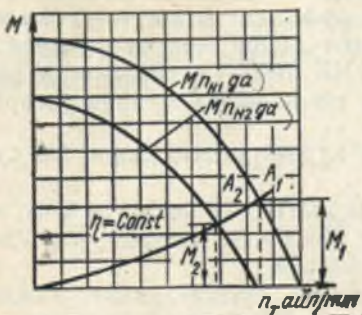
момент, ФИК қиймати ва қувватнинг ўзгариши жойлаштирилади. Етақловчи валнинг айланишлари сони ўзгарувчан ($n_n = \text{const}$) бўлган ҳолларни гидромуфтанинг универсал характеристикаси тасвирлайди ва у насос айланишлари сони ҳар хил бўлганда, турбина айлантурувчи моментининг у айланишлар сонига боғла-ниш қонунини ифодалайди. Бундан ташқари, универсал характе-ристика гидромуфта айлантурувчи моменти графигининг, яъни $M_k = f_k(n_n, n_m)$ функцияни, ФИКнинг турли берилган ($\eta = 0,1, 0,2; 0,3$ ва ҳ.) қийматларида ифодалайди. Универсал характе-стикани (3.10-расм) қуриш учун аввал насос ғилдираги айланиш-лари сонининг, $n_n = 100, 90, 80, 70$ ва ҳоказо ўзгармас қиймат-ларида ташқи характеристикасини қуриш керак.

Бу иш қуйидагича бажарилади. Гидромуфта насос ғилдира-гининг ва турбина ғилдирагининг айланишлари сони n_{n1}, n_{m1} бўл-са, шу айланишлар сонида гидромуфта буровчи моменти M_{n1} ва ФИК $\eta_{г.м.1}$ бўлсин. У ҳолда ўхшашлик қонунларига асосан ик-кинчи айланишлар сонига тегишли буровчи момент қуйидагича тенг бўлади:

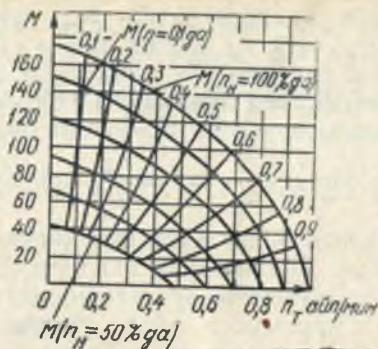
$$M_{n2} = M_{n1} \left(\frac{n_{n1}}{n_{n2}} \right)^2.$$

Энди M_{n2} буровчи моментга мос келувчи турбина айланишлари сони n_{m2} ни топамиз. n_{m1} ва n_{m2} учун ФИК нинг тенглигидан,

$$\eta_{г.м.1} = \eta_{г.м.2}.$$



3.10- расм. Универсал характеристикани қуришга доир чизма.



3.11- расм. Гидромуфтанing универсал характеристикаси.

Маълумки,

$$\eta_{г.м.1} = \frac{n_{m1}}{n_{k1}}; \quad \eta_{г.м.2} = \frac{n_{m2}}{n_{k2}}$$

Ундан

$$\frac{n_{m1}}{n_{k1}} = \frac{n_{m2}}{n_{k2}}$$

ва, ниҳоят,

$$n_{m2} = \frac{n_{m1} \cdot n_{k2}}{n_{k1}} \quad (20.30)$$

Айланишлар сони n_{k1} ва n_{k2} бўлганда топилган M_{k1} ва M_{k2} моментларини графикда тасвирлаб, мос равишда A_1 ва A_2 нуқталарни топамиз. Бу нуқталарни бирлаштириб, графикнинг (η нинг берилган қиймагида, 3.10-расм) бир қисмини ҳосил қилинади. Бу ишни η нинг бошқа қийматлари учун ҳам бажариб, 3.11-расмда кўрсатилган универсал характеристика тузилади. Гидромуфтанing универсал характеристикасидан фойдаланиб тортиш (тяга) характеристикасини қуриш мумкин (3.12-расм). Буровчи моментнинг $n_k = 900; 800; 700; 600; 500; 400; 300; 200$ айланишлар сонига тегишли 8 та графиги берилган. Универсал характеристикада двигателъ momenti M нинг графиги қурилади (3.12-расм, а). Агар двигателъ momenti насос ғилдирагига кучайтирувчи механик узатма орқали берилса, унда моментнинг графиги кучайтиргичнинг узатиш нисбатини ҳисобга олиб қурилади. Двигателъ момент чизиқлари билан гидромуфта момент чизиқларининг кешиши нуқталарини (a, b, c, d, e, f, k, g) гидромуфта тортиш momenti характеристикасида тасвирланади (3.12-расм, б). Сўнгра $n_k = f(n_m)$ функция графиги чизилади. Кейин насос ва турбина ғилдиракларининг айланишлар сонидан фойдаланиб, гидромуфта ФИК $\eta_{г.м.} = \frac{n_m}{n_k}$ ни аниқлаймиз ва тортиш momenti характери-

касида $\eta_{г.м.} = f(i)$ функция графиги қурилади. Гидромуфта бошқарувчи вал айланишлари сонининг камайиши билан етакловчи валга анча катта буровчи момент бера олади. Буровчи момент тенгламаси (20.2) дан кўринадики, назарий ҳисоблашларда турбина ғилдирагига киришдаги c_{2m} тезлик насос ғилдирагидан чиқувчи $c_{2н}$ тезликка тенг, яъни $c_{2m} = c_{2н}$. Шунинг учун (20.2) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$M_m = \frac{\gamma Q}{g} (c_{2н} r_2 \cos \alpha_2 - c_{1m} r_1 \cos \alpha_1). \quad (20.31)$$

Гидромуфтларда кураклар радиал ўрнатилганлиги учун $\beta = 90^\circ$. Бу ҳолда

$$c_{2н} = u_{2н}; \quad c_{1m} = u_{2m},$$

унда

$$\frac{u_{2m}}{u_{2н}} = i,$$

бундан

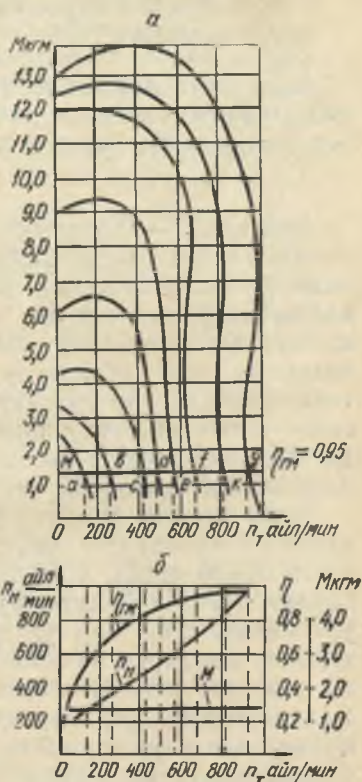
$$u_{2m} = u_{2н} \cdot i. \quad (20.32)$$

Юқорида айtilганларни назарда тутиб ва чиқарилган ифодаларни (20.31) тенгламага қўйиб қуйидаги олинади:

$$M_m = \frac{\gamma Q}{g} (u_{2н} r_2 \cos \alpha_2 - u_{2н} r_1 \cos \alpha_1). \quad (20.33)$$

Бу тенгламадан кўринадики, турбина айланиш momenti икки ҳолда (харж Q ортганда ва турбина айланишлар сони i камайганда) ортар экан. Биринчи ҳол: турбина валининг айланишлар сони i пасайса, гидромуфта каналларидаги тезлик ортади, натижада Q ортади, харжнинг ортиши билан эса гидромуфта бошқарилувчи валга узатилаётган айланиш momenti ҳам ортади (20.33).

Иккинчи ҳол: айланишлар сони камайса, (20.33) тенгламадаги қавс ичидаги иккинчи ҳад камаяди, натижада гидромуфта узатиш момент ортади. Агар айланишлар сони нолга тенг бўлса, яъни турбина вали тўхтаса, узатиш momenti максимал қийматга эришади.



3.12- расм. Универсал характеристикадан фойдаланиб тортиш характеристикасини қуришга доир.

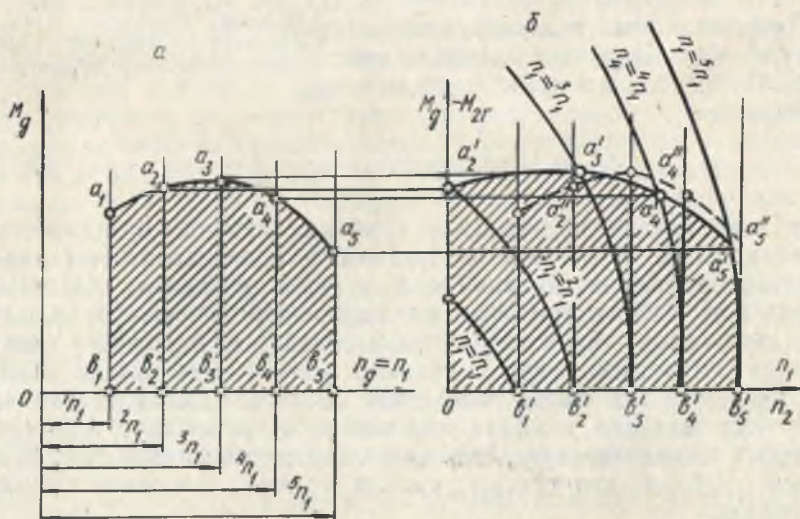
3.7-§. Гидромуфтанинг двигатель билан биргаликда ишлаши

Ички ёнув двигатели ва гидромуфта биргаликда ишлаганда двигательнинг тирсакли вали насос гилдираги билан блок қилиб бирлаштирилади, шунинг учун

$$n_g = n_n.$$

Двигатель — гидромуфта системасининг характеристикаларини аниқлаш учун двигательнинг айланишлари сони ўзгартириб борилади. Бунда айланишлар сонининг энг кичик миқдори двигатель айланишлар сонининг энг кичик турғун қийматига тенг ва энг каттаси эса двигатель айланишлар сонининг мумкин қадар энг каттасига тенг бўладиган қилиб ўзгартирилади. Двигательнинг танланган ҳар бир айланишлари сони учун бирдан бошлаб нолгача узатиш нисбатларининг қатор қийматларини бериб борилади. Ҳар бир узатиш нисбати учун мос равишда насос гилдирагидаги момент ҳисоблаб чиқилади.

Агар узатиш нисбатларининг катталиклари камайтирилганда ҳисоблаб чиқарилган момент двигательнинг максимал моментидан катта бўлиб қиқса, у ҳолда берилган айланишлар сони учун ҳисоблаш тугаган бўлади, чунки муфта бундан катта моментларни узатмайди. Ҳар бир узатиш нисбатларининг қийматлари учун турбина гилдирак валининг айланишлари сони ҳисоблаб чиқилади. Одатда, натижа жадвал шаклида берилади. Олинган натижадан фойдаланиб, двигательнинг айланишлари n_g нинг берилган қийматлари учун $M_n = f(n_m)$ функция, двигатель momenti M_g графикларини тузиш мумкин (3.13-расм). Бу графиклар гидромуфт-



3.13- расм. Гидромуфтанинг двигатель билан биргаликда ишлашига доир.

танинг тортиш имкониятларини ифодалайди. Бироқ уларнинг ҳаммаси ҳам амалда қўлланилавермайди, чунки гидромурфта двигателдан олиш мумкин бўлган ҳамма моментларни ҳам узатавермайди. Турбина ғилдирагининг насос ғилдирагига нисбатан сирпаниши ҳисобига n_m ҳар доим n_n дан кичик. Шунинг учун $n = \text{const}$ бўлганда b_1a_1 ; b_2a_2 ; b_3a_3 ; b_4a_4 ; b_5a_5 вертикал тўғри чизиклар (3.13-расм, а) мос равишда b_1a_1 ; b_2a_2 ; b_3a_3 ; b_4a_4 ; b_5a_5 (3.13-расм, б) чизикларга ўтади. Двигателнинг кичик айланишларига тегишли a_1 ва a_2 нуқталар графикдан чапга чиқиб кетади; a_5 , a_4 , a_3 ; a_5 , a_4 ; a_3 нуқталар двигатель мос моментларини ифодаловчи a_5 , a_4 , a_3 нуқталарни айланишларга горизонтал кўчириш йўли билан ҳосил қилинади. 3.13-расм, б да эгри чизик билан абсцисса ўқи орасидаги штрихланган соҳа двигателнинг нормал ишлаш соҳасини билдиради.

3.13-а ва 3.14-расм, б ларни ўзаро солиштириш натижасида қуйидаги хулосаларга келиши мумкин: гидромурфта двигатель иш соҳасини кенгайтиради, турбина ғилдираги тўхтатилганда ҳам двигатель нормал ишлайди ва хоҳлаганча кичик айланишларда ҳам турбина ғилдирагининг ишлаши мумкин бўлади; ҳаракат бошланишида ($n_m = 0$) турбина ғилдираги валидаги момент двигателнинг максимал моментидан унча фарқ қилмайди. Двигатель-гидромурфта системасининг характеристикасини двигатель характеристикаси билан таққослаш учун 3.13-расм, б да двигателнинг характеристикасидан фойдаланамиз. Бунда a_1 , a_2 , a_3 , a_4 , a_5 нуқталар (3.13-расм) b_1a_1 , b_2a_2 , b_3a_3 , b_4a_4 , b_5a_5 вертикалларга кўчирилган бўлиб, a_5a_5 , a_4a_4 , a_3a_3 кесмалар $M_m = f(n_m)$ эгри чизиклар ва уларга тегишли вертикаллар орасидаги горизонтал масофаларга тенг ва турбина ғилдирагининг йўқотган айланишларини билдиради. Бу айланишлар сонини сирпаниш айланишлари деб аталади ва у қуйидагича аниқланади:

$$n_n = n_n - n_m. \quad (20.34)$$

3.13-расм, б даги графикнинг ҳар бир нуқтасига двигатель-гидромурфта системасининг аниқ бир режимдаги иши мос келади. Шундай қилиб, ординатадаги катталиқ турбина ғилдираги моментини, абсциссадаги катталиқ эса унинг айланишлар сонини билдиради. Турбина ғилдираги айланишлар сонини двигатель айланишлар сонига бўлсак, ФИК тенг бўлган узатиш нисбатга эга бўламиз.

3.8-§. Гидромурфта ишини ростлаш

Гидромурфатанинг ишини ростлаш уч усул билан амалга оширилади: 1) етакловчи вал айланишлари сонини ўзгартириш йўли билан; 2) гидромурфта оқар қисмининг шаклини ўзгартириш йўли билан; 3) иш бўшлигини суоқлик билан тўлдириш даражасини ўзгартириш йўли билан.

Двигателнинг етакловчи вали айланишлари сонини ўзгарти-

риш билан ростлаш усули, асосан, транспорт ва юк кўтариш машиналарида қўлланилади. Бу усул билан ростлаш натижасида гидромуфта вадида унча катта бўлмаган қолдиқ момент ҳосил бўлади, бу эса транспорт машиналари (автомобиллар, тракторлар) учун катта аҳамиятга эга. Масалан, агар гидромуфта вадидаги қолдиқ момент ҳаракатдаги автомобиль қаршилигидан кичик бўлса, у ҳолда ҳайдовчи двигателни ўчирмай фақат айланишлар сонини камайтириш билан машинани тўхтата олади. Агар гидромуфтада катта қолдиқ моменти ҳосил бўлса, у ҳолда автомобилни тўхтатиш учун тормоз ёки ажратиш қурилмасидан фойдаланиш керак бўлади.

Тўлдириш даражаси ўзгармас бўлганда гидромуфта оқар қисмининг шаклини ўзгартириш йўли билан ростлаш, шунингдек, техник ростлаш момент бўйича ростлаш даражаси кичиклиги сабабли амалда қўлланилмаган. Ростлаш даражаси момент ва тезлик бўйича фарқланади.

Момент бўйича ростлаш даражаси—етаковчи валнинг асосий иш тартибидаги моментнинг турбина тўхтатилганда ўша валнинг ўзидаги минимал моментга нисбати билан ўлчанади.

Тезлик бўйича ростлаш даражаси етакловчи валнинг номинал айланишлари сонининг ўша валнинг минимал айланишлар сонига нисбати билан ўлчанади.

Иш бўшлиғини суюқлик билан тўлдириш даражасини ўзгартириш йўли билан ростлаш гидромуфтани ростлашнинг энг кенг тарқалган усули ҳисобланади. Уни баъзан суюқлик орқали ростлаш ҳам деб атайдилар. Ростлашнинг бу усулини кенгроқ кўриб чиқамиз. У уч хил тарзда бажарилиши мумкин:

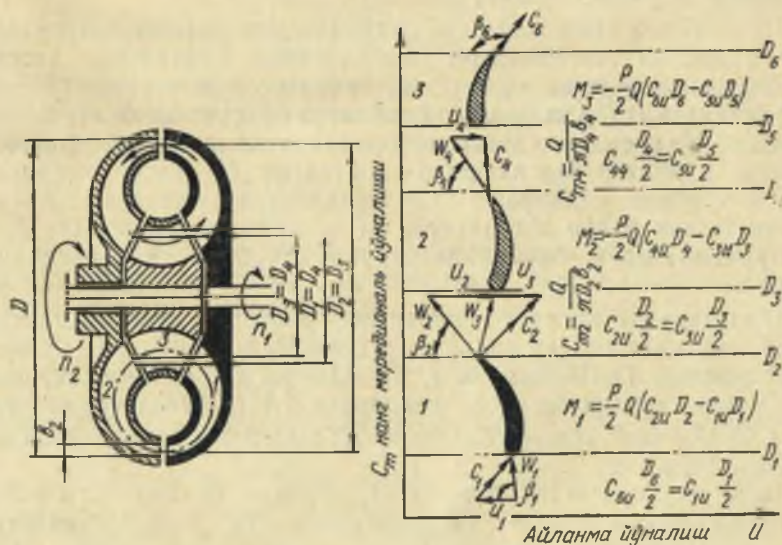
- 1) гидромуфтага киришда суюқлик оқимини ростлаш;
- 2) гидромуфтадан чиқишда суюқлик оқимини ростлаш;
- 3) гидромуфтага кириш ва чиқишда суюқлик оқимини ростлаш.

Суюқлик орқали ростлашнинг ҳар бир хили гидромуфтанинг айрим-айрим бўғинларида бир нечтадан лойиҳавий ечимларга эга. Гидромуфта ишини ростлаш натижасида уни шундай эпчил бошқаришга эришиладики, гидромуфта иккиламчи валининг айланишлари сонини тез ўзгартириш ва гидромуфта бир тартибдан иккинчи тартибга минимал вақтда ўтиши мумкин бўлади ҳамда гидромуфтанинг турли тартиблардаги иши барқарор бўлади. Агар биз гидромуфта иш бўшлиғини суюқлик билан турли даражада тўлдирсак, бу билан етакловчи валнинг айланишлари сонини ўзгартирган бўламиз (20.33-тенгламага қаранг). Лекин гидромуфта ишида беқарор зоналар борлиги учун кўпинча уни ростлаш даражаси етарли бўлмаслиги мумкин. Масалан, суюқлик оқими билан ростлашда гидромуфтага киришидаги тартибни алмаштириш учун 2–3 минут вақт кетади. Бу катта камчилик ҳисобланади. Ҳозир энг қулай ҳисобланган гидромуфта қўшимча ҳажмли ва босқичли гидромуфталаридир. Буларда оқим шаклининг кескин ўзгариш ҳоллари бўлмайди.

3.9- §. Гидротрансформаторнинг вазифалари, гуруҳланиши, тузилиши ва ишлаш жараёни

Буровчи моментни ва етакланувчи валнинг айлаишлари со-
нини етакловчи вал айлаишлари сонига нисбатан ўзгартириш
йўли билан қувватни етакловчи валдан етакланувчи валга узатув-
чи энергетик машина буровчи момент гидротрансформатори деб
аталади. Етакловчи ва етакланувчи валлари бир томонга айла-
нувчи гидротрансформаторлар тўғри йўлли, қарама-қарши томонга
айланувчилари эса тескари йўлли гидротрансформаторлар дейи-
лади.

Гидротрансформаторнинг корпуси реактор куракларида ҳозил
бўладиган ва корпус билан боғлиқ бўлган реактив моментни қа-
бул қилувчи ташқи таянчга эга. Бундай трансформаторлар бир
босқичли насос, бир, икки ва уч босқичли турбина билан ҳамда
бир ёки бир нечта реактор, уч, тўрт ва кўп босқичли турбина
билан бирга ишлайдиган қилиб қурилиши мумкин. Буларнинг энг
соддаси уч ғилдиракли гидротрансформатордир (3.14- расм). Бу
гидротрансформаторда двигатель ёрдамида ҳаракатга келтирила-
диган ва анчагина кичик бурчак тезлик билан айланадиган насос
ғилдираги иш суюқлигини турбина 2 га йўналтиради. Энергия-
сини турбинага берган суюқлик қўзғалмас куракли реактор 3 ор-
қали насосга қайтади. Реакторнинг қўзғалмас кураклари насос
ва турбина орасидаги суюқликнинг ҳаракат миқдори моментини
ўзгартиради. Натижада турбинанинг айлаиш momenti ва бурчак
тезлиги мос равишда ўзгаради.



3.14- расм. Гидротрансформатор.

Гидротрансформатор иш бўшлигида реакторнинг мавжудлиги туфайли турбинанинг бурчак тезлиги унинг валига юкланган момент катталигига боғлиқ равишда ўзгаради. Шундай қилиб, гидротрансформаторда насос ҳосил қилган суюқлик оқими турбина ва реактор куракларидан кетма-кет ўта бориб, турбинани ўзгарувчан буровчи момент ёрдамида насос билан бир томонга айлантиради.

Гидротрансформаторнинг ишини насос ғилдирагининг айла нишлари ўзгармас бўлганда уярма айланасидаги суюқлик сарфи ўзгармас деб фараз қилиб кўриб чиқамиз. Ҳақиқатда эса, сарф узатиш нисбатининг кичраиши билан оз бўлса ҳам ўсиб боради. Бироқ, сарфнинг бу ўзгариши гидротрансформатор ишига унча таъсир кўрсатмайди.

Сарф ўзгармас бўлганда реактор кураклари қўзғалмас бўлгани сабабли насос ғилдирагига келаётган оқимнинг катталиги ва йўналиши ўзгармайди. Шунинг учун турбина ғилдираги иш тартибининг ўзгариши билан насос ғилдирагига киришдаги тезлик учбурчаги ўзгармай қолади. Бу шароитда ($Q = \text{const}$ ва $n_n = \text{const}$) насос ғилдирагидан чиқишдаги тезлик учбурчаги ҳам ўзгармай қолади. Шунинг учун турбина ғилдирагининг ҳамма таркибларида насос ғилдирагидаги момент ўзгармасдир.

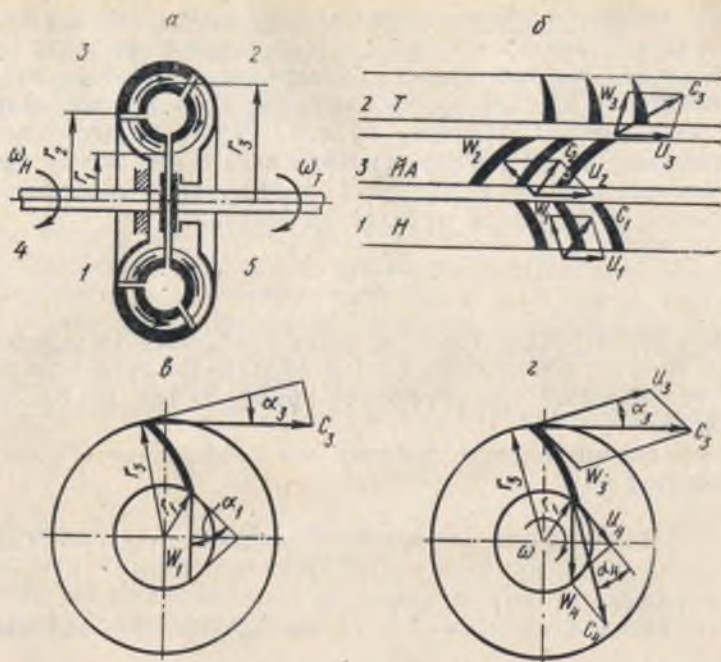
3.10-§. Асосий параметрлар, тенгламалар ва уларнинг моҳияти

M_n , M_m , η , n_n , n_m катталиклар ва трансформация коэффициенти K гидродинамик трансформаторнинг ишини характерлайдиган асосий параметрлардир.

Шуни айтиб ўтиш керакки, гидродинамик трансформаторларнинг ҳисоблаш тенгламалари гидродинамик муфталарни ҳисоблаш тенгламаларининг худди ўзи, лекин улар момент ўзгаришининг бошқа миқдор ва бошқа қонунларга бўйсунуши билан фарқланади. 3.15-расмда гидротрансформаторнинг схемаси берилган. Схемада қуйидаги белгилашлар киритилган: 1 — насос ғилдираги; 2 — турбина ғилдираги; 3 — йўналтирувчи аппарат; 4 — ω_n бурчак тезлик билан айланадиган насос ғилдирагининг вали 5 — ω_m бурчак тезлик билан айланадиган турбина ғилдирагининг вали.

Йўналтирувчи аппарат гидротрансформаторга қўзғалмайдиган қилиб маҳкамланган ва ундан чиқадиган c_2 тезлик курак бўйлаб йўналтирилган (3.15-расм, *а*, *в*, *б*). 3.15-расм, *б* да куракларнинг жойлашиш схемаси ва насос ғилдираги 1(Н), йўналтирувчи аппарат 3(ЙА) ва турбина ғилдираги 2(Т) даги тезликлар параллелограми берилган.

Насос ғилдирагидаги момент M_n турбина ғилдирагидаги M_m ва йўналтирувчи аппарат ғилдирагидаги $M_{\text{ЯЛ}}$ даги моментларнинг айирмасига тенг. Турбина ғилдирагидаги момент эса насос



3.15-рasm. Гидротрансформаторнинг кенгайтирилган схемаси.

Ғилдираги ва йўналтирувчи аппарат моментларининг йиғиндисига тенг:

$$M_n = M_m - M_{\text{ЙА}}, \quad (21.1)$$

$$M_m = M_n + M_{\text{ЙА}}.$$

(21.1) тенглама гидротрансформатор ғилдираклари айланишининг гидравлик моментлар мувозанатини ифодалайди. Насос ғилдирагидаги момент гидромурфтадаги каби қуйидагига тенг бўлади:

$$M_n = \frac{\gamma Q}{g} (c_2 r_2 \cos \alpha_2 - c_1 r_1 \cos \alpha_1), \quad (21.2)$$

3.15-рasm, в, г ларда турбина ғилдирагидаги суюқлик заррачаларининг ҳаракат тезлиги кўрсатилган. Турбина ғилдирагидаги момент қуйидагига тенг бўлади:

$$M_m = \frac{\gamma Q}{g} (c_3 r_3 \cos \alpha_3 - c_1 r_1 \cos \alpha_1). \quad (21.3)$$

Шунингдек, йўналтирувчи аппарат momenti қуйидагига тенг:

$$M_{\text{ЙА}} = \frac{\gamma Q}{g} (c_3 r_3 \cos \alpha_3 - c_2 r_2 \cos \alpha_2). \quad (21.4)$$

Йўналтирувчи аппаратнинг тегишли иш шароитида турбина валидаги момент насос валидаги моментдан катта бўлади.

Буровчи моментни кўпроқ узатиш учун гидротрансформатор турбинасидаги кураклар калтароқ, жуда эгилган ва катта диаметр айланасида жойлаштирилган бўлиши керак. Турбина ғилдираги куракларини шундай эгиш мумкинки, унда $c_4 \cos \alpha_4$ вектор u_4 га тескари томонга йўналган бўлади. Шунга ўхшаш ҳодиса насос ғилдирагида ҳам бўлади. Турбина вали моментининг насос вали моментига нисбати гидротрансформаторнинг трансформация коэффициенти дейилади ва қуйидагича ёзилади:

$$K = \frac{M_m}{M_n}$$

Гидротрансформаторнинг трансформация коэффициенти $\omega_n = \text{const}$ бўлганда ω_m нинг ўзгаришига боғлиқ бўлади. Гидротрансформаторнинг турига қараб трансформация коэффициенти $2 \div 6,5$ орасида бўлади.

Гидротрансформаторнинг фойдали иш коэффициенти қуйидагича ҳисобланади:

$$\eta = \frac{N_m}{N_n} = \frac{M_m \cdot n_m}{M_n \cdot n_n} = \frac{K}{i} \quad (21.5)$$

бунда i — узатиш сони ($i = \frac{n_n}{n_m}$); N_n ва N_m — мос равишда насос ва турбина ғилдирақларининг қуввати.

Гидротрансформаторнинг асосий ўлчамлари гидромуфта учун берилган (3.5-§) формулалар билан аниқланади, шунинг учун уларга тўхталмаймиз.

3.11-§. Гидротрансформаторда энергиянинг йўқотилиши

Гидротрансформаторни ҳисоблаш тенгламалари айланишлар сони n_n нинг анчагина миқдорга ўзгаришида ҳам ўринли бўлишига қарамасдан, i нинг ўзгармас қийматида n_n нинг камайиши ФИК нинг камайишига сабаб бўлади. Бу механик йўқотишнинг ҳиссаси ортишига боғлиқ. Ишқаланиш momenti айланишларга ҳам боғлиқ, лекин моментнинг гидравлик йўқотиш ҳисобига камайиши айланишлар сонининг квадратига пропорционал. Шунинг учун катта айланишларда механик йўқотишнинг умумий йўқотиш балансига таъсири катта эмас. Кичик айланишларда эса механик йўқотиш моментининг нисбий катталиги сўзсиз ортади.

Айланишлар сони n_n кўп ортганда баъзан, кавитация ҳодисаси пайдо бўлиши сабабли ФИК кичиклашиб кетиши мумкин.

Гидротрансформаторларнинг баъзи турларида йўқотишларнинг ўртача катталиги қуйидагича бўлади.

Гидравлик ва вентиляция йўқотишлар:

насос ғилдирагида 3,5—4,5%;

турбина ғилдирагида—2,5—3,5%;

ҳажмий йўқотиш—2,5—3,5%;

қолган кўринишдаги йўқотишлар—2,5—3,5%;

тулиқ йўқотиш—11,0—15,0%.

Гидротрансформатор оптимал ишлаганда йўқотилган энергияни қуйидаги формула ёрдамида аниқлаш мумкин:

$$h_{\text{опт}} = \zeta_{\text{опт}} \frac{\omega_{\text{опт}}^2}{2g}, \quad (21.6)$$

бу ерда $h_{\text{опт}}$ — оптимал иш тартибида йўқотилган босим; $\zeta_{\text{опт}}$ — гидротрансформаторнинг оптимал иш тартибида йўқотиш коэффициенти; $\omega_{\text{опт}}$ — оптимал тартибдаги ҳисобланган нисбий тезлик.

Оптималдан фарқли иш тартибида ортиқча йўқотилган босим суюқликнинг бир насосдан бошқасига ўтишида оқим йўналиши билан киришдаги курак қирраларининг мос келмаслиги натижасида пайдо бўлади. У қуйидаги формула билан аниқланади:

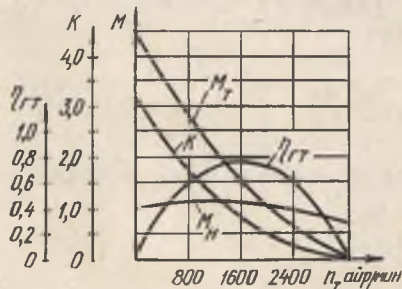
$$h_{\text{зар}} = \zeta_{\text{зар}} \frac{\omega_n^2}{2g}, \quad (21.7)$$

бу ерда $h_{\text{зар}}$ — оқимнинг оптималдан четга чиқиши натижасида зарбага йўқотилган сарф; $\zeta_{\text{зар}}$ — гидротрансформаторда зарбага йўқотиш коэффициенти; ω_n — оқим нисбий тезликлари геометрик фарқининг проекцияси.

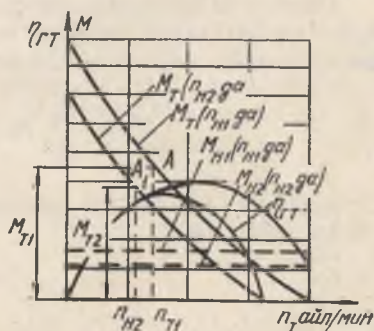
3.12-§. Турли гидротрансформаторларнинг ташқи характеристикалари

Гидротрансформаторнинг ташқи характеристикаси 3.16-расмда, универсал характеристикаси 3.17-расмда келтирилган.

Гидротрансформаторнинг ташқи характеристикаси, насос филдирагининг номинал айланишлари сони ўзгармас бўлганда, насос ва турбина филдираклари буровчи моментлари ва ФИК нинг турбина филдираги айланишлари сонига боғлиқлик графикларидан иборат.



3.16- расм. Гидротрансформаторнинг ташқи характеристикаси.



3.17- расм. Гидротрансформаторнинг универсал характеристикаси.

Ташқи характеристикани баъзан трансформация коэффициентини билан тўлдирилади:

$$K = \frac{M_m}{M_n} = f(i), \quad (21.8)$$

Гидротрансформаторнинг ташқи характеристикасини қуриш учун ишончли қийматларни фақат гидротрансформаторни синаш йўли билан олиш мумкин. Характеристикадан кўринадики, гидротрансформатор двигателнинг ўзгармас юкланишини (M_n графиги горизонтал чизиқдан иборат) ва момент (M_m чизиғи)нинг автоматик ортишини таъминлайди. Бу иш органида зўриқишни ошириш (айланиш сони n_m ни мос равишда пасайтириш) вақтида бўлади.

Одатда,

$$K = \frac{M_{\max}}{M_n} < 6,$$

бу ерда M_m —турбина ғилдирагидаги (етақланувчи валдаги) буровчи момент; M_n —насос ғилдирагидаги (етақловчи валдаги) буровчи момент. Етақловчи валда айланиш тезлигининг камайиши билан моментнинг ортиши айланиш йўқлигида турбина кураклари оқимга энг қулай жойлашуви ва бунда буровчи моментнинг энг катталиги билан тушунтирилади.

Насос моментининг узатиш сони i ортиши билан ўзгариши характеристиканинг „шаффофлиги“ дейилади. Агар i ортиши билан у ортса, характеристика „шаффоф“, аксинча камайса, характеристика „шаффоф эмас“ дейилади. Эслатиб ўтиш керакки, гидромuftанинг максимал ФИК 0,98 га етганда гидротрансформаторнинг максимал ФИК 0,85 га тенг бўлади.

Гидротрансформаторнинг универсал характеристикаси икки хил кўринишда бўлиши мумкин. Универсал характеристиканинг биринчи кўринишида насос ғилдираги айланишлари сонининг бир қанча ўзгармас қийматларига тўғри келган ташқи характеристикалар битта графикда жойлаштирилган бўлади.

Универсал характеристикадан кўринадики, турбина ғилдираклари моментлари нисбати насос ғилдираги айланишлари сони квадратларига пропорционал бўлади:

$$\frac{M_{m2}}{M_{m1}} = \frac{n_{\kappa2}^2}{n_{\kappa1}^2} \text{ ёки } M_{m2} = M_{m1} \left(\frac{n_{\kappa2}}{n_{\kappa1}} \right)^2. \quad (21.9)$$

Турбица ғилдираги айланишлари сонини ФИК тенглигидан топиш мумкин

$$\eta_{г.т.1} = \eta_{г.т.2}$$

яъни

$$\eta_{г.т.1} = \frac{M_{m1} \cdot n_{m1}}{M_{n1} \cdot n_{n1}} \quad \eta_{г.т.2} = \frac{M_{m2} \cdot n_{m2}}{M_{n2} \cdot n_{n2}}$$

Бундан

$$\frac{M_{m1} n_{m1}}{M_{\kappa1} n_{\kappa1}} = \frac{M_{m2} n_{m2}}{M_{\kappa2} n_{\kappa2}}. \quad (21.10)$$

$M_{\kappa1}$ нинг $n_{\kappa1}$ га тегишли ва $M_{\kappa2}$ нинг $n_{\kappa2}$ га тегишли қийматларини (21.10) тенгламага қўйсақ, қуйидагини оламиз:

$$n_{m2} = n_{m1} \cdot \frac{n_{\kappa2}}{n_{\kappa1}}. \quad (21.11)$$

Топилган n_{m2} дан M_{m2} моментни топамиз ва характеристика графигига жойлаштирамиз (3.17-расмдаги A_1 нуқта). Агар турбина ғилдирагининг айланишлари сони n_{m1} бўлганда насос ғилдирагининг буровчи моменти $M_{\kappa1}$ насос ғилдирагининг $n_{\kappa1}$ айланишлари сонига мос бўлса, у ҳолда турбина ғилдирагининг айланишлари сони n_{m2} бўлганда насос ғилдирагининг $M_{\kappa2}$ моменти насос ғилдирагининг $n_{\kappa2}$ айланишлари сонига мос келади ва қуйидаги муносабатдан топилади:

$$\frac{M_{\kappa2}}{M_{\kappa1}} = \left(\frac{n_{\kappa2}}{n_{\kappa1}} \right)^2, \quad (21.12)$$

Бундан

$$M_{\kappa2} = M_{\kappa1} \left(\frac{n_{\kappa2}}{n_{\kappa1}} \right)^2.$$

Маълум буровчи момент ва айланишлар сонидан гидротрансформаторнинг ФИК қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$\eta_{m2} = \frac{M_{m1} n_{m1}}{M_{m2} n_{m2}}; \quad (21.13)$$

Шу йўл билан қурилган универсал характеристика 3.18-расмда келтирилган, бунда 1 ÷ 6 лар насос айланишлари сонининг 4000; 1800; 1600; 1400; 1200; 1000 қийматларига мос равишда қурилган.

Универсал характеристиканинг иккинчи кўриниши гидротрансформаторнинг келтирилган характеристикаси асосида қурилади. Бунинг учун насос ғилдирагининг айланиш сони $n_n = \text{const}$ танлаб олинади ва i нинг бир қанча қийматлари ва унга тегишли $n_2 = i n_1$ лар олинади. Келтирилган характеристикадан фойдаланиб қуйидагилар ҳисобланади:

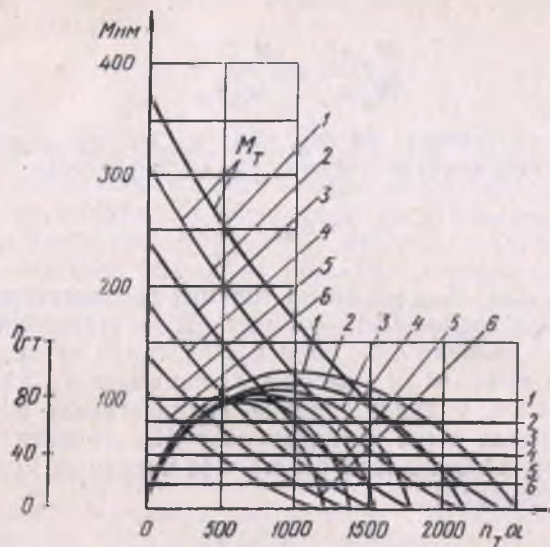
$$M_1 = \lambda_M \gamma D^5 n_1 = M \lambda_M, \quad (21.14)$$

$$M_2 = K M_1, \quad (21.15)$$

$$\eta = f(i) = f(n_2), \quad (21.16)$$

бу ерда λ_M — насос ёки турбина моментининг пропорционаллик коэффициентини.

(21.14) ва (21.15) тенгламалардан фойдаланиб турбина ғилдирагининг айланишлари сонига боғлиқ равишда M_1 ва M_2 эгри



3.18- расм. Насос айланишлар сонининг олтига қийматига мослаб қурилган универсал характеристика.

чизиқлар қурилади. Худди шу усул билан насос ғилдираги $n' = a n$ айланишлари сонининг бошқа қийматлари учун эгри чизиқлар қурилади (бунда a нинг қийматлари $a = 0,9; 0,8; 0,7$ ва ҳоказо олинади) ва универсал характеристика ҳосил қилинади.

3.13- §. Гидротрансформатор учун ўхшашлик формулалари ва уларнинг қўлланиши

Ўхшашлик формулалари ўхшашлик назариясининг натижаси бўлиб, гидротрансформаторни лойиҳалашда ва тажрибаларда катта амалий аҳамиятга эга. Уларнинг ҳаммаси парракли гидромашиналарнинг ўхшашлик қонунларини қўллашга асосланган ва „Насосларнинг ўхшашлик назарияси асослари“ бўлимида қўрилади. Ўхшашлик принциплари (моделлаштириш) модель сифатида қабул қилинган ва нисбий иш параметрлари k, i, η га мос келувчи парракли системанинг ўлчамлари ва тажриба характеристикалари маълум бўлганда бошқа парракли система учун u_n, M_m, n_n, n_m ларнинг берилган қийматларни қаноатлантирувчи ўлчамлари ва характеристикаларни аниқлашга имкон беради. Бу $n = \text{const}$ бўлганда керакли гидроузатманинг тажриба характеристикаларини ҳисоблашга имкон беради. Шунингдек, моделлаштириш гидроузатмани синашда ва парракли системаларни яратишда тажриба ишларининг ҳажмини кескин камайтиради. Икки иш тартиби ўхшашлик қонунларига мувофиқ геометрик ўхшаш парракли ғилдираклар чеккаларида тезлик учбурчаги ўхшаш бўлади.

Юқорида айтилганлардан, иш тартиблари ўхшашлик шарти-

нинг ташқи белгиси узатма нисбати i нинг ўзгармаслигидир. Бундан кўринадики, парракли ғилдиракка оқим томондан қўйилган момент иш суюқлиги зичлигига, ω бурчак тезлигининг квадрати-га ва ғилдирак ўлчами D нинг бешинчи даражасига пропорцио-налдир:

$$M = \rho \omega^2 D^5. \quad (21.17)$$

(21.17) муносабатни парракли ғилдирак моментининг пропорцио-наллиги деб аталади. Гидроузатма учун етакловчи вал айланиш-лар частотаси—айланишларнинг характерли сони n_n сифатида қа-бул қилинади, характерли ўлчамлар учун иш бўшлиғининг энг катта диаметри олинади. (21.17) ифодага мувофиқ шунга ўхшаш гидроузатма учун $i = \text{const}$ тартибида ишлаганда

$$\frac{M_n}{\rho \omega^2 D^5} = \lambda_n \text{ ва } \frac{M_m}{\rho \omega^2 D^5} = K \lambda_n = \lambda_m \quad (21.18)$$

нисбатлар ўзгармас бўлиши керак.

(21.18) га мувофиқ бундай тартибларда $K = \frac{M_m}{M_n} = \frac{\lambda_m}{\lambda_n}$ ва $\eta = Ki$ қийматлари бир хилдир. λ_n, λ_m қийматларни моментларнинг коэффициентлари деб атаймиз. Гидроузатмаларни синаш йўли билан, $i = \text{const}$ бўлганда, моментларнинг қийматлари квадрат параболалар бўйича жойланишига ишонч ҳосил қилиш мумкин:

$$M_n = \lambda_n \rho \omega_n^2 D^5 = c_n n_n^2, \quad (21.19)$$

$$M_m = K \lambda_n \rho \omega_n^2 D^5 = c_m n_n^2. \quad (21.20)$$

Бу иш тартибида эса ФИК тахминан ўзгармас бўлади. Бу эса (21.18) муносабатнинг ўзгармаслигини тасдиқлайди. Баъзи про-порционаллик шартидан четга чиқиш ҳоллари бўлиб, улар қуйи-дагилар:

1) Гидроузатмалардаги оқимлар учун R_e сонларининг фарқ қилиши, гидроузатма учун

$$R_e = \frac{\omega_n D^2}{\nu}. \quad (21.21)$$

Гидравлик қаршилик коэффициентлари, айниқса, ишқаланиш, R_e сонининг ошиши билан камаяди ва бирорга лимитга интилади. Шунинг учун гидроузатма n_n ёки D_n камайиши билан, шунингдек суюқлик қовушоқлиги ν нинг ўсиши билан, $i = \text{const}$ бўлганда, момент коэффициенти λ камаяди. Бу эса гидротранс-форматорда узатиш моментининг пасайишига, яъни K ва η лар-нинг камайишига олиб келади.

2) Оқар қисмнинг силлиқмаслик миқдори билан зичлагич тир-қишларининг ўлчамлари орасидаги мутаносибликка риоя қилин-маслик билан ифодаланувчи масштаб факторларининг таъсири силлиқмаслик ва D нисбатида кўринади. D нинг ўлчами камайи-ши билан нисбий силлиқмаслик ортади ва ишқаланишга кетади-

ган сарф катталашади. Бундан ташқари, тирқишларни зичлагич нисбий улчами ортади ва оқиб кетиш сарфининг улуши ортади. Турбина ғилдирағи паррақлар системасини оқиб ўтувчи оқим энергияси, оқиб кетиш натижасида, камаяди. Ҳар иккала масштаб факторлари ($i = \text{const}$ бўлганда) оқимнинг кинематик ўхшашлигини бузади ва кичик гидроузатманинг характеристикасини каттасиникига қараганда янада ёмонлаштиради.

3. Гидроузатма узатадиган моментлар учун, подшипник ва зичлагичларда ишқаланиш сабабли, (21.17) пропорционаллик шартининг бажарилмаслиги. Пропорционаллик шартининг бузилишига сабаб n_n ва D камайиши ва ν қовушоқликнинг катталашishi билан оқим ҳосил қилган ишқаланиш momenti M_n моментга нисбати ўсиб боради. Бундай шароитда характеристикани қайта ҳисоблашда аниқлик бузилади.

3.14-§. Гидротрасформаторларнинг двигателлар билан биргаликда ишлаши

Гидротрасформаторлар ўзгарувчан ток электродвигателлари, газ турбиналари, карбюраторли ва дизелли ички ёнув двигателлари билан биргаликда ишлатилади. Агрегатнинг гидротрасформатор билан биргаликда ишлашининг характеристикасини қуриш учун двигатель, гидротрасформатор ва ижрочи машинанинг характеристикалари мавжуд бўлиши зарурдир. Бирор двигателнинг гидротрасформатор билан биргаликдаги ишлашининг характеристикасини олиш учун двигатель характеристикасини гидротрасформатор насоси ғилдирагининг характеристикаси билан бирлаштирилади. Бу характеристикаларнинг кесишиш нуқталари уларнинг биргаликдаги ишини ифодалайди. Двигатель-гидротрасформатор агрегатининг ташқи характеристикасини ва ижрочи машинанинг характеристикасини билган ҳолда бу машинанинг ҳаракат қонунини топиш мумкин. Гидротрасформаторлар, M_n насос ва M_m турбина ғилдиракларининг моментларини аниқлаш формулалари ёрдамида, характеристика бўйича танлаб олинади.

Биргаликдаги характеристикаларни ўрганиш ва гидротрасформаторларни турли двигателлар билан қўллаш тажрибаси қуйидагиларни кўрсатади:

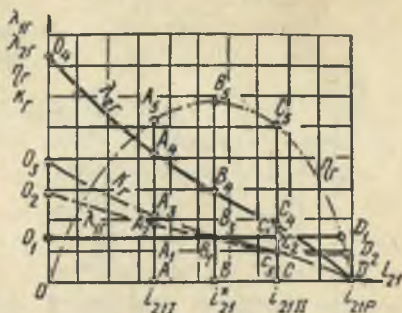
1. Катта „шаффофлик“ характеристикасига эга бўлган гидротрасформаторларнинг карбюраторли ички ёнув двигатели билан ишлашида энг яхшиси двигатель қувватидан фойдаланишдир;

2. Кичик „шаффофлик“ характеристикали гидротрасформаторларнинг дизель билан бирга ишлаши қулай;

3. Ростланмайдиган ўзгарувчан ток электр двигатели билан ишлаганда „шаффофмас“ характеристикали гидротрасформаторлардан фойдаланиш қулай.

Гидротрасформаторнинг ички ёнув двигатели билан биргаликда ишлашини кўриб чиқамиз. Гидротрасформаторнинг характеристикаси $\lambda_{1r}(O_1 D_2)$ ва $\lambda_{2r}(O_2 D)$ кўринишда 3.19-расмда кўрсатилган. Гидродинамик трансформатор „шаффофмас“ ёки маълум

даражада „шаффоф“ характеристикага эга бўлишига қараб масала ҳар хил кўрилади. Шаффофлик даражасининг таъсирини аниқлаш учун активлик диаметри D , ФИК η ва трансформация коэффициенти K нинг узгариши қонунида момент коэффициенти (O_2B_1D пунктир чизиқ) λ_{1r} нинг эса бошқа ўзгариш қонуниятида ФИК нинг максимал тузумида ўша (BB_1) катталikka λ_{1r} мос бўлган ҳолда иккинчи гидротрансформаторнинг ишини ҳам кўриб чиқамиз.



3.19-расм. Гидротрансформатор характеристикасининг лар кўришида берилиши.

Двигатель характеристикаси 3.20-расм, *a* да кўрсатилган: туташ чизиқ—ёнилғи тўла берилганда (ташқи характеристика), штрих-пунктир чизиқ эса ёнилғи қисман берилганда (тўлиқмас характеристикалар).

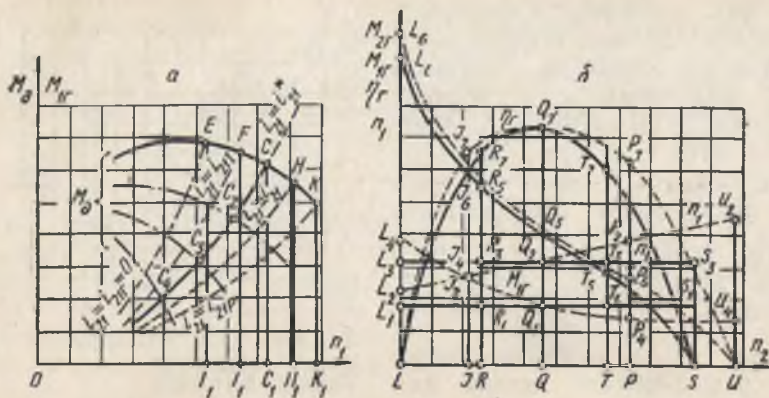
(21.14) тенгламага ўхшаш тенгламадан фойдаланиб:

$$M_{1z} = \lambda_{1z} n_1^2 D^5 \quad (21.22)$$

айланишлар сони n_1 ҳар хил бўлганда, насос ғилдирагининг двигателдан олган моменти M_{1z} ни ҳисоблаш мумкин. Бу моментни тасвирловчи график 3.20-расм, *a* да парабола кўринишида туташ чизиқ билан кўрсатилган.

С нуқтанинг координаталари, юкланишининг демакки турбина ғилдираги айланишлар сонининг ихтиёрий ўзгаришида ўзгармайди, унинг айланишлар сони ($n_0 = n_1 = O_0C_1$) ни ва двигателдан олинган момент ($M_0 = M_{1z} = c_1$) ни аниқлайди.

Двигатель тўлиқмас характеристикаларда ишлаганда мос равишда учраган c_2 , c_3 ва c_4 нуқталар ўзларининг координаталари билан двигателнинг юкловчи моментини ва айланишлар сонини аниқлайди. Демак, двигателнинг ҳамма характеристикалари майдонидан c_4c_1 параболада ётган нуқталаргина ишлатилади ва улар учун ёқилғининг солиштирма сарфи мумкин қадар кам бўлишига эришиш учун ҳаракат қилиш керак. Улардан ташқари, двигатель характеристикасини юклаш зонаси қатъий регламентация қилинганда гидродинамик трансформатор бошқариш двигателининг мословчиси ҳам бўлади. 3.20-шакл, *b* да гидродинамик трансформатор насос ғилдирагининг ички ёнув двигатели билан биргаликдаги ишининг характеристикаси тасвирланган бўлиб, у кириш характеристикаси деб аталади. Турбина ғилдирагининг айланишлари сони ҳар хил бўлганда кириш характеристикаси, яъни M_{2z} , M_{1z} , η ва K_z ҳар хил узатиш нисбатлари i учун ҳисобланади. Шундай узатиш нисбатларидан бирини кўриб чиқамиз: $i_{21} = OA = i_{211}$. Бунинг учун 3.19-расмдан $K_z = AA_3$ ва $\eta_z = AA_5$ ларни топиш мумкин. 3.20-расм, *a* дан эса бу узатиш



3.20- расм. Двигатель характеристикаси ва кириш характеристикаси.

нисбати учун $n_1 = OC_1$ ва $M_{12} = C_1C$ ларни топамиз. $i_{21} = n_{2/n_1}$ тенгламадан турбина ғилдираги айланишлари сони аниқланади: $n_{21} = i_{211} \cdot n_{21}$, бу эса танлаб олинган масштабда M_{12} , n_1 , $-M_{22} = K_2 M_{12}$ ва η_2 қийматларни R_1 , R_3 ва R_5 нуқталар билан қайд қилишга имкон беради.

Бир қанча узатиш нисбатлари учун шунга ўхшаш иш бажарсак, M_{12} , $-M_{22}$, η_2 ва n_1 ларни мос равишда ифодаловчи L , R , Q , T , S ; L_5 , R_5 , Q_5 , T_5 , S ; L , R_7 , Q_7 , T_7 , S ва L_3 , R_3 , Q_2 , T_3 , S_3 характеристикаларни ҳосил қиламиз.

Двигатель тўлиқмас характеристикаларда ишлаганда ҳам чиқиш характеристикалари шу усул билан қурилади, фақат бу ҳол учун $n_1 = OC_1$ ва $M_{12} = C_1C$ кесмалар ўрнига C_2 , C_3 ва C_4 нуқталарнинг мос келувчи координаталаридан фойдаланилади. Гидродинамик трансформаторга эга бўлган машиналарнинг ҳисоби шу усул билан олинган чиқиш характеристикалари ёрдамида бажарилади. Бирор шаффофликка эга бўлган гидродинамик трансформатор ишлаганда кириш характеристикаси бошқача олинади. Қатор узатиш нисбатларини бериш билан ҳар бири учун ўз моменти λ_{1r} нинг қиймати олинади. Демак, $i_{21} = i_{21r} = 0$ учун $\lambda_{1r.t.} = OO_2$ (3.19- расмга қаранг); $i_{21} = i_{211}$ учун $\lambda_{1r.t.} = AA_2$; $i_{21} = i_{21}$ учун $\lambda_{1r}^* = BB$; $i_{21} = i_{211}$ учун $\lambda_{1r11} = CC_2$ ва тезлатиш тартиби $i_{21} + i_{21p}$ учун $\lambda_{1rp} = DD_2$. Шунинг учун ҳар бир узатиш нисбати учун ўзининг юкланиш параболаси бўлади ва у кириш характеристикаси бўйича ҳисобланади. Двигатель ташқи характеристикаси билан юкланиш параболасининг кесишиш нуқталари ўз координаталари (3.20- расм а га қаранг, E , F , C , H ва K нуқталар) ёрдамида насос ғилдираги айланишлари сони n_1 ва насос ғилдирагига ташқи юкланиш моментлари аниқланади. Двигатель характеристикасининг иш қисми параболалар боғламини чизиш билан аниқланади ва айнан шу қисмда ёқилғининг энг кам солиштирма сарфига эга бўлади. Чиқиш характеристикасида ҳар

бир танлаб олинган узатиш нисбатига тегишли нуқталар кўрилади, бунда „шаффофмас“ характеристикали трансформатордан фарқи равиш да ҳар бир узатиш нисбати учун ўзининг $M_{1r} = M$ ва $n_1 = n_0$ қийматлари бўлади.

Узатиш нисбати $i_{21} = i_{211}$ учун юкланиш моменти $E_1 E = M_{10}$ ва мос равишда насос ғилдираги айланишлари сонининг қиймати, $OE_1 = n_1$ кесмалари асосида кириш характеристикаси қурилади.

Турбина ғилдирагининг айланишлари сони $n_{21} = i_{21} \cdot n_{11} = i_{21} \cdot OE_1$ $LJ = n_{21}^2$ кўринишдаги кесма билан ифодаланади, сўнгра J_2, J_4, J_6 ва J_7 (3.20-расм, *в* да J_2 ва J_3 нуқталар устма-уст тушган). Нуқталар ёрдамида 3.19 ва 3.20-расм, *а* лардан олинган мос кесмалар бўйича $n_1 = OE_1, M_{12} = E_1 E, -M_{22}, K_2 \cdot M_{12}$ ва η_r миқдорлар аниқланади. Бир қанча узатиш нисбати учун шунга ўхшаш қурсак, $M_{1r} - M_{2r}, \eta_r$ ва n_1 ларни мос равишда тасвирловчи чиқиш характеристикасини пунктир эгри чизиқлар $L_4, J_4, Q_1, P_4, U_4; L_6, J_6, Q_5, P_6, U; LJ, Q_7, U$ ва L_2, J_2, Q_2, P_2, U_2 кўринишда оламиз. Шаффоф характеристикали гидродинамик трансформатор турбина ғилдираги валида катта айланишлар сонини олишга имкон беради, демак, машина тезлиги катта бўлади. Бундай гидротрансформатор ФИК ни кичик ва катта тезликларда, сўзсиз оширади ва ниҳоят, двигателнинг моменти ва айланишлари имкониятидан тула фойдаланиш ҳисобига ҳамда турбина ғилдираги валидаги момент абсолют миқдорининг катталашуви ҳисобига тортиш характеристикаси яхшиланади.

Гидротрансформаторнинг двигатель билан биргаликда ишлаши тўртта ҳар хил тартибларга бўлиниши мумкин. Улар бир-биридан гидротрансформаторнинг хоссаларини ифодаловчи бир неча принципаал хусусиятлари билан фарқ қилади.

Агар назарий ҳолни кўрсак, яъни механик энергия сарф бўлмаса, унда қуйидагилар бўлиши мумкин.

1. $i = 1; M_r = M_n; M_R = 0$ бўлган тартиб. Реакторда момент бўлмайди, трансформация коэффициенти $\frac{M_r}{M_n} = 1$.

2. $i < 1; M_r > M_n; M_R < 0$ бўлган тартиб. Реакторга манфий момент таъсир қилади, бунинг ҳисобига реактор турбина айланишига тескари йўналиш билан айланишга ҳаракат қилади. Бироқ бунда унга машина корпуси ёки эркин юриш механизми билан бўлган қаттиқ боғланиш қаршилик қилади. Гидротрансформатор $\frac{M_r}{M_n} > 1$ муносабат билан моментни узатади.

3. $i > 1; M_r < M_n; M_R > 0$ бўлган тартиб. Эркин юриш механизми йўқ. Реакторга мусбат момент таъсир қилади, бунинг натижасида реактор турбина қайси йўналишда айланса, ўша йўналишда айланишга ҳаракат қилади. Бироқ, бунда унга машина корпуси билан бўлган қаттиқ боғланиш қаршилик қилади. Гидротрансформатор $\frac{M_r}{M_n} < 1$ муносабат билан моментни узатади.

4. $i > 1$; $M_T = M_H$; $M_R = 0$ бўлган тартиб. Реактор эркин юриш механизмига ўрнатилган. Реактор мусбат момент таъсирида турбина йўналишида ва тахминан ўша айланишлар сони билан айланади. Гидротрансформатор гидромуфта тартибига ўтади ва $\frac{M_T}{M_H} = 1$ муносабатли момент узатади.

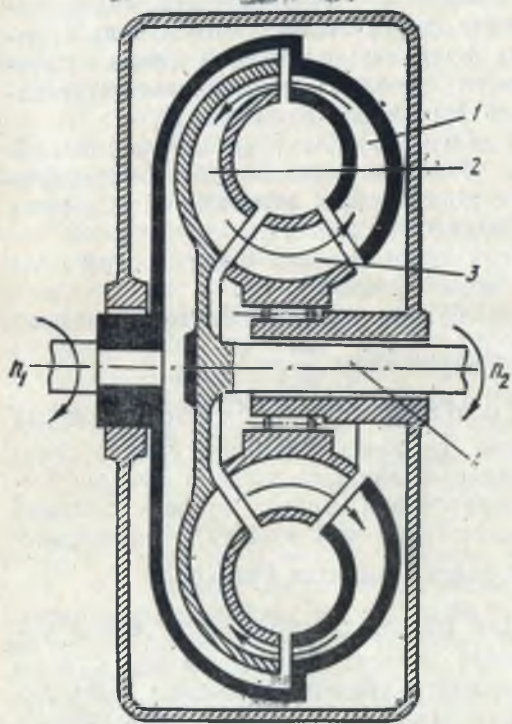
3.15-§. Комплекс гидротрансформаторлар

Гидротрансформаторга ўхшаб ҳам, гидромуфтага ўхшаб ҳам ишлай оладиган ва бирдан иккинчисига автоматик равишда ўтадиган узатмалар комплекс узатмалар деб аталади.

3.21-расмда кўрсатилган уч ғилдиракли гидротрансформатор асосида қўрилган комплекс гидроузатма ишининг хусусиятларини кўриб чиқамиз. 3.22-расмда шу гидроузатманинг характеристикаси кўрсатилган.

Иш ғилдираклари ва реактор моментларининг алгебраик йиғиндиси нолга тенг

$$M_1 + M_2 + M_3 = 0 \quad (21.23)$$



бунда M_1 — мусбат ишорали (насос оладиган энергияга мос келади); M_2 — манфий ишорали (турбина оладиган энергияга мос келади); M_3 — манфий ишорали (реактор оладиган энергияга мос келади).

Шунинг учун $|M_2| > |M_1|$ бўлганда реактор momenti $M_3 < 0$, яъни у турбина айланиш йўналишига тескари йўналган. Етакловчи валдаги юк камайиши билан моментнинг абсолют миқдори камаяди ва $i_1 = i_x$ бўлганда, $|M_2| = |M_1|$ бўлгани сабабли M_3 момент нолга тенг бўлиб қолади. Юкнинг камайирилиши давом этганда ва мос равишда узатиш нисбати ўсиб борганда ($i_1 > i_x$) M_3 момент ўз ишорасини ўзгартиради ва иш ғилдиракларининг айланиш йўналиши бўйлаб ҳаракат

3.21-расм. Уч ғилдиракли гидротрансформатор асосида ишлайдиган комплекс гидроузатма.

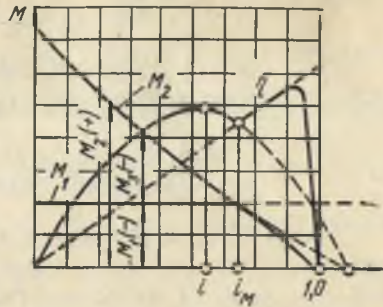
қилади. Комплекс гидроузатмада реактор ўзиш муфтаси 4 нинг корпусига ўрнатилган, бу эса унинг иш ғилдираклари йўналишида эркин айланишига имкон беради ва M_3 қарама-қарши томонга айланиш имконини йўқотади. Шунинг учун ҳам M_3 момент ҳозирча иш ғилдираклари айланишига тескари йўналган, реактор кўзгалмасдир ва гидроузатма гидротрансформатор тартибида то i_m гача ишлайди. M_3 момент айланиш йўналишида ҳаракат қилганда ва $i > i_m$ бўлганда, ўзиш муфтаси реакторга таъсир этаётган момент таъсирида унинг эркин айланишини таъминлайди. Эркин айланиш бўлганда реактор суюқлик оқими таъсирида бўлиб, катта қаршилиқ кўрсатмайди. Бу арзимас қаршилиқ ўзиш муфтасидаги ишқаланиш ҳисобига пайдо бўлади ва ютилади.

$M_3 \approx 0$ деб ҳисоблаш мумкин бўлганлиги сабабли (21.22) тенглама қуйидагича бўлади:

$$M_1 + M_2 = 0, \quad (21.24)$$

бу эса гидромuftалар учун характерлидир, яъни $i < i_m$ бўлганда гидротрансформатор гидромuftага ўхшаб ишлайди (3.22-расмдаги характеристиканинг ўнг қисмига қаранг). Кейинчалик турбинага тушадиган юкланиш яна оширилса, узатиш нисбати камаяди ва $i < i_m$ бўлганда, узатма автоматик равишда гидротрансформаторга ўхшаб ишлайди. Характеристикадан кўринадики, комплекс гидроузатманинг ФИК нинг юқори қийматли чегараси (туташ чизиқ) маҳкам ўрнагилган реакторли уч ғилдиракли гидротрансформаторникидан (пунктир чизиқ) етарли даражада юқоридадир. Анча катта оралиқда иш тезликлари чегарасини кенгайтириш ва бу билан бирга умумий ФИК ортишини етарли даражада каттадаштириш учун гидромеханик трансмиссиялардан фойдаланилади.

Трансформация коэффициентини турбина ғилдирагининг бир нечта босқичларидан фойдаланиш ҳисобига ҳам ошириш мумкин.



3.22- расм. Комплекс гидроузатманинг характеристикаси

II бўлим. ҲАЖМИЙ ГИДРОУЗАТМАЛАР

XXII боб. ҲАЖМИЙ ГИДРОУЗАТМАЛАР. АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР

3.16-§. Гидроузатмаларнинг вазифалари, гуруҳланиши, қўлланиш соҳаси, афзаллиги ва камчиликлари

Ҳажмий гидроузатмалар ҳажмий гидромашиналар ёрдами билан механик энергияни узатиш ва ўзгартириш учун мўлжаллангандир. Ҳажмий насос ва гидродвигателдан тузилган қурилма ҳажмий гидроузатманинг принципитал асоси ҳисобланади. Агар насос ва гидродвигатель қурилиши жиҳатдан бўлинмайдиган бирикма ташкил қилса, унда бундай содда гидроузатма *ҳажмий гидроузатма* дейилади. Агар куч гидросистемаси алоҳида насослар, гидродвигателлардан ташкил топган бўлиб, гидроаппарат элементлари, ёрдамчи қурилмаларга эга бўлса, бундай гидросистемани ҳам ҳажмий гидроузатма деб аташ қабул қилинган. Шундай қилиб, ҳажмий гидроузатмаларга оддий гидравлик системалар киради. Улар механик энергияни узатиш ва ўзгартириш учун хизмат қиладилар.

Машиналар ва ишлаб чиқариш жараёнларида автоматик бошқариш қўлланиши билан гидравлик узатмаларнинг қиймати ошиб бормоқда, чунки бу хилдаги узатма билан бошқариш осон ва уни ишончли гидроаппаратура қурилмалари ёрдамида суюқлик оқимига оддийгина таъсир этиб автоматлаштириш мумкин.

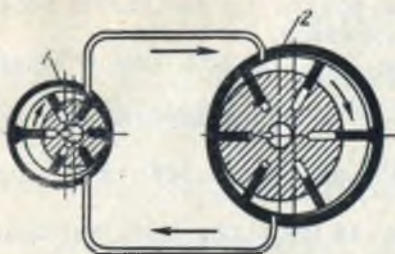
Ҳозирги металлга ишлов бериш станокларининг деярли ҳаммаси: энг оддий бўйлама рандалаш станокларидан бошлаб, мураккаб нусха кўчириш станокларигача ҳажмий гидроузатма билан таъминланган. Шунингдек, пахта заводларидаги гидропресслар ҳам гидроузатмалар ёрдамида ҳаракатга келади. Двигателнинг чиқиш звеносига қараб гидроузатмаларни илгарилаб борадиган ва айланма ҳаракат қиладиган гидроузатмаларга ажратилади. Шунинг учун гидроузатманинг номи гидродвигателнинг турига қараб аниқланади. Гидродвигатель ишини характерлайдиган катталикларнинг ўзгариши суюқлик сарфини ва двигатель билан насосни улайдиган магистралдаги босим катталигини ўзгартириш йўли билан бошқарилади.

Гидроузатмалар бошқарилмайдиган, қўл билан бошқариладиган ва автоматик бошқариладиган, эргашувчи гидроузатмаларга ажралади. Мавжуд механик, электрик, пневматик, комбинацияланган ва бошқаларга нисбатан гидроузатмаларнинг қуйидаги устунликларини кўрсатиш мумкин:

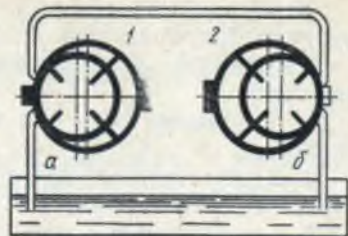
1. Кичик габаритларда ҳам катта зўриқиш ва қувват узатиши мумкин.

2. Куч органларининг силлиқ ҳаракат қилиши таъминланган, тезлик ва юкланиш автоматик бошқарилади.

3. Илгарилама-қайтма ва айланма ҳаракатларни тез ўзгартиришига имкон беради.



3.25-расм. Роторли очик ҳажмий гидроузатма.



3.26-расм. Роторли ёпиқ ҳажмий гидроузатма.

маси берилган. Бу схемада гидросистема очик бўлади: суюқлик идишдан *a* труба бўйлаб сўриб олинади ва ўша резервуарга труба *b* бўйлаб чиқарилади. Шунингдек, ҳажмий гидроузатма схемаси 3.26-расмда кўрсатилган, унда насос ротори 1 нинг айланма ҳаракати гидродвигатель ротори 2 нинг айланма ҳаракатига ўзгартирилади. Бунда гидросистема ёпиқ бўлади.

Илгарилама-қайтма ҳаракат қиладиган гидроузатмаларда суюқликнинг потенциал энергиясини механик энергияга айлантиришда поршенли гидроцилиндр системанинг асосий элементи ҳисобланади. Бир томонлама ҳаракат қиладиган куч цилиндрлари фақат бир томондан суюқлик босими таъсирида бўлади, тескари ҳаракат эса, пружина таъсирида амалга ошади. Бундай цилиндрларни *бир томонлама ҳаракатланувчи* деб аташ қабул қилинган. Булар билан бир қаторда икки томонлама ва бурилма ҳаракатланувчи гидроцилиндрлар ҳам қўлланилади. Бурилма гидроцилиндрлар *квадрантлар* дейилади. Турли хил гидроцилиндрлар ва роторли гидродвигателлар (гидромоторлар) нинг схемалари, қурилмалари ва ишлаш принциплари „Гидравлик двигателлар“ бобида кўрилади.

3.18-§. Чиқиш тезлигини дросселли ва ҳажмий бошқариш

Дросселли бошқаришда насос истеъмол қиладиган қувват ўзгармас қолади, гидроцилиндр поршенининг тезлиги эса дроссель қаршилигининг катталигига боглиқ равишда ўзгаради. Мойнинг бир қисмида босим ортиб кетади ва ҳеч бир фойдали иш бажармай, сақлагич клапан орқали бакка қўйилади.

Бинобарин, дросселли бошқариш сарф катталигининг, яъни гидроузатма ФИК нинг ўзгаришига асосланган. Шу сабабли дросселли бошқариш қувват кичик бўлганда қўлланилади.

Ҳажмий бошқаришли гидрорзатмадан дросселли бошқаришнинг фарқи шуки, насосда суюқлик сарфи доимо цилиндрдаги суюқлик сарфидан катта бўлади. Қолдиқ мой гидроцилиндрдан махсус бакка чиқазиб юборилади.

Цилиндрга келадиган ёки цилиндрдан чиқиб кетадиган мой

миқдори гидроцилиндрдан чиқишда, унга киришда ёки параллел уланган дроссель билан бошқарилади.

3.27-расмда чиқишда дросселли бошқариладиган ва илгарилама ҳаракат қиладиган гидроузатманинг схемаси келтирилган.

Дросселнинг суюқлик ўтказувчи трубагининг кесими қанчалик катта бўлса, гидроцилиндрга мой шунчалик кўп оқиб ўтади. Дам берадиган насос I нинг қолдиқ мойи қуйиш клапани орқали оқиб чиқиб кетади.

Гидроузатма схемасига насос ва гидроцилиндрдан ташқари, тақсимлагич 3, дроссель 4, сақлагич клапан 5 ҳам киради. Бакдан сўриб олинadиган мой насос ёрдамида гидроцилиндрнинг поршень бўшлиғига юборилади ва у поршень ҳаракатга келтиради. Бу пайтнинг ўзида гидроцилиндрнинг шток бўшлиғидаги мой бакка қуйилади. Тақсимловчи II ҳолатга ўтказгандан кейин суюқлик оқимининг йўналиши ўзгаради, бунинг ҳисобига поршень тескари томонга ҳаракат қиладди. Гидроузатмада босимнинг ҳаддан ташқари ошиб кетишидан сақлаш учун схемада сақлагич клапан кўзда тутилган, у гидроцилиндр штокидаги ташқи юкланиш ҳаддан ташқари ортиб кетганида автоматик равишда ишлайди. Бунда мой гидроцилиндрни четлаб ўтиб, бакка юборилади, системада эса сақлагич клапаннинг сошлаш пружинасига мос келадиган босим барқарорлашади.

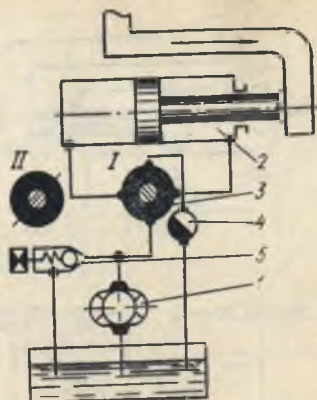
Поршеньнинг кўчиш тезлиги насосдан гидроцилиндрга келадиган мой сарфига боғлиқдир:

$$v = \frac{Q}{S}, \quad (22.1)$$

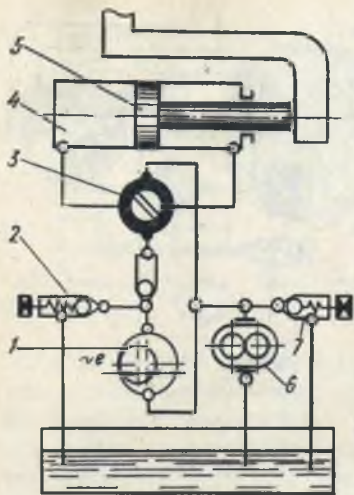
бунда Q —гидроцилиндрнинг сарфи; S —гидроцилиндрнинг самарали юзаси. Поршеньнинг юзаси ўзгармас, шунинг учун поршень тезлигини фақат сарфни ўзгартириш ҳисобига (дросселли) бошқариш мумкин.

Поршень тезлиги ўзгармас бўлиши учун махсус мослагичлар (регуляторлар) ишлатилади. Мослагич штокдаги юкланишнинг ўзгариш характерига боғлиқ бўлмаган ҳолда поршень тезлигини ўзгармас сақлашга имконият беради.

Ҳажмий бошқаришли илгарилама ҳаракат қиладиган гидроузатманинг схемаси 3.28-расмда кўрсатилган. Бошқариладиган насос I ёрдамида мой гидроцилиндр 4 нинг бўшлиғига узатилади ва поршень 5 ни силжитади. Мой цилиндрнинг шток бўшлиғидан тақсимлагич 3 ва тиргак клапан 7 орқали бакка сиқиб чиқилади. Поршень тезлигини босқичсиз тартибга солиш насос узатишининг ўзгариб туриши ҳисобига амалга ошади. Поршень-



3.27-расм. Дросселли бошқариладиган илгарилама-қайтма гидроузатма.



3.28-расм. Ҳажмий бошқариладиган илгарилама-қайтма гидроузатма.

бошқариш ва юкланиш ўзгармас бўлганда штокдаги насос қуввати ва поршень тезлиги насоснинг сўришига пропорционалдир. Бошқаришнинг бу усули ишга туширувчи юкланиш бўлганда ва штокда катта зўриқиш талаб қилинганда қўлланилади.

3.19-§. Ҳажмий гидроузатмаларнинг характеристикалари ва ФИК

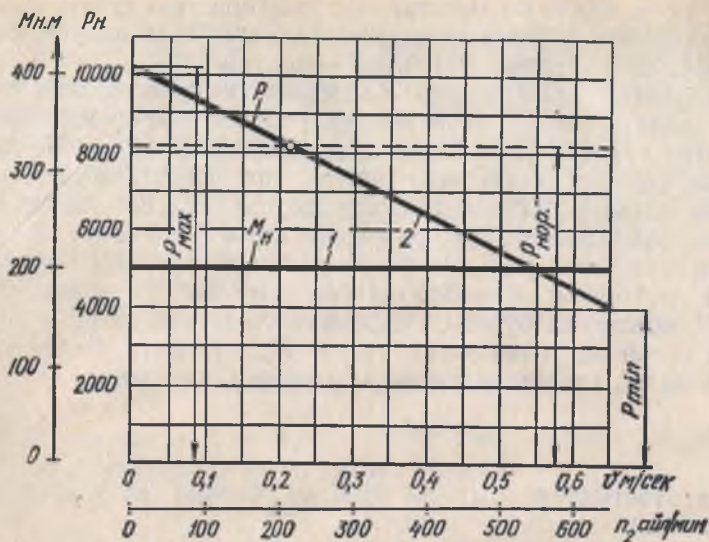
Ҳажмий гидроузатма ажойиб бир хоссага эга: етакловчи валдаги моментни ўзгармас сақлаган ҳолда, юкланишнинг ўсиши билан иш асбобларидаги зўриқишни ёки моментни катталаштира олади. Бу хосса металлари ишлаш, ер қазиш ишлари ва бошқа ҳолларда машиналардаги юкланиш катта ораликда ўзгариб туриши мумкин бўлган ва оператор ўз вақтида унинг ўзгаришини ҳисобга олиб, моторни ёки иш асбобларини юкнинг ортиб кетиши ёки бузилишидан сақлаши зарур бўлган ҳолларда жуда қимматлидир.

3.29-расмда 3.30-расмдаги схема бўйича қурилган ҳажмий гидроузатманинг ташқи характеристикаси тасвирланган, бунда тезликни тартибга солиш учун насос сарфи ўзгартирилади. Босимга боғлиқ равишда насос сарфини тартибга соладиган 9,10 қурилмалар (3.30-расмга қаранг) шундай созланган бўлиши мумкинки, унда етакловчи валдаги момент M_n нинг ўзгармаслиги таъминланади.

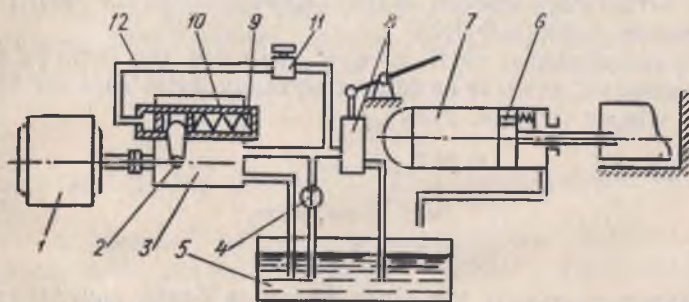
3.29-расмда момент M_n нинг тезликка боғлиқлиги тўғри чиқиқ кўринишида берилган бўлиб, тезлик ўқига параллелдир. Бироқ цилиндрда босимнинг ортиши билан иш органидаги қарши-

нинг ҳаракат тезлиги кичик бўлганда, яъни насос кичик узатишга мўлжаллаб бошқариладиган бўлса, мойнинг оқиб кетиш миқдорини гидроцилиндрдан чиқадиган суюқлик сарфи билан тенглаштириш мумкин. Бу эса юкланиш ўзгарганда тезликнинг ўзгаришига олиб келади ва поршеннинг ҳаракат тезлиги кичик бўлганда ҳажмий бошқариш имкониятларини чегаралаб қўяди. Ҳажмий бошқаришли гидроузатманинг устунлиги ўзгарувчан узатишли насоснинг энергиясици йўқотмасдан, иш органидаги тезликнинг узлуксиз ўзгариб туришига имкон беришидадир.

Бошқариш усулини танлаш купгина кўрсаткичлар билан аниқланади. Буларга қувват, босим, фойдали юкланишнинг ўзгариш характери ва бошқалар киради. Ҳажмий



3.29- расм Ҳажмий гидроузатманинг характеристикаси.



3.30- расм. Насос сарфини бошқаришли ҳажмий гидроузатма.

лик ортади ва мослагич 9 нинг ҳаракати туфайли иш органи ҳаракатининг тезлиги камаяди. Иш звеносида зўриқишнинг тезликка боғлиқлигини характерловчи график ётиқ чизик 2 кўринишида бўлади. Чизик 2 нинг ордината ўқидан кесган бўлаги P_{\max} бўлади.

$\frac{P_{\max}}{P_{\text{норм}}}$ нисбат трансмиссиянинг эҳтиётлагич хоссасини аниқлайди: бу нисбат қанчалик юқори бўлса, гидроузатманинг сифати шунчалик яхши бўлади.

1 ва 2 графиклардан иш органидаги ўзгарувчан зўриқиш етакловчи валдаги моментнинг ўзгаришига таъсир этмаслиги кўринади. Ҳажмий гидроузатманинг бу хоссаси ташқи характеристиканинг „шаффофмаслиги“ дейилади. Ижро этувчи механизм куч цилиндри эмас, балки гидромотор бўлганда ҳам ҳажмий гидро-

узатма учун худди шундай ташқи характеристика тузиш мумкин. У ҳолда абсцисса ўқига гидродвигателнинг айланишлар сони n , ни, ордината ўқига эса моментни қўйилади.

Гидромотор иш ҳажмини бошқариш имкони бўлган гидроузатмаларда унинг буровчи моменти характеристикаси горизонтал чизиқ кўринишида бўлади. Гидроузатмаларда насос сарфининг ўзгаришини бошқариш усули ҳам фойдаланилади. ФИКнинг қийматлари ҳаддан ташқари юқори бўлган соҳада насос сарфини бошқариш $40 \div 1$ оралиғида амалга оширилади, мотор иш ҳажмини бошқариш эса $4 \div 1$ оралиғида рухсат этилади. Насос ва моторнинг бошқариладиган умумий бошқариш соҳаси $1000 \div 1$ оралиғида бўлган, гидроузатгичлар ҳам бор.

Иш органидан олинadиган қувват $N_{ио}$ сууққлик билан келтириладиган N_c қувватдан кичик. Буларнинг нисбати

$$\eta = \frac{N_{ио}}{N_c} \quad (22.2)$$

эса гидроузатманинг умумий ФИК ни беради ва у қуйидагича ҳисобланади:

$$\eta = \eta_r \cdot \eta_n \cdot \eta_{тр}, \quad (22.3)$$

бунда η_r —тақсимлагичнинг ФИК; η_n —цилиндрнинг ФИК; $\eta_{тр}$ —цилиндрнинг умумий ФИК.

Юқорида кўрилган ФИК $\eta_r \cdot \eta_n \cdot \eta_{тр}$ ларнинг ҳар бири ўз навбатида гидравлик, ҳажмий ва баъзан механик ФИК ларнинг кўпайтмасидан иборат бўлади, яъни:

$$\eta_r = \eta_{т.г.} \cdot \eta_{т.хаж.} \quad (22.4)$$

$$\eta_n = \eta_{ц.г.} \cdot \eta_{ц.хаж.} \cdot \eta_{ц.мех.} \quad (22.5)$$

$$\eta_{тр} = \eta_{тр.г.} \cdot \eta_{тр.хаж.} \quad (22.6)$$

Насос валидаги қувват қуйидаги формула билан аниқланади:

$$N_n = \frac{N_c}{\eta_n}, \quad (22.7)$$

бунда η_n —насоснинг умумий ФИК; η_n гидравлик, ҳажмий ва механик ФИК лар кўпайтмасига тенг:

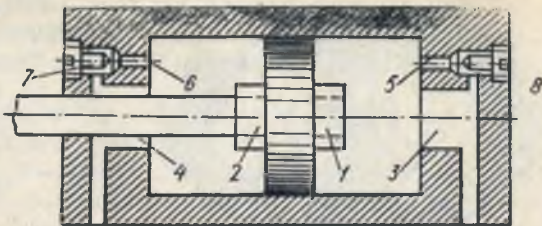
$$\eta_n = \eta_r \cdot \eta_{хаж.} \cdot \eta_{мех.} \quad (22.8)$$

Ҳамма гидравлик ФИК лар кўпайтмаси $\eta_{нг.} \cdot \eta_{тр.г.} \cdot \eta_{ц.г.}$ системанинг умумий гидравлик ФИК ни беради, уни қуйидаги формуладан аниқлаш мумкин

$$\eta_r = \frac{p_n - \sum \Delta p}{p_n} = 1 - \frac{\sum \Delta p}{p_n}, \quad (22.9)$$

бунда p_n —насос ҳосил қилган тўлиқ босим; $\sum \Delta p$ —босимнинг йўқолиши.

ферланади. Цилиндрдаги қолган суюқлик 7 ва 8 дросселлар билан таъминланган 5 ва 6 каналлардан чиқиб кетади. Дросселларнинг ўлчамлари поршеннинг чекка қопқоқларга яқинлашиш шароитига мос равишда ҳисобланган бўлади.



3.32- расм. Икки ҳаракатли куч гидродвигатели.

3.21-§. Гидроцилиндрларни ҳисоблаш

Бир ҳаракатли цилиндр поршеннинг штокидаги зўриқиш қуйидаги формуладан аниқланади:

$$P = p \cdot S \cdot \eta_{\text{мех}} \quad (23.1)$$

бунда p —суюқликнинг босими; S —поршеннинг босимни қабул қиладиган юзаси; $\eta_{\text{мех}}$ —зўриқма цилиндрининг механик ФИК (у нинг қийматини $\eta_{\text{мех}} \approx 0,95$ деб қабул қилинади),

Поршень силжишининг тезлиги қуйидаги формуладан аниқланади:

$$v = \frac{Q}{S} \eta_0 \quad (23.2)$$

Q —насоснинг сарфи; η_0 —куч цилиндрининг ҳажмий ФИК: $\eta_0 \approx 0,98$.

Икки ҳаракатли гидроцилиндрда штокнинг мавжудлиги ҳисобга олинганда силжувчи зўриқиш қуйидаги формуладан аниқланади:

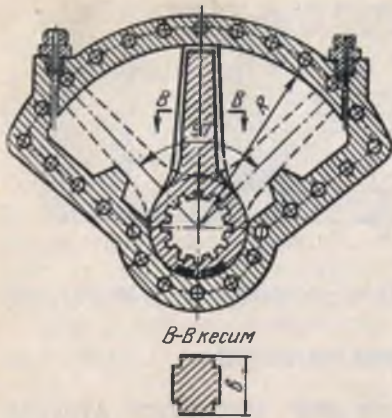
$$P = p \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) \eta_{\text{мех}} \quad (23.3)$$

бунда D ва d —поршень ва шток диаметрлари. Поршеннинг ҳаракат тезлиги қуйидаги формула билан ҳисобланади:

$$v = \frac{10Q}{0,185(D^2 - d^2)} \eta_0 \quad (23.4)$$

3.22-§. Бурилма гидродвигателлар

Бурилма ҳаракатга асосланган гидроцилиндрлар (квадрантлар) бурилма гидродвигателлар деб аталади. 3.33- расмда сектор бўшлиғига эга бўлган бурилма ҳаракатли куч цилиндрининг схемаси келтирилган бўлиб, унда суюқлик куракнинг ўнг ва чап томонидан босим остида киритилганда тебранма ҳаракат қилади. Куракнинг бурилиш бурчаги 120° дан ошмайди.



Парракнинг бурчак тезлиги қуйидагича аниқланади:

$$\omega = \frac{Q}{g} = \frac{Q}{lS}, \quad (23.5)$$

бу ерда Q —суюқлик сарфи; $l = \frac{R+r}{2}$ —босим кучи тенг таъсир этувчисининг елкаси. $S = (R-r)b$ —бир радианга бурилишга тўғри келган сўриш миқдори. Валдаги буровчи момент қуйидагича аниқланади;

$$M = lS\Delta p = \frac{R^2-r^2}{2} \Delta p, \quad (23.6)$$

3.33-расм. Бурилма гидродвигатели бунда Δp —куракнинг у ёки бу томонидаги босимлар фарқи.⁹ Квадрантларда босим $100 \text{ кг/см}^2 (10^7 \text{ н/м}^2)$ гача боради. Бурилма ҳаракатни кривошип-шатунли механизм ёки тишли рейка ва тишли редуктордан олувчи, илгарилама-қайта ҳаракатланувчи поршень ёрдамида ҳосил қилиш мумкин.

Пневматик куч цилиндрлари гидроцилиндрдан жуда кам фарқ қилади ва айнан бир хил вазифани бажаради. Бу механизмда сиқилган ҳавонинг энергиясидан турли мосламаларда фойдаланилади.

3.23-§. Роторли гидродвигателлар ва уларнинг қайтарлик хусусиятлари

Роторли гидродвигателларнинг тузилиши поршенли, пластинкали (шиберли), шестерняли, винтли ва бошқа насосларни ўз ичига олган роторли насослар (XVIII бобга қаранг) дан фарқ қилмайди.

Бу айтилган гидродвигателлар ва насослар қайтарлик хусусиятига эгадир. Бошқача айтганда, роторли насосларга чиқиш қисми орқали босим остида суюқлик киритилса, унинг ротори ҳаракатга келади ва суюқлик кириш қисми орқали чиқиб кетади. Натижада насосдан гидродвигатель сифатида фойдаланилиши мумкин. Худди шунинг аксидек, роторли гидродвигателни электр двигателга улаш йўли билан ундан насос сифатида фойдаланиш мумкин.

Роторли гидродвигателлар унумдорлиги ўзгарувчан [яъни бошқариладиган сўришли (сарфли)] ёки ўзгармас, яъни бошқарилмайдиган (сўришли) бўлиши мумкин. Бундай механизмларни ҳисоблаш уларда ҳосил бўлган босим, буровчи момент ва валдаги қувватни ҳисоблашга олиб келади.

Қуйида энг кўп тарқалган роторли гидромоторлар устида тўхталиб ўтамыз.

3.24- §. Поршенли, пластинкали, шестерняли ва винтли гидродвигателлар ҳамда уларни бошқариш. Буровчи момент ва валдаги қувватни ҳисоблаш

Ротор-поршенли (поршенли) гидродвигателлар тузилиши бўйича икки группага: радиал ва аксиал цилиндрли гидромоторларга бўлинади. Юқорида айтилгандек, бундай гидромоторлар тузилиши бўйича радиал ва аксиал поршенли насослардан фарқ қилмайди (2.41, 2.42- расм).

Поршенли гидродвигателларнинг буровчи моменти M_φ сўриш бўшлиғидаги поршенлар ҳосил қилган моментларнинг йиғиндиси сифатида ҳисобланади:

$$M_\varphi = \sum_{k=0}^{k=n} m_k, \quad (23.7)$$

бу ерда m_k — k -битта поршеннинг моменти; $n+1$ —поршенлар сони.

Ҳар бир поршенга таъсир қилаётган босим кучи қуйидагига тенг:

$$P = p \frac{\pi d^2}{4}, \quad (23.8)$$

бунда p —ҳайдаш бўшлиғидаги босим; d —поршеннинг диаметри.

P кучи ҳайдаш бўшлиғидаги барча поршенлар учун бир хил (2.42- расм). Уни нормал P_N ва тангенциал P_T ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. Нормал ташкил этувчи $P_N = \frac{P}{\cos \beta}$ поршеннинг сферик қалпоқчасини статорга қисиб туради ва контакт нуқтаси C даги ишқаланиш кучини аниқлайди. Тангенциал ташкил этувчи $P_T = P \operatorname{tg} \beta$ эса машина роторининг валида $r = O_1C$ елкали буровчи момент ҳосил қилади. Бу момент қуйидагича аниқланади:

$$m_k = P_T \cdot r_k = P \frac{\pi d^2}{4} r_k \frac{\sin \beta}{\cos \beta}, \quad (23.9)$$

бунда $r_k = O_1C = e \cos \varphi + R$.

O_1OC учбурчакдан $\sin \beta = \frac{e}{R} \sin \varphi$ нинг 0,08—0,09 га тенг кичик миқдорларида $\cos \beta = 1$ бўлади. Бундан кўринадики:

$$m_k = p \frac{\pi d}{4} r_k \frac{e}{R} \sin \varphi_k. \quad (23.10)$$

Бу ҳолда гидродвигателнинг моменти ушбуга тенг:

$$M_\varphi = \frac{\pi d^2}{4} \frac{e}{R} \sum_{k=0}^{k=n} r_k \sin \left(\varphi - \frac{2\pi}{z} k \right). \quad (23.11)$$

Демак, эксцентриситет қанча катта бўлса, радиал поршенли насоснинг буровчи моменти ҳам шунча катта бўлади. Бинобарин, эксцентриситетни ўзгартириш йўли билан (босим ўзгармаган ҳолда) буровчи моментни ўзгартириш мумкин экан.

Бундай гидродвигателларнинг асосий камчилиги роторнинг инерция моменти катталиги ва цилиндрлар қалпоқчаларигача масофа катта бўлганлиги сабабли, секин юрарлигидир.

Поршенли насос ва гидродвигателнинг бирга ишлашни таъминловчи қурилма Луф—Том гидроузатмаси деб аталади. Бу гидроузатмада иш вақтида узатиш сонини узлуксиз ўзгартириб бориш мумкин. Уларда ФИК 80% га тенг. Шунингдек, аксиал поршенли (2.43-расмга қаранг) гидродвигателларни ҳам ҳисоблаш мумкин. Бунда бир цилиндрли машинанинг асосий параметрларини ҳисоблаш формулаларидан цилиндрлар миқдорини ҳисобга олган ҳолда, ротор поршенли машиналарнинг асосий параметрларини ҳисоблашга ўтиш мумкин. Пластинкали (2.37-расмга қаранг) гидродвигателлар мавжуд ҳажмий гидродвигателлар ичида энг соддаси бўлиб, улар „парракли“ номи билан аталади.

Бундай гидродвигателларнинг моменти қуйидагича ҳисобланади:

$$M = \frac{b}{\pi} \eta_m \left[\pi(r_2^2 - r_1^2) - \frac{(r_2 - r_1)z\delta}{\cos \alpha} \right] p, \quad (23.12)$$

бунда b —роторнинг эни; r_1, r_2 —статорнинг катта ва кичик радиуслари; δ —пластинкаларнинг эни; z —пластинкалар сони; α —пластинкалар қиялик бурчаги.

Пластинкалар радиал жойлашганда сўйинги формула соддалашади:

$$M = \frac{b}{\pi} \eta_m [\pi(r_2^2 - r_1^2) - (z_2 - r_1)z\delta] p. \quad (23.13)$$

Яхши лойиҳаланган пластинкали машиналарнинг ФИК юқори бўлиб, бунинг учун унинг қисмлари жуда аниқ ишланган бўлиши керак. Пластинкали машиналар асосида бошқарилувчи насосга ва реверсли гидродвигателлар асосида етакловчи валдан етакланувчи валга механик энергия ва буровчи моментни ўтказувчи гидроузатмалар мавжуд.

Агар шестерняли насоснинг (2.36-расм) сўриш бўлимчасига босим остида мой берилиб, ҳайдаш бўлимчасидан чиқариб юборилса, у гидродвигатель бўлиб ишлайди. Тишлардаги босим буровчи момент ҳосил қилади ва у қуйидагича ҳисобланади:

$$M_T = \Delta p \cdot b(m^2 z + m^2 l^2), \quad (23.14)$$

бунда Δp —тишларнинг икки томонидаги босимлар фарқи; b —тишларнинг эни; m —тишларнинг узунлиги; z —тишлар сони; l —туташиш чизигининг ярим узунлиги.

Роторли гидродвигателлар валидаги қувватнинг буровчи момент билан боғланиши қуйидагича ифодаланади:

$$M_T = 71620 \frac{N_T}{n}; \quad (M_T)_{cu} = \frac{N}{\omega} H \cdot m. \quad (23.15)$$

$$N_T = \frac{p \cdot Q_T}{45 \cdot 10^4} \text{ о. к}; \quad (N_T)_{cu} = Q_T(p_x - p_e), \text{ Вт}, \quad (23.16)$$

бунда Q_T — ҳисобланган сарф; ω — бурчак тезлиги. Таъсир этувчи буровчи момент ва гидродвигателдан олинаётган қувват қуйидагича ҳисобланади:

$$M = M_T \eta_m; N = N_T \eta_m.$$

Механик ФИК η_m насос учун қанча бўлса, гидродвигатель учун ҳам шунча бўлади. Винтли гидродвигателлар ҳам насосдан қайтарма фойдаланишга асосланган. Бундай гидродвигателлар буг ва гидравлик турбиналарнинг бошқариш гидросистемаларида ва ҳажмий гидроузатмаларда қўлланилади. Винтли гидродвигателларнинг буровчи моменти ва узатаётган қуввати (23.14) ва (23.15) формулалар ёрдамида ҳисобланади.

3.25-§. Юқори моментли гидромоторлар

Юқори моментли гидромоторлар тузилиши турлича бўлиши мумкин. Гидродвигателларни юқори моментлига айлантириш учун турли усуллардан фойдаланилади.

Масалан, поршенли гидродвигателни юқори моментлига айлантириш учун унинг ўлчамларини, поршеннинг йўли ва диаметрини ўзгартирмаган ҳолда унумдорлигини ошириш зарур бўлади. Бунинг учун кўпқаррали ишлаш принципи фойдаланилади. Ротор ва статор умумий ўққа эга бўлади. Статор тўлқинсимон ҳалқадан иборат бўлиб, ҳар бир айланишида поршень i_c марта (i_c — ҳалқадаги тўлқинлар сони) йўл ўтади. Роторнинг подшипникка радиал босим кучини йўқотиш учун статордаги тўлқинлар сонини тоқ қилиб олинади. Бу ҳолда унумдорлик

$$Q = f_n S \cdot i \cdot i_c, \quad (23.17)$$

момент эса

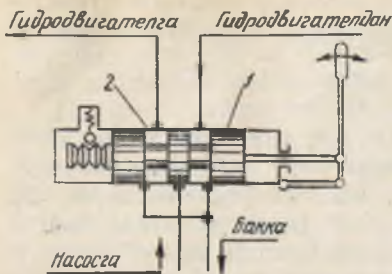
$$M = f_n \cdot S \cdot i \cdot i_c \frac{P}{2\pi} \quad (23.18)$$

формула билан аниқланади. Бундай машиналарда айланувчи ротор (цилиндрлар блоки) цилиндрлар бўшлиғини галма-галдан ҳайдовчи ва сўрувчи соҳалар билан туташтириб боради. Поршенлар эса статорга роликлар ёрдамида таянади.

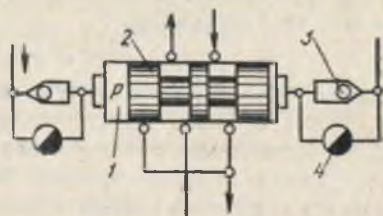
XXIV боб. ГИДРОАППАРАТУРА ВА ГИДРОУЗАТМАНИНГ БОШҚА ЭЛЕМЕНТЛАРИ

3.26-§. Тақсимлагич қурилмалар, уларнинг вазифалари, гуруҳланиши, ишлаш принципи ва асосий турлари

Тақсимлагич қурилмалар гидроузатманинг асосий элементлари ва қисмлари орасида суяқлик оқимларини тақсимлаш ва йўналишини ўзгартириш учун хизмат қилади. Конструктив тузилиши бўйича тақсимлагичлар золотникли, кранли ва клапанли турларга ажралади. Уларнинг белгиланган ҳолатларига қараб, икки ва уч



3.34-расм. Золотникли тақсимлагичлар.



3.35-расм. Реверсив золотникли Г-72 турдаги тақсимлагич.

ва кўп ҳолатли тақсимлагичлар бўлади. Ҳажмий гидроузатмаларда энг кўп қўлланиладигани золотникли тақсимлагичлардир.

Золотниклар гидроаппаратларнинг бошқарилувчи элементи бўлиб, унинг ёрдамида суюқликнинг тақсимланиши, ҳаракатни реверслаш ва бир трубадан иккинчисига ўтказиш ишлари амалга оширилади. Золотникнинг ҳаракатланувчи қисми (3.34-расм) суюқлик ўтиши учун йўлакчалари бўлган плунжер 1 ва суюқликни киритиш ҳамда чиқариш учун тешиклари бўлган цилиндр 2 дан иборат. Гидроузатма ишлаш вақтида золотникнинг корпуси 2 га нисбатан плунжер 1 ни силжитиш йўли билан золотникли жуфтининг тегишли иш туйнугини беркитилади, натижада суюқликнинг йўналиши ўзгаради. Золотникни бошқариш қўлда ёки кулачокли механизм ёрдамида ёки электромагнит ва гидравлик усул билан бошқарилиши мумкин.

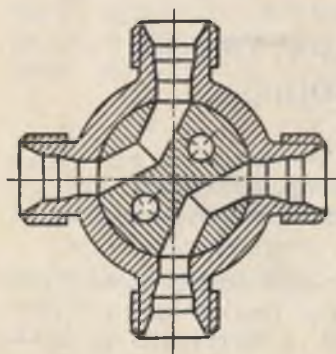
3.35-расмда Г-72 типли гидравлик бошқарилувчи реверсив золотникнинг схемаси келтирилган. У корпус 1, плунжер 2, шарли клапан 3 ва дроссель 4 дан ташкил топган.

Золотникнинг плунжери 2 гидродвигателнинг икки йўналишига тегишли иккита чекка (ўнг ва чап) ҳолатларни қабул қилиши мумкин. Плунжер 2 ни бир ҳолатдан иккинчисига ўтиши плунжернинг икки томонига таъсир қилувчи босим p ёрдамида амалга оширади.

Кранли тақсимлагичлар (3.36-расм) тузилишининг соддалиги сабабли кенг тарқалган. Аммо уларни бураш учун каттагина момент зарур бўлади.

Бу моментни кичрайтириш учун мосламалар қўллаш тақсимлагичнинг тузилишини мураккаблаштириб юборади.

Клапанли тақсимлагичлар кичик сарфларда ишлай олиши, катта босимларда ҳам яхши герметикланганлиги, ихчамлиги ва бошқаришнинг



3.36-расм. Кранли тақсимлагич.

осонлиги билан золотниклардан устунлик қилади. Шундай қилиб, герметиклик ҳал қилувчи аҳамиятга эга бўлмаса ва сарф катта бўлса, золотникли тақсимлагичлардан фойдаланиш маъқул.

Мой сарфи кичик гидроузатмаларда, герметиклик муҳим бўлгани учун, клапанли тақсимлагичлар қўлланилади.

3.27-§. Клапанлар. Ишлаш принципи, тузилиши ва характеристикалари

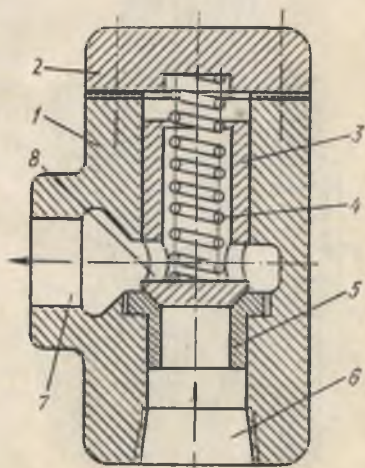
Клапан — гидроузатманинг энг кўп тарқалган элементиدير. Улар ёрдамида гидроузатма қисмларининг галма-гал ишлаши, уларни эҳтиёт қилиш, оқим йўналишини ўзгартириш, керакли босим ҳосил қилиш, оқимни қисмларга бўлиш ва бошқа ишлар бажарилади.

Клапанлар уч группага ажралади: тиргак, сақлагич ва редукцион клапанлар.

Тиргак клапанлар суюқликни фақат бир йўналишда ўтказиш учун мўлжалланган. Суюқликнинг йўналиши ўзгариши билан тиргак клапан ёпилиб, суюқлик ўтказилиши тўхтайди. Очiq ҳолда бу клапанлар энг кам қаршиликка эга бўлиши, ёпиқ ҳолда эса зарур герметикликини таъминлаши керак. Шунинг учун тиргак клапан пружинасининг зўриқиши энг кам бўлиб, клапаннинг эгарга ишончли ўрнашуви учунгина етарли бўлиши керак, чунки клапан суюқликнинг босим кучи ёрдамида очилиб ёпилади.

3.37-расмда Г-51 турдаги плунжерли тиргак клапан тасвирланган бўлиб, у корпус 1, қопқоқ 2, плунжер 3, пружина 4, ва эгар 5 дан иборат. Плунжер 3 ўзининг конус учи билан эгар 5 га тақалган бўлиб, унинг цилиндрик ён сирти корпуснинг йўналтирувчи тешигига кириб туради. Клапан ишлаганида тешик 6 га келтирилган суюқлик плунжерни эгардан кўтараяди ва тешик 7 га йўл очаяди. Оқимнинг йўналиши ўзгариши билан суюқлик босими таъсирида плунжер 3 эгар 5 га зичланади. Мой плунжер 3 нинг тешиги 8 орқали клапан устидаги бушлиққа ўтгани сабабли, бу босим клапаннинг кесими бўйича тарқалади. Босим ортиши билан плунжерни эгарга сиқувчи куч ортиб, суюқликнинг тескари йўналишида оқиши тўхтайди. Пружина 4 плунжернинг корпусга ишқаланиш кучини енгилуш учунгина хизмат қилади.

Сақлагич клапанларнинг тиргак клапандан фарқи, ундаги пружинанинг қаттиқроқ сиқиш кучига эгалигидир. Бундай клапанларнинг



3.37-расм. Г-51 турдаги тиргак клапан.

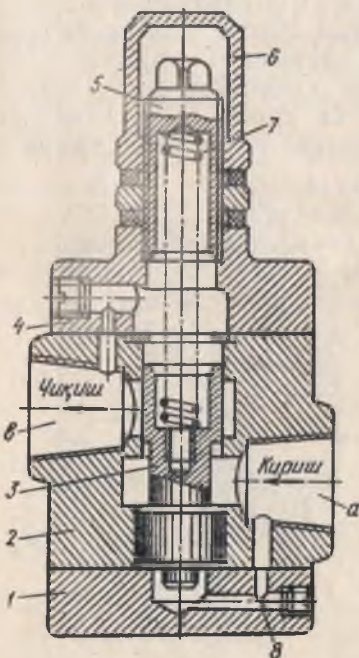
ишлаши суюқлик босим кучини пружина кучи ёки суюқликнинг тескари босими билан мувозанатлашга асосланган. Гидроузатмани жуда юқори босимлардан эҳтиёт қилиш учун босим белгиланган чегара қийматидан ошиб кетганда очиладиган сақлагич клапанлар ишлатилади. Тўғри ҳаракатли сақлагич клапанлар шарикли, конусли ва плунжерли бўлади. Энг содда сақлагич клапанлар шарикли бўлади. Бу клапаннинг қўлланиш соҳаси чекланган бўлиб, гидросистемада босим кичик ва сарф кам бўлганида қўлланилади. Шарик ва эгарни ўзаро қаттиқ зичлаш мумкин бўлмагани сабабли ёпиқ ҳолда ҳам шарикли клапандан суюқлик оқиб ўтади. Бундан ташқари, шарик суюқликни қўйиб юборганда тебранма ҳаракат қилиб, даврий равишда эгарга урилади. Шарикни конус билан алмаштириб, конусли сақлагич клапан олинади. Бундай клапаннинг герметиклигини таъминлашнинг асосий шarti — клапан конус ва цилиндр қисмининг ҳамда конуснинг йўналтирувчи цилиндри ва конус эгарининг бир ўқлилиги қатъий бажарилган бўлиши керак. Акс ҳолда конусли клапаннинг герметиклиги тезда бузилади.

Гидроузатмаларда плунжерли клапанлар кўп тарқалганлир.

Плунжерли клапанлар гидроузатмаларни ортиқча зўриқишдан эҳтиётлаш, шунингдек, маълум бир ўзгармас босимни сақлаш учун қўлланилади, яъни системага улаш ва мослашга боғлиқ ра-

вишда бир клапаннинг ўзи сақлагич, қуювчи ёки босимни таъминлагич сифатида ишлатилиши мумкин.

3.38-расмда Г-54 плунжерли клапаннинг кесмаси кўрсатилган. У корпус 2, остки қопқоқ 1, устки қопқоқ 4, плунжер 3, бошқарувчи винт 5 ва пружина 7 дан иборат. Пружина 7 плунжер 3 ни чекка ҳолатига суриб, насос билан туташган *a* бўлма билан, қуйиш линияси билан туташган *b* бўлмани ажратади. Шу билан бирга калибрлашган тешик 8 орқали босим плунжернинг пастки чеккасига берилди. Системада босим ортиб, пружина 7 нинг кучини енгадиган даражага етганида плунжер 3 юқорига сурилади. Натижада *a* ва *b* бўлмалар тутшиб, суюқлик қуйишга ўтказиб юборилади. Клапаннинг ишини барқарорлаштириш учун, яъни пружина тебранишини демпферлаш учун калибрланган тешик 8 мўлжалланган. Клапанни керакли босимга мослаш винти 5 ёр-



3.38-расм. Г-54 турдаги плунжерли клапан.

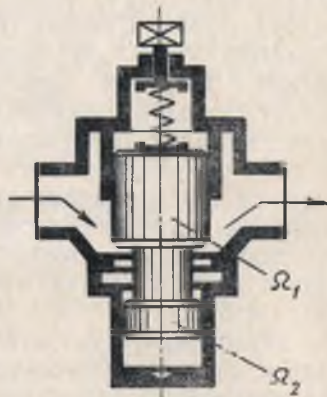
дамида, пружина 7 даги зўриқишни ўзгартириш йўли билан ба-
жарилади.

Суюқликнинг катта босимларида пружинанинг зўриқиш кучи
оширилиши зарур. Катта кучли пружиналар эркин тебраниш час-
тотасини камайитиришдан қутулиш учун дифференциал клапан-
ларда қўлланилади.

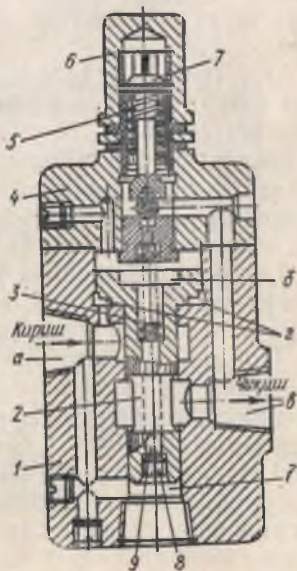
Дифференциал клапанларда плунжерга таъсир қилаётган су-
юқликнинг босим кучи иш юзаси Ω_1 , ва плунжернинг мувозанат-
ловчи юзаси Ω_2 , ҳисобига гидравлик мувозанатлашади (3.39- расм).

Демпферловчи қурилмалар қўллани-
лишига қарамай клапаннинг плунже-
ри тебранма ҳаракат қилиб, система-
даги босимнинг даврий ўзгаришига
сабаб бўлади. Бу камчилик барча тўғ-
ри ҳаракатли клапанларга тегишли-
дир. Босимни барқарорлаш учун уни-
версал сақлагич клапанлар қўллани-
лади. Улар системага маълум бир
тартибда уланганида ва пружина те-
гишлича мосланганда қуювчи бўлиб
ҳам, босимни таъминловчи бўлиб ҳам
ишлатилиши мумкин. Бундан ташқа-
ри асосий демпферли плунжерли
клапан 2 билан шарикли сервоклапан
4 нинг биргаликда ишлашига асослан-
ган мураккаб клапанлар ишлатилади.

3.40-расмда Г-52 турдаги серво-
клапанларнинг тузилиши келтирил-
ган. Клапан қўйидаги қисмлардан ибо-
рат: корпус 1, плунжер 2, пружина
3, 5, сервоклапан 4 ва қопқоқ 6. Иш
суюқлиги насосдан а бўшлиққа бери-
либ, клапандан бакка в бўшлиқ орқа-
ли олиб кетилади. Плунжер 2 кучсиз
пружина 3 ёрдамида қўйи ҳолатда
ушлаб турилади. Плунжер 2 нинг
марказий тешигига демпфер 8 (кичик
демпфернинг калибрланган тешиги)
буралган бўлиб, унинг ёрдамида бўл-
ма б бўлма а билан доим туташган
бўлади. Бундан ташқари, бўлма а
бўлма 2 билан ҳам туташган. Марка-
зий тешик 9 орқали суюқлик бўлма
д дан бўлма б га ва шарик 4 остига
келтирилади. Шарик 4 эгарга пружи-
на 5 ёрдамида сиқиб қўйилади. Пру-
жинанинг сиқиш кучи винт 7 ёрдами-
да бошқарилади. Суюқликнинг шарик
4 га таъсир қилувчи босим кучи пружина



3.39- расм. Дифференциал
клапан.



3.40- расм. Г-52 турдаги
сервоҳаракатли клапан.

жина 5 мосланган зўриқиш кучидан ортиб кетгунча шарик егарга сиқилиб туради ва бўлма б даги босим системадаги босимга тенг бўлади. Бунда бўшлиқ томонидан плунжер 2 га бўлган босим кучи d ва g бўшлиқлари томонидан бўлган босим кучи билан мувозанатда бўлгани учун плунжер, пружина 3 таъсирида қуйи ҳолатда сақланади. Плунжернинг бу ҳолатида a ва b бўшлиқлар ажратилганлиги сабабли суюқликнинг системадан бакка ўтиш йўли беркилган бўлади.

Суюқликнинг босим кучи пружина 5 нинг кучини енгиши билан шарик 4 ўз эгаридан ажралади ва суюқликнинг озгина миқдори шарикли клапан орқали б бўлмадан b бўлмага ва ундан қуйилишга ўтади. Бўлинма d дан суюқлик демпфер 8 орқали бўлинма б га ўтади. Демпфер 8 нинг калибрланган тешиги босимнинг суюқлик оққанида юзага келадиган пасайишини кўрсатувчи қаршилиқ ҳосил қилади. Шунинг учун бўлма б даги босим a ва d бўлмалардагига қараганда демпферда босимнинг йўқолишига тенг миқдорда камаяди. Ҳосил бўлган босимлар фарқи натижасида мувозанат бузилиб, d ва g бўлмалардаги юқори босим таъсирида плунжер юқорига кўтарилади. Плунжер кўтарилиши билан a ва b бўшлиқлар туташиб, суюқлик босим остида a бўшлиқдан b бўшлиққа ўтади ва сўнгра бакка қуйилади. Плунжернинг кўтарилиши мувозанат бошлангунча, яъни d ва g бўлмалардаги босимлар йиғиндисини пружина зўриқиши ва бўлма б даги суюқлик босим кучлари йиғиндисига тенглашгунча давом этади.

Плунжер мувозанатлашганидан сўнг a бўшлиқдаги суюқлик босими ўзгармас сақланади, оз миқдорда суюқлик демпфер ва очиқ шар сервоклапан орқали a бўшлиқдан b бўшлиққа оқиб туради.

Агар a бўшлиқдаги босим бирор сабабга кўра орта бошласа, d ва g бўлмалар томонидан плунжерга босим ортиб, кучлар мувозанати бузилади. Плунжер кўтарилади. Корпус ва плунжер чети орасидаги тирқишнинг кесими ортади. Бу эса b бўшлиқда суюқлик оқимининг ортиши ва a бўшлиқда босимнинг камайишига олиб келади. Яна мувозанат ҳолати тиклангунча босим камайишда давом этади. Бўлма a да босим камайса, пружина 5 шар сервоклапанни беркитиб, b бўшлиқдан суюқлик оқишини тўхтатади, сўнгра b , g , d бўлмаларда босим тўғриланиб, пружина 3 плунжер 2 ни бушатади ва клапан беркилади. Клапанни бошқариш, винт 7 ёрдамида, пружина 5 да зўриқишни ўзгартириш йўли билан бажарилади. Г-52 турдаги клапан юқори сезгирлик, тебранишсиз ва шовқинсиз барқарор ишлаши билан фарқ қилади, чунки демпфер сиқилган пружина энергиясини ютиб, плунжер ҳаракатини тормозлайди. Сақлагич клапанлар ишини кўриб, улар мосланган босимда ёпилиб, клапандан чиқишда юқори босим бўлганда очиладиган тўғри ҳаракатли клапанлардир деган хулосага келиш мумкин.

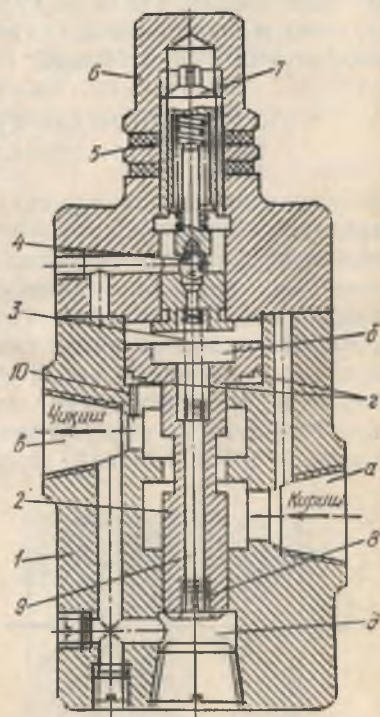
Босимни камайтириш учун *редукцион клапанлар* ишлатилади. Буларнинг сақлагич клапанлардан фарқи улардан чиқишдаги

босим бошқарувчи таъсирига эгалигидир, яъни бу клапанлар чиқишдаги босим ўзгарганда ишлайди. Редукцион клапан ишлагунча унинг плунжерини пружина очиқ ҳолатда тутиб туради. Редукцион клапандан чиқишда босим белгиланган қийматдан ортиб кетса, суюқликнинг босим кучи клапан пружинасини сиқади ва плунжер суюқликнинг клапандан ўтишини қийинлаштириб, беркилиш томонига силжийди. Плунжернинг бу ҳаракати клапандан чиқишда босим керакли миқдорга пасайгунича давом этади.

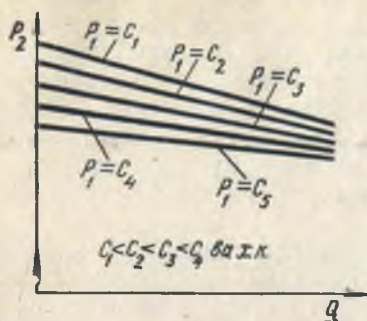
3.41-расмда Г-53 турдаги сервоҳаракатли редукцион клапан кўрсатилган. У насос ҳосил қилган босимдан паст босимни редукциялаш ва ушлаб туриш учун хизмат қилади. Клапан корпус 1, плунжер 2, 3 ва 5 пружиналар, шарсервоклапани 4 ва қопқоқ 6 дан ташкил топган. Иш суюқлиги *a* бўшлиқдан берилиб, *b* бўлмадан чиқарилади. Плунжерни кучсиз пружина 3 қуйи ҳолатда ушлаб туради.

Марказий тешикка демпфер 8 киритилган бўлиб, у орқали *b* бўлма *b* бўлма билан доим туташган бўлади. Бўлма *г* бўлма *в* билан демпфер 10 орқали туташади. Шарча 4 пружина 5 билан эгарга сиқиб турилади. Пружина 5 нинг сиқиш кучи винт 7 ёрдамида бошқарилиши мумкин. Шарча 4 га таъсир қилувчи суюқлик босими пружина 5 мосланган куч миқдоридан ортиб кетгунча шарча 4 эгарга сиқиб турилади. Бунда плунжер 2 пружина 3 таъсирида қуйи ҳолатда ушлаб турилади. Плунжер қуйи ҳолатда бўлганда *a* ва *в* бўшлиқлар туташ бўлиб, суюқлик клапандан бемалол оқиб туради ва *в* бўшлиқдаги босим насос ҳосил қилган босимга тенг бўлади. Клапандан чиқишдаги босим кучи пружина 5 нинг кучидан ортиши билан шарли клапан 4 очилиб, мой *д* бўлмадан демпфер 8 орқали *б* бўлмага ўтади, сўнгра шарли клапан 8 орқали қуйилишга кетади. Демпфер 8 нинг тешиги орқали суюқлик оқиб турганида босим пасаяди, шунинг учун *б* бўлмадаги босим *д* ва *г* бўлмалардагига қараганда (демпер 8 даги босимнинг камайиш миқдорича) кам бўлади. Натижада плунжер 2 кўтарилади.

Плунжер юқорига кўтарилиши билан суюқликнинг *a* бўшлиқдан *в* камерага ўтишини қийинлаштира-



3.41-расм. Г-53 турдаги сервоҳаракатли редукцион клапан.



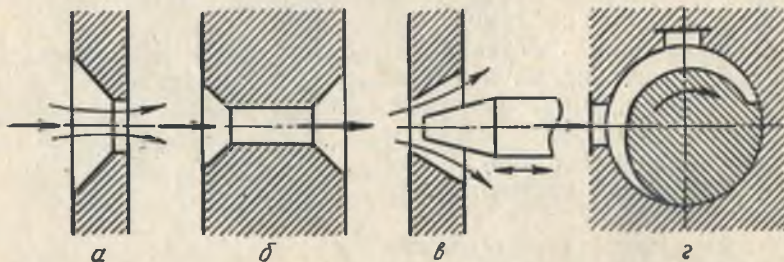
3.42- расм. Редукцион клапан характеристикаси.

даги тирқиш юзасини оширади, натижада *в* камерага суюқлик оқими ортади ва мувозанат яна тиклангунча босим ортиб боради. Шундай қилиб, Г-57 клапани насоснинг куч магистралдаги босимдан кичик босимни доимий ушлаб туради.

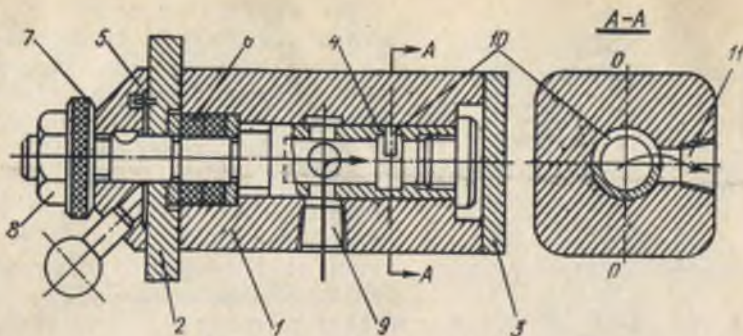
Редукцион клапан характеристикасининг кўриниши 3.42-расмда тасвирланган. Расмдан кўринадики, сарф ортганда редукторга киришдаги босим қанча кичик бўлса, босимнинг пасайиш даражаси шунча юқори бўлади.

3.28-§. Дроссель қурилмаларнинг вазифаси, ишлаш принципи ва характеристикаси

Гидроузатмаларда дроссель қурилмалар суюқлик сарфини чегаралаш ва бошқариши учун қўлланилади ҳамда гидравлик қаршилик кўринишида бўлади. Бошқарилмайдиган гидравлик қаршилик ёки гидравлик демпферлар ва бошқарилувчи гидравлик қаршиликлар (дросселлар) дроссель қурилмалар бўлиши мумкин. Гидравлик демпферлардан гидроаппаратларнинг турли элементлари ҳамда қурилмаларида суюқликни турли тебрана ва бошқача беқарор ҳаракатлари ҳолида тормозловчи (дросселловчи), яъни гидроузатма аппаратлари ва механизмларини барқарорловчи сифатида фойдаланилади. Дросселлар (3.43-расм) суюқлик сар-



3.43- расм. Дросселлар.



3.44- расм. Г-77 турдаги бошқариладиган дроссел қурилмаси.

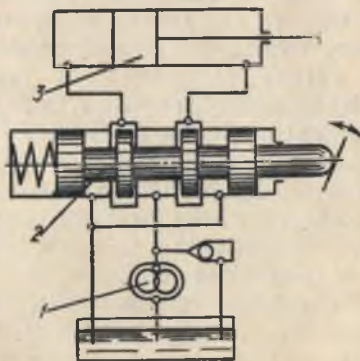
фини ўтказиш кесимини ўзгартириш йўли билан бошқаришга мўлжалланган. Гидроузатмаларни дросселли бошқариш кичик қувватли гидродвигателлар тезлигини бошқаришнинг энг кўп тарқалган турларидан биридир.

Суюқлик дроссель тирқишидан ўтганда унинг энергиясининг бир қисми тирқиш қаршилигини енгишга сарф бўлади, натижада гидродвигателнинг тезлиги камаяди. Дросселли бошқаришда берилган энергия гидродвигателни берилган тезликда ҳаракат қилдиришга сарф бўладиган энергиядан ортиқ бўлади. Бошқариладиган тирқишининг шаклига қараб дросселлар тирқишли ва ариқчали бўлади (3.43- расм, в, г).

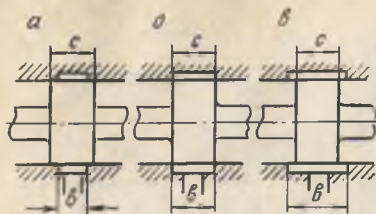
3.44- расмда Г-77 туридаги дроссель кўрсатилган бўлиб, у корпус 1, олдинги қопқоқ 2, орқа қопқоқ 3, дроссель 4, лимба 5, тиғизлагич 6, шкала 7, гайка 8 дан иборат. Дросселга суюқлик тешик 9 орқали келиб, тирқиш 10 дан ўтиб, 11 тешикдан чиқиб кетади.

Дроссель 4 тирқишининг 0—0 ўқиға нисбатан ҳосил қилган бурчагига қараб тирқишнинг ўтказувчи кесими ўзгаради, натижада дросселдан ўтувчи суюқликнинг сарфи ё ортади, ё камаяди. Дроссель мосланганда гайка 8 дроссель 4 нинг бемалол буралиши учун чеккага сиқилади. Кераклича мосланган ва барқарорланган тирқиш кесими лимба 5 га сиқиб қўйилувчи гайка 8 билан маҳкамланади.

Дроссель қурилмалар сифатида иш туйнуги кесимини ўзгартириш ҳисобига трубалардаги суюқлик тезлигини ўзгартиришга имкон берувчи махсус золотникли (3.45- расм) бошқарувчи дросселлар ҳам ишлатилади.



3.45- расм. Золотникли бошқарувчи дроссел қурилмаси.



3.46- расм. Золотник белбоғининг туйнук энини беркитиш схемаси.

Бошқарувчи золотник 2 да суюқлик икки марта дросселланади. Суюқлик насос 1 дан золотникка босим остида киради. Золотник нейтрал ҳолатдан силжиб қолган бўлса, унда гидродвигатель 3 нинг кириш ва чиқиш қисмида 2 та туйнук ҳосил бўлади. Бу туйнуқлар орқали суюқликнинг дроселланиши, энергиянинг йўқотилиши ва, демак, босимнинг камайиши давом этади. Идеал бошқарувчи золотникда плунжер белбоғчасининг эни дросселловчи туйнук энига тенг бўлиши керак (3.46- расм, б). Аммо амалда сезгирликни ошириш учун золотник суюқликни ўтказувчи қилиб қурилади (3.46- расм, в). Бундай золотниклар белбоғининг эни туйнук энидан бир неча микронга кичик бўлади. Бир неча микронли кўп ёпувчи золотниклар ҳам қўлланилади. Кўп ёпувчи золотникларда (3.46- расм, а) нейтрал ҳолатда, суюқликни қўйиб юбориш анча камаяди, лекин сезгирмаслик зонаси катталашади.

3.29- §. Фильтрлар

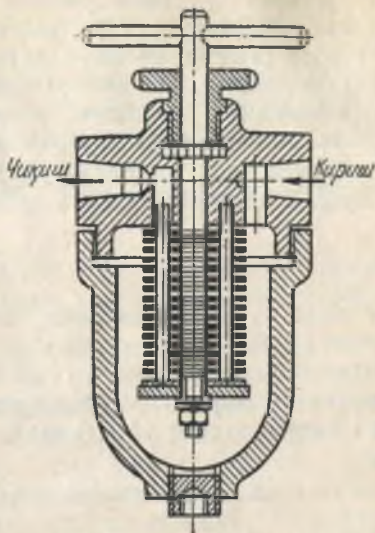
Фильтрлар мойларни ифлосланишдан сақлаш ва турли аралашмалардан тозалаш учун қўлланилади. Гидроузатмаларда, одатда, ҳаво ва мой фильтрлари ўрнатилади.

Ҳаво фильтри мойни атмосферадан чанг тушишидан сақлайди, мой фильтри эса мойга иш қисмларнинг сиртидан тушган чангсимон заррачалардан тозалайди. Мой фильтри, одатда, системанинг босим чизигида ўрнатилади, чунки фильтр сўриш чизигига қўйилса, гидравлик босимни ошириб юборади.

Гидроузатма системасида кесими миллиметрнинг улушларига тенг, суюқлик ўтувчи ариқчаси бўлган қурилмалар кўп. Бундай тор йўлакчаларда облитерация ҳодисаси содир бўлади (46- § га қаранг) ва гидравлик қаршилик ортади. Агар суюқликда аралашмалар бўлса, у йўлакчаларнинг ифлосланишига олиб келади ҳамда қаттиқ зарралар мой билан бирга нисбий ҳаракатланувчи сиртлар орасидаги тор бўшлиққа (масалан шток билан цилиндр орасидаги ўлчами 4—6 мкм бўлган оралиққа) тушиб, текисланган сиртнинг бузилишига олиб келади ва системанинг ишини ёмонлаштиради. Шундай қилиб, иш суюқлиги ташқаридан тушган аралашмалар (металл зарралар ва мойнинг оксидланиш маҳсули) билан ифлосланган бўлади.

Мойни ифлословчи зарралар жуда майда бўлиб, 10 микрондан ошмайди, шунинг учун улар системада мой ҳаракатланганда чўкмайди, балки фақат чўктиргичларда стоқс қонуни бўйича чўкади. Суюқликда аралашмаларнинг миқдори ГОСТ 6370—59 бўйича 0.005% дан ошмаслиги керак, бундан ортигини йўқотиш учун фильтрлардан фойдаланилади.

Ҳаво филтрлари цилиндр шаклида ўралган ав 1 см юзада 1000 та гешик бўлган тўрдан иборат. Тўр сиртига мой қатлами чаплаган бўлиб, чанг зарралари унга ўтириб қолади. Филтрнинг ишлаш вақти машина ишлаётган жойдаги атмосферанинг ифлослик даражасига боғлиқ. Филтрни тозалаш, одатда, ҳар мавсумда амалга оширилади, масалан, қишдан ёзга ўтишда ёки аксинча.



3.47-расм. Пластинкали сода филтр.

3.47-расмда пластинкасимон сода филтр тасвирланган. Кейинги вақтларда тегишли металл шарларидан тайёрланган металл-керамик филтрлар ишлатилмоқда. Шарларнинг катталиги ва материални танлаш суюқликнинг химиявий хоссалари, мўлжалланган ифлослик ҳолати, иссиқлик ҳамда босимга боғлиқдир. Бундай филтрлардан ўтувчи зарраларнинг энг катта диаметри қуйидаги формула ёрдамида ҳисобланади:

$$d = 0,155 D,$$

бу ерда D —филтрдаги шарларнинг диаметри. Бундай филтрлар катталиги 0,5 мкм бўлган зарраларни тутиб қола олади.

Филтр ғовақларининг ўлчами кичик бўлгани учун уларнинг гидравлик қаршилиги босим фарқига чизиқли боғлиқ бўлади, қаршилиқ коэффициенти эса R_e сонига тескари пропорционал бўлади.

3.30-§. Гидроаккумуляторлар

Бундай қурилмалар тўғрисида ...-§ да тўлиқ ёзилган. Гидроузатманинг яхши ишлаши учун гидродвигателнинг энг катта сарфига мос насос ёки гидроаккумулятор танлаш зарур. Юқори унумдорликка эга бўлган насосни қўллаш қисқа вақт оралиғида ўриңли бўлиб, қолган вақтда ортиқча суюқлик қуйиш бакига чиқариб юборилиши керак. Агар насоснинг суриши (сарфи) гидросистема сарфидан ортиқ бўлса, суюқлик босим остида гидроаккумуляторга тўпланади, агар сарф камайса, аккумулятор тўплаган суюқлигини системага қайтариб беради. Гидроаккумуляторни қўллаш насос ФИК ни ошириш, насос ҳосил қилган босим пульсациясини йўқотиб, гидродвигателнинг текис ишлашини таъминлаш учун зарур. Гидроаккумуляторлар пневматик, юкли ва

пружинали бўлиши мумкин. Пневматик гидроаккумуляторлар энг кўп тарқалган (1.20-расмга қ.).

Насос таъминлай олмайдиган юқори босим олиш учун гидромультипликаторлар қўлланилади (1.21-расмга қ.). Катта диаметрли цилиндрга суюқлик босим остида берилганда кичик диаметрли цилиндрдаги плунжернинг ҳаракати натижасида юзалар нисбатига тенг миқдорда катталашган босим олиш мумкин.

Бу босимнинг назарий қиймати қуйидагича ҳисобланади:

$$P_2 = P_1 \frac{D^2}{d^2},$$

бу ерда P_1 —катта цилиндрдаги (насос ҳосил қилган) босим; D —катта цилиндр диаметри; d —кичик цилиндр диаметри. ... - да босимни ҳисоблашнинг амалий формуласи (2.27) берилган. Мультипликаторлар насос билан юқори босим ҳосил қилиш керак бўлган қисм орасига ўрнатилади.

3.31-§ Гидрочизиқлар

Гидрочизиқларни лойиҳалашда уларни гидравлик зарбадан сақлаш масаласи муҳим ўрин олади. Бунинг учун насослар, гидромоторлар бошқарувчи ва сақлагич қурилмалар иш тартибини куч трубалари ва бўшатувчи трубаларга мослаш керак. Шуни айтиш керакки, нотўғри ҳисобланган ва лойиҳаланган (ёки қурилган) гидросистема қаттиқ шовқин манбаи бўлиб, кишилар соғлиғига салбий таъсир қилади. Кўп ҳолларда кескин шовқин гидросистемада камчилик борлигининг белгисидир. Шовқиннинг сабаблари кавитация, гидравлик зарба, ҳавонинг бирор ерда тутилиб қолиши ва илгарилама-қайтма ҳаракат қилувчи қисмларда массанинг нотекис тақсимланишидан иборат бўлиши мумкин. Шовқинни йўқотишнинг асосий йўли юқорида айтилган камчиликларни йўқотишдан иборат. Йўқотиб булмайдиган шовқинлар фақат гидросистемани кам товуш ўтказувчи материаллар билан ўралган иншоотларда жойлаштириш йўли билан йўқотилади ёки камайтиради.

Содда бир ҳаракатли цилиндрли гидроузатма бакнинг ҳажми $V_6 = (5 \div 6)V_n$ га тенг қилиб олинади. Аслида бакнинг ҳажми гидросистеманинг суюқлик сиғдира олиши, гидроаккумуляторларни тўлдириш ва бўшатишни, бошқа сиғимларни ҳам тўлдириш ва бўшатишни, суюқлик ҳажмининг температура таъсирида ўзгаришини назарда тутган ҳолда ҳисобланади. Юз бериши мумкин бўлган оқиб кетишларнинг ўрнини тўлатиш учун запас ҳажм назарда тутилган бўлиши керак (бакнинг ҳаволи ҳажми учун $10 \div 15\%$ қўшилади).

Баклар кавшарлаб, парчин михлаб тайёрланган, ички советгичли, қопқоғида бирор ёрдамчи қурилма ўрнатилган бўлиши мумкин. Бакнинг ичида қабул қилувчи ва қуювчи қисмларини ажратувчи тўсиқ бўлиб, тиндиришни осонлаштиради. Бакнинг тубида дренаж тешиклари бўлиши мумкин.

Иш шароитига қараб қаттиқ ва эгилувчан трубалар қўлланилади. Кўпинча чоксиз пўлат трубалар, баъзан алюминий ва чўян қотишмали трубалар қўлланилади. Трубаларнинг тугунлар ва бўлақларга туташган қисмлари мустаҳкам ва герметик бўлиши зарур. Ҳозирги замон гидроузатмаларида пластмасса ва шиша толалардан тайёрланган трубалар ҳам ишлатилади.

XXV б о б. ТАҚЛИДИЙ ГИДРОУЗАТМАЛАР

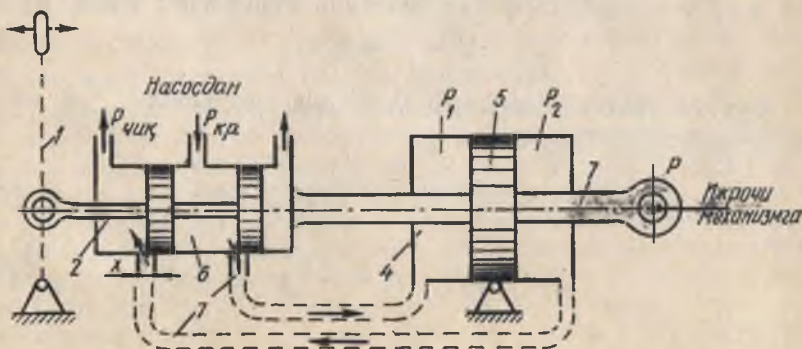
3.32- §. Вазифаси, қўлланиш соҳаси, схемаси, ишлаш принципи, характеристикаси, асосий параметрлари

Гидродвигателнинг бошқарувчи исқмининг силжиши ва тезлиги ташқаридан берилган сигнал бўйича автоматик бошқарувчи система билан таъминланган гидроузатмалар тақлидий гидроузатмалар дейилади. Уларда поршень (шток)нинг ҳаракати мураккаброқ бўлиши талаб этилади. Масалан, бир қанча бошқариш системаларида куч гидроцилиндрнинг штоки бошқариш дастасининг ҳаракатига автоматик тарзда шундай тақлид этадики, бошқариш дастасининг ҳар бир ҳолатига штокнинг тегишли зўриқишга ва силжиш тезлигига эга бўлган ҳолати мос келади. Бу ҳолларда гидроцилиндрлар гидрокучайтиргичлар ёки бустерлар дейилади, чунки ижрочи қисм даста ҳаракатини фақат такрорламай, балки кучайтириб ҳам беради ва олинган куч дастага қўйилгандан анча катта бўлади.

Замонавий машиналарни бошқариш, одатда, гидрокучайтиргичлар ёрдамида амалга оширилади, чунки бошқариш қисмларидаги куч, кўпинча, одамнинг мускул кучидан кўп марта ортиқ бўлади.

Гидрокучайтиргич (бустер)нинг схемаси 3.48-расмда келтирилган.

Бошқариш дастаси 1 ни ўнгга суриб, суюқликни босим остида канал 3 орқали цилиндр 4 нинг чап бўшлиғига йўналтирувчи ўнг бўшлиғини қуйиш трубаси билан бирлаштирувчи золотник 2



3.48- расм. Гидрокучайтиргич.

силжитилади. Насос ҳосил қилган босим таъсирида поршень 5 золотник 6 нинг корпуси билан бирга золотникнинг цилиндрига суюқлик берувчи ва олувчи канали беркилгунча силжиб боради.

Даства золотник ўнгга силжиганда суюқлик цилиндрининг ўнг бўшлиғига берилади ва поршень чапга сурилади. Шундай қилиб, ижрочи шток 7 ижрочи механизм билан боғланган золотник 2 нинг барча ҳаракатига тақлид қилиб эргашиб боради, лекин унинг ҳосил қилган кучи золотникка қўйилган кучдан кўп марта катта бўлади.

Гидрокучайтиргични куч узатувчи сифатидаги асосий параметрларини кўрамиз. Гидрокучайтиргичнинг ижрочи штокидаги куч, унинг ФИК и ва ҳосил қилган қуввати учун формулалар чиқарамиз.

Гидрокучайтиргичга берилган босим ижрочи штокдаги кучни енгишга ва гидравлик қаршиликка сарф бўлади, яъни

$$p_o = \Delta p_u + \sum p, \quad (25.1)$$

бу ерда $p_o = p_{\text{кир}} - p_{\text{чик}}$ — гидрокучайтиргичга кириш ва ундан чиқишдаги босимлар фарқи; $\Delta p_u = p_1 - p_2$ — цилиндрдаги босимлар фарқи ($\Delta p_u = \frac{P}{S}$); S — (шток юзаси айирилган) поршень юзаси; $\sum p$ — гидрокучайтиргичга киришдан чиқишгача оралиқдаги йўқотишлар йиғиндис.

Гидравлик йўқотишлар, асосан, золотникнинг чала беркилган икки тўйнугида бўлади ва бу йўқотиш квадратик қонунга бўйсуннади деб, ҳисобласак, қуйидагини оламиз:

$$\sum p = \alpha \frac{v^2}{2g}, \quad (25.2)$$

бу ерда ζ — золотник тўйнугининг қаршилиқ коэффициентини; v — золотник тўйнугидан суюқлик оқиш тезлиги.

Золотник тўйнуги, одатда, тўғри тўртбурчак шаклида бўлгани учун унинг бир томони узгармас b га, иккинчи томони узгарувчи x га тенг деб, сарф тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$Q = vs = vbx. \quad (25.3)$$

Бундан тезлик v ни сарф Q орқали ифодаласак, $\sum p$ ни ўрнига қўйиб, ушбуни оламиз:

$$p_o = \Delta p_u + \alpha \zeta \frac{Q^2}{2g(bx)^2}, \quad (25.4)$$

ёки

$$p_o = \Delta p_u + K \frac{Q^2}{x^2}, \quad (25.5)$$

бу ерда

$$K = \frac{\alpha \zeta}{g b^2}. \quad (25.6)$$

К ни тахминан ўзгармас ва сарфга боғлиқ эмас деб қараш мумкин. Агар гидрокучайтиргични ўзгармас босимли бошқарилувчи насос таъминласа ва суюқлик келтирилувчи трубалардаги гидравлик йўқотишларни ташлаб юбориш мумкин деб қаралса, у ҳолда босим p_0 ҳам ўзгармас бўлади ва насос ҳосил қилган босимга мос келади. Ижрочи штокда зўриқиш бўлмаса ($p_0=0$ ва $\Delta p_n=0$) ва золотник туйнуги тўлиқ очилганда ($x=x_{\max}=l$), гидрокучайтиргичда суюқликни сўриш (сарф) $Q=Q_{\max}$ бўлади.)

Бу ҳолда (25.5) тенгламадан

$$K = p_0 \frac{x_{\max}^2}{Q_{\max}^2}. \quad (25.7)$$

Олинган миқдорни (25.5) тенгламага қўйсақ ва уни Δp_n га нисбатан ечсақ, ушбунни оламиз:

$$\Delta p_n = p_0 \left(1 - \frac{\bar{Q}^2}{x_{\max}^2} \right). \quad (25.8)$$

Нисбий сарф (\bar{Q} ёки нисбий тезлик \bar{v}) ва золотник туйнугининг очилиш даражаси \bar{x} белгиларини киритсак

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_{\max}} = \frac{v}{v_{\max}} = \bar{v},$$

$$\bar{x} = \frac{x}{x_{\max}}.$$

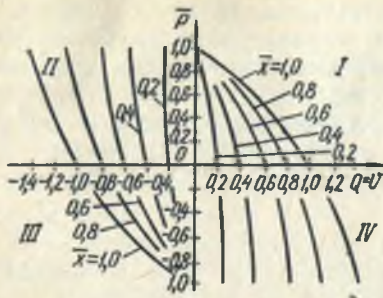
Ижрочи штокдаги кучни қўйидагича аниқлаш мумкин:

$$P = \Delta P_n S = p_0 S \left(1 - \frac{\bar{Q}^2}{x_{\max}^2} \right). \quad (25.9)$$

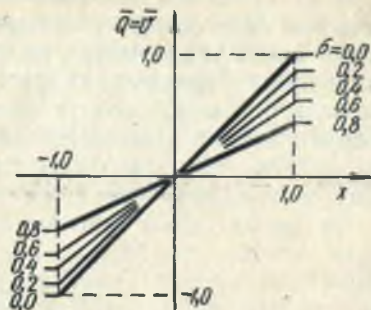
У ҳолда нисбий юкланиш \bar{p} шундай топилади:

$$\bar{p} = \frac{P}{p_0 S} = 1 - \frac{\bar{Q}^2}{x_{\max}^2} = 1 - \frac{\bar{v}^2}{x_{\max}^2}. \quad (25.10)$$

Олинган тенглама гидрокучайтиргичнинг статик характеристикасини тузишга, яъни \bar{x} нинг турли қийматлари учун \bar{p} ва \bar{Q} нинг боғланишини (3.49- расм) қуришга имкон беради. График \bar{Q} ва \bar{x} нинг манфий ва мусбат қийматлари, яъни золотник ва штокнинг, демакки, суюқликнинг биринчи ва иккинчи йўналишлардаги ҳаракати учун кўрилган. Графикдан кўриниб турибдики, тезлик v нинг фақат кичик қийматларидагина штокдаги куч максимал қиймати ($P=p_0 S$) га яқинлашади. Ижрочи шток қанча тез сурилса, шунча кичик қаршиликка учрайди Эгри чизиқ абсцисса ўқини кесиб ўтганда штокдаги куч ишорасини ўзгартиради, яъни яна ўсиб боради, гидроцилиндр эса насос режимига ўтади. Шундай қилиб, графикда I ва III квадрантларда гидроцилиндр гидродвигателдек ишлайди ва юкланишни енгувчи иш бажаради, II ва IV



3.49- расм. Гидрокучайтиргичнинг статик характеристикаси (\bar{p} ва \bar{Q} ёки \bar{x} координаталарида).



3.50- расм. Гидрокучайтиргичнинг статик характеристикаси (\bar{Q} ёки \bar{v} ва x координаталарда).

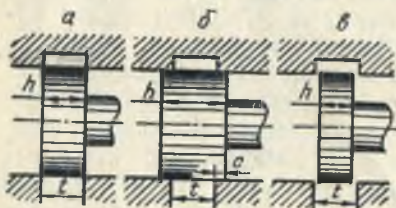
квадрантларда эса насосдек ишлаб суюқликни асосий насос ҳайдаган йўналишда ҳайдайди.

Статик характеристикани бошқа координаталар системасида ҳам қуриш мумкин. (25.10) тенгламани $Q = v$ га нисбатан ечамиз:

$$\bar{Q} = \bar{v} = \bar{x} \sqrt{1 - \bar{p}} \quad (25.11)$$

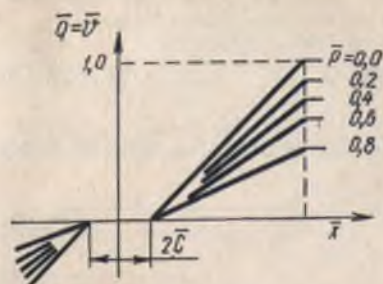
ва $\bar{Q} = \bar{v}$ нинг \bar{x} нинг турли қийматларида \bar{p} га боғлиқ муносабатини (3.50- расм) тузамиз. x ўқига қиялик бурчаги, гидрокучайтиргичнинг ижрочи штокидаги юкланиш қанча катта бўлса, шунча кичик бўлган тўғри чизиқларни оламиз. $p = 1$ бўлганда гидрокучайтиргичнинг характеристикаси абсцисса ўқи билан устма-уст тушади, бошқача айтганда ижрочи штокнинг тезлиги нолга тенг бўлади. Гидрокучайтиргичнинг характеристикасига золотникнинг ёпилиши, яъни золотник поршенининг кенглиги h ва золотник туйнугининг эни l таъсир қилади. Шунинг учун золотниклар қуйидагича ажратилади: $h = l$ бўлган идеал золотник (3.51- расм, а); $h > l$ бўлган мусбат беркилишли золотник 3.51- расм, б ва $h < l$ бўлган манфий беркилишли ёки ўтказувчи золотник 3.51- расм, в. Беркилиш катталиги қилиб, қуйидаги қабул қилинган:

$$C = \frac{h-l}{2} \text{ ёки } \bar{C} = \frac{h-l}{2l}. \quad (25.12)$$

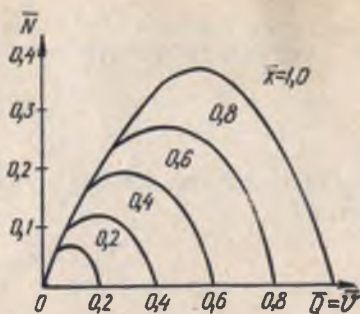


3.51- расм. Гидрокучайтиргичларда қўлланиладиган золотниклар.

3.50- расмда келтирилган характеристика идеал золотникка ($C = 0$) тегишлидир. Мусбат беркилишли золотникнинг характеристикасида ўлчами $2C$ бўлган сезгирмаслик зонаси ҳосил бўлади ва бу камчилик ҳисобланади, лекин герметикликни оширади (3.52- расм).



3.52-расм. Мусбат беркитишля золотник қўлланилган гидрокучайтиргичларда статик характеристика (\bar{Q} ёки \bar{v} ва \bar{x} координаталарида).



3.53-расм. Гидрокучайтиргичларда нисбий қувватнинг \bar{Q} га боғлиқлиги графиги.

Ўтказувчи золотникда босим чизигидан суюқликнинг қуйилишга оқиб кетиши демакки, қувватнинг пасайиши содир бўлади. Амалда сезгирмаслик зонаси йўқ, чунки золотникнинг бетараф ҳолатдан озгина силжишида куч гидроцилиндида босимлар фарқи пайдо бўлади.

Гидрокучайтиргичнинг фойдали иш коэффициенти ижрочи штокнинг бир секундлик ишининг оқимнинг гидрокучайтиргичга берган қувватига нисбатидан иборат, яъни

$$\eta = \frac{Pv}{\rho_0 Q} = \frac{\Delta p_y S v}{\rho_0 S v} = \frac{\Delta p_{II}}{\rho_0} = \bar{p}. \quad (25.13)$$

Демак, гидрокучайтиргичнинг ФИКи штокдаги нисбий юкланишга тенг ва p нинг ўзгариш қонуни бўйича ўзгаради.

Гидрокучайтиргичнинг фойдали қуввати қуйидагига тенг

$$N = Pv. \quad (25.14)$$

Нисбий қувват эса қуйидагича аниқланади:

$$\bar{N} = \frac{Fv}{\rho_0 S v_{\max}} = \bar{p}\bar{v}. \quad (25.15)$$

(25.10) формуладан фойдалансак ва $\bar{v} = \bar{Q}$ ни ҳисобга олсак,

$$\bar{N} = \left[1 - \frac{\bar{Q}^2}{x^2} \right] \bar{Q}. \quad (25.16)$$

3.53-расмда турли \bar{x} ларда нисбий қувват \bar{N} нинг \bar{Q} га боғлиқлик графиги келтирилган.

Нисбий сарф \bar{Q} нинг энг кўп қувватга тўғри келган қийматини топамиз:

$x = 1$ да (25.16) да ушбуни оламиз:

$$\bar{N}_{\bar{x}=1} = (1 - \bar{Q}^2)\bar{Q}. \quad (25.17)$$

Олинган катталиқни \bar{Q} буйича ҳосила олиб ва нолга тенглаштириб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{d\bar{N}}{d\bar{Q}} = 1 - 3\bar{Q}^2 = 0. \quad (25.18)$$

Бундан максимал нисбий қувватга тегишли оптимал нисбий сарф чиқади

$$\bar{Q}_{\text{опт}} = \bar{v}_{\text{опт}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 0,58. \quad (25.19)$$

Бу ҳолда максимал нисбий қувватни топиш қийин эмас.

$$\bar{N}_{\text{макс}} = \left(1 - \frac{1}{3}\right) \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,385. \quad (25.20)$$

Бу формуладан штокнинг нисбий юкланиши ёки гидрокучайтиргичнинг ФИКи топилади:

$$\bar{p} = \eta = \frac{2}{3}. \quad (25.21)$$

Энди максимал қувватнинг абсолют қийматини топамиз:

$$N_{\text{макс}} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \rho_0 S v_{\text{макс}} = \frac{2}{3\sqrt{3}} Q_{\text{макс}} \rho_0. \quad (25.22)$$

$Q_{\text{макс}}$ ни юқорида келтирилган K нинг формуласи (25.7) дан топамиз:

$$Q_{\text{макс}} = x_{\text{макс}} \sqrt{\frac{\rho_0}{K}}. \quad (25.23)$$

Бини юқоридаги муносабатга қўйсак, $N_{\text{макс}}$ нинг K га боғлиқлик функциясини топамиз:

$$N_{\text{макс}} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{x_{\text{макс}}}{\sqrt{K}} \rho_0^{3/2}. \quad (25.24)$$

Келтирилган бу формулалар гидрокучайтиргичларни ҳисоблаш учун асосий формулалар бўлиб хизмат қилади.

9- жа д в а л. Гидроузатмаларда қўлланиладиган индустриал мойларнинг асосий хараактеристикаси

Нефть мойларнинг номи ва маркаси	$\frac{30}{14}$ солиштирма оғирлик (20°С да)	Кинематик коэффушонлик, ССТ да (30°С да)	Эластик модули, Е _{9,8} ·10 ⁸ Н/м ²	1 барга тегишли ҳавонинг эрувчанлиги (20°С) да	Иссиқлик сиғими (20°С да)	Ениш температураси (°С да)	Қотиш температураси, °С	Кислоталик сони КОН
Индустриал (велонсит) ГОСТ 1840—51	0,854	12,8	134	0,0959	0,453	112	-25	0,04
Индустриал (вазелин мойи) ГОСТ 1840—51	0,878	19,1	135	0,0877	0,446	125	-20	0,04
Индустриал 12 (урчуқ мойи 2) ГОСТ 1707—51	0,92	49,0	136	0,0759	0,436	165	-30	0,14
Индустриал 20 (урчуқ мойи) ГОСТ 1707—51	0,93	100	136	0,0755	0,432	170	-20	0,14
Мойлар аралашмаси ГМЦ-2	0,834	20,8	135	0,1038	0,458	—	—	—

10- жа д в а л. Гидроузатмада қўлланиладиган махсус мойларнинг асосий хараактеристикалари

Нефть мойларнинг номи ва маркаси	$\frac{30}{14}$ солиштирма оғирлик (20°С да)	Кинематик коэффушонлик ССТ да (30°С да)	Эластик модули, Е _{9,8} ·10 ⁸ Н/м ²	1 барга тегишли ҳавонинг эрувчанлиги (20°С) да	Иссиқлик сиғими (20°С) да	Ениш температураси (°С да)	Қотиш температураси	Кислоталик сони КОН
АМГ—10 мойи, ГОСТ 6794—53	0,85	16,0	133	0,0942	0,4520	92	-70	0,05
МК—8 авиация мойи, ГОСТ 6457—53	0,885	30,0	135	—	0,4410	135	-55	0,04
Аралашмали трансформатор мойи БТИ—Т ГОСТ 982—53	0,887	30,0	135	0,0828	0,4420	135	-45	0,03
Учруқ мойи АУ, ГОСТ 1642—50	0,889	49,0	135	0,0759	0,4425	169	-45	0,07
Турбина мойи, ГОСТ 32—53	0,894	96,0	135	—	0,4430	180	-15	0,20
Енгил автомобиль учун узатма мойи ГТМ—3	0,900	105,0	135	—	0,4430	170	-40	0,35

* Сувга нисбатан 4°С да аниқланган.

Фойдаланилган адабиёт

1. Башта Т. М., Руднев С. С., Некрасов Б. И. ва бошқалар, М., «Машиностроение» 1970 г.
2. Некрасов Б. Гидравлика и ее применение на летательных аппаратах. М., «Машиностроение» 1967 г.
3. Киселев П. Г. Гидравлика основы механики жидкости. М., Энергия 1980 г.
4. Осипов П. Е. Гидравлика и гидравлические машины, М., «Лесная промышленность», 1965 г.
5. Угинчус А. А. Гидравлика и гидравлические машины, Харьков. изд. Харьковского Госуниверситета им. А. М. Горького 1966 г.
6. Рабинович Е. З. — Гидравлика. Изд. тех-теор. литературы, М., 1957 г.
7. Юфин А. П. Гидравлика, гидравлические машины и гидроприводы М., «Высшая школа», 197 1965г.
8. Штернлихт Д. В. Гидравлика. М., Энергоатомиздат 1984 г.
9. Маурицио Вольф. Гидравлические машины и трансформаторы, М., «Машиностроение», 1967 г.
10. Есьман И. Г. Насосы. Изд. Нефтяной и Горно-топливной литературы. М., 1954 г.
11. Тумаркин М. Б. Гидравлические следящие приводы М., «Машиностроение», 1966 г.
12. Кривченко Г. И. Гидравлические машины, М., Энергия 1978 г.
13. Прокофьев В. Н. Аксиально-поршневой регулируемый привод, М., Данилов Ю. А. «Машиностроение» М., 1969 г.
Кондаков Л. А.
Луганский А. С.
Целин Ю. А.
14. Гейер В. Г., Думин В. С., Гидравлика гидропривод «Недра» М., 1970 й.
Борцменский А. Г., Зоря А. Н.
15. Қ. Ш. Латипов — Суюқликларда ички ишқаланиш кучланиши ҳақида
ЎзССР ФА Ахборотлари, техника фанлари серияси,
1980 й. № 6. 43—47-бет.
16. Қ. Ш. Латипов — Гидравлик қаршилик коэффициентини аниқлашга
доир. ЎзССР ФА Докладлари 1982 й. № 8; 16—19-бет.
17. П. Қ. Норкин, Қ. Ш. Латипов — Гидродинамические передачи и
объемный гидропривод (конспект лекций) Изд-во
ТашПИ Ташкент — 1980 й.

МУНДАРИЖА

Сўз боши	3	кучлар. Навье-Стокс тенг-	58
Кириш	4	ламаси	
Биринчи қисм Гидравлика.	8	1.32-§. Элементар оқим учун Бернул-	61
I б о б. Сууюқликларнинг асосий		1.33-§. Бернулли тенгламасининг	65
хоссалари	8	геометрик, энергетик ва физик	
1.1-§. Сууюқлик тўғрисида асосий		1.34-§. Реал сууюқликлар элементар	68
тушунчалар	8	оқимчаси учун Бернулли	
1.2-§. Сууюқликларга таъсир қил-		1.35-§. Реал сууюқликлар оқими	69
увчи кучлар	9	учун Бернулли тенгламаси.	
1.3-§. Сууюқликларда босим	9	Кориолис коэффициентни	69
1.4-§. Сууюқликларнинг физик хос-		1.36-§. Реал газлар оқими учун	71
салари	10	Бернулли тенгламаси	
1.5-§. Сууюқликлардаги ишқаланиш		1.37-§. Гидравлик ва пьезометрик	72
кучи Ньютон қонуни. Қову-		қияликлар ҳақида тушунча.	
шоқлик	14	1.38-§. Гидравлик йўқотиш ҳақида	73
1.6-§. Сирт таранглик (капилляр-		тушунча. Гидравлик йўқо-	
лик)	13	тишининг турлари	73
1.7-§. Сууюқлик тўйинган бўғиннинг		1.39-§. Тезлик ва сарф ўлчаш усул-	75
босими	19	лари ҳамда асбоблари	
1.8-§. Газларнинг сууюқликда эри-		V I б о б. Сууюқлик ҳаракатининг	
ши. Кавитация ҳодисаси ҳа-		тартиблари ва гидродинамик	80
қида тушунча	19	ўхшашлик асослари	
1.9-§. Идеал сууюқлик модели	20	1.40-§. Сууюқлик ҳаракатининг икки	81
1.10-§. Ньютон қонунига бўйсунма-		тартиби. Рейнольдс критик	
йдиган сууюқликлар	20	сони	84
II б о б. Гидростатика	22	1.41-§. Гидродинамик ўхшашлик	
1.11-§. Тинч турган сууюқликдаги		асослари. Гидродинамик ҳо-	84
босимнинг хоссалари	22	дисаларни моделлаш	
1.12-§. Сууюқликлар мувозанатининг		V б о б. Сууюқликларнинг ламинар	
Эйлер дифференциал тенг-		ҳаракати	89
ламаси	24	1.42-§. Тезликнинг цилиндрлик труба	89
1.13-§. Босими тенг сиртлар. Эркин		кесими бўйича тақсимлани-	
сирт	25	ши	89
1.14-§. Эйлер тенгламасининг интег-		1.43-§. Труба узунлиги бўйича бос-	91
раллари	26	симнинг пасайиши (Пуазейл	
1.15-§. Гидростатиканинг асосий		формуласи	91
тенгламаси	28	1.44-§. Оқимнинг бошланғич бўла-	92
1.16-§. Абсолют, манометрик, ваку-		ги	92
умометрик ва атмосфера бос-		1.45-§. Текис ва ҳалқасимон тирқиш-	93
симлари. Босим ўлчов бир-		ларда сууюқликнинг ламинар	
ликлари	29	ҳаракати	93
1.17-§. Босим ўлчаш асбоблари	30	1.46-§. Ламинар оқимнинг махсус	99
1.18-§. Паскаль қонуни	33	турлари (ўзгарувчан, қову-	
1.19-§. Гидростатик машиналар	34	шоқлик, облитерация)	
1.20-§. Текис сиртга таъсир қилув-		V I б о б. Сууюқликларнинг турбу-	
чи босим	38	лент ҳаракати	102
1.21-§. Эгри сиртларга таъсир қил-		1.47-§. Сууюқлик турбулент ҳаракати-	103
увчи босим	41	нинг хусусиятлари	
1.22-§. Босим эпюраси	43	1.48-§. Тезлик ва босим пульсация-	103
1.23-§. Архимед қонуни	44	лари	
1.24-§. Жисмларнинг сууюқликда су-		1.49-§. Тенглаштирилган тезликлар-	105
зиши. Сузувчилик	45	нинг кесим бўйича тақсим-	
1.25-§. Нисбий тинчлик	47	ланиши	105
III б о б. Сууюқликлар кинема-		1.50-§. Турбулент ҳаракатда уринма	107
тикаси ва динамикаси асо-		зўриқиш	107
слари. Сууюқликларда ҳара-		1.51-§. Трубаларда босимнинг ка-	109
кат турлари	48	майиши	
1.26-§. Гидродинамиканинг асосий		1.52-§. Дарси формуласи ва узун-	110
масаласи. Ҳаракат турлари	48	лик бўйича ишқаланишга	
1.27-§. Оқимчали ҳаракат ҳақида		йўқотиш коэффициентни	110
асосий тушунчалар. Оқим		(Дарси коэффициентни)	
чизиғи, оқим найчаси ва		1.53-§. Труба деворининг гадир-будир-	112
оқимча. Сууюқлик оқимлари.	50	лиги. Абсолют ва нисбий	
1.28-§. Оқимнинг асосий гидравлик		гадир-будирлик	112
элементлари	51	1.54-§. Никурадзе ва Мурич гра-	114
1.29-§. Сууюқликнинг барқарор ҳа-		фиклари	
ракати учун узиммаслик тенг-		1.55-§. Гидравлик силлиқ ва гадир-	115
ламаси	54	будир трубалар	
1.30-§. Идеал сууюқликлар учун ҳа-		1.56-§. Дарси коэффициентни аниқ-	117
ракат тенгламаси. Сууюқлик		лаш учун формулалар ва	
ҳаракати учун Эйлер тенг-		уларнинг қўлланиш соҳалари.	
ламаси	56		
1.31-§. Реал сууюқликларда ички			

1.57- §. Ноцилиндрик трубалардаги ҳаракатлар	119	XI б о б. Оқимнинг деворлар билан ўзаро таъсирлашуви	181
VII б о б. Маҳаллий гидравлик қаршиликлар	121	1.87- §. Оқимчанинг тўсиқларга таъсири	181
1.58- §. Маҳаллий қаршиликнинг асосий турлари. Маҳаллий қаршилик коэффициентлари	121	1.88- §. Оқимнинг деворга таъсир кучи	183
1.59- §. Рейнольдс сонининг катта қийматлари учун маҳаллий қаршилик коэффициентлари	125	И к к и н ч и қ и с м. Гидромашиналар	185
1.60- §. Трубочанинг кескин кенгайиши (Борд теоремаси)	125	I б ў л и м. Куракли насослар	185
1.61- §. Диффузорлар	127	XII б о б. Гидромашиналар ҳақида умумий тушунчалар	185
1.62- §. Трубаларнинг торайиши	129	2.1- §. Насослар ва гидродвигателлар	185
1.63- §. Тираскалар	131	2.2- §. Насосларни гуруҳлаш	186
1.61 §. Рейнольдс сонининг кичик қийматларида маҳаллий қаршилик коэффициенти	132	2.3- §. Динамик ва ҳажмий насосларнинг ишлаш принциплари	189
1.65- §. Маҳаллий гидравлик қаршиликларда кавитация ҳо-дисаси	132	2.4- §. Насосларнинг асосий параметрлари	191
1.66- §. Кавитациядан амалда фойдаланиш	134	XIII б о б. Куракли насослар назариясининг асослари	196
1.67- §. Маҳаллий қаршиликларнинг ўзаро таъсири	135	2.5- §. Марказдан қочма насослар	196
VIII б о б. Суюқликларнинг тешик ва найчалардан оқиши	137	2.6- §. Бир босқичли марказдан қочма насоснинг схемаси	197
1.68- §. Суюқликнинг юпқа девордаги тешикдан ўзгармас босимда оқиши	137	2.7- §. Насос ва турбиналар учун Эйлер тангламаси	197
1.69- §. Сиқилиш, тезлик ва сарф коэффициентлари	139	2.8- §. Насоснинг назарий босими. Кураклар эгрелигининг босимга таъсири	202
1.70- §. Суюқликнинг цилиндрик найчадан оқиши	140	2.9- §. Фойдали босим	204
1.71- §. Турли хил найчалар	142	2.10 §. Насосда энергия йўқотилиши. Насоснинг фойдали иш коэффициенти	205
1.72- §. Суюқликларнинг тешикдан ўзарувчан босимда оқиши.	144	2.11- §. Марказдан қочма насосларнинг характеристикалари	208
1.73- §. Оқимча техникаси ҳақида тушунча	145	2.12- §. Насосларнинг ўхшашлиги асослари	210
IX б о б. Трубаларни гидравлик ҳисоблаш	148	2.13- §. Тезюрарлик коэффициенти ва куракли насосларнинг турли	212
1.74- §. Сода труба ҳисоблашнинг асосий тенгламаси	149	2.14 §. Ўқий насослар	213
1.75- §. Трубанинг тежамли диаметрини топиш ҳақида тушунча	152	XIV б о б. Куракли насосларнинг эксплуатацион ҳисоби	214
1.76- §. Сифон труба	154	2.15- §. Насослар характеристикаларини қайта ҳисоблашда ўхшашлик формулаларидан фойдаланиш	214
1.77- §. Трубаларни кетма-кет ва параллел улаш	156	2.16 §. Насос қурилмаси	215
1.78- §. Мураккаб трубопроводлар	159	2.17- §. Насос билан таъминланган трубаларнинг ҳисоби	217
1.79- §. Насосдан таъминланувчи труба	161	2.18- §. Сўришни бошқариш	218
1.80- §. Электрогидравлик ўхшашлик (аналогия) ҳақида тушунча.	163	2.13- §. Насосларни кетма-кет ва параллел улаш	221
X б о б. Суюқликларнинг беқарор ҳаракати	166	2.20- §. Куракли насосларда кавитация. Чегаравий сўрилиш баландлиги	226
1.81- §. Сиқилмайдиган суюқликнинг деформацияланмайдиган трубаларда инерция босими ҳисобга олинган беқарор ҳаракати	169	2.21- §. Кавитация характеристикаси	227
1.82- §. Гидравлик зарба ҳо-дисаси	171	2.22- §. Кавитация запаси	228
1.83- §. Тўғри зарба учун Н. Е. Жуковский формуласи	173	2.23- §. С. С. Руднев формуласи ва унинг қўлланилиши	229
1.84- §. Тескари гидравлик зарба ҳақида тушунча	176	XV б о б. Уюрмали ва оқимчали насослар	231
1.85- §. Гидравлик зарбани сусайтириш усуллари	178	2.24- §. Уюрмали насосларнинг схемаси, ишлаш принципи, характеристикаси, қўлланиш соҳалари	231
1.86- §. Гидравлик зарбадан амалда фойдаланиш	180	2.25- §. Оқимчали насосларнинг схемаси, ишлаш принципи ва ишлатилиш соҳалари	233

II бўлим. Ҳажмий насослар	235	3.11-§. Гидротрансформаторда энс- гиянинг йўқотилиши	284
XVI б о б. Ҳажмий насослар тўғ- рисида умумий тушунчалар.	235	3.12-§. Турли гидротрансформатор- ларнинг ташқи характерис- тикалари	289
2.26-§. Ҳажмий насослар ва улар- нинг ишлаши принципи	235	3.13-§. Гидротрансформатор учун ўх- шашлик формуллари ва уларнинг қўлланиши	292
2.27-§. Ҳажмий насосларнинг умумий хоссалари ва уларнинг классификацияси	236	3.14-§. Гидротрансформаторларнинг двигателлар билан бирга- ликда ишлаши	291
XVII б о б. Поршенли ва плун- жерли насослар	238	3.15-§. Комплекс гидротрансформа- торлар	298
2.28-§. Поршенли ва плунжерли на- сосларнинг тузилиши ҳамда ишлатилиш соҳалари	238 240	II бўлим. Ҳажмий гидроузатма- лар. Асосий тушунчалар	300
2.29-§. Индикатор диаграмма	241	3.16-§. Гидроузатмаларнинг вази- фалари, гуруҳланиши, қўл- ланиш соҳаси, афзаллиги ва камчиликлари	300
2.30-§. Поршенли насосларнинг фой- дали иш коэффициенти	241	3.17-§. Ҳажмий гидроузатманинг ишлаш принципи	301
2.31-§. Сўриш графиги ва уни текис- лаш усуллари	243	3.18-§. Чикки теълини дросселли ва ҳажмий бошқариш	302
2.32-§. Диафрагмали насослар	247	3.19-§. Ҳажмий гидроузатмалар- нинг характеристикалари ва ФИК	304
XVIII. Роторли насослар	248	XXIII б о б. Гидродвигателлар	308
2.33-§. Роторли насосларнинг гуруҳ- ланиши умумий хоссалари ва қўлланилиши	248	3.20-§. Куч гидродвигателарининг тузилиши ва вазифалари	308
2.34-§. Роторли насосларнинг тузи- лиши ва хоссалари	249	3.21-§. Гидроцилиндрларни ҳисоб- лаш	309
2.35-§. Роторли насосларнинг иш ҳажми ва сарфини аниқ- лаш	257	3.22-§. Бурилма гидродвигателлар. 3.23-§. Роторли гидродвигателлар уларнинг қайтарлик хусуси- ятлари	309 310
2.36-§. Ҳажмий насосларнинг харак- теристикалари ва насоснинг тарноққа ишлаши	261	3.24-§. Поршенли, пластинкали, шестерняли ва винтли гидро- двигателлар ҳамда уларни бошқариш. Буровчи момент ва валдаги қувватни ҳисоб- лаш	311
2.37-§. Роторли насосларни бошқа- риш	262	3.25-§. Юқори моментли гидромо- торлар	313
Учинчи қисм	265	XXIV б о б. Гидроаппаратура ва гидроузатманинг бошқа эле- ментлари	313
I бўлим. Гидроузатмалар ва ҳажмий гидроюритмалар	265	3.26-§. Тақсимлагич, қурилмалар, уларнинг вазифалари, гуруҳ- ланиши, ишлаш принципи ва асосий турлари	313
XIX б о б. Умумий тушунчалар	265	3.27-§. Клапанлар. Ишлаш принципи, тузилиши ва характерис- тикалари	315
3.1-§. Гидродинамик узатмалар- нинг вазифаси ва ишлатилиш соҳалари	265	3.28-§. Дроссель қурилмаларининг вазифаси, ишлаш принципи ва характеристикаси	320
3.2-§. Ишлаш принципи гуруҳлани- ши	266	3.29-§. Филтёрлар	322
3.3-§. Иш сувоқликлари	267	3.30-§. Гидроаккумуляторлар	323
XX б о б. Гидродинамик муфтлар.	269	3.31-§. Гидроцизиқлар	327
3.4-§. Гидромуфтанинг тузилиши ва ишлаши	269	XXV б о б. Тақлидий гидроузат- малар	325
3.5-§. Асосий параметрлар ва тенг- ламалар	271	3.32-§. Вазифаси, қўлланиш соҳаси, схемаси, ишлаш принципи, характеристикаси, асосий па- раметрлари	325
3.6-§. Гидравлик муфтанинг харак- ристикалари	278	Фойдаланилган адабиёт	332
3.7-§. Гидромуфтанинг двигатель билан биргаликда ишлаши.	282		
3.8-§. Гидромуфта ишини рост- лаш	283		
XXI б о б. Гидродинамик транс- форматорлар	285		
3.9-§. Гидротрансформаторларнинг вазифалари, гуруҳланиши, тузилиши ва ишлаш жараё- ни	285		
3.10-§. Асосий параметрлар, тенг- ламалар ва уларнинг моҳия- ти	286		