



Вардияшвили Афдандил Асқарович-1973 йил 24 мартда Қашқадарё вилояти Қарши шаҳрида туғилган. 1995 йилда Тошкент Давлат университети Физика факультетини тугатган. 2009 йилда С.А.Азимов номидаги ЎзРФА "Физика-қуёш" ИИБ физика-техника институтида 05.14.05-Иссиқлик техникаси назарий асослари ва 05.14.08-"қайта тикланадиган энергия турлари асосидаги энергия қурилмалари" ихтисосликлари бўйича номзодлик диссертациясини ёқлаган.

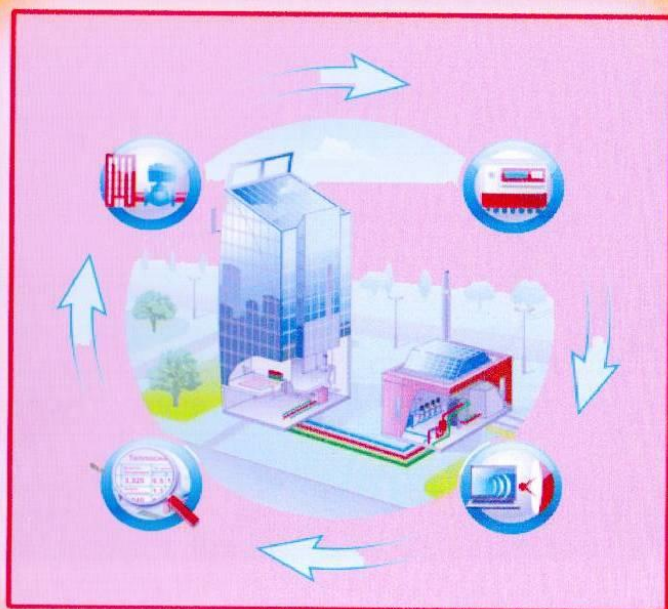
Қарши ДУ "Иссиқлик физикаси ва иссиқлик энергетикаси" кафедраси доценти, техника фанлари номзоди, 64 дан ортиқ илмий-услубий мақолалар ва тезислар муаллифи.

ISBN 978-9943-18-381-0



А. А. Вардияшвили

ЭНЕРГИЯ ТЕЖАМКОР ҚУРИЛМАЛАРИДА ЭНЕРГИЯ АЛМАШИШ ЖАРАЁНЛАРИНИ МОДЕЛЛАШТИРИШ УСУЛИДА ЎҚИТИШ



**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

ҚАРШИ ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

**Энергия тежамкор қурилмаларда энергия
алмашиш жараёнларини моделлаштириш
усулида ўқитишга доир**

(ўқув-услубий қўлланма)

Қарши-2012

Тузувчи:

А.А.Вардияшвили ҚарДУ “Иссиқлик физикаси ва энергетикаси”
кафедраси мудири, доцент, т.ф.н.

Маъсул муҳаррир: Р.А.Захидов, ЎзФАкадемиги, профессор

Такризчилар:

Т.А.Файзиев ҚарДУ “Иссиқлик физикаси ва энергетикаси”
кафедраси доценти, т.ф.н.

Қ.Турсунов ҚМШИ доценти, педагогика фанлари номзоди.

Ушбу ўқув-услубий қўлланма Қарши Давлат университети Илмий Кенгашининг _____ й (баён №__) йиғилишида муҳокама қилиниб, маъқулланган ва чоп этишга тавсия этилган бўлиб, Ўзбекистон Республикаси Олий ўқув юртларининг 5140900-Қасб таълими 5520100-“Иссиқлик энергетикаси” 5310100- Энергетика (тармоқлар бўйича) йўналиши бўйича тахсил олаётган талабаларга мўлжалланган бўлиб, ундан 5А310104-Иссиқлик энергетикаси, 5А310202-“Энергия тежамкорлик” (соҳалар бўйича-Ноанъанавий ва қайта тикланадиган энергия манбаларидан фойдаланиш) мутахассисликларида ўқиётган магистрантлар, махсус курс тингловчилари ва мутахассислар ҳам фойдаланишлари мумкин.

Мундарижа

Кириш

I-боб. Энергия тежамкор жараёнларда ўлчамликлар ва ўхшашлик назариясининг техник тадбири.

- §1.1. Моделлаштиришда ўлчамликлар усулини тадбири.
- §1.2. Моделлаштиришда ўхшашлик назариясининг айрим иссиқлик физик-техник ва технологик жараёнларни тавсифлаш усуллари.
- §1.3. Моделлаштиришда эксперимент қўйиш шартлари ва тажриба натижаларини умумлаштиришда ўхшашлик назариясининг моҳияти.
- §1.4. Энергия тежамкор қурилмаларда иссиқлик ва энергия алмашиш жараёнларини моделлаштиришнинг мезонли (критериал) тенгламалар орқали тавсифланиш масалалари.

II-боб. Энергия тежамкор қурилмаларда иссиқлик алмашинуви жараёнлари ўхшашлик мезонлари ва тенгламаларининг изоҳи.

- § 2.1. Ўлчамликлар ва ўхшашлик назарияси ҳақида тушунча.
- § 2.2. Энергия тежаш конденсация жараёнларида иссиқлик алмашишни ўқитиш масалалари.
- § 2.2 (а). Конденсация икки хил бўлади.
- § 2.2. (б). Плёнкали конденсацияда иссиқлик бериш.
- § 2.3. Қувурларда буғ конденсацияланганда иссиқлик бериш жараёнларини ўрганишга доир.
- 2.3.1. Вертикал ва жуда баланд қувурда буғ пастдан юқорига ҳаракат қилса.
- 2.3.2. Вертикал ва жуда баланд қувурларда буғ оқими юқоридан пастга йўналганда.
- 2.3.2. Қувур учун иссиқлик баланси тенгламасини олиниши.
- § 2.4. Иссиқлик бериш коэффициентига таъсир қиладиган факторларни тавсифлаш.
- 2.4.1. Буғ ўта иситилган бўлса ва буғ таркибида конденсацияланмайдиган газ мавжуд бўлганда.
- 2.4.2. Буғни ҳаракат йўналиши тезлигининг ва иссиқлик алмаштирувчи сиртнинг шаклини жойлашишига қараб.
- § 2.5. Энергия тежамкор жараёнларни гидродинамик ўхшашликнинг асосий мезонлари орқали тавсифлаш.
- § 2.6. Иссиқлик кўчиш ҳодисаларини ёки жараёнларини ўқитишда айрим технологик усуллар.
- § 2.7. Назарий ҳисоблашларни тажрибада олинган натижаларни қайта тайёрлаш, тавсифлаш ва эмперик формулалар олишга доир.
- § 2.8. Ўлчашларнинг хатоликлари.
- § 2.9. Энергия тежамкор жараёнларда сув сирти юзаси билан ҳаво орасида иссиқлик масса алмашинувининг техник масаласини қўйилиши ва ечими.
- § 2.10. Олинган натижалар ва хулоса.

Адабиётлар;

Кириш

Энергия тежамкорлиги муаммоси -Ўзбекистон энергетикасининг асосий стратегияси бўлиб, республиканинг бутун халқ хўжалиги энергетикаси мажмуасини ривожлантиришнинг асосий йўналиши бўлиб ҳисобланади.

Энергиядан рационал фойдаланиш ва энергия тежамкорлиги масалаларини мажмуан ўрганиш энергетика фаннинг асосий мақсади ҳисобланади. Шу билан бир қаторда энергия тежамкорлигида техникавий, ташкилий, бошқарув, иқтисодий ва технологик қирралари қаралади. Энергия тежашни қаралаётган масалаларини ўрганишга мажмуан ёндошиш, электр ва иссиқлик энергиядан оқилона фойдаланиш ҳамда тежаш борасида сезиларли натижаларни олиш имконини керажаги кўзда тутилади.

Ўзбекистон Республикаси ёқилғи энергетика мажмуанини ривожлантиришнинг стратегик йўналиши энергиядан оқилона фойдаланиш ва энергия тежамкорлиги масалалари ҳисобланади. Ушбу масалаларни кўриб чиқишда иссиқлик ва электр энергияни тежашнинг сиёсий, иқтисодий, ташкилий, бошқарув, техник ва технологик жиҳатларига комплекс тарзда ёндошиш лозимдир. Шу боис Ўзбекистоннинг давлат сиёсати ва энергетика стратегияси ўзида қуйидагиларни акс эттиради; Энергия тежамкорлигини, ёнилғи-энергетика мажмуасини ишлаб чиқиш ва таркибий тузилишини такомиллантириш, энергетикада иккиламчи энергия ресурслардан, қайта тикланувчи энергия манбаларидан фойдаланиш, кичик ва ўртача ИЭС ларни қуриш, энергияси мўл-кўл бўлган ва энергия тақчил бўлган туманларни бирлаштиришга асосланган минтақавий энергетика сиёсати юритиш, атроф-муҳитга техноген жараёнлар таъсирини қисқартиришга йўналтирилган илмий-техник ва экологик сиёсат юритиш, ташқи иқтисодий энергетик ҳамкорликни йўлга қуйиш, янги энергетик комплекслар яратиш, ҳамда меъёрларни ишлаб чиқишдан иборатдир [1].

Замонавий энергия тежамкор қурилмаларни қўллаш асосида Ўзбекистон Республикаси бўйича 1 % электр энергия истеъмолини қисқартиришга эришилса, 500 млн. кВт. соат электр энергия ишлаб чиқаришни камайтириш ёки тахминан 100 минг тонна шартли ёқилғини тежаш имконини беради.

Саноатда энергия истеъмолини тежаш бўйича 10 йил мобайнида, яъни 1995 йилгача амалга оширилган ҳар қил тадбирлар натижасида Европа мамлакатларида энергиянинг умумий истеъмолини қисқартириш ва 20 % тежалишига эришилди. Ўзбекистон саноатида 1995 йилдаги 20 % тежамкорликка жуда катта меҳнат сарфи эвазига эришилди, бу миқдордаги тежамкорликка эришиш кўп даражада самарали бўлган янги технологияларни қўлланилишини ва кўп миқдорда капитал қўйилмаларни йўналтиришни талаб этди. Шунинг учун энергия тежамкорлиги масалаларини кўриб чиқишда электр энергия, иссиқликни тежашга доир барча чора-тадбирларни қўллаган ҳолда комплекс ёндошувдан фойдаланиш муҳим аҳамиятга эгадир [1,2].

Шунга кўра республика саноатида иссиқлик электр станциялар (ИЭС) нинг ривожланиш йўналишлари яқин келажакда қуйидагилардан иборат бўлиши мақсадга мувофиқдир. Саноат электр станцияларида ўрнатиладиган асосий жиҳозларнинг қувватини, буғ-газнинг бошланғич параметрларини ошириш эвазига ИЭМ ларда қуввати 100 Мвт ва ундан юқори бўлган турбина ва генераторлар қўплаб жойлаштирилишига ва ИЭМ ларда буғ-газ қурилмаларини ўрнатиш натижасида электр энергиясини ишлаб чиқариш учун ёқилғининг солиштира сарфи, буғ турбинали қурилмаларга нисбатан 10-12 % камайтиришга эришиш.

Саноат қорхоналарининг иккиламчи энергия манбаларидан ва қайта тикланадиган энергия турларидан тўла фойдаланиш мақсадида, иссиқлик ва электр таъминоти учун қуёш, шамол энергияси ва геотермал манбалардан халқ хўжалиги талаблари даражасида фойдаланишни амалга оширишга эришиш ҳисобланади [1,2,3].

Энергетикада энергия тежамкорлиги масалалари билан шуғулланувчи мутахассислар вазифаларига энергияни иқтисод қилиш, оптимизациялаш, ҳисоб ва

назорат қилиш масалаларида турли усул ва ёндошишларни ўрганиш ҳамда электр ва иссиқлик энергиялари, янги энергия турлари ва бойликларидан фойдаланишни ўрганиш киради.

Шунга кўра, талаба ва магистрларга энергияни тежашни техник ва технологик масалалари билан чуқур таништириш: хонадон ва ижтимои-маиший секторда энергияни тежаш имкониятларини ўрганиш ҳамда электр энергияси ишлаб чиқариш ва узатишда, ёқилғи ва энергияни тежаш масалалари билан таништириш, замонавий энергия тежамкор қурилмаларини қўллаш асосида иссиқлик ва электр энергиясини тежаш масалаларини ўргатишдир.

Ўқув-услубий қўлланмада Республика энергетикасининг ривожланишида прогрессив техника ва технологияларни тадбиқ этиш, энергияни тежаш жумладан иссиқлик ва газ бўйича энергияни тежаш масалаларини ўргатиш, талабалар ва магистрларни ёқилғи-энергетик ресурсларни оқилоно истеъмол қилиш, тежашни илмий-услубий асослари билан таништириш кўзда тутилган бўлиб, халқ хўжалигини турли соҳалари бўйича иссиқлик ва электр энергиясини тежаш масалаларини, жумладан машинасозлик, рангли ва қора металлургия, тўқимачилик саноати ва бошқа соҳаларда қўллаш эвазида саноат корхоналарида иссиқлик ва электр энергиясини тежаш йўллариини ўргатиш масалалари кўрилган.

1-боб. Энергия тежамкор жараёнларда ўлчамликлар ва ўхшашлик назариясининг техник тадбиқи.

§1.1. Моделлаштиришда ўлчамликлар усулини тадбиқи

Ўлчамликлар таҳлили - бу масалани математик таърифлаш асосида текшириладиган жараён учун муҳим физик катталикларни белгилаб олиш, яъни ўлчамсиз комплексларни ёки ўхшашлик сонларни тузиш усулидир.

Барча физик катталикларни **бирламчи (асосий)** ва **иккиламчи (ҳосилавий)** катталикларга ажратиш мумкин. Бирламчи катталикларни танлаб олиш умуман ихтиёрий бўлиб, бу билан улардан фойдаланиш қулайлигини ҳисобга олиш керак. Одатда иссиқлик алмашинув жараёнлар учун бирламчи сифатида қуйидаги катталиклар олинади:

L - узунлик, **M** - масса, **τ** - вақт, **Q** - иссиқлик миқдори, **θ** - ортқича температура. У ҳолда қуйидагилар, **α** - иссиқлик бериш ва **a** – температура ўтказувчанлик коэффицентлари ҳамда бошқалар иккиламчи катталиклар бўлади. Иккиламчи катталикларнинг ўлчамлари асосий катталикларнинг ўлчамлари орқали ифодаланади [4,13].

Ҳосилавий катталикларнинг асосий катталиклар орқали символли (ишорали) ифодаланишига ўлчамлик дейилади.

Ўлчамликни даражали формула кўринишида келтириш мумкин. Масалан, иссиқлик бериш коэффециенти **α** учун ўлчамлик формуласи

$$[\alpha] = QL^{-2} \tau^{-1} \theta^{-1}. \quad (1-1)$$

Ўлчамликлар усулидан фойдаланиб ўлчамсиз комплексни аниқлаш мисолини кўриб чиқайлик. Конвектив иссиқлик алмашишнинг чегаравий масаласини таърифлаш асосида, яъни $\vartheta = t - t_0$ ва $\vartheta_0 = t_0 - t_0$ бўлганда, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\vartheta = f(x, y, \vartheta_0, l_0, w_0, v, a, g\beta); \quad (1-2)$$

Бу ерда текшириладиган жараён учун 9 муҳим ўзгарувчилар ($n = 9$) аниқланган ва СИ бирликлардан ўлча бирламчи катталиклар олинган, яъни узунлик, вақт, температура ($k = 3$). Текшириладиган (1-2) масала учун янги бирликлар тизимини танлаймиз: асосий - мустақил ўлчов бирликлари ва ҳосилавий.

Мустатақил ўлчамликни катталиклар сифатида ўзгармас ($k=3$) катталиклар олинади.

$$[l_0] = L, [\vartheta_0] = \theta, [v] = L^2 T^{-1} \quad (1-3)$$

Қолган ҳосилавий катталикларнинг ўлчамлиги $[l_0]$, $[\vartheta_0]$ ва $[v]$ орқали ифодаланади:

$$[x] = [l_0], \quad [y] = [l_0], \quad [\vartheta] = [\vartheta_0], \quad [w_0] = [l_0] T^{-1} = [l_0]^{-1} [v], \\ [a] = [l_0]^2 T^{-1} = [v], \quad [g\beta] = [l_0] \theta^{-1} T^{-2} = [l_0]^{-3} [v]^2 \theta^{-1}.$$

Ушбу масалада асосий ўлчов бирликлари сифатида l_0 , ϑ_0 ва v ўзгармасларнинг сонли катталикларини қабул қилиш қулай. X , θ ва бошқа физик катталикларининг янги ўлчамсиз қийматлари қабул қилинган асосий бирликлар $X=x/l_0$, $\theta = \vartheta / \vartheta_0$ ва ҳ.к. билан таққослаш йўли орқали олинади. У ҳолда, (1-2) тенглама янги ўзгарувчилар билан қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_0} = f\left(\frac{x}{l_0}, \frac{y}{l_0}, \frac{\vartheta_0}{\vartheta_0}, \frac{l_0}{l_0}, \frac{v}{v}, \frac{a}{v}, \frac{g\beta}{l_0^{-3} v^2 \vartheta_0^{-1}}\right). \quad (1-4)$$

(1-4) тенгламада барча комплекс-катталиклар ўлчамсиз бўлади. Бирга тенг бўлган l_0 / l_0 , $\vartheta_0 / \vartheta_0$, v/v катталикларни функция белгиси остидан чиқариб ҳамда ўхшашлик сонларни белгилашларидан фойдаланиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\theta = f(X, Y, Re, Pe, Gr); \quad (1-5)$$

ҳосил бўлган тенглама (1-4) га ўхшашдир.

(1-2) ва (1-5) тенгламаларни таққослашдан кўринадики, ўлчамсиз катталикларга ўтилганда ўзгарувчилар сони $n = 9$ дан то $n - k = 6$ гача камайди. Бундай ҳулоса π - теоремани тасдиқлайди. $n \geq 2$ ўлчамли катталикларга ва улардан $k \geq 1$ катталиклар мустақил ўлчамликга эга бўлган физик тенгламани ўлчамсиз шаклга келтирганда $n-k$ ўлчамсиз катталикларга эга бўлади.

§1.2. Моделлаштиришда ўхшашлик назариясининг айрим иссиқлик физик-техник ва технологик жараёнларни тавсифлаш усуллари.

Саноат энергетикасида, фан ва техникада жуда мураккаброқ масалаларни ҳал қилишда масалан, тўла назарий изоҳлашлар мушкул бўлган Иссиқлик энергетикасида, Ноанъанавий энергетикада, Аэрогидрогазодинамикада, ўлчамлик ва ўхшашлик назарияси усули жуда ҳам аҳамиятга эгадир. Бу усул, ниҳоятда умумий характердаги қўшимча мулоҳазалар ёки тажриба маълумотлари ёрдамида текширилаётган ҳодисалар, жараёнлар доирасида гарчи тўла бўлмасада, дастлабки тасаввурни берадиган муҳим ҳулосаларга олиб келади [10,21,24].

Ўхшашлик ва ўлчамлик назариясининг ҳамма татбиқлари учта теоремага асосланган бўлиб улардан биринчиси Ньютон (1685 й.) теоремаси дейилади ва физик катталиклар ўлчамлигининг умумий кўринишини белгилайди. Яъни ўхшаш жараёнлар бирхил ўхшашлик мезонларига эга. Иккинчиси Букингема (1914 й.) теоремаси таъкидлайдики, ҳар хил физик катталиклар орасидаги ҳар қандай миқдорий муносабатлар шу катталикларнинг ўлчамсиз комбинациялари орасидаги функционал боғланишлар, мезонли (критериал) тенгламалар кўринишида ифодаланиши мумкин.

Ўхшашликнинг учинчи М.В. Кирпчиев ва А.А. Гухман (1931 й.) теоремаси таъкидлайдики, жараён (ҳодиса) лар ўзаро ўхшаш бўлади, қайсиларининг аниқловчи мезонлари тенг бўлса ва бир қийматлик шартлари ўзаро ўхшаш бўлса [4,13].

Ўхшашликлар теоремаларига кўра текширилаётган физик катталикларнинг бир неча асосий физик катталикларга боғлиқ бўлган ҳоли учун ҳам умумлаштирилади. Бунинг учун биттадан бошқа ҳамма асосий физик катталикларнинг бирликларини ўлчамлик формуласи ҳамма асосий физик катталикларга нисбатан даражали кўринишда бўлиши керак. Фараз қилайлик, асосий катталиклар сони, масалан, учта қилиб олинган бўлсин ва улар учун узунлик (L), масса (M) ва вақт (T) қабул қилинган бўлсин. У ҳолда исталган ε физик катталикларнинг ўлчамлиги қуйидаги

$$[\varepsilon] = L^m M^n T^k \quad (1-6)$$

формула билан ифодаланади; бунда m, n, k - аниқланиши талаб қилинадиган номаълум даража кўрсаткичлари бўлиб, (1-6) формула шуни ифодалайдики, агар узунлик, масса ва вақтнинг бирликлари тегишлича α, β ва γ марта кичрайтирилса, ҳосилавий ε катталикларнинг бирилиги $\alpha^m, \beta^n, \gamma^k$ марта кичраяди, унинг сон қиймати эса шунча марта катталашади.

Шуни қайд қилиш керакки ҳар хил физик катталиклар ҳатто битта бирликлар системасида ҳам бир хил ўлчамликка эга бўлишлари мумкин. Иссиқлик физикасида иссиқлик миқдори, иш, ички энергия, энтальпия, механикадаги иш ва кинетик энергия ёки иш ва куч моменти (MLT системасида), электр ва магнетизм таълимотидаги сиғим ва индуктивлик бунга мисол бўла олади (Гаусс бирликлар системаси деб аталадиган системада сиғим ва индуктивлик узунлик ўлчамлигига эга). Бундай ҳолларда ана шундай катталикларнинг бирликларига ҳам, гарчи улар моҳияти нуқтаи назардан турлича бўлсада, бир хил ном берилади.

Физик – математик моделлашдан техникавий моделлашга ўтишда ўхшашлик, мезонларини олиниши ўлчамликлар назариясига асосланиб натурал ҳолда, тажриба – экспериментда тасдиқланади ва умумий физик қонунларига асосланиб олинади. Ўлчамликлар назарияси ўлчамли физик катталиклар нисбатини ўлчамсиз катталиклар

нисбати билан боғланишга π - теоремасига асосан имкон беради. Масалан, Фурье қонунига асосан иссиқлик ўтказувчанлик туфайли ўтган иссиқлик миқдори, Ньютон – Рихман формуласи бўйича иссиқлик бериш коэффициентлари орқали муҳитга берилган иссиқлик миқдорларнинг ўзаро тенглигидан иссиқлик ўхшашликнинг $Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda}$ -

Нуссельт мезони олинади ва иссиқлик ҳисобларида кенг қўлланилади [4,12,13].

И. Ньютон 1687 йилда физикавий ўлчамликлар назариясига асосланган ҳолда, товуш тезлигини ҳавода ва бошқа газларда тарқалишини тавсифлайдиган формулани олди

$$a = \sqrt{dp / d\rho} . \quad (1-7)$$

Агар ҳавода нормал шароитда товушнинг тарқалиш тезлигини

$$a_H = \sqrt{RT / \mu} , \quad (1-8)$$

формула бўйича ҳисобласак, тажрибада олинган қиймат ($\vartheta = 280 \text{ }^\circ\text{K}$), Ньютон топган қиймат ($\vartheta = 280 \text{ }^\circ\text{K}$) дан тахминан 20 % ортиқ чиқади ва бундай фарқни сабабини Лаплас аниқлайди. Чунки (1-8) формула бўйича товушнинг тарқалиш тезлигини ҳисоблашда товуш тебранишларида газнинг сиқилиши ва сийраклашиши жараёнлари жуда тез содир бўлиши, газ сиқилишида товуш тўлқинидан ажраладиган иссиқлик газнинг қўшни қатламларига ўтишига улгура олмаслиги, бу эса ўз навбатида адиабатик жараённи тақозо этиши, ҳамда ҳаво учун адиабата (изоэнтропа) кўрсаткичи γ ва унинг сон қиймати ҳисобига олинмаганлигидир.

Ҳавонинг газ доимийси $R^* = R / \mu = 287,14 \text{ Ж} / \text{кг} \cdot \text{К}$ ва изоэнтропа кўрсаткичи $\gamma = 1,4$ сон қийматларини қуйидаги

$$a = \sqrt{\gamma RT / \mu} = \sqrt{\gamma R^* T} , \quad (1-9)$$

формулага қўйиб ҳисоблаганда товуш тезлиги, тажриба натижасида олинган товушнинг тарқалиш тезлигига жуда мос келади ва бу формула Ньютон – Лаплас формуласи деб аталади.

Шундай қилиб газ ҳарорати қанча юқори бўлса, у шунча сиқувчи кучланишларга камсезгир бўлади. Қизиган газнинг эластиклиги кам қизиган газнинг эластиклигидан катта бўлагни учун, унда товуш тарқалиш тезлиги ҳам каттадир.

Биз, газларда ички ишқаланишни ва ёпишқоқлик коэффициентини кинетик назария асосида тавсифланганда, ички ишқаланишнинг уринма кучланиши ва ички ишқаланиш кучини ўзаро таққослаб қуйидагини оламиз.

$$\eta = \frac{1}{2} \rho \bar{\vartheta} \lambda . \quad (1-10)$$

Бундан импульснинг молекуляр кўчиш коэффициенти, яъни ёпишқоқликнинг кинематик коэффициенти ν -ни тавсифловчи ифодани топамиз

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} = \frac{1}{2} \frac{\bar{\vartheta} \lambda}{\rho} . \quad (1-11)$$

Бу ерда ν, η, ρ - газнинг мос равишда кинематик, динамик ёпишқоқлик коэффициентлари ва зичлигидир.

Газларнинг қовушоқлиги ва молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати характеристикалари орасидаги мавжуд боғланишлар Рейнольдс мезонининг янги физик моҳиятини келтириб чиқарадики, бу муҳим параметр, газ ҳаракатининг режимини белгилайди. Рейнольдс мезонига

$$Re = \omega L / \nu = \rho \omega L / \eta , \quad (1-12)$$

кинематик қовушоқлик коэффициенти учун $\nu = \frac{\bar{\vartheta} \lambda}{2}$, ифодани қўйсак, қуйидагини оламиз

$$Re = 2 \frac{\omega}{\bar{\vartheta}} \cdot \frac{L}{\lambda} . \quad (1-13)$$

Шундай қилиб, молекуляр-кинетик нуктаи назаридан Рейнольдс сони ўзи билан тезликлар масштаби, жумладан макроскопик ҳаракат тезлиги ω ни микроскопик ҳаракат тезлиги ϑ га нисбатининг ўлчамлар масштабига, яъни макроскопик ўлчамнинг (газ оқими характерли ўлчамининг) L нинг микроскопик ўлчами (молекула эркин югуриш йўли узунлиги) λ -га нисбатига кўпайтмасини ифодалайди.

Шунингдек, Рейнольдс мезонидан бошқа яна бир муҳим параметр Мах мезони бўлиб, бу ҳаракатдаги жисмни характерли тезлиги ω ни берилган газдаги товуш тарқалиш тезлиги a га нисбатини ифодалайди

$$M = \frac{\omega}{a}. \quad (1-14)$$

Маълумки муҳитда механик ғалоёвланишлар тарқалишининг максимал тезлиги, бу товуш тезлиги бўлганлиги учун, газнинг ҳаракатланиши характери, унинг ҳаракат тезлиги билан, товуш тезлиги нисбатига кескин боғлиқдир, яъни Мах мезонига боғлиқдир. Масалан, агар гап газнинг оқиб чиқиши ҳақида борганда, $M < 1$ шартда газ ўзини худди сиқилмайдиган суюқлик каби, $M > 1$ да эса, оқимда босим градиенти пайдо бўла бошлайди, натижада зичликнинг градиенти ҳам, яъни зичланиш сакрашлари ходисаси руй беради. Бундай ҳолда газ оқими сиқиладиган суюқлик ҳаракатини характерлайдиган бўлади.

§1.3. Моделлаштиришда эксперимент қўйиш шартлари ва тажриба натижаларини умумлаштиришда ўхшашлик назариясининг моҳияти

Ўхшашлик назарияси ҳамма ҳодисалар синфидан, масалан, иссиқлик беришдан, ўхшаш ҳодисалар гуруҳини, масалан, муҳитдан ясси деворга иссиқлик бериш гуруҳини ажратишга имкон беради. Бу назария ёрдамида тажрибаларни моделда ўтказиш мумкин. Асосий ҳодиса намуна деб, унга ўхшашлари эса (экспериментал текшириладиган) модель деб аталади.

Шундай қилиб, баъзи гуруҳларнинг бир-бирига ўхшаш ҳодисалари айтиб бир ҳодисани турли масштабда ифодалайди. Шу сабабли, гуруҳдаги хоҳлаган ҳодисани ўрганишдан олинган маълумотларни шу гуруҳнинг ҳамма ҳодисаларига татбиқ этиш мумкин.

Мураккаб ва қимматбаҳо машиналарни, аппаратлар ҳамда курилмаларни лойиҳалашда ҳисоблашларни бажариш ёки намунанинг асли ўлчамида тажрибалар ўтказиш ҳамма вақт ҳам мумкин бўлавермайди. Бундай ҳолда экспериментни моделда ўтказиш аниқсра фойдалидир. Масалан, иссиқлик алмашиш аппаратлари, кемалар, гидротехника иншоотлари ва унга ўхшашларни лойиҳалаш ва ишлашини ўрганишда моделлаш усулидан фойдаланилади [4,5,6,7].

Ўхшашлик назарияси иссиқлик бериш коэффициентининг унга таъсир этувчи факторларнинг ҳар қайсисига боғлиқлигини алоҳида аниқлаш зарурияти йўқлигини исботлайди. Иссиқлик алмашишнинг баъзи бир ҳолларида текширилаётган процессни характерловчи ўлчамсиз комплекс микдорлар ўртасида бир хил қийматли боғланишлар мавжуд бўлади. Демак, тажрибалар натижасида бу комплекслар ўртасида ўхшашлик критерияси деб аталувчи боғланишлар ҳосил қилинади. Ўхшашлик критерияси намуна учун ҳам, модель учун ҳам бир хил бўлиши керак. Ўхшашлик критериясини илмнинг тегишли соҳаларини ривожлантиришда кўп иш қилган тадқиқотчилар фамилиясининг бош ҳарфи билан белгилаш қабул қилинган. Масалан, Рейнольдс критерияси (Re), Нуссельт критерияси (Nu), Прандтль критерияси (Pr) ва ҳоказо.

Текширилаётган процессни характерловчи катталиклар ўртасида аналитик боғланиш бўлган тақдирда исталган ҳодиса учун ўхшаш критериялар ҳосил қилиш мумкин.

Масалан, иссиқлик беришни аниқлашга оид масалаларда топиладиган катталик Нуссельт критерияси (иссиқлик бериш критерияси) га кирадиган α коэффиценти ҳисобланади:

$$Nu = \alpha \cdot \frac{d}{\lambda}. \quad (1-15)$$

Ҳаракатнинг характери кинематик критерия – Рейнольдс критерияси (Re) билан аниқланади:

$$Re = \frac{\omega \cdot d}{\nu}, \quad (1-16)$$

бу ерда ω - муҳит (суюқлик ёки газ) нинг ўртача тезлиги; d - қувурнинг диаметри; ν - кинематик қовушоқлик коэффиценти. $Re > 2300$ бўлганда ҳаракат турбулент; кам қийматларида эса ламинар бўлади.

Муҳитнинг физик хоссалари критерияси бўлиб Прандтль критерияси ҳисобланади:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (1-17)$$

бу ерда $\alpha = \frac{\lambda}{C_p \rho}$ температура ўтказувчанлик коэффиценти; c_p ва ρ - тегишлича

ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими ва муҳитнинг зичлиги.

Бу критерий оқимнинг характериға боғлиқ эмас ва муҳитнинг физик хусусиятларини характерлайди.

Мажбурий ҳаракатда (насос, вентилятор ва шунга ўхшашлар таъсирида), ўхшашлик назариясининг кўрсатишича, критериялар ўртасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$Nu = f(Re, Pr). \quad (1-18)$$

Шундай қилиб, масала Nu нинг иккита катталик: Re ва Pr билан боғланишини топишдан иборат, яъни α нинг Re ва Pr топиладиган тенгламага кирадиган ҳамма параметрлар билан боғланишини топишнинг зарурияти йўқ.

Геометрик ўхшаш доиравий қувурлар учун f функциясининг маълум кўриниши мавжуд. Демак, ҳоҳлаган узунликдаги доиравий қувурлар учун тенглама қуйидаги кўринишда бўлади:

$$Nu = \psi \left(Re, Pr, \frac{\ell}{d} \right). \quad (1-19)$$

Иссиқлик алмашишни ҳисоблаш бир қатор эмперик формулалари мавжуд. Мисол учун қувурда оқаётган муҳитнинг совишига оид формулани келтирамиз:

$$Nu = 0,0263 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,35}. \quad (1-20)$$

Агар иссиқлик узатишни аниқлаш талаб қилинса, масалан, қувур тевалагидан оқиб ўтишда, (1-18) формуланинг кўриниши ўзгармайди, лекин f функция бошқача бўлади.

Шундай қилиб, тажриба асосида иссиқлик алмашишнинг турли ҳоллари учун эмперик формулалар ҳосил қилиш мумкин, бу формулаларнинг ҳар қайсиси маълум чегарада қўлланилади.

Муҳитнинг нотекис қизиши натижасида ҳосил бўладиган эркин ҳаракатда (табiiй конвенция) Re критерияси ўрнига, кўтариш кучи критерияси Gr (Грасгоф критерияси) дан фойдаланилади.

$$Gr = \frac{d^3 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta t}{\nu^2}, \quad (1-21)$$

бу ерда β - ҳажмий кенгайиш коэффиценти; идеал газлар учун $\frac{1}{T}$ га тенг.

(1-21) формуладаги $\beta \cdot g \cdot \Delta t$ ни кўпайтма муҳитнинг нотекис қизишидан ҳосил бўлган кўтариш кучини ифодалайди. ν^2 катталиқ конвекциянинг кучайишига тўсқинлик қиладиган ишқаланиш кучларига пропорционал. Бинобарин, Gr критерияси конвекцияни ҳосил қилувчи кучларга пропорционал бўлган катталиқларнинг конвекциянинг кучайишига ҳалақит берадиган кучларга бўлган нисбати демакдир.

Шундай қилиб, эркин ҳаракат учун критериялар орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

$$Nu = \varphi (Gr, Pr) . \quad (1-22)$$

Цилиндр шаклидаги деворча олинганлиги туфайли ўхшашлик критериясини аниқлаш учун юқорида келтирилган формулаларда d диаметрнинг катталиги иштирок этаётир. Агар девор бошқа шаклда бўлса, у ҳолда формулалардаги d ўрнига бошқа бир характерли ўлчам (узунлиги, қалинлиги ва ҳоказо) қабул қилинди.

§1.4. Энергия тежамкор қурилмаларда иссиқлик ва энергия алмашиш жараёнларини моделлаштиришнинг мезонли (критериал) тенгламалар орқали тавсифланиш масалалари

Энергия тежамкор технологик жараёнларнинг конвектив иссиқлик алмашинувида газ суюқлик эркин ва мажбурий ҳаракат қилиш мумкин: Конвекция ходисаси натижасида бўладиган газ ёки суюқлик ҳаракати эркин ҳаракат дейилади. Бу ҳолда суюқлик зичлигининг ўзгариши натижасида архимед кучи таъсирида совуқ масса пастга иссиқ масса юқорига томон ҳаракат қилади ва конвекция ходисаси ҳосил бўлади. Газ ёки суюқлик ҳалқасимон (циркуляцион) ҳаракат қилади: Суюқлик ёки газ ташқи кучлар таъсирида мажбурий ҳаракат қилади. Амалда бир вақтда қаттиқ жисмга тегиб турган суюқлик уч ҳолда эркин, мажбурий, ҳамда эркин ва мажбурий ҳаракатда бўлиши мумкин. Шунга мувофиқ иссиқлик алмашишни уч холини алоҳида-алоҳида кўрайлик [4,12,13,18].

Биринчи ҳол. Иссиқликни ташувчи (кўчирувчи) моддага (суюқлик ва газ) иссиқликни элтувчи деб айтилади. Ана шу иссиқлик элтувчининг мажбурий ҳаракати вақтида конвектив иссиқлик алмашишни ўхшашлик шартларини кўрайлик. Бу ҳолда қаттиқ жисм сиртини суюқлик (газ) мажбурий ҳаракат қилиб (масалан, насос ёки вентилятор ёрдамида) сирпаниб ўтади. Агар ҳаракат геотермик ўхшаш фигураларда содир бўлиб суюқликни босимлар, ҳароратлар ва тезликлари майдонлари ўзаро ўхшаш бўлса, (масалан қувурларга кираётган суюқликни ℓ , ω , ρ майдонлари) стационар жараёнлар учун икки жараён ўзаро ўхшаш бўлади, агар аниқловчи Re (Рейнольдс) ва Pr (Прандтль) критериялари сон жихатдан бир хил бўлса, яъни агар

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega \cdot l}{\nu} &= Re = l_{dem} , \\ \frac{\nu}{a} &= Pr = l_{dem} \end{aligned} \right\} \quad (1-23)$$

шарти бажарилса, жараёнлар ўхшаш бўлади. Бунда

$$\frac{\omega \cdot l}{\nu} = Re \quad \frac{\nu}{a} = Pr ;$$

ω -суюқлик тезлиги, системани аниқловчи ўлчам; қувур диаметри, девор узунлиги, баландлиги ва бошқа системани хислатини аниқловчи ўлчам; ν -суюқлик кинематик ёпишқоқлик коэффициенти; $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ -температура ўтказиш коэффициенти, c -солиштира

иссиқлик сиғими, ρ -суюқлик зичлиги ва λ -суюқликни иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти. Re -суюқликни мажбурий ҳаракатлантирувчи кучнинг ёпишқоқлик кучига нисбатан таққословчи сон, Pr –ёпишқоқлик натижасида ўзгарадиган эквивалент энергияни иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан ўзгарадиган таққословчи сондир.

(1-23) шарти бажарилганда, яъни Re ва Pr бир хил қийматга эга бўлганда ўхшашлик шартлари бажарилади. Бошқача қилиб айтилганда Re ва Pr доимий бўлса, икки жараёнда ёки кўп иссиқлик жараёнлари системасида айнан бир хил ўхшаш ҳароратлар тазйиқи Δt ва ўхшаш иссиқлик оқимлари ҳосил бўлади. Бу ўхшаш жараёнларда, ўхшашлик назариясига мувофиқ фақат битта умумий аниқланадиган критерия бўлади. Бу ҳолда аниқланадиган критерия Нуссельт (Nu) критерияси бўлиб, бу конвектив иссиқлик алмаштириш жадаллигини (қаттиқ жисмдан суюқликка) (интенсивликни) ифодалайди:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = Idem, \quad (1-24)$$

бунда α -иссиқлик бериш коэффиценти, l -аниқловчи геотермик ўлчам, λ -иссиқлик элтувчининг иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти.

Шундай қилиб, (1-23) аниқловчи критерияларни инвариантлигини (бир хиллигини) ифодаласа, шу билан жараёнларни ўхшашлиги таъминланади. Жараёнлар ўхшашлигини натижаси $Nu=Idem$ ифода бўлади. Бунда Nu аниқланадиган критериядир.

Иссиқлик элтувчининг мажбурий ҳаракатида содир бўладиган конвектив иссиқлик алмашинувининг критериял тенгламалари Re ва Pr аниқловчи критериялар билан аниқланадиган критерия Nu орларидаги боғланишларни аниқлашдан иборатдир, яъни

$$Nu = f(Re, Pr), \quad (1-25)$$

ифода мажбурий ҳаракат вақтида ўхшашлик тенгламалари ёки критериял тенгламалари деб юритилади.

Иккинчи ҳол. Табиий конвекция вақтида иссиқлик алмашиш жараёнларида ўхшашлик шартларини аниқлаш учун конвекция ходисаси суюқлик зичлигини ўзгартириши натижасида ҳосил бўлишини эслаш лозим. Ҳақиқатан, агар жисм сирти яқинида суюқлик зичлиги ρ , ҳарорати t бўлиб, сиртдан узоқ жойда ўша зичлик ва ҳароратнинг ўзгариши зичлик учун $\Delta\rho = \rho - \rho_c$ ҳарорат фарқи (тазйиқи) $\Delta t = t - t_c$ деб қабул қилсак, архимед кучи (ҳажм бирлигига нисбатан) $\rho = \rho_c [1 - \beta \cdot (t - t_c)]$ бўлганлиги учун

$$F_{\Delta\rho} = g \cdot (\rho_c - \rho) = \rho_c \cdot g \cdot \beta \cdot (t - t_c) = \rho_c \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta t, \quad (1-26)$$

шаклида ёзилади.

Табиий конвекция мана шу куч ва гравитацион куч таъсирида ҳосил бўлади. Агар конвекция геотермик ўхшаш системаларида содир бўладиган бўлса, бу жараёнлар ўхшаш бўлади. Бундай ўхшаш жараёнларни яна бир асосий белгиси шундаки бу ҳолда жисм сиртидаги ҳарорат майдонлари исиш ва совуш жараёнларида ўзаро ўхшаш бўлса эркин конвекция жараёнлари ўхшаш бўлади, агарда бунда иккита аниқловчи критериялари Грасгофф Gr ва Прандтль Pr бу системада бир хил сон қийматга эга бўлсалар, яъни

$$Gr = Idem = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t l^3}{\nu^2}, \quad (1-27)$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} = Idem,$$

шарт бажарилганда, бу жараёнлар ўхшашдир. Бунда Gr -нисбий (оғирлик кучига нисбатан) самарали кўтарувчи кучни конвекция ходисаси вақтида ифодалайди: l – системани аниқловчи (характерли) чизиқли ўлчами.

Иккинчи критерия Pr -иссиқлик элтувчининг нисбий физикавий хислатларини аниқловчисидир. Бу критерияни

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu}{\frac{\lambda}{C_p \cdot \rho}} = \frac{\mu \cdot C_p}{\lambda}, \quad (1-28)$$

шаклда ҳам ёзадилар (1-28). Ифода физикавий ходиса ва жараёнларни геотермик ўхшаш системаларида ҳароратлар майдонининг, тезликлар ва босимлар майдонларининг ўзаро

ўхшашлигини ифодалайди. Агар бу ўхшашлик мавжуд бўлса, яъни аниқловчи критериялар Gr ва Pr аниқ бўлса, аниқланадиган Nu критерияси ҳам бундай системалар учун бир хил бўлади. Бу ҳолда ўхшашлик тенгламалари ёки критериялар тенгламалар қуйидаги кўринишда

$$Nu = f(Gr, Pr), \quad (1-29)$$

ёзилади, яъни агар Nu ни Gr ва Pr критериялари билан математик боғланиши аниқланса, бу боғланиш табиий конвекция вақтида ўхшаш иссиқлик алмаштириш жараёнларининг ҳаммасида ҳам ўринли бўлади.

Учинчи ҳол. Иссиқлик элтувчининг бир вақтида эркин ва мажбурий ҳаракат қилганида конвектив иссиқлик алмашинуви жараёнларида, ўхшашлик шартларини аниқлаш лозим бўлганда, бу бир вақтнинг ўзида биринчи ва иккинчи ҳолларни содир бўлишидир, деган ҳулосага келамиз. Бошқача қилиб айтганда, бу ҳолда ҳам табиий конвекция, ҳам мажбурий ҳаракат бўлганлиги учун энди урта аниқловчи критерия Re, Gr, Pr бир хил қолиши лозим. Шунинг учун энди аниқланадиган Nu критерияси урта аниқловчи критерия функцияси бўлиши лозим, яъни энди ўхшашлик тенглама ёки критериялар тенглама

$$Nu = f(Re, Gr, Pr), \quad (1-30)$$

шакли олади. Бу тенглама умумий ҳолда яъни ҳам эркин (озод), ҳам мажбурий ҳаракат учун ўринлидир. Агар озод табиий конвекция ҳаракати кучсиз (мажбурий ҳаракатга нисбатан) бўлса (1-30) даги Gr критерияси тушиб қолади ва (1-25) ҳосил бўлади, акс ҳолда, табиий конвекция ҳаракатига мажбурий ҳаракатдан кучлироқ бўлса, (1-30) даги Re тушиб қолади ва (1-30) тенгламадан (1-29) келиб чиқади [13,14,15].

Эркин (озод) мажбурий ҳаракат содир бўлганда гидромеханик ходисалар ва иссиқлик жараёнлари жуда боғлиқ бўлади ва шунинг Eu критерияси ҳам Re, Gr, Pr функциялари бўлади, яъни

$$Eu = \varphi(Re, Gr, Pr), \quad (1-31)$$

тенгламани ёзиш умкин. Бунда

$$Eu = \frac{\Delta P}{\rho \cdot \omega^2}. \quad (1-32)$$

Босим ва инерция кучлар нисбатини таққослайдиган Эйлер (Eu) критерияси: ρ – зичлик, ω – тезлик, ΔP – босимлар фарқи.

Ностационар жараёнлар кўрилганда яна битта ўхшашлик F_o Фурье критериясини киритадилар

$$F_o = \frac{a \tau}{l^2} = Idem. \quad (1-33)$$

Бунда a – температура ўтказувчанлик коэффициентини; τ – вақт; l – аниқловчи геотермик ўлчам; F_o – ўхшашлик Фурье критерияси.

Шундай қилиб, физикавий ходисаларни ўхшашлигини ифодалайдиган ўхшашлик тенгламалари (1-30) умумий ҳолда (1-25), (1-29) хусусий ҳолларда аниқланади. Бу тенгламалар ўхшаш жараёнларда илмий изланиш қайси йўналишида, қандай критериялар билан ишлаш лозимлигини кўрсатади. Бироқ, айрим масалаларини ечишда ўхшашлик тенгламаларни бошқача шаклда, бошқа критериялар орқали ҳам ифодаляйдилар, масалан, Re, Pr критериялари кўпайтмасидан ҳосил бўлган ифода Pe (Пекле) критерияси деб айтадилар.

$$Pe = Re \cdot Pr = \frac{\omega l}{\nu} \cdot \frac{\nu}{a} = \frac{\omega l}{a}. \quad (1-34)$$

Nu ва Pe критериялар бўлинмасини St Стентон критерияси дейдилар.

$$St = Nu / Pe = \frac{a}{C_p \rho \omega}. \quad (1-35)$$

Gr ва Pr кўпайтмасини Релей (Ra) критерияси деб айтадилар ва қуйидаги

$$Ra = Gr \cdot Pr = g \cdot \beta \cdot \Delta t \frac{l^2}{\nu \alpha}, \quad (1-36)$$

шаклда ёзилади. Булардан ташқари Био Bi критерияси

$$Bi = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}, \quad (1-37)$$

Фруд Fr критерияси

$$Fr = \frac{\omega^2}{gl}, \quad (1-38)$$

ва бошқа критериялар ҳам қўлланилади. Бу критериялар қўлланилганда ўхшашлик тенгламалари бошқа шаклларни олсаларда, мохияти билан фарқ қилмайди. Янги ўхшашлик тенгламалари мохияти билан ўша (1-25), (1-29) ва (1-30) тенгламаларни ифодалайди [13,18].

Айтилганларни қўйидаги мисолда тушунтирамиз. Фараз қиламиз, мажбурий газ суюқлик ҳаракати учун

$$Nu = C \cdot Re^n \cdot Pr^m, \quad (1-39)$$

боғланиш ҳосил қилинган бўлиб c, n, m доимий катталиклар бўлсин. Агар тенгламани иккала томонини $Re \cdot Pr$ га бўлсак

$$St = C \cdot Re^{n-x} \cdot Pr^{m-1}, \quad (1-40)$$

ҳосил қилинади ва нихоят $Re = \frac{Pe}{Pr}$ ни қўйганимизда

$$St = C \cdot Re^{n-1} \cdot Pr^{m-n}. \quad (1-41)$$

тенглик келиб чиқади. Бу уч тенглама шаклан ҳар хил бўлсада мохиятдан бир бўлиб

$$Nu = l(Re, Pr), \quad St = l(Re, Pr), \quad St = l(Pe, Pr), \quad (1-42)$$

шаклдаги ўхшашлик тенгламаларини ифодалайди, бу тенгламалар (1-25) тенгламани ҳар хил кўринишидир.

Ностационар боғланишларда F_0 критериясини ўрнига бошқа вақт критерияси гомохроник H_0 критерияси

$$H_0 = F_0 \cdot Pe = \frac{\omega \tau}{l}, \quad (1-43)$$

ҳам ишлатилади.

Ўхшашлик тенгламаларида газ, суюқлик ва қаттиқ жисм учун иссиқликка тегишли физикавий параметрлар $\lambda, c, \rho, \mu, \nu$ ва бошқалар, доимий деб ҳисобланди ва бу таъризда олинган тенгламаларга қўйиб аниқ бажарилади [10,23,24].

II-боб. Энергия тежамкор қурилмаларда иссиқлик алмашинуви жараёнлари ўхшашлик мезонлари ва тенгламаларининг изохи

§ 2.1. Ўлчамликлар ва ўхшашлик назарияси ҳақида тушунча

Математикадан маълумки геометрик фигураларнинг ўхшашлигидан фойдаланиб кўпгина номаълумларни аниқлаш мумкин. Масалан, агар иккита учбурчак ўзаро ўхшаш бўлса уларнинг мос томонларининг нисбатлари ўзаро тенг бўлади ва мос бурчаклари бири-бирига тенг ва аксинча. Ҳақиқатан агар биринчи учбурчак томонлари l_1^1, l_2^1, l_3^1 иккинчисиники l_1^i, l_2^i, l_3^i бўлса учбурчаклар ўхшаш бўлади, яъни агар

$$\frac{l_1^1}{l_1^i} = \frac{l_2^1}{l_2^i} = \frac{l_3^1}{l_3^i} = C_l, \quad (2-1)$$

тенглик бажарилса учбурчаклар ўхшашдирлар. Бунда C_l ўхшашлик коэффиценти деб айтадилар. Охирги тенгликнинг исталган иккитасини тенглаштирсак тўртта катталиқни ҳосил қилган тенглама ҳосил бўлади. Бу тўрт катталиқдан учтаси маълум бўлганда тўртинчисини аниқлаш мумкин. Шундай қилиб ўхшашликдан фойдаланиб ноъмаълум катталиқни аниқлайдилар.

Ўхшашлик тушунчасини исталган физикавий ҳодисаларга ҳам ишлатиш мумкин. Масалан, икки суюқлик оқимининг ўхшашлиги кинематик ўхшашлик, ўзаро ўхшаш икки ҳаракатларни ҳосил қилувчи кучлар ўхшашлиги динамик ўхшашлик, ҳарорат ва иссиқлик оқимларининг ўхшашлиги иссиқлик ўхшашлиги, мушак ва ракеталарда реактив кучлар ўхшашлиги динамик ва бошқалар.

Умуман физикавий ҳодисаларнинг ўхшашлиги қуйидаги мулоҳазаларга олиб келади:

1) Физикавий ҳодисаларда ўхшашлик тушунчаси фақат бир жинсли ҳодисаларга тегишли бўлиб бу ҳодисалар сифат жиҳатдан бир хил ва шакли ва мазмуни бир хил тенгламалар билан ифдаланади. Агар тенгламалар мазмуни жиҳатдан фарқ қилса бундай ҳодисаларга мантикий ҳодисалар дейилади (ёки монандроқ ҳодисалар дейилади). Бундай мантикий мослаштириш иссиқлик ўтказувчанлик, электр ўтказувчанлик ва диффузия ҳодисаларига тўғри келади.

2) Физикавий ҳодисалар ўхшашлиги асосий омили геометрик ўхшашликдир. Икки физикавий ҳодиса ўхшаш бўлади, агар ҳодисалар ўтадиган системалар ўзаро геометрик ўхшаш бўлса

3) Физикавий ҳодисалар ўхшашлигидан фойдаланиб, тегишли мос катталиқларни тегишли мос нуқталарда ва тегишли мос вақт моментларига (лаҳзаларга), фақатгина бир жинсли физикавий катталиқларни ўзаро таққослаш мумкин.

Бир хил маъноли ва бир хил ўлчамли катталиқларга бир жинсли физикавий катталиқлар деб айтилади. Геометрик ўхшаш системаларнинг мос нуқталари деб

$$x'' = c_l x'; \quad y'' = c_l y'; \quad z'' = c_l z^1; \quad (2-2)$$

шартни бажарувчи нуқталарга айтилади. Бунда c_l ўхшашлик доимийси τ' ва τ'' вақт моментлари, агар улар умумий ҳисоб боғланишига эга бўлиб $\tau'' = c_\tau \tau'$; τ'' ўхшашлик алмаштириши билан боғланган бўлсалар бу τ' ва τ'' вақт моментлари мос деб айтилади.

Ўхшашлик критериялари ўхшаш ҳодисалар учун бир хил қийматни сақлайди. Критериялар олимлар номи билан аталади ва бошланғич иккита ҳарфини ёзадилар; масалан, Nu (Nusselt), Pr (Prandtl), Re (Reynolds)....

Ўхшашлик критерияларини исталган ихтиёрий физикавий ҳодисалар учун ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун ўша ҳодисани ифодаловчи тенглама маълум бўлиши лозим. Масалан, бир ўлчамли иссиқлик ўтказувчанликнинг дифференциал тенгламасига

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad (2-3)$$

ўлчамсиз нисбий катталиклар киритсак, яъни

$$\tau_M = \frac{\tau}{\tau_0}; \quad t_H = \frac{t}{t_0}; \quad x_H = \frac{x}{x_0}; \quad (2-4)$$

ифодаларини ёзиб булардан τ , t , x ларни аниқлаб (бунда τ_0 давр t_0 , x_0 ҳарорат ва қалинликни енг катта қийматлари) дифференциал тенглама

$$\frac{t_0}{\tau_0} \frac{\partial t_H}{\partial \tau_H} = \frac{at_0}{x_0^2} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x_H^2}$$

шаклини олади, ёки

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{O_1 \tau_0}{x_{02}} \frac{\partial^2 t}{\partial \lambda^e}. \quad (2-5)$$

ҳосил бўлади. Бундай ифодага ўхшашлик критерияси деб айтилади. Агар охириги тенгламадаги индексларни ёзмасак

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = Fo \frac{q^2 t}{\partial x^2}, \quad (2-6)$$

ўлчамсиз катталиклар орқали ёзилган дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз, энди бу тенгламадаги t , τ , x : ўлчамсиз нисбий ҳарорат вақт ва нисбий координатани (узунлик ёки қалинликни) ифодалайди. Шундай қилиб ўхшашлик назариясини асосий ғояларини қуйидаги уч теорема билан ифодалаш мумкин [4,12,13].

1-теорема: Ўзаро ўхшаш жараёнлар бир хил ўхшашлик критерияларига эга бўладилар.

2-теорема: Бирон физикавий жараёни ифодаловчи катталиклар орасидаги боғланишлар шу жараёнга тегишли бўлган $k_1, k_2, \dots, k_n$ ўхшашлик критериялари орқали аниқланиши мумкин, яъни

$$(k_1, k_2, \dots, k_n) = 0, \quad (2-7)$$

шаклда ёзилиши мумкин. Бунга ўхшашликни тенгламалари ёки критериялар тенгламалар деб айтилади. Бирон тажриба натижасида аниқланган критериялар тенгламани ҳамма ўхшаш ҳодисалар учун ишлатиш мумкин бўлганлиги учун бу (2-7) шаклдаги тенгламалари умумлашган критериялар боғланишлар дейилади. Ҳодисаларни ўхшаш бўлиши учун қандай зарурий ва етарлиқ шартлари лозимлигига учинчи теорема жавоб беради.

3-теорема: Бир қийматлилик шартлари ўзаро ўхшаш ва бир қийматлилик шартларини ифодаловчи физикавий катталиклардан тузилган критериялар бир хил сон қийматига эга бўлган жараёнлар ўзаро ўхшашдир.

Бир қийматлилик шартлари асосида тузилган критерияларга аниқловчи критериялар деб айтилади. Бир қийматлилик шартларига кирмайдиган бошқа физик катталиклардан ҳам ўз-ўзидан критериялар ҳосил бўлади. Бу ҳосил бўлган критерияларни аниқланадиган критериялар деб айтилади.

Шундай қилиб, ўхшашлик назариясининг ажойиб (жуда муҳим) томони шундаки, бунда ҳодиса ёки жараёни ифодаладиган дифференциал тенгламаларни ечмасдан бу тенгламалардан ўхшашлик критериялари олинади ва маълум тажриба асосида критериялар тенгламалар ҳосил қилинади. Критериялар тенгламалар эса барча ўхшаш иссиқлик жараёнларида ишлатилиши мумкин. Қайд қилиш лозимки, критериялар тенгламаларни ишлатиш чегараси бор. Бу чегара шундаки, тенгламаларни фақат ўхшаш ҳодиса ва жараёнларга ишлатилиши мумкин бўлади.

Шундай қилиб иссиқлик алмашишини дифференциал тенгламалари (2-3), (2-5) ва (2-6) кўринишлардаги бешта тенгламалар шаклида ёзилади. Бу тенгламаларда $\omega_t, \omega_y, \omega_x, t$ ва p дан иборат бўлган бешта номаълумли x, y, z ва τ аргументларнинг функциялари шаклида аниқланади. Бу тенгламалар нозичлиқли биржинсли бўлмаган хусусий ҳосилалар

тенгламалар бўлганлиги учун уларнинг аниқ ечимлари йўқ. Шунинг учун бу тенгламаларни “Сонлар усули” деб айтиладиган усулларда таркибий ечимини аниқлайдилар. Тенгламаларни ечимлари чексиз кўп бўлганлиги учун ва бу аниқ танланган масалани қаноатлантириши учун бу ечимлар “бир қийматлилиқ” деб айтиладиган шартни қаноатлантиришлари лозим. Шундагина масалани ечими аниқ ифодаланади.

Бир қийматлилиқ шартлари. Иссиқлик алмаштиришни дифференциал тенгламалари танланган масалага ягона, биртагина ечимга эга бўлгандагина бу ечимлар масаладаги муаммоларни аниқ ифодалайди. Бунинг учун ечимлар бир қийматлилиқ шартларини қаноатлантириши лозим. Бир қийматлилиқ шартлари деганда фақат танланган масалага хос бўлган хусусий ҳолларни ифодаланиши тушунилади. Бир қийматлилиқ шартларига қуйидагилар киради: [4,12,13,18]

- 1) Физикавий шартларда жисм ва суюқликнинг хусусиятлари кўрсатилиши лозим;
- 2) Геометрик шартларда иссиқлик жараёнлари борадиган системанинг шакли ва ўлчамларининг кўрсатилган бўлиши;
- 3) Вақт шартлари, жараёни вақтга нисбатан ўзгаришини ифодаланиши маълум бўлиши;
- 4) Чегаравий шартларда жараёнларни жисм чегарасида бориш хусусиятлари ҳақида маълумотларни маълум бўлишлиги.

Айнан муайян бўлган ҳол учун ана шу бир қийматлилиқ шартлари ва иссиқлик алмаштиришнинг тенгламалари билан биргаликда ёзилган ифодалар жараёни математик ёзилишини ёки математик моделини ташкил этади деб айтадилар. Шу математик модел ечими иссиқлик жараёнини тўлиқ ифодалайди ва жараёни ҳарорат майдони тезликлар майдони, босимлар майдони, иссиқлик оқимининг тақсимланишини ва бошқа катталикларни аниқлаш имкониятини беради.

Бир қийматлилиқка мисол қилиб текис горизонтал қаттиқ жисм сирти билан унинг устидаги суюқлик орасидаги иссиқлик алмашишини курайлик.

- 1) Физикавий шартлар жисм ва суюқлик учун λ, c, ρ, a лар доимий ва берилган қийматга эга. Суюқлик жисм сиртини конвекция туфайли сирпаниб ўтади;
- 2) Геометрик шартлар жисм сирти чексиз катта ва горизонтал. Суюқлик ҳаракати фақат пастги қисмдан чекланган.

3) Жисм ва суюқлик орасида АВ горизонтал сирт чегара хизматини бажаради. Бу чегарада иссиқлик алмашишни қуйидаги чегаравий шартлари бўлиши мумкин: а) Биринчи чегаравий шарт жисмнинг АВ сиртидаги ҳарорат t маълум сиртдан ўтадиган иссиқлик оқимини аниқлаш лозим бўлади. Бу оқимни Фурье қонунига мувофиқ

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dn} \cdot F, \quad (2-8)$$

формуладан аниқлайдилар. Бунда ҳарорат градиенти $\frac{dt}{dn}$ ни t ни маълумлигидан аниқлайдилар б) Иккинчи чегаравий шарт жисм сиртидан ўтаётган Q оқим берилган бўлиб сирт ҳарорати t ни аниқлаш лозим бўлади, яъни бу шарт а) шартни тескариси а) ва б) шартларга биринчи ва иккинчи жинсдаги чегаравий шартлар деб айтадилар.

Учинчи чегаравий шарт жисм сирти билан суюқлик орасидаги иссиқлик алмаштиришдан иборатдир. Бу шартда сирт ва суюқлик ҳароратлари t_c, t , иссиқлик бериш коэффициенти α берилган бўлади. Жисм сиртидан ўтдиган иссиқлик оқими Ньютон қонуни (2-8) дан яъни

$$Q = \alpha (t_c - t) F, \quad (2-9)$$

ифодадан аниқланади ва шу Q ни Фурье қонунига мувофиқ

$$Q = \lambda \frac{dt}{dn} \cdot F, \quad (2-10)$$

шаклда ҳам ёзиш мумкин. Охирги икки тенгламаларни ўнг томонларини тенглаштириб

$$-\lambda \frac{dt}{dn} \Big|_{n+o} = \alpha (t_c - t), \quad (2-11)$$

тенгликни ҳосил қиламиз. Бу (2-11) га учинчи жинсли чегаравий шартни математик ифодаси деб айтадилар. Бунда $\frac{dt}{dn} \Big|_{n+o}$ - жисмнинг сиртида ($n+o$ бўлганда) ҳарорат градинтини қийматини ифодалайди. Буни

$$\frac{dt}{dn} \Big|_{n+o} = -\frac{\alpha}{\lambda} (t_c - t), \quad (2-12)$$

тенгликдан ҳисоблаб олинади.

Айрим ҳолларда чегаравий шартларни яна бошқа кўринишларда ҳам ёзадилар, масалан агар иккита қаттиқ жисм сиртлари бир-бирларига тегиб турган (контактда) жойлари учун тўртинчи чегаравий шартни ёзадилар. Тегиб турган биринчи жисм учун $\lambda_1 \frac{dt_1}{dn_1}$, иккинчи жисм учун $\lambda_2 \frac{dt_2}{dn_2}$, бўлса иссиқлик оқимлари зичликларининг ўзаро тенглигидан

$$\lambda_1 \frac{dt_1}{dn_1} = \lambda_2 \frac{dt_2}{dn_2}, \quad (2-17)$$

тенглама ёзилади. Бу (2-17) тенгламани тўртинчи жинсли чегаравий шарт деб айтадилар. Бундан ташқари яна суюқлик зарраларининг қаттиқ жисм сиртига теккандаги тезликлари $\omega_x = \omega_y = \omega_z = 0$ шаклида берилади. Бу шартни “ёпишиш шартлари” деб айтадилар умуман чегаравий шартлар масала маъносига қараб яна бошқа кўринишда ҳам бўлиши мумкин.

1) Вақт шартларида кўп ҳолларда τ_o бошланғич вақтда ҳарорат майдони ва тезликлар майдони $t_o = t(x_o, y_o, z_o, \tau_o)$ ва $\omega_x(x_o, y_o, z_o, \tau_o) = \omega_{x_o}$, $\omega_y = \omega_y(x_o, y_o, z_o, \tau_o)$, $\omega_{z_o} = \omega_z(x_o, y_o, z_o, \tau_o)$ шаклларда берилади, яъни бошланғич вақтда ҳарорат ва тезликларнинг тақсимланиши қонунлари берилган бўлади.

Вақт шартлари яна жараёнларни даврий (такрорланиб турадиган) характерга эга эканлиги кўринишида масалан, $t = t(T + \tau)$, $P = P(T + \tau)$ шаклларда ҳам берилади. (Т-давр).

Эслатма: чегаравий қатлам ва чегаравий остки қатламларда оқим иссиқлик ўтказувчанлик усулида содир бўлганлиги учун қаттиқ жисм сирти ва чегаравий қатламлар учун тўртинчи жинсли чегаравий қатламалар ташқи сирти билан суюқ орасида учинчи жинсли чегаравий шартларни ишлатиш мумкин.

Шундай қилиб иссиқлик алмаштиришнинг дифференциал тенгламалари бир қийматлилиқ шартлари билан биргаликда система қилиб ечилганда маълум натижалар ёки қонуниятлар олинади ва тажрибада синалади. Олинган натижаларни, табиийки, бошқа кўрилган масалага яқин ёки кўрилган масалага ўхшаш бошқа масалаларга ҳам татбиқ этиш зарурияти туғилади. Шунинг учун физикавий жиҳатдан қайси иссиқлик жараёнлари бир-бирига ўхшаш бўлишини билиш зарурдир. Бу саволга ўхшашлик назарияси жавоб қайтаради.

§ 2.2. Энергия тежаш конденсация жараёнларида иссиқлик алмашишни ўқитиш масалалари

Конденсация ҳақидаги асосий тасаввурлар

Физика курсидан маълумки, сув буғлари ўзининг ҳароратидан пастроқ ҳароратли бўлган бошқа заррачаларга жисмларга текганида суюқ ҳолатга ўтиш ходисасига конденсация деб айтадилар. Моддалар конденсацияланиш вақтида иссиқлик чиқаради.

Масса бирлигидаги (кг) моддани буғ ҳолатидан суюқ ҳолатига ўтишида чиқарган иссиқлик миқдорига (ёки суюқ ҳолатдан газ ҳолатига ўтишига) солиштирма (буғланиш) конденсация иссиқлиги деб айтадилар. Агар конденсацияланган буғ массасини dm , солиштирма буғланиш иссиқлиги z деб қабул қилсак суюқликга айланганда чиқарилган иссиқлик миқдори

$$Q = \int z dm, \quad (2-18)$$

формула билан аниқланади. Газ суюқликга айланганда чиқарилган иссиқлик миқдори Q га тенг бўлса, ўша массадаги суюқлик газга айланиши учун худди ўша Q миқдорда иссиқлик керак бўлади. Бошқача айтилганда, суюқликга айлантиришда Q миқдорда иссиқлик чиқарилса, буғга айлантириш учун худди ўша Q миқдорда иссиқлик керак бўлади, яъни буғланиш ва конденсацияланишдаги иссиқлик миқдорининг модуллари тенг ва ишоралари қарама-қарши бўлади [18].

§ 2.2 (а). Конденсация икки хил бўлади

1) Плёнкали конденсация: 2) Томчили конденсация. Конденсация қайси хил бўлиши ҳўлланиш ходисасига боғлиқ. Агар конденсацияланган суюқлик жисм сирти билан ҳўлланган бўлса плёнкали конденсация бўлади. Бу сирт юзаси юпқа суюқлик билан қопланади. Агар конденсацияланган суюқлик жами сирти билан ҳўлланмайдиган бўлса томчили конденсация содир бўлади.

Қачон ҳўлланиладиган ва қачон ҳўлланмайдиган ходисаларни молекулалар орасидаги тортишиш кучлари орқали тушунтирадилар. Фараз қиламиз газ ва суюқлик ажаратадиган сирт АВ бўлсин. (2.1-расм). Суюқликни ичида М ва сиртдаги N нукталарга таъсир қиладиган бошқа молекулаларни тортиш



2.1 расм.

кучларини кўрайлик. М нуктада ҳамма томондан фақат суюқлик молекулалари таъсир қилади ва уларнинг тенг таъсир этувчиси $R_M = 0$ га тенг, лекин N нуктага ҳам суюқлик молекулалари ва ҳам газ молекулалари таъсир қилади. Газ молекулалари қора нукталар билан суюқлик молекулалари халқачалар билан кўрсатилган. 2.1-расмдан кўринадики агар нукталар ва халқачалар орасидаги тортиш кучлари фақат халқачалар орасидаги тортиш кучларидан кичик бўлса АВ сиртдаги молекулалар суюқликни ичкарига тортилади ва $R > 0$ бўлиб қолади: Суюқлик сирти ичкарига тортилади, худди сиртни узунаси бўйича тортувчи куч ҳосил бўлади, бу сирт таранглик кучи F_T сирт транглик коэффиценти σ ни параметрининг узунлиги L га кўпайтмасига тенг эди.

$$F_T = \sigma L \quad (2-19)$$

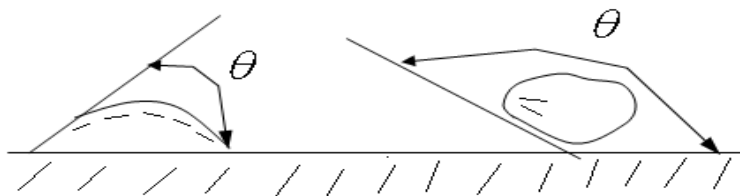
Шу F_T куч таъсирида суюқлик (оғирлик кучини ҳисобга олмаганимизда) шар шаклини олади. Ҳақиқатда, оғирлик кучини таъсири бўлганлиги учун эллипсоидга яқин шаклга эга бўлади. Демак, суюқлик сиртининг шакли газ ва суюқлик молекулалари билан суюқлик молекулаларининг ўзаро таъсир кучларининг нисбатига боғлиқ бўлар экан.

Энди конденсацияланган суюқлик билан жисм сирти оарсида қачон ҳўллаш бўлади ёки бўлмайди деган саволга жавоб топайлик.

Бу холда жисм сиртидаги заррачалар билан конденсацияланган суюқлик заррачалари орасидаги тортишиш кучларини нисбатини ўзгаришига қараб ҳўллаш ёки ҳўлламаслик ходисалалари молик бўлади.

Агар суюқлик молекулаларининг ўзаро тортишиш кучи F_1 суюқлик молекулалари билан жисм сиртидаги молекулалар орасидаги тортишиш кучлари F_2 дан катта бўлса, яъни $F_1 > F_2$ бўлса ҳўлламаслик ходисаси бўлади ва томчили конденсация вужудга келади.

Акс холда яъни $F_1 < F$ бўлган холда, ҳўллаш содир бўлади. Ҳўллаш ёки ҳўлламасликни суюқликни ташки сиртига (жисм сиртига тегиб турган жойдан) ўтказилган уринма билан жисм сирти орасидаги четки θ бурчак орқали аниқлаш мумкин $\theta < 180^\circ$ бўлса ҳўлланади, $\theta > 180^\circ$ бўлса ҳўлланмайди.



2-расм.

Ҳўлланмайдиган суюқликларда томчили ва ҳўлланадиган суюқликларга плёнкали конденсация бўлади.

Плёнкали конденсация вақтида чегара қатлами ҳосил бўладики бу қатламда иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан аниқланади ва термик қаршилиқ томчили конденсацияга нисбатан каттароқ бўлади. Шунинг учун плёнкали конденсацияда иссиқлик алмашиш томчили конденсацияга нисбатан секинроқ бўлади.

§ 2.2. (б). Плёнкали конденсацияда иссиқлик бериш

Плёнкали конденсация вақтида ажралиб чиққан бутун иссиқлик миқдори совутувчи ситрга берилади. Ламинар ҳаракат бўлганда иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан бутун Q берилади. Агар конденсацияланган сиртдаги заррачалар ҳарорати шу сиртга тегиб турган буғ заррачаларнинг ҳарорати ўзаро тенг ва тўйиниш ҳароратига тенг деб, олиб, сирт ҳароратини t_g деб олинса, Фурье қонунига мувофиқ деворга берилган иссиқлик оқимнинг зичлиги

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_c - t_g), \quad (2-20)$$

орқали аниқланади. Шу q катталикини Ньютон формуласига мувофиқ

$$q = \alpha (t_c - t_g), \quad (2-21)$$

шаклида ёзиш мумкин. (Бунда плёнкали конденсатни икки четидаги ҳарорати ҳам t_c , t_g , деб қабул қилинди). Охириги икки тенгламаларни ўнг томонларини тенглаштириб

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta}, \quad (2-22)$$

формулани ҳосил қиламиз. Бу формуладан кўринадики α ни ҳисоблаш учун δ ни, яъни чегаравий қатлам қалинлигини билиш лозим.



3-расм.

Нуссельт назарий йўл билан ана шу δ ни аниқлаш қуйидагича хал қилди. Фараз қилайлик, буғ вертикал текис сиртга конденсациялансин. Вертикал сиртнинг ҳамма жойида ҳарорат бир хил ва доимий t_g га тенг деб олайлик. Вертикал ўқ x , горизонтал ўқ y бўлиб z ўқи 0 нуктага кириб кетган ҳамда бир бирликка тенг бўлсин. Чегара қатламига яқин тўйинган буғларни ҳарорати шу қатлам сиртининг ҳарорати t_t га тенг деб олайлик. Буғ 0 нуктадан бошлаб конденсацияланиб сиртга δ қалинликдаги пленка қатламини ҳосил қилади, агар $t_g < t_t$ бўлса. Бу қатлам қалинлиги δ , суюқлик қатлам бўйлаб пастга тушганда маълум барқарор қийматга эришади. Шундан кейин чегара қатламдаги суюқлик ҳаракатини текис ҳаракат деб қабул қилиш мумкин. Чунки чегара қатламдаги суюқлик ҳаракатига оғирлик кучи, ишқаланиш (ёпишқоқлик) кучи, сирт таранглик кучлари, архимед кучлари ва инерция кучларининг таъсири бўлади ва бу кучлар динамик мувозаанат ҳолатида бўлади. Бу кучларни X ўқидаги проекциясини олганимизда пленкадаги суюқлик ҳаракатининг дифференциал тенгламасини ҳосил қиламиз.

$$g(\rho' - \rho'') + \mu \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} = 0. \quad (2-23)$$

Бу тенгликни ёзганимизда инерция кучларини кичик миқдорлар деб ҳисобга олмадик. Бунда ρ' , ρ'' -чегаравий қатламдаги суюқликни ва қатлам яқинидаги тўйинган буғни зичликларидирлар. Тенгламадаги ҳажм бирлигидаги $g(\rho', \rho'')$ оғирлик кучи $\mu \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2}$ ишқаланиш кучига тенгликни кўрсатади.

Тенгламани қуйидаги шаклда ёзиб

$$\frac{d}{dy} \left[\frac{d\omega_x}{dy} \right] = - \frac{g}{\mu} (\rho' - \rho''), \quad (2-24)$$

бир марта интегралласак

$$\left[\frac{d\omega_x}{dy} \right] = - \frac{g}{\mu} (\rho' + \rho'') y + C_1, \quad (2-25)$$

ифода ҳосил бўлади. Охирги тенгламани яна бир марта интеграллаганимизда

$$\omega_x = - \frac{g}{2\mu} (\rho' + \rho'') y + C_1 y + C_2, \quad (2-26)$$

ифода ҳосил бўлади. Чегаравий шартларни қўямиз.

$$y = 0; \omega_x = 0. \quad (2-27)$$

$$y = \delta; \quad \frac{d\omega_x}{dy} = 0.$$

Бу шартларни олдинги икки тенгламага қўйсак $C_2 = 0$ ва $\tilde{N}_1 = \frac{g}{\mu}(\rho' + \rho'')\delta$ бўлади. $\tilde{N}_1$ ва $\tilde{N}_2$ ни ифодаларини ω_x га қўйиб

$$\omega_x = g \frac{\rho' - \rho''}{\mu} \left(y\delta - \frac{1}{2} y^2 \right), \quad (2-28)$$

формулани ҳосил қиламиз. Бу тенгламадан δ ни топмоқчи бўлсак ω_x ни ҳам суюқликнинг иссиқликли физик параметрлари орқали ифодаalayмиз.

Вақт бирлигида вертикал деворнинг эни бир бирликка тенг бўлганда $x1$ кесим юзадан ўтадиган суюқлик миқдори G бўлса, бу G

$$G = \rho' \int_0^\delta \omega_x dy = \rho' \int g \frac{\rho' - \rho''}{\mu} \left(y\delta - \frac{1}{2} y^2 \right) dy = \rho' g \frac{\rho' - \rho''}{3\mu} \delta^3 = g \frac{\rho' - \rho''}{3\nu} \delta^3, \quad (2-29)$$

ифодага тенг бўлади. Бундан δ ни топамиз.

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{3G \cdot \nu}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (2-30)$$

Суюқлик оқими $G \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \text{с}} \right]$ иссиқлик балансидан ҳам аниқланиши мумкин. G миқдорда буғ суюқликка айланганда асосан G миқдор иссиқлик ажратади ва бу иссиқлик миқдори кесими $d \times l$ бўлган юзали девордан $d \times l$ ўтади. Шунинг учун

$$\int q dx = r \cdot G, \quad (2-31)$$

тенгликни ёзиш мумкин. Бунда чап томондаги

$$Q = \int q dx$$

деворнинг 0-х қисмига берилган иссиқлик миқдори q ни жойига G ни қўямиз.

$$\lambda(t_x - t_g) \int \frac{dx}{\delta} = gr \frac{\rho' - \rho''}{3\nu} \delta^3. \quad (2-32)$$

Бу тенгламада фақат битта δ номаълум. $X=0$ бўлганда $\delta=0$ бўлганлиги учун тенглама қуйидагича бўлсин деб талаб қўямиз.

$$\delta = Bx \quad (2-33)$$

Энди B ва n ни аниқлаш учун (2-33) ни (2-32) га қўямиз, натижада

$$\lambda(t_T - t_g) \frac{x^{1-n}}{1-n} = r \cdot g \frac{\rho' - \rho''}{3\nu} B^3 \cdot x^{3n}, \quad (2-34)$$

тенгликни ҳосил қиламиз. Бу тенглама X ни ҳар қандай қийматга тўғри келиши лозим бўлганлиги учун X даражасидаги ифодаларни чап ва ўнг томонлардан тенглаштирамиз ва

$$1 - n = 3n \quad (2-35)$$

$$n = \frac{1}{4},$$

ифодани топиб оламиз. n ни (2-35) га қўямиз ва ҳосил бўлган ифодани B га нисбатан ечамиз.

$$B = \sqrt[4]{\frac{4\lambda(t_T - t_g)}{rg(\rho' - \rho'')}}}, \quad (2-36)$$

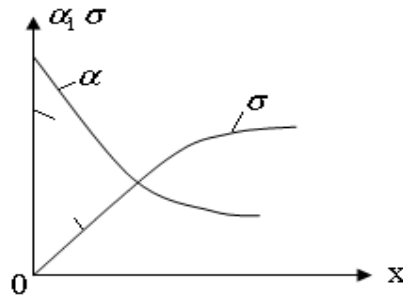
n ва B ифодаларни (2-33) га қўйиб

$$\delta = \sqrt[4]{\frac{4\lambda(t_T - t_g)\nu \cdot x}{rg(\rho' - \rho'')}}}, \quad (2-37)$$

формуларни ҳосил қиламиз. Бу δ ни (2-22) га қуйилганда

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta} = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r g (\rho' - \rho'')}{4 \lambda (t_T - t_g) \nu \cdot x}}, \quad (2-38)$$

ифодани ҳосил қиламиз. α ва δ ни x га нисбатан ўзгариши 4- расмда тасвирланган.



4- расм.

Расмдан кўринадики, вертикал деворнинг баландлиги x ортиши билан чегаравий қатлам ортади, аммо α камаёди. Шунинг учун α ни $0 - \delta$ оралиғидаги ўртача қийматини $\bar{\alpha}$ аниқлаймиз.

$$\bar{\alpha} = \frac{I}{\delta} \int \alpha dx = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r \cdot g (\rho' - \rho'')}{4 \lambda (t_T - t_g) \nu \cdot h}} = 0.943 \frac{A}{\sqrt[6]{h \cdot \Delta t}}, \quad (2-39)$$

бунда

$$\Delta t = t_T - t_g = A = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r \cdot g (\rho' - \rho'')}{\nu}}. \quad (2-40)$$

$\bar{\alpha}$ ни формуласидан кўринадики h ва Δt ортишлари билан $\bar{\alpha}$ қиймати камаёди.

Юқорида келтирилган натижалар вертикал девор учун ишлатилади, лекин бу натижаларни горизонт билан φ бурчак ҳосил қиладиган девор учун ҳам ишлатиш мумкин. Бунинг учун эркин тушиш тезланиши g нинг жойига $g \sin \varphi$ қуйиш лозим бўлади ва $\bar{\alpha}$ учун

$$\alpha_\varphi = \alpha_{\text{верт}} \sqrt[4]{\sin \varphi}, \quad (2-41)$$

ёки ўртача қиймати учун

$$\bar{\alpha} = 0.728 \frac{A}{\sqrt[4]{D \cdot \Delta t}}. \quad (2-42)$$

Бунда D —кувур диаметри. Бу формулани Нуссельт горизонтал қувурлар учун исботлаб берди [4,18].

Келтирилган формулалар, олдиндан физик параметрларни доимий, деформация кучлари, сирт таранглик кучлари ва жуда кичик миқдорларни ҳисобга олмаганимиз учун, тақрибий деб қараш мумкин. Бироқ, кейинги ишлар кўрсатадики, Нуссельт назарияси жараёнларни асосий қонуниятларини тўғри акс этади.

Горизонтал қувурлар учун α_r ҳисобини Нуссельт формуласи бажариб ҳосил бўлганлигини тузатувчи ε_1 кўпайтмага кўпайтириш лозим, яъни

$$\bar{\alpha}_r = \bar{\alpha}_N \cdot \varepsilon_1, \quad (2-43)$$

бунда $\bar{\alpha}_N$ қиймати билан аниқланадиган катталик, ε_1 -иссиқликка хос физикавий параметрларни ҳароратга боғланишини ҳисобга олувчи тузатма

$$\varepsilon_1 = \frac{\alpha}{\alpha_N} = \left[\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_1} \right)^3 \frac{\mu_T}{\mu_g} \right]^{\frac{1}{0}}, \quad (2-44)$$

формуладан аниқланади. Вертикал пластина ва қувурлар учун $\bar{\alpha}$ ҳақиқатда Нуссельт формуласи билан ҳисобланганида каттароқ бўлади. Бунда $\bar{\alpha}$ ни каттароқ қийматга эга бўлиши бу ҳолда конденсат пленкани ҳаракати тўлқинли бўлишини ҳисобга олинмаганлигидадир. П.Л. Капица кўрсатадики бундай кўндаланг тўлқинлар ламинар ҳислатли барқарор жараёндир [4,18].

$Re \leq 4$ бўлганида $\varepsilon_1 = 1$, чунки жуда кичик Re да тўлқинли режим вужудга келмайди, $Re = 100, 400, 1600$, бўлганда ε мос 1.14, 1.20, 127 га тенг. $Re \leq 4$ бўлганида $\varepsilon_1 = 1$, чунки жуда кичик Re да тўлқинли режим вужудга келмайди, $Re = 100, 400, 1600$ бўлганда ε мос 1.14, 1.20, 127 га тенг.

Re сони (конденсат пленка) учун

$$Re = 4 \frac{G_1}{\mu}, \quad (2-45)$$

формулани ёзиш мумкин. Бунда G_1 - вақт бирлигида пленкани узунлик бирлигидан ўтувчи суюқлик миқдори (кг/мс) ва шу Re ни ўзини тўйинган бўғга нисбатан

$$Re_T = 4 \frac{\bar{q} \cdot h}{r \cdot \mu} = 4 \frac{\bar{q} \cdot \Delta t \cdot h}{r \cdot \mu} \quad (2-46)$$

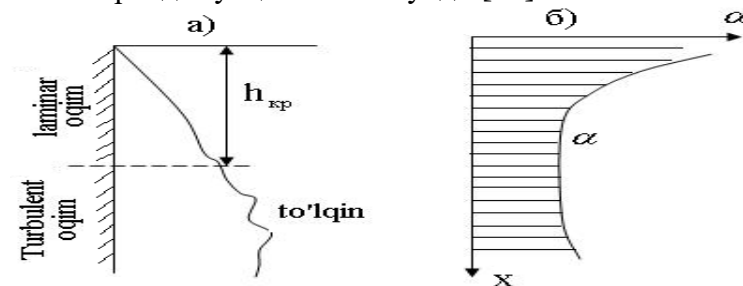
(h - пленка баландлиги 0 нуктага нисбатан) формула билан аниқлайдилар. Агар пленка сиртини тўлқинсимон ҳаракатини ҳисобга олсак янги тузатма ε тўл киритилади ва

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_N \cdot \varepsilon_1 \quad (2-47)$$

ифода ўринли бўлади. (t_T -ҳарорат), ε тўл- тўлқинли режим тузатмаси

$$\varepsilon_{\text{тул}} = \left(\frac{Re_T}{4} \right)^{0.04}. \quad (2-48)$$

Д.А. Лябунов кўрсатадики, тажриба натижалари билан (пластинка ва ҳар хил баландликдаги қувурлар учун) 1%-8% аниқлик билан мос келади. Тадқиқотлар кўрсатадики $Re_{kp} > 1600$ бўлганда вертикал сиртнинг баландлиги катта бўлганда ва Δt катта қийматга эга бўлганда конденсат оқими кескин ошади ва турбулент режимли ҳаракат бўлди ва пленка сиртида тўлқин ҳосил бўлди [18].



5-расм

Турбулент режимли ҳаракат учун қуйидаги критериял тенгламани ҳисоблаш учун ёзиш мумкин.

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left[\frac{v^2}{g} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \right]^{\frac{1}{3}} = 0.023 Re^{0.25} \cdot Pr^{0.5}. \quad (2-49)$$

Баландлиги катта бўлган вертикал сиртда α нинг ўзгариши 5-расмда тасвирланган. Расмда кўринадики, x (баландлик) ортиши билан бошида α кескин камаяди, кейин α қиймати барқарорлашади ва x яна кўпайганда α яна бироз ортади. α ни бундай ўзгариши x нинг ортиши билан чегаравий қатлам қалинлигининг ўзгариши ва суюқлик ламинар режимидан турбулент режимига ўтиш сабабдир. Турбулент режими ($h \cdot \Delta t$)_{кр} қийматга тенг ёки ундан каттароқ бўлганда бошланади.

$$(h \cdot \Delta t)_{kp} = 2.3 \frac{r \cdot \rho_v}{\lambda_T} \left[\frac{v_T^2}{g} \cdot \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (2-50)$$

Вертикал сиртда турбулент ҳаракат режими бўлганида $\bar{\alpha}$ ни (2-47) дан аниқлаш нотўғри бўлди ва $\bar{\alpha}$ ни

$$\alpha = 400 \frac{r \cdot \rho_T}{h \cdot \Delta t} \left\{ 1 + .625^{0.5} \left[\frac{h \cdot \Delta t}{(h \cdot \Delta t)_{kp}} - 1 \right] \right\}^{\frac{4}{5}}, \quad (2-51)$$

формуладан ҳисоблайдилар. Бу формула физик параметрлар t_T га нисбатан олинган ва $h \cdot \Delta t > (h \cdot \Delta t)_{kp}$ бўлган ҳол учун тўғридир.

Чиқарилган формулалар соф буғни тоза сиртда конденсация бўлганида тўғри натижалар беради.

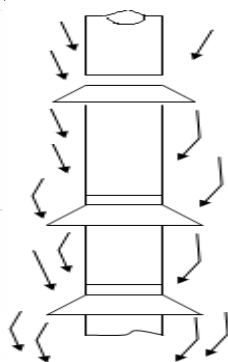
§ 2.3. Қувурларда буғ конденсацияланганда иссиқлик бериш жараёнларини ўрганишга доир

2.3.3. Вертикал ва жуда баланд қувурда буғ пастдан юқорига ҳаракат қилса.

2.3.2. Вертикал ва жуда баланд қувурларда буғ оқими юқоридан пастга йўналганда.

2.3.4. Қувур учун иссиқлик баланси тенгламасини олиниши.

Горизонтал қувурларда иссиқлик бериш коэффиценти вертикал қувурларга нисбатан каттароқ қийматга эгадир. Чунки биринчи ҳолда конденсат пленкани қалинлиги иккинчи ҳолга нисбатан қичикроқдир. Бироқ бу ҳол яқкаланган қувур учун ёки қувурлар дастасининг юқори қаторлари учун тўғридир. Кўп қаторли қувурлар дасталарида конденсат юқори қаторлардан пастги қаторларга оқиб тушади ва бу ҳолда конденсат плёнкаси қалинроқ бўлади, шунинг учун α камроқ қийматга эга бўлиши лозим дейиш мумкин. Бироқ, пастки қисмида камаяди, чунки пастги қисмида конденсат пленка қалинлиги ортади. Бу ҳолда α ни ўртача қийматини ошириш учун қувур баландлиги бўйлаб конденсат ни элтувчи қалпоқлар ишлатилади. (6- расм). Шундай қалпоқчаларни баландлиги $h = 3m$ бўлган вертикал қувурни ҳар 10 см масофаларида ўрнатилганда α нинг қиймати 2-3 мартагача кўпаяди.



6-расм .

α ни яна ҳам ошириш учун буғни катта тезлик билан пуркалаган (тизмали оқим) да конденсат пленка бузилади ва термик қаршилик 8-10 мартагача камаяди ва яна бошқа усуллар билан ҳам α ни ошириш мумкин. Лекин α камайишига олиб келадиган сабабларга қарши тадбирлар кўриш катта амалий аҳамиятга моликдир. Бу сабаблар масалан, буғ таркибида ҳаво ва бошқа газни бўлишини йўқотиш, сиртни сиртида бегона қатламларни пайдо бўлиши (туз қатлами, ёғ қатлами), сиртни занглаши ва бошқалар.

Қувурдан буғ ўтганида буғнинг оқим исрофи G'' ва тезлиги ω'' қувур узунлиги бўйлаб камаяди ва $G' + G''$ доимий қолади.

Конденсация жараёнинг алохида хусусияти-бунда буғ оқими билан конденсат пленка орасида динамик мувозанат ҳолати бўлади. Конденсатга яна оғирлик кучи ҳам таъсир қилади. Шунинг натижасида, яъни барча кучларни динамик жойлашишига боғлиқ ҳолда конденсатни ҳаракати жилваланади. (Хар хил кўринишда бўлади)

Қисқа вертикал қувурларда буғ тезлиги унча катта бўлмаган ҳолда конденсатни оқими асосан оғирлик кучи таъсири остида бўладиган бу ҳолни вертикал қувурда тинч буғни конденсациясидек бўлади деб олиш мумкин. Лекин буғ оқимининг тезлиги ортиши билан иссиқлик алмашиши ўзгаради: [23,24].

А) Вертикал ва жуда баланд қувурда буғ пастдан юқорига ҳаракат қилса конденсат юқоридан пастга ҳаракат қилади. Натижада бошида конденсат пленкани тезлиги камаяди ва пленка қалинлиги ошади, α камаяди, лекин кейинчалик оқим тезлиги ошиб борганда конденсат пленка қалинлиги камаяди, α ошади. Агар оқим тезлиги жуда катта бўлса конденсат парчаланаяди ва ҳатто бу томчилар оқим йўналишида ҳаракат қилиб, турбулент режимини ҳосил қилади.

В) Вертикал ва жуда баланд қувурларда буғ оқими юқоридан пастга йўналганда конденсат ҳам пастга йўналади, турбулент режим ҳосил бўлиб α ортади. Бу ҳолда конденсат сиртидан суюқлик томчилар қисман ажралади ва оқим ядроси буғ ва суюқлик аралшмаси ҳосил бўлади. Бу ҳолда оғирлик кучининг таъсири оқим таъсирига нисбатан ҳисобга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик бўлиб қолади ва қувурни фазодаги жойланиши, йўналиши ҳам аҳамиятсиз бўлади [18].

Горизонтал қувурларда буғ оқимининг тезлиги кичик бўлганда оғирлик кучи билан ишқаланиш кучларининг ўзаро таъсири блшқа, ўзига хос ҳаракат режимини ҳосил қилади. Оғирлик кучи таъсирида конденсат қувурни ички сиртининг пастги қисмида тўпланиб, суюқлик ариқчасини ҳосил қилади. Қувурни ичида юқори қисмида буғ пастги қисмда конденсат суюқлиги бўлиб пастги қисмидаги α ни қиймати юқори қисмидаги α ни қийматидан кичик бўлиб қолади. Қувур кесимининг пастги қисми суюқлик билан тўлгани учун бундаги α ни қиймати ҳатто горизонтал қувурни ташқи қисмини сирпаниб турадиган тинч буғникидан ҳам кичик бўлади.

Қувурларда тўлиқ ва қисман конденсацияни бир-биридан ажратадилар. Тўлиқ конденсацияда буғ тўлиқ суюқликка айланади ва қувурдан яхлит суюқлик оқими чиқади. Қисман конденсацияда қувурдан буғ ва суюқлик аралашмаси чиқади.

Олдин айтганимиздек, қувурдаги тўлиқ масса оқими G буғ оқими G'' ва конденсат оқими G' ни йиғиндисига тенг.

$$G = G' + G'' \quad (2-52)$$

Қувурнинг маълум кесимидаги буғ сарфи G'' ни тўлиқ масса сарф G га бўлган нисбатига шу кесимда икки фазали оқимнинг массали сарфни буғ қисми деб айтилади ва x билан белгиланади.

$$x = \frac{G''}{G} \quad (2-53)$$

Агар қувурга тўйинган буғ кирса, кирган кесимда сарфни буғ қисми $x = 1$ бўлади ва агар ҳўл буғ юборилган бўлса $x < 1$ га тенг. Буғ ичкарига кириб борганда қувур узунлиги бўйлаб конденсацияланади ва конденсацияланган сув қисми ошади ҳамда охирги чиқиш кесимида агар тўлиқ конденсация бўлса $X_2 = 0$ бўлиб қолади.

Агар иссиқлик оқимининг зичлиги $\bar{q}$, қувур диаметри D бўлса қувурнинг dl қисмидан $\pi D q dl$ га тенг ва бу иссиқлик оқими конденсация вақтида чиқадиган иссиқлик rdG' га тенг.

$$\pi D q dl = rdG'$$

бу тенгламани 0 дан L гача интегралласак бутун L узунликдаги қувур учун иссиқлик баланси тенгламасини ҳосил қиламиз.

$$\bar{q} D L = r G (x_1 - x_2). \quad (2-54)$$

Бунда x_1, x_2 —масса оқимининг буғ қисмлари.

Охирги тенгламадан кўринадики, тўлиқ масса оқими $\bar{q}$ ҳамда x_1 ва x_2 катталикларига боғлиқ. Бундай шароитда конденсат пленканинг оқими асосан буғ оқимининг динамик таъсирига боғлиқ бўлиб, қувур узунлигининг асосий қисмида турбулент режим содир бўлади. Қувур ичида конденсат ичидан томчилар ажралиб буғ оқимини ядросига ўтади ва оқим ядросидан буғ томчилари яна конденсат пленкага ўтиб буғ ва конденсатни турбулент аралаштириш жараёни бўлади.

Бу ҳолда Рейнольдснинг мослиқ назариясига асосан α ни локал қиймати

$$\alpha = \alpha_0 \sqrt{\rho' / \rho_m},$$

формула билан ҳисоблайдилар. Бунда α ни формулада кўрсатилганидек қувур ичида суюқликни G турбулент оқими бўлганидаги ҳисобланган қиймати, ρ_m - қувурни берилган кесимида буғ ва суюқлик аралашмасининг ўртача зичлиги.

Конденсациясини охирги қисмидан $\rho_m = \rho^1$ ва $\alpha = \alpha_0$ бўлади. Оқимининг буғ қисми X маълум бўлганда асосан

$$\frac{\rho'}{\rho_m} = 1 + \frac{\rho' - \rho''}{\rho'} x,$$

ифодани ёзиш мумкин ва α ни

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{\rho'}{\rho_m} \right)} \right]_l + \sqrt{\left(\frac{\rho'}{\rho_m} \right)}_z,$$

тенгламадан аниқлайдилар. $\frac{\rho'}{\rho_m}$ ни остидаги индекслар қувурни бошланғич ва охирги кесимларига тегишлидир.

Охирги тенгламани тўғрилигини аниқлаш учун узунлиги 2.5 м бўлган қувурда 12 дан 90 бар. босимда тажрибалар ўтказилган.

Тажрибалар $x_1 = 1$, $x_2 = 0$, $x_1 = 0,3 \div 0,6$, $x_2 = 0$ ва $x_2 = 1$, $x = 0,2 \div 0,5$

$q = 1,6 \cdot 10^3 \div 1,6 \cdot 10^6 \frac{\text{А} \cdot \text{о}}{\text{м}}$ қийматларда, шунингдек 12 м узунликдаги қувурда ҳам бажарилганда $6 + 8\%$ дан хатолик ошмаган.

§ 2.4. Энергия тежашда иссиқлик бериш коэффициентига таъсир қиладиган факторларни тавсифлаш

2.4.3. Буғ ўта иситилган бўлса ва буғ таркибида конденсацияланмайдиган газ мавжуд бўлганда.

2.4.4. Буғни ҳаракат йўналиши тезлигининг ва иссиқлик алмаштирувчи сиртнинг шаклини жойлаштиришга қараб.

Конденсацияланган буғ билан сирт орасидаги иссиқлик бериш коэффициенти α буғнинг ҳарорати, сиртнинг тозаллиги, буғда мавжуд бўлган бошқа газ заррачаларининг миқдори, буғнинг ҳаракат йўналиши ва тозаллиги сиртнинг жойланиши ва бошқа факторларга боғлиқ.

1) Буғ ўта иситилган бўлса, яъни буғнинг ҳарорати тўйинган буғ ҳароратидан катта бўлганда буғ девор сиртига текканида (агар девор сиртининг ҳароратидан кичик бўлса) конденсацияланади. Лекин деворга яқин буғ конденсацияланади. Девор сиртидан узок жойларда эса буғ ўта иситилган ҳолатда қолиши мумкин.

Ўта иситилган буғда ўта иситиш иссиқлиги $q'' = i''_i - i''_T \frac{a}{\epsilon \alpha}$ конденсация вақтида деворга берилишини ҳисобга олиш лозим ва буғланиш бўлганлиги учун ўта иситилган буғ

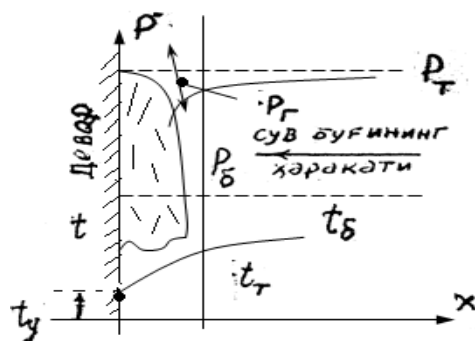
конденсация вақтидаги α_y -қиймати тўйинган буғда бўлган ҳолга нисбатан бироз каттароқ. $\alpha_y - \alpha_T$ катталиқ амалий ҳисоблашларда кичик миқдор деб ҳисобга олинмайди.

2) Сирт ҳолатига ҳам α боғлиқ. Агар сирт силлиқ эмас дағур-буғур бўлса чегаравий қатлам қалинлиги, демак, термик қаршилик ҳам ўзгаради. Натижада α ҳам ўзгаради. α ўзгариши сиртни бошқа оксидлар билан қопланган бўлса ҳам содир бўлади. Агар сиртда чуқурчалар ва қавариқлар такрорланиб турса конденсат планка қатламининг ҳаракати ҳам тўлқинсимон бўлиши мумкин.

3) Буғ таркибида конденсацияланмайдиган газ мавжуд бўлганда α сезиларли даражада ўзгаради (камаяди). Ҳақиқатан, агар сув бўғи ва ҳаво бўлса p_T тўлиқ босим Дальтон қонунига мувофиқ $p_T = p_a + \delta_a$ га тенг.

Буғ ва газни парциал босимлари δ_a ва δ_A бўлса бу катталиқлар қўйидагича ўзгаради.

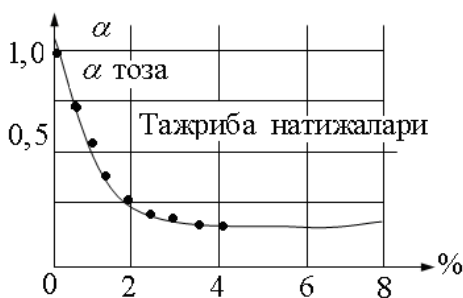
Газ молекулалари девор сиртига тегиб айирмалари деворга ёпишади ва бошқа газ молекулаларини ҳам девор яқинида тўплайди.



7-расм.

Натижада сирт яқинида газни парциал δ_A босими ошади. Тўлиқ p_T босим доимий қолиши учун p_T қанчагача ошса δ_a буғ босими шунчагача камайиши лозим. Натижада сув буғининг сиртида буғ конденсацияланади, ҳаво конденсацияси бўлмайди. (7-расм). Буғни девор сиртига келиши секинлашади, ёки бошқача айтилганда, буғ молекулалари ҳаво молекулалари орасидан диффузияланиб сиртга яқинлашиши лозим. Буғ молекулаларини сиртига яқинлашиши қийинлашади, қўшимча термик қаршилик ҳосил бўлгандек ходиса бўладики, бунинг оқибатида α камаяди.

Ҳаво концентрациясига нисбий иссиқлик ўтказувчанлик коэффицентини ўзгариши 8-расмда тасвирланган. Расмда буғ таркибидаги ҳаво концентрацияси фоиз ҳисобида абсцисса ўқида ҳақиқий α ни $\alpha_{\delta\delta\alpha}$ —ҳаво бўлмаганда соф буғ бўлгандаги қийматига бўлган нисбатини ордината ўқида қўйилган.



8-расм.

Аниқловчи ҳароратлар фарқи $t_o - t_g$ қийматига асосланган расмда кўринадик, ҳаво концентрацияга ҳатто 1% бўлганда α нинг қиймати 60% камаяди. Шунинг учун саноат конденсаторларида ҳаво доим сўриб олинади.

4) Буғни ҳаракат йўналиши ва тозалигининг миқдори ҳам α қийматига фаол таъсир қилади:

Юқорида келтирилган боғланишлар буғнинг тезлиги жуда ҳам кичик ёки буғ тинч бўлган ҳолда тўғридир. Оқим тезлиги сезиларли қийматга эга бўлганда оқим конденсат пленкасини ҳаракатига таъсир кўрсатади. Оқим ва пленкадаги суюқлик ҳаракат йўналишлари бир хил бўлганда конденсат тезлиги ошади, оқим ва пленкадаги суюқлик тезлиги ўзаро тескари йўналган бўлса конденсат тезлиги камаяди. Конденсат тезлиги ошганда пленка қалинлиги камаяди ва α ошади, конденсат тезлиги камайганда пленка қалинлиги юқалашади ва α камаяди. Лекин бу ҳодиса буғнинг динамик таъсири оғирлик кучининг таъсиридан катта бўлгунча давом этади ва бундан кейин яъни буғ юқорига катта тезлик билан ҳаракат қилганига пленка юқорига томон ҳаракатланиб ва ҳатто сиртдан ажралиб қолиши ҳам мумкин бўлади. Шундай ҳодиса бўлганда α яна ортади.

5) Иссиқлик алмаштирувчи сиртнинг шакли ва буғга нисбатан жойлаштирилиши ҳам α қийматига таъсир қилади.

Сиртни силлиқлик даражаси ўзгарганда пленка қалинлиги ўзгаради ва α ҳам ўзгаради. Сиртнинг қавариқ жойларида α ошади ботиқ жойларида α камаяди, чунки сиртининг эгрилик радиуси ўзгариши билан пленка қалинлиги ҳам ўзгаради. Айтилгандан ташқари, конденсат пленка қалинлиги сиртни оқим йўналишига нисбатан қандай бурчак остида туриш вазиятига ҳам боғлиқ. Сирт текислигига ўтказилган нормал оқим йўналишига параллел бўлганда α энг катта қийматига эришади [4,18].

§ 2.5. Энергия тежамкор жараёнларни гидродинамик ўхшашликнинг асосий мезонлари орқали тавсифлаш

Бирор жисмни ёки жисмлар системасини, айланиб оқаётган суюқлик оқимини кўрайлик. Бу система билан бир қаторда, бошқа суюқликлар айланиб оқаётган чексиз кўп ўхшаш ёки ўхшаш жойлашган жисмларни киритиш мумкин. Икки оқимнинг гидродинамик ўхшаш бўлиши учун оқимларнинг параметрлари ва суюқликларнинг хусусиятларини характерловчи доимийлар (зичлик, қовушоқлик ва бошқалар) қандай шартларни қаноатлантириши керак? Агар ўхшашлик мавжуд бўлса, биринчи жисмлар системаси учун оқим манзарасини билган ҳолда, бошқа геометрик ўхшаш жисмлар системаси учун суюқликнинг оқишини олдиндан бир қийматли айтиб бериш мумкин бўлади. Бу кemasозликда ва самолётсозликда муҳим аҳамиятга эга. Реал кема ёки самолётлар ўрнига уларнинг кичрайтирилган геометрик ўхшаш моделлари синовдан ўтказилади, сўнгра қайта ҳисоблаш йўли билан реал системаларга оид ҳулосалар чиқарилади. Қўйилган масалани ечишнинг энг содда усулини ўлчамликлар назарияси беради.

Масалани умумий кўринишда текшираамиз. Суюқликнинг ўхшаш жойлашган нуқталари учун r - радиус-вектор ва ϑ -тезлик, η -характерли ўлчов, ϑ_0 - оқимнинг характерли тезлиги (масалан, у суюқликнинг шундай тезлигики, суюқлик “чексизликдан” текширилаётган жисмлар системасига ана шу тезлик билан етиб келади) бўлсин. Суюқликнинг хусусиятлари унинг зичлиги ρ , қовушоқлиги η ва сиқилувчанлиги билан характерланади. Сиқилувчанлик ўрнига товушнинг берилган суюқликдаги тарқалиш тезлигидан фойдаланиш мумкин. агар оғирлик кучи муҳим роль ўйнаса, у эркин тушиш тезланиши g билан характерланади. Агар оқиш стационар бўлмаса, у ҳолда бирор характерли τ вақт киритиш керакки, у вақт давомида оқиш сезиларли даражада ўзгаради. Ҳаракат тенгламалари мавжуд бўлиши муносабати билан: $v, \vartheta_0, r, l, \rho, \eta, c, g, \tau$ катталиклар орасида функционал боғланиш бўлиши керак. Улардан олтита эрки

ўлчамсиз комбинациялар тузиш мумкин. Буларга $\nu/\nu_0, r/l$ нисбатлар ва қуйидаги тўртта ўлчамсиз сонлар киради:

$$\text{Re} = \frac{\rho l \nu_0}{\eta_0} = \frac{l \nu_0}{\nu} \quad (2-54); \quad \text{Fr} = \frac{\nu_0^2}{gl} \quad (2-55);$$

$$M = \frac{\nu_0}{c} \quad (2-56); \quad \text{St} = \frac{\nu_0}{l} \quad (2-57)$$

Ўлчамлик қондасига мувофиқ бу ўлчамсиз комбинациялардан бири қолганларининг функцияси бўлиши керак, масалан,

$$\frac{\nu}{g_0} = f\left(\frac{r}{l}, \text{Re}, \text{Fr}, M, \text{St}\right) \quad (2-58) \quad \text{ёки} \quad \nu = \nu_0 f\left(\frac{r}{l}, \text{Re}, \text{Fr}, M, \text{St}\right) \quad (2-59)$$

Агар юқорида келтирилган олтига ўлчамсиз комбинациялардан бештаси иккита оқим учун бир хил бўлса, олтинчиси ҳам бир хил бўлади. Бу – оқимлар ўхшашлигининг умумий қонунидир, оқимларнинг ўзи эса механик ёки гидродинамик ўхшаш деб аталади.

(2-54) катталик Рейнольдс (1842-1912) сони деб аталади, (2-55) – Фруд сони, (2-56) – Мах сони, (2-57) – Струхаль сони деб аталади.

Мах ва Струхаль сонларининг физик маъноси изох талаб қилмайди. Рейнольдс ва Фруд сонларининг физик маъноси устида муфассалроқ тўхталиш зарур. Шунинг билан бирга ўз-ўзидан равшан бўлиб қоладики, бу сонларнинг иккаласи ҳам ўлчамсиздир. Рейнольдс сони, ўз тартиби бўйича, суюқлик кинетик энергиясининг характерли узунликда қовушоқлик кучларининг бажарган иши туфайли йўқотилган кинетик энергияга нисбатига тўғри келади. Ҳақиқатан, суюқликнинг кинетик энергияси $K = \frac{1}{2} \cdot \rho g_0^2 l^3$. Қовушоқлик кучланиши $\eta g_0 / l$ ни характерли l^2 юзга кўпайтириб, қовушоқлик кучини топамиз. Бундан $\eta g_0 l$ келиб чиқади. Бу кучнинг характерли узунликка кўпайтмаси, ўз тартиби бўйича, қовушоқлик кучларининг ишини аниқлайди:

$A \sim \eta g_0 l^2$ К кинетик энергиянинг А ишга нисбати $\frac{K}{A} \sim \frac{\rho l g_0}{\eta}$ бўлади, бу эса Рейнольдс

сонидир. Шундай қилиб, *Рейнольдс сони суюқликнинг инерцияси билан қовушоқлигининг оқимдаги нисбий ролларини аниқлайди. Рейнольдс сони катта бўлганда – инерция, кичик бўлганда эса қовушоқлик асосий роль ўйнайди* [4,12,13,18].

Рейнольдс сони тамомила аниқ топилган эмас, албатта, чунки унинг ифодасида характерли узунлик ва характерли тезлик қатнашади, уларнинг ўзи эса аниқ топилган эмас. Бу сон ўхшашлик қонунидаги, ҳамма бошқа ўлчамсиз сонлар каби, ўз катталигининг тартиби бўйича аниқланган холос. Агар жисмнинг турли йўналишлардаги ўлчовлари тахминан бир хил бўлса, катта ноаниқлик вужудга келмайди. Агар бундай бўлмаса, характерли узунлик сифатида ҳар хил катталиклар олиниши ва улар бир-биридан анча фарқ қилиши мумкин. масалан, суюқлик труба бўйича оқаётганда характерли узунлик учун трубанинг узунлиги, унинг радиуси ёки бирор оралик катталик олиниши мумкин. буларга тегишли Рейнольдс сонлари кўп тартибга фарқланишлари мумкин. Бу сонлардан қайси бирини олиш, қўйилган масалага боғлиқ. Чунончи, гидродинамикада (2-62) шарт келтириб чиқарилган эдики, уни бажаришда қовушоқлик кучларини ҳисобга олмаслик

мумкин, агар характерли узунлик учун $\frac{1}{16} \frac{R^2}{l}$ қабул қилинса, (2-62) формуланинг чап

томонида турган катталикни Рейнольдс сони деб қараш мумкин. Ана шу ҳолда характерли ўлчов трубанинг узунлигига ҳам, унинг радиусига ҳам боғлиқ. Бундай танлаш натижасида (2-62) шарт фақат геометрик ўхшаш думалоқ (яъни ўзгармас R/l нисбатли) трубалар учунгина эмас, балки ҳамма трубалар учун яроқли бўлиб чиқади. Агар труба узун бўлса ($1 \gg 16R$), етарли шартни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{g_0 R}{v} \gg 1, \quad (2-60)$$

яъни характерли узунлик учун R радиусни қабул қилиш мумкин. Аммо, (2-60) ўрнига $v_0 l / v$ шартни олсак, хатога йўл қўйган бўлар эдик.

Фруд сони Fr ҳам шунга ўхшаш маънога эга. У, ўз тартиби бўйича, суюқлик кинетик энергиясининг характерли узунликка тенг йўлда оғирлик кучининг бажарган иши туфайли вужудга келган кинетик энергия орттирмасига нисбатини аниқлайди. Фруд сони қанча катта бўлса, инерциянинг оғирликка нисбатан роли шунча катта бўлади ва аксинча.

Стационар оқимлар учун характерли вақт τ , u билан бирга Струхаль сони ҳам, чексизликка айланади. Шу сабабли бу сон (2-59) муносабатдан тушиб қолади. Сиқилмас суюқликларда Мах сони билан ҳам шунга ўхшаш хол бўлади ва сиқилмас суюқликлар учун Мах сони нолга айланади. Шундай қилиб, сиқилмас суюқликларнинг стационар оқими учун (2-59) муносабат қуйидагига айланади:

$$v = v_0 f\left(\frac{r}{l}, Re, Fr\right). \quad (2-61)$$

Агар Рейнольдс ва Фруд сонлари бир хил бўлса, бундай оқимлар ўхшашдир.

Бироқ шуни ҳам қайд қилиб ўтиш лозимки, агар моделларни синашда реал системалар ҳаракат қилиш лозим бўлган суюқликнинг худди ўзи ишлатилса, Рейнольдс ва Фруд ўхшашлик критерийлари бир вақтда бажарилмайди. Ҳақиқатан, бу критерийларни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{l_1 v_1}{\nu_1} = \frac{l_2 v_2}{\nu_2}, \quad \frac{v_1^2}{l_1 g_1} = \frac{v_2^2}{l_2 g_2};$$

бунда индекс 1 реал жисмлар ситемасига, индекс 2 эса унинг кичрайтирилган ёки катталаштирилган моделига тегишлидир. Бу муносабатларни кўпайтириб, қуйидаги натижани оламиз:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{g_1}{g_2} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^3 = \left(\frac{g_2}{g_1} \right)^{1/2} \left(\frac{l_1}{l_2} \right)^{3/2}. \quad (2-62)$$

Эркин тушиш тезланиши g нинг вариацияланиши принципиал жихатдан мумкин, лекин амалий жихатдан реал эмас. Аммо g бир хил бўлганда ҳам иккала ўхшашлик критерийсини қаноатлантириш принципиал жихатдан мумкин. Бунинг учун кинематик қовушоқлиги турлича бўлган (2-62) муносабатни қаноатлантирувчи суюқликларни ишлатиш керак. Кўпчилик ҳолларда бу қарийб мумкин эмас. Моделлар билан синов ўтказишда амалда фақат битта ўхшашлик критерийси бажарилиши мумкин: ё Рейнольдс, ё Фруд критерийси. Баъзи ҳолларда шу етарлидир. Фараз қилайлик, маслаан, Рейнольдс сони жуда катта, Фруд сони эса катта эмас ёки тартиби бўйича бирга яқин. У ҳолда суюқликнинг ҳаракати асосан инерция ва оғирлик билан аниқланади. Рейнольдс сонининг вариациялари унга кам таъсир кўрсатади. Бу ҳолда оқимнинг ўхшашлиги учун фақат *Фруд критерийси* бажарилиши зарур. Аксинча, Рейнольдс сони кичик бўлганда ва Фруд сони катта бўлганда инерция билан қовушоқлик ҳал қилувчи роль ўйнайди; оғирликнинг таъсири сезиларсиз. *Рейнольдс сонлари тенг бўлганда ўхшашлик мавжуд бўлади.*

Самолётнинг учиб вақтидаги ҳолатини текшириш, масалан, унга таъсир қилаётган кучларни аниқлаш учун самолётнинг моделини аэродинамик труба ичига жойлаштирилади ва труба ичида ҳавонинг текис оқими ҳосил қилинади. Бу усул асосида ётган нисбийлик принципага кўра ходисанинг бориши фақат самолёт билан ҳавонинг нисбий ҳаракатигагина боғлиқ бўлиши мумкин. Ҳозирги замондаги аэродинамик трубалар бахайбат иншоотлар бўлиб, уларда ҳавонинг тезлигини секундига юзлаб метргача етказиш мумкин. Синовдан ўтказиладиган моделнинг ўлчовларини жуда ҳам кичрайтириб юбориш мумкин эмас, бунинг сабаби бундай. Аэродинамик ўхшашликни сақлаш учун Рейнольдс сони, яъни $Re = \rho l / \nu$ бўлиши зарур. Шу сабабли моделнинг ўлчовлари бир неча марта

кичрайтирилганда оқимнинг тезлиги шунча марта катталаштириши керак. Аммо катта тезликларда хавонинг сиқилувчанлиги муҳим роль ўйнай бошлайди ва аэродинамик ўхшашликни бузади. Шунинг учун замонавий авиацияни қизиқтирувчи катта тезликларда ё натурал катталиқдаги (реал самолётнинг ўз катталигидаги), ё бир озгина кичрайтирилган моделлардан фойдаланишга тўғри келади. Ана шу боисдан аэродинамик трубаларнинг ичига самолётнинг айрим қисмларини ёки хатто бутун самолётларни жойлаштириш мумкин бўлсин учун, трубаларнинг кесими жуда катта бўлиши керак. Бу қийинчиликни бартараф қилиш учун аэродинамик трубаларни герметик қилиб, принципда, хавонинг зичлигини ошириш йўлини тутиш ҳам мумкин. Гап шундаки, газларнинг динамик қовушқоқлиги η газ зичлигига амалда боғлиқ эмас (берилган температурада) ва шу сабабли кинематик қовушқоқлик $\nu = \eta / \rho$ зичликка тескари пропорционалдир. ρ зичликни ошириш йўли билан анчагина кичрайтирилган моделлар учун ҳам, оқимнинг ν тезлигини унчалик оширмаган ҳолда ва хатто уни ўзгартирмаган ҳолда, аэродинамик ўхшашликни сақлаш мумкин. Герметик аэродинамик трубаларни қуриш жуда мушкул бўлишига қарамай, ҳар ҳолда бу усул амалда татбиқ қилинади. Оқим тезлиги товуш тезлигига яқинлашганда ёки ундан ошганда бу усул қийинчиликларни бартараф қилмайди, албатта, чунки бу ҳолда аэродинамик ўхшашликни сақлаш учун фақат Рейнольдс сонларининггина эмас, балки Мах сонларининг ҳам тенг бўлиши талаб қилинади.

§ 2.6. Иссиқлик кўчиш ҳодисаларини ёки жараёнларини ўқитишда айрим технологик усуллар

Газнинг мувозанат ҳолатига ўтишда унда молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимотининг қарор топиши ҳамма вақт масса, импульс ва энергиянинг йўналиши кўчиш билан боғлиқ бўлади. Газда масса, импульс ва энергиянинг йўналиши кўчиши процесслари кўчиш ҳодисалари деб аталади.

Ҳар бир конкрет ҳолда кўчиш ҳодисалари, берилган мувозанатсиз ҳолатдан ўринли бўладиган, молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимотидан четланишлари билан аниқланади.

Кўчиш ҳодисаларининг аниқ ҳисоблаш методлари етарлича мураккаб, шунинг учун келгусида бу ҳодисаларга ҳос бўлган асосий қонуниятларни очишга имкон берувчи тақрибий ҳисоблашлар билан чегараланиш мумкин.

Кўчиш ҳодисаларига газларнинг ички ишқаланиши ёки қовушқоқлиги, иссиқлик ўтказувчанлиги ва диффузияси киради. Қовушқоқлик молекулалар импульсининг, иссиқлик ўтказувчанлик кинетик энергиясининг ва диффузия-массасининг кўчиши туфайли ҳосил бўлади [12,17,18].

Суюқликларда диффузия коэффиенти, юқорида эслатилганидек, газлардагига қараганда юз мингларча марта кичик бўлади. Масалан; ош тузининг 100°C сувдаги диффузия коэффиенти:

$$\bar{A} = 1,08 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 / \text{с} = 0,93 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 / \text{с}$$

Қанднинг сувдаги диффузия коэффиенти ош тузининг кўрсатилган диффузия коэффиентидан деярли уч марта кичик. Водороднинг сувдаги диффузия коэффиенти энг катта бўлиб, тахминан $4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 / \text{с}$ га тенгдир (10°C).

Техникада диффузиядан доим ҳар хил моддаларни, масалан, хом лавлагидан, қандли химия саноатида, тери ишлайдиган моддаларни, буёқларни, хилма-хил моддаларни (чилий силитраси, ўювчи натрий ва хоказоларни) ажратиб олиш (экстракциялаш) учун фойдаланилади.

А.Эйнштейн (1905 йилда) Броун ҳаракати учун ўзи чиқарган тенгламадан фойдаланиб ва эриган модда молекулалари ҳаракатига Стокс қонунини тадбиқ этиб, суюқликлар диффузияси назариясини ривожлантиради. Эйнштейн қуйидаги формулани топди.

$$\ddot{A} = \frac{kT}{6 \ddot{I} \eta \cdot \ddot{\tau}};$$

Диффузия ҳодисаси қаттиқ жисмларда ҳам кузатилади. Масалан: Темирни кўмир билан бирга чўглантирилган вақтда кўмир темирга диффузияланади. Углероднинг темирга диффузияланиши ҳодисасидан цементациялаш (темир буюмларнинг сиртини углеродлаш) учун фойдаланилади.

Қаттиқ моддаларга диффузия коэффиценти суюқликлардагига қараганда 1000 000 марта кичик, шунинг учун қаттиқ жисмлардаги диффузия “асрли” процесс деб аталади.

Ҳақиқатан ҳам, иссиқлик ўтказувчанлик коэффицентини λ газнинг олиб ўтаётган иссиқлик миқдори оқимини билдиради.

ρc_p катталиқ эса газ ҳажм бирлигининг иссиқлик сифимига нисбати билан аниқланади. ($\Delta T = \Delta Q / c_p$).

Шунинг учун иссиқлик миқдори оқимининг иссиқлик сифимига нисбати, яъни $\frac{\lambda}{\rho c_p}$ катталиқ температура градиенти бирга тенг бўлгандаги температура оқими, яъни температура диффузияси коэффицентидир.

Айтилганлардан биз баён қилган кўчиш ҳодисаларини диффузия процесслари: модда диффузияси, температура диффузияси ва тезлик диффузияси деб талқин қилиш мумкин. Кўчиш коэффицентлари $\ddot{A}$, λ , η орасидаги юқорида келтирилган миқдорий муносабатлар шу билан тушунтирилади ва тажрибада тасдиқланади [23,24].

§ 2.7. Назарий ҳисоблашларни, тажрибада олинган натижаларни қайта тайёрлаш, тавсифлаш ва эмперик формулалар олишга доир

Назарий ҳисоблашлар, аниқланаётган натижалар (иссиқлик бериш коэффиценти, иссиқлик ўтказувчанлиги ва х.к.) орасидаги боғланишни характерловчи тажриба натижалари ва уларнинг аниқловчи факторлар жадвал график ёки тенглама (формула) кўринишида берилиши мумкин.

Агар жадвалда берилган натижалар ўлчаш натижалари билан мос тушса у ҳолда бошқа эксперимент маълумотлари билан таққослаш қулайроқ бўлади. Олинган натижаларни график кўринишида кўрсатиш иссиқлик физик катталиклар орасидаги боғланиш характерини яққол тасвирлайди. Олинган натижаларни формула кўринишида, яъни ундан амалда қўлланилишини осонлаштиради [4,5,8,9].

Агар формуланинг кўриниши олдиндан маълум бўлса (масалан: назарий тушунчалардан ёки олдиндан ўтказилган эксперимент натижаларидан), у ҳолда аппроксимация масаласи формула таркибига кирувчи коэффицентини аниқлашдан иборат бўлади, акс ҳолда, тажриба маълумотларига асосан формуладан топилади. Ундан кейин эса унга кирувчи коэффицентлар аниқланади. Бу усулда олинган формулаларга эмперик формулалар дейилади.

Энг яхши формулани топишни осонлаштириш учун тажриба маълумотларини график кўринишида ҳар хил функционал шкалаларда (логорифмик, яримлогорифмик анаморфазода ва хоказо) шаклда ифодалаш мақсадга мувофиқдир. Кўринишини аниқ бўлган формулалардаги коэффицентларни аниқлаш учун энг кичик квадратлар (э.к.к.у.) усулидан фойдаланилади. Формула таркибига кирувчи номаълум коэффицентларни, тажриба қийматлари натижаларини аппроксимловчи функция $y = y(x_k, a_0, a_1, \dots, a_m)$ қиймати аргумент x_k нинг мос қийматларида чекланиши квадрат йиғиндисининг минумуми шартидан аниқланади.

$$\sum_{k=1}^n \omega_k [y_k - y(x_k, a_0, a_1, \dots, a_m)]^2 = \min \quad (2-63)$$

бунда n $-x_k$, y_k жуфт кийматлар сони. m_1 - изланаётган $a_i (i = 1, 2, \dots, m; m \leq n)$ коэффицентлар сони. ω_k - k нуктада салмоқли (асосий), функция.

Агар y_k ни аниқлашнинг ўртача квадратик хатолиги берилган σ_k бўлса, у ҳолда салмоқли функция сифатида $\omega_k = 1/\sigma_k^2$ қабул қилинади, агар σ_k номаълум бўлса, унинг киймати сифатида $\sigma_k = \Delta k / 3$ деб олинади. Агар ўзгармас бўлган чегаравий нисбий хатолик δ берилган бўлса салмоқли функция сифатида $\sigma_k = \Delta k / 3$ деб олинади.

Агар ўзгармас бўлган чегаравий нисбий хатолик δ берилган бўлса салмоқли функция сифатида $\omega_k = 1/(\delta y_k)^2$ қабул қилинади. $\omega_1 = \omega_2 = \dots = \omega_n = \text{const}$ бўлганда номаълум коэффицентлар йиғинди минимуми шартидан аниқланади.

$$\sum_{k=1}^n \omega_k [y_k - y(x_k, a_0, a_1, \dots, a_m)]^2 = \min \quad (2-64)$$

(2-63) ва (2-64) йиғиндилар S билан белгиланади ва квадратик функциялар деб аталади. Энг кичик квадратлар усулининг намунавий ҳисоблаш схемаси қуйидаги босқичларни ўз ичига олади. Илк бор эмперик формуланинг кўриниши берилади.

$$y = y(x, a_0, a_1, \dots, a_m)$$

сўнгра квадратик функционал учун қуйидаги ифода ёзилади.

$$S = \sum_{k=1}^n \omega_k [y_k - y(x_k, a_0, a_1, \dots, a_m)]^2$$

нихоят S нинг минимум шартлари қуйидагича ёзилади.

$$\partial S / \partial a_0 = 0, \quad \partial S / \partial a_1 = 0, \dots, \partial S / \partial a_m = 0.$$

Ҳосил қилинган нормал тенгламалар системасидан a_i коэффицент аниқланади. Ҳисоблаш марказларида энг кичик квадратлар усули билан функцияни аппроксимациялаш учун стандарт дастурлар мавжуд бўлади. Агар изланаётган эмперик формула чизикли функциядан иборат бўлса, энг кичик квадратлар методларидан фойдаланиш янада соддалашади. Мисол учун лаборатория машғулотида ўлчаш натижаларини ишлаб чиқишнинг оралиқ босқичида $q_L / (T_1 - T_2) = f(T_1 - T_2)$ боғланишни олиш талаб этилсин. $X = T_1 - T_2$; $y = q_L / (T_1 - T_2)$ белгилаб, ўлчаш маълумотларидан олинган катталикларни x_k ва y_k лар билан ($k = 1, 2, 3, \dots, n$) ифодалаймиз (бунда $n=7$ тажриба нуқталарининг сони) ва кийматларини 2.1 жадвалга жойлаштирамиз.

2.1-жадвал

X_k	31,57	50,23	73,91	103,66	141,26	183,14	237,87
Y_k	0,0621	0,0649	0,0681	0,0716	0,0746	0,0808	0,0842

Масалани ечимини намуна схема бўйича келтирамиз.

1. Графикнинг тузилиши кўрсатадики тажрибадан олинган нуқталар тўғри чизикқа анча яқин жойлашган, шунинг учун формулани қуйидаги кўринишида ифодалаймиз.

$$y = a_0 + a_1 x$$

2. S - минимум шarti эса қуйидагича бўлади $\partial S / \partial a_0 = 0$; $\partial S / \partial a_1 = 0$.
3. Квадратик функционал ифода қуйидагича ёзилади:

$$S = \sum_{k=1}^7 \omega_k (y_k - a_0 - a_1 x_k)^2$$

4. m нинг нормал тенгламалар системасини ҳосил қиламиз ва ечимини топамиз.

$$\begin{aligned} \alpha_{00} a_0 + \alpha_{01} a_1 &= \beta_0 \quad \alpha_{00} = n_0; \quad \alpha_{01} = \sum x_k; \\ \alpha_{10} a_0 + \alpha_{11} a_1 &= \beta_1 \quad \alpha_{10} = \sum x_k, \quad \alpha_{11} = \sum x_k^2; \\ \beta_0 &= \sum y_k; \quad \beta_1 = \sum y_k \cdot x_k \end{aligned}$$

$$\beta_0 = 0,5063; \beta_1 = 63,04010; \alpha_{10} = \Sigma x_k$$

$$\text{Бизнинг ҳолда: } \alpha_{00} = 7; \alpha_{01} = 821,64; \alpha_{11} = 129804,5 \quad \beta_0 = 0,5063 \quad \beta_1 = 63,04010$$

$$\text{Белгилаш киритамиз: } \Delta = \begin{vmatrix} \alpha_{00} & \alpha_{01} \\ \alpha_{10} & \alpha_{11} \end{vmatrix}; \quad \Delta_0 = \begin{vmatrix} \beta_0 & \alpha_{01} \\ \beta_1 & \alpha_{11} \end{vmatrix}; \quad \Delta_1 = \begin{vmatrix} \alpha_{00} & \beta_0 \\ \alpha_{10} & \beta_1 \end{vmatrix};$$

Ҳисоблашни амалга ошириб $\Delta = 233539,3$; $\Delta_0 = 13923,75$; $\Delta_1 = 25,2844$ эkanлигини топамиз: номаълум коэффициентларни топамиз.

$$a_0 = \Delta_0 / \Delta = 0,59620; \quad a_1 = \Delta_1 / \Delta = 0,000108266.$$

Изланаётган боғланишни қуйидаги кўринишда ёзамиз.

$$\hat{o} = 0,059620 + 0,000108266 \tilde{O}_p$$

1. Функция қийматларига мос $\Delta y_k = y_k^{on} - y_k^p$ четланишларни ҳисоблаймиз. Бунда y_k^{on}, y_k^p лар - тажрибадан олинган ва формула ёрдамида ҳисобланган функция қиймати ҳамда 2.2 жадвалда $(\Delta y_k)^2$ ва $(\Delta y_k (y_k^{on})) \cdot 100$ қийматлардир.

2.2-жадвал

$\Delta y_k \cdot 10^{-2}$	-0,90	-0,016	0,048	0,6076	-0,031	0,135	-0,117
$(\Delta y_k)^2 \cdot 10^{-6}$	81,1	0,0256	0,2304	0,5776	0,0961	1,8225	1,3689
$\frac{\Delta y_k}{y_k^{on}} = 100\%$	-14,5	-0,246	0,705	1,06	-0,415	1,67	-1,39

2. Оғирлик бирлигига тўғри келадиган ўртача квадратик оғишини четланишини топамиз.

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{\Sigma (\Delta y_k)^2}{n-2}} = 0,0008109$$

3. Изланаётган коэффициентлар оғирлигини топамиз.

$$\omega a_0 = \Delta / \alpha_{11} = 1,79916,$$

$$\omega a_1 = \Delta / \alpha_{00} = 33362,75.$$

4. Ўртача квадратик қийматларни четлашиш коэффициентларини аниқлаймиз.

$$\sigma a_0 = \sigma_0 / \sqrt{\omega a_0} = 6,04 \cdot 10^{-4} \quad \sigma a_1 = \sigma_0 / \sqrt{\omega a_1} = 44,4 \cdot 10^{-6}$$

5. Топилган коэффициентларни сўнгги кўринишида ёзамиз.

$$a_0 = 0,0596 \pm 0,0006 \quad a_1 = 0,000108 \pm 0,000004.$$

Энг кичик квадратлар усулида аниқлик кичикроқ, лекин аппроксимловчи чизикли функциянинг коэффициентлари тез ва содда тортилган ип ва ўрталиқ методлари орқали аниқлаш топилади. Тортилган ип методининг моҳияти шундаки талаб этилган чизикли шундай ўтказиш керакки бу чизик ҳамма тажриба нуқталарига анча яқин жойлашсин. Бу тўғри чизикда ихтиёрий 2 та нуқта танлаб уларнинг координаталари аниқланади ва коэффициентларини аниқлаш учун 2 та содда тенглама тузилади. Ўртамиёна усул асосида тажриба нуқталарини кесишга ярим йиғиндисининг ўртача тўғри чизикдан оғишининг п-га тенглиги талаб этилсин. Агар n-тажриба нуқталарининг умумий сони: m-1-группадаги нуқталар сони $m = n/2$. Агар n-жуфт бўлса ва $m = (n+1)/r$; Агар n - тоқ сон бўлса $y = a + bx$ тенгламадаги изланаётган номаълум коэффициентлар a ва b лар қуйидагилар тенгламалар системасини ечиш орқали аниқланади.

$$\sum_{i=1}^m (y_i - a x_i - b) = 0$$

$$\sum_{i=m}^n (y_i - a x_i - b) = 0$$

Графикларни тузиш учун ҳар хил шкалалардан фойдаланиш мумкин. Энг тарқалган шкалалардан бири тики яъни ўзгармас бўлинмали ва ўзгармас масштабни шкалалардир. Одатда ҳамма текс масштабни шкалаларни координата ўқлари бўйича тенг деб қабул қилинади. Агар текс масштабни қўллаш мумкин бўлмаса унда у шундай топиладикли олинган графиклар ҳеч ҳам бунда кургазмали ва уларни аниқ ҳисоблаш шкаласига эга бўлсин. Функционал шкала масштаби маълум бир қонун асосида ўзгаради ва нотекис шкалани координаталарда графикларни чизиш, ўзгарувчиларни алмаштириш билан боғлиқдир. Ўзгарувчиларни алмаштиришнинг мақсадга мувофиқлиги шундан иборатки, баъзи ҳолларда коэффицентларини аниқлаш мураккаб бўлган тўғри чизиқ тенгламасида бошланғич ўзгарувчилар орасидаги мураккаб функционал боғланишлар шаклини алмаштириш мумкин. Координата ўқларида танланган масштабда функционал шкалани тузишда функция ифодаловчи ўзгарувчилар қийматлари қуйидаги лекин белгиларга эски (олдинги) ўзгарувчининг қийматлари қуйилади. Иссиқлик алмашилиши жараёнларини ўзгаришида логорифмик шкаладан фойдаланиш қулайдир. Бу шкала ёрдамида кўрсаткичли ва даражали функцияларни «тўғрилаш» мумкин ва эмперик формулалардаги коэффицентларни аниқлаш масаласини соддалаштиради. $y = a e^{ax}$ кўрсаткичли функция берилган бўлсин. Бу функцияни логарифлаймиз ва $y = \lg y$; $A = \lg a$, $B = b \lg e$ белгилаймиз натижада тўғри чизиқ тенгламаси ҳосил бўлади $y = A + Bx$.

Агар Оу ўқдан логорифмик шкала учун Ох текис (ярим логорифмик) сетка туширилади. Шкала сифатида фойдалансак, у ҳолда бу функция тўғри чизиқни ифолайди. Ўзгармас катталиқ В координаталари $(X_1; Y_1)$ ва $(X_2; Y_2)$ бўлган 2 нуқта ораси аниқланади ва шу тўғри чизиқ билан қуйидагича боғланади.

$$B = (Y_2 - Y_1) / (X_2 - X_1)$$

Иккинчи ўзгармас катталиқни $\hat{A} = \hat{O}_1 - \hat{A}_{\hat{O}_1}$ типдаги тенгламадан топамиз: энди $y = ax^a$ даражали функция берилган бўлсин. Функцияни логарифлаймиз ва $\hat{a} = \lg y$ $A = \lg a$ $x = \lg x$ деб белгилаймиз у вақтда тўғри чизиқ тенгламасини ҳосил қиламиз [5,6,18,21,22].

$$\hat{O} = \hat{A} + \hat{A}_{\hat{O}}.$$

Агар Оу ҳамда Ох ўқлари учун логорифмик шкаладан фойдалансак графикда функция тўғри чизиқни ифодалайди. Графикларни чизишда логорифмик қоғоздан фойдаланилади. (олдиндан логорифмик ва ярим логорифмик сетка чизилган қоғоз) функция ва аргументини қийматларини логорифимлаш зарурияти бўлмайди. Яъни тажриба нуқталарининг координаталари аргументининг 1 дан 10 гача қийматлари логорифмик шкала узунлигига модуль деб аталади. Ҳар бир модульнинг бошидан охиригача ҳамма белгилар орасидаги масофаларда тўлиқ такрорланиши ўринли бўлганлиги учун ихтиёрий миқдоридаги сонда логорифмик сетка тузиш мумкин.

Мисол учун лаборатория машғулотида олиб борилган ўлчаш натижаларини тайёрлаб Re ва Nu_{∞} қийматларини 2.3-жадвалга киритамиз.

2.3 жадвал

Re	7200	8050	11300	15600	18000	21200	26700	34800
Nu_{∞}	20,1	25,7	31,7	36,6	38,2	56,3	64,6	76,0

Олинган маълумотларга асосан трубадан ҳаво оқаётганда оқимнинг стабиллашган соҳаси учун ва иссиқлик алмашилиши жараёнида иссиқлик беришни ифодаловчи эмперик формула чиқариш талаб этилсин. Эмперик формуланинг кўринишини аниқлаш учун 2.3-жадвалда келтирилган тажриба нуқталарни координаталари билан логорифмик

қоғозга туширамиз натижада олинган график, логорифимик координаталарда тажриба нукталари тўғри чизик билан ифодаланиши мумкин.

$$Nu_{\infty} = c Re^n$$

Ўзгармас катталиклар c ва n лар бир нечта усулда аниқланиши мумкин. агар тортилган ип усулидан фойдалансак, унда n аниқлаш учун тўғри чизик бурчагининг тангенисини топиш керак бўлади.

§ 2.8. Ўлчашларнинг хатоликлари.

1. Ўлчаш хатоликлари ҳақида умумий маълумотлар.

Ўлчаш – техник воситалар ёрдамида тажриба йўли билан олинган физик катталикларни қийматини топиш. Ўлчаш воситалари ва ўлчаш воситалари ва ўлчаш услублари етарли даражада такомиллашмаганлиги, ўлчаш шароитлари доимий бўлмаганлиги, туқайли ҳар қандан катталикни ўлчаш натижасида ҳақиқий ўлчами эмас балки тақрибий ўлчами олинади. Ўлчаш натижасининг ҳақиқийлик даражаси тўғрисида савол туғилади, шунинг учун ўлчаш аниқлигини баҳолаш ҳар қандай экспериментнинг ажралмас қисми бўлиб ҳисобланади.

Ўлчашлар икки турда бўлади: бевосита ва билвосита (косвенн). Ўлчаш қийматининг ҳақиқий ўлчамидан четланиши ўлчашнинг хатолиги деб айтилади. Ўлчаш хатолиги ўлчанаётган катталикнинг бирлигларида белгиланган бўлса, бундай хатоликни абсолют ўлчаш хатолиги деб номланади.

Бошқача қилиб айтганда, абсолют ўлчаш хатолиги деб ўлчашда олинган натижа ва ҳақиқий ўлчашларнинг айирмасига айтилади. Лекин ҳақиқий ўлчаш амалиётда номаълум бўлади. Шунинг учун абсолют хатоликни тақрибий баҳолаш мумкин.

Ўлчашнинг нисбий хатолиги – бу ўлчамнинг абсолют хатолигининг ўлчамнинг ҳақиқий қийматига нисбати.

Ўлчашнинг системали хатолиги – бир хил миқдорликни бир неча марта ўлчаганда келиб чиқади.

Ўлчашнинг тасодиффий хатолиги – катталикни бир неча марта ўлчаганда тасодиффий келиб чиқади. Бу хатоликни камайтириш йўли – кўп марта шу катталикни тажрибада ўлчаш, кейин ўрта арифметик қийматини топиш керак. Ўлчашни бажаришда фойдаланадиган техник қурилмаларини – ўлчаш воситаси деб айтилади. Ўлчаш воситаларига қуйидагилар киради: ўлчовлар, ўлчаш ўзгарткичлари ўлчаш асбоблари, ёрдамчи ўлчаш воситалари.

Ўлчовлар – физик катталикни берилган ўлчамини қайта тиклаш учун қўлланиладиган техник воситасига айтилади.

Ўлчаш ўзгарткичлари – бу ўлчанадиган физик катталикни ўлчаш механизмига таъсир этувчи катталикка айлантириб берадиган асбоб.

Ўлчагич асбоб – ўлчамни кузатаётган одам учун қулай кўринишда ўлчанаётган катталикларни қайта тиклаб беради.

Ёрдамчи ўлчаш воситаси – биронта ўлчаш асбобига таъсир этувчи ўлчаш жараёнида ёки ўша асбобни текширишда ишлатиладиган восита.

Ўлчаш воситаси аниқлиги – бу ўлчаш воситасининг сифати, бўлиб унинг хатолик даражаси нольга яқиндир.

Ўлчаш воситаси аниқлик синфи – ўлчаш воситасининг умумлаштирилган тасифномаси, асосан ва ёрдамчи рухсат этилган хатолик аниқлиги, ҳақида ўлчаш воситаларига стандарт асосида қуйилган аниқлик даражасини белгиловчи қийматдир.

Ўлчаш воситаларнинг метрологик тавсифномасида рухсат этилган чегарада асосий ва ёрдамчи хатоликлар ўрнатилади улар ҳақида киритилган, нисбий ёки абсолют хатоликлардир.

Рухсат этилган асосий абсолют хатолик Δ қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$\Delta = {}^+_{-} \alpha \quad \text{ёки} \quad \Delta = {}^+_{-} (\alpha + \hat{a}\delta)$$

бу ерда x - ўлчанадиган катталикнинг қиймати;
 $\alpha, \hat{a}$ - x қийматига боғлиқ бўлмаган мусбат сонлар.

γ - келтирилган рухсат этилган хатолик чегараси фоизларда ифодаланади:

$$\gamma = \Delta / X_N = {}^+_{-} p,$$

бу ерда: X_N - Δ нинг бирликларида ифодаланган нормалантирувчи қиймат; p - қуйидаги қатордан олинадиган мусбат сон:

$1 \cdot 10^{-n}; 5 \cdot 10^{-n}; (1,6 \cdot 10^{-n}); (2 \cdot 10^{-n}); 2,5 \cdot 10^{-n}; (3 \cdot 10^{-n}); 4 \cdot 10^{-n}; 5 \cdot 10^{-n}; 6 \cdot 10^{-n}; n = 1, 0 = 1; -2;$ ва унга ўхшаш.

Асосий хатоликнинг рухсат этилган δ (чегараси) қуйидагича ифодаланади:

$$\delta = \Delta / x = \pm q$$

агар $\Delta = \pm \alpha$ формула билан ифодаланган бўлса; ва $\delta = \pm [c + d([x_k / x - 1] - 1)]$, тенг бўлади, агар $\Delta = \pm (\alpha + \hat{a}x)$, тенг бўлса, бу ерда x_k - модуль бўйича энг катта ўлчов чегараси $\tilde{N}$ ва d - айтиб ўтилган қатордан олинадиган мусбат сонлар.

Рухсат этилган хатоликларнинг чегаралари икки рақамли сонлар билан ифодаланади, шунда хатоликларни яхлитлаш 5% ошмасдан керак.

1-мисол. Юқори чегараси 30 В, аниқлик синфи 0,5 бўлган вольтметр билан экспериментал қурилмада иситгич кучланиши ўлчанмоқда. Вольтметрнинг асосий абсолют хатоликнинг рухсат этилган чегаралари топилсин.

Бизда ўлчаш воситасининг аниқлик синфи аниқ, шунинг учун ёзиш мумкин:

$$\Delta = \pm \delta X_N / 100 \quad K = \delta = 0,5, \quad X_N = 30 \text{ В}, \quad \text{демак; } \Delta = \pm \frac{0,5 \cdot 30}{100} = {}^+_{-} 0,15 \text{ В}$$

2-мисол. Цифрали вольтметр $\phi 220 / I$ билан кучланиш ўлчанмоқда. Вольтметрнинг асосий абсолют хатоликнинг рухсат этилган чегаралари топилсин. Вольтметр кучланишни 0,551В деб кўрсатмоқда.

$\phi 220 / I$ вольтметрлар ўлчаш чегаралари 0,1 – 0,999 В гача бўлади.

$\phi 220 / I$ - ўлчаш воситаларнинг асосий хатоликлари қуйидаги формула билан топса бўлади:

$$\delta = 1,0 + 0,5(X_k / X - 1),$$

бу ерда X_k - ўлчаш чегаранинг юқори қиймати (0,999), X - вольтметр кўрсатаётган кучланиш. Демак:

$$\delta = 1,0 + 0,5\left(\frac{0,999}{0,551} - 1\right) = 1,4\%$$

Шунинг учун асосий хатоликнинг рухсат этилган чегаралари қуйидагича топилади:

$$\Delta = \pm \frac{\delta x}{100} = \pm \frac{1,4 \cdot 0,551}{100} = \pm 0,008 \text{ В}.$$

§ 2.9. Энергия тежамкор жараёнларда сув сирти юзаси билан ҳаво орасида иссиқлик масса алмашинувининг техник масаласини қўйилиши ва ечими

Бинологнинг ҳарорат-намлик режимини таъминлаш учун температураси $t = 30^\circ \text{C}$ ли сувнинг юзасидан, ҳаво $\omega_1 = 3,1$ м/с тезлигида ҳаракатланаётганда сув сиртидан узокроқ ҳавонинг температураси $t = 20^\circ \text{C}$, нисбий намлиги $\varphi = 0,35$ бўлганда, сув сиртининг узунлиги бўйича ҳаво йўналишида $\ell = 0,1 \text{ м}$, деб 1 м^2 юзада 1 секундта буғланадиган сувни ҳажмининг миқдорини (G_ω) ни аниқлаш масаласи қўйилган [19,20].

Масалани масса алмашинув ўхшашлик тенгламаси ёрдамида ечамиз. Сувни ҳавога диффузия коэффицентини ҳисоблаш учун қуйидаги ифодадан фойдаланамиз

$$D = 2,31 \cdot 10^{-5} (P_0 / P) (T / T_0)^{1,81},$$

бу ерда $P_0 = 98$ кПа: p – берилган шартда ҳаво босими, кПа; T – берилган шартда ҳавони температураси, К: $T_0 = 273$ К. Ечиш. Ҳаво оқими учун Рейнольдс мезонини ҳисоблаймиз.

$$Re_g = \omega \ell / \nu = 3,1 \cdot 0,1 / 15,06 \cdot 10^{-5} = 20600,$$

бу ерда $\nu = 15,06 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$.

Шундай қилиб ҳавони ҳаракатланиши чекланган қатламда сув юзасида ламинар ($Re_b < 10^5$), шунга ўхшаш тенгламани тавсифлаб иссиқлик алмашинуви жараёни ифодаси қуйидаги кўринишни олади

$$Nu_b = 0,66 Re_b^{0,5} \cdot Pr_b^{0,33}.$$

Бу ҳолда масса алмашинуви жараёни аналогик тенглама ёрдамида аниқланади

$$Nu_g = 0,66 Re_b^{0,5} \cdot Pr_g^{0,33},$$

бу ерда $Nu_g = \beta \ell / D$; $Pr_g = \vartheta / D$.

Диффузия коэффициенти қуйидагига тенг бўлди,

$$D = 2,31 \cdot 10^{-5} \frac{98}{98} \left(\frac{293}{273} \right)^{1,81} = 2,63 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 / \text{с}.$$

Прандтль ва Нуссельт мезонларини диффузия жараёни учун аниқладик;

$$Pr_g = \frac{15,06 \cdot 10^{-6}}{2,63 \cdot 10^{-5}} = 0,575.$$

$$Nu = 0,66 \cdot 20600^{0,5} \cdot 0,575^{0,33} \cdot 3 = 71,6.$$

Масса алмашинуви коэффициенти иссиқлик бериш аналогияси бўйича

$$\beta = \frac{Nu_g D}{\ell} = \frac{78,6 \cdot 2,63 \cdot 10^{-5}}{0,1} = 2,07 \cdot 10^{-2} \text{ ÷ } \ddot{n} \text{ га тенг бўлди.}$$

1 м^2 сув юзасидан буғланган сув миқдори қуйидаги ифода бўйича аниқланди.

$$G \omega = \beta (\ell'' - \ell) = \beta \left(\frac{P_{\text{п}}''}{R_{\text{п}} T_{\omega}} - \frac{P_{\text{п}}}{R_{\text{п}} T_{\text{в}}} \right).$$

Бу ерда тўйинган сув буғининг абсолют намликлари ℓ'', ℓ – бўлиб, мос равишда сув сирти юзасидаги ҳавода, ва сув сиртидан узоқроқдаги ҳавода, $\text{кг}/\text{м}^3$: D_i'', D_i – тўйинган сув буғининг парциал босими, сув сиртига тегишли ҳавода сув юзасидан узоқлашган ҳавода, Па: $R_{\text{п}}$ – солиштира газ доимийси сув буғи учун $Dж / (\text{кг} \cdot \text{К}) = 8314 / 18 Dж / (\text{кг} \cdot \text{К})$.

Маълумки $t = 15^\circ \text{C}$ да тўйинган сув буғининг босими $P_{\text{п}}'' = 1,17$ кПа га, $t = 20^\circ \text{C}$ да эса $P_{\text{п.в}}'' = 2,33$ кПа га тенгдир.

Сув сирти юзасидан узоқдаги ҳавода буғ босимини қуйидаги формула бўйича ҳисобладик, яъни $P_{\text{п}} = P_{\text{п.в}}'' q = 2,33 \cdot 0,25 = 0,815$ кПа га тенг бўлди. Буғланган сув миқдори қуйидаги формула бўйича ҳисобланди:

$$G \omega = \frac{2,07 \cdot 10^{-4} \cdot 18}{8314} \left(\frac{1,71}{288} - \frac{0,815}{293} \right) 10^3 = 1,39 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \text{ га тенг бўлди.}$$

2. Льюис муносабатидан фойдаланган ҳолда Жавоб. $G \omega = 1,19 \cdot 10^{-4} \hat{e} \hat{a} / (\ddot{i}^2 \cdot \ddot{n})$ га бўлади.

Ечиш. Буғланган сувнинг миқдори қуйидаги $G \omega = \delta (d'' - d)$ муносабатдан аниқладик.

Буғланиш коэффициентини аниқлаш учун Льюис муносабати орқали иссиқлик бериш коэффициентини ўхшашлик тенгламаси орқали топамиз; $t = 20^\circ \text{C}$ да $Pr_{\text{хаво}} = 0,703$; $\lambda_{\text{хаво}} = 0,026 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ бўлганда Нуссельт мезони бўйича ҳисоблаймиз.

$$Nu_{\hat{a}} = 0,66 \cdot Re_{\hat{a}}^{0,5} \cdot Pr_{\hat{a}}^{0,33} = Nu_{\hat{a}} = 0,66 \cdot 20600^{0,5} \cdot 0,703^{0,32} = 84,$$

Сўнгра иссиқлик бериш коэффициентини топамиз

$$\alpha = \frac{Nu_{\hat{a}} \lambda_{\hat{a}}}{\ell} = \frac{84,3 \cdot 0,026}{0,1} = 21,9 \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

$t = 20^\circ \text{C}$ да ва нисбий намлик $\varphi = 0,35 = 35\%$ бўлганда ҳавонинг нам сақлами қуйидагига

$$\text{тенг бўлади, } d = 0,622 \frac{P_n}{P - P_n} = 0,622 \frac{0,815}{98 - 0,815} = 5,22 \cdot 10^{-3} \text{ кг} / \text{кг}.$$

Нам ҳавонинг солиштира иссиқлик сифимини қуйидаги муносабатдан аниқладик,

$$\tilde{N}_d = 1 + 1,89d = 1 + 1,689 \cdot 10^{-3} \cdot 5,22 = 1,014 \text{ } \hat{e}\hat{A}\hat{e} / (\hat{e}\hat{a} \cdot \hat{E}) = 1014 \frac{\hat{A}\hat{e}}{\hat{e}\hat{a} \cdot \hat{E}}.$$

Буғланиш коэффициенти $\sigma = \frac{\alpha}{c_p}$, $\sigma = \frac{21,9}{1014} = 21,5 \cdot 10^{-3} \text{ } \hat{e}\hat{a} / (\hat{i}^2 \cdot \hat{n})$ га тенг бўлди.

Сув сиртида ҳарорат $t = 15^\circ \text{C}$ бўлганда, сув сиртидаги тўйинган ҳавонинг нам сақлами $d'' = 0,0108 \text{ кг} / \text{кг}$ га тенг бўлади.

Буғланган сувнинг микдорини $G\omega = \sigma(d'' - d)$ формуладаги катталиклар ўрнига сон қийматларини қуйиб ҳисобладик, шунда

$$G\omega = 21,5 \cdot 10^{-3} (10,8 \cdot 10^{-3} - 5,22 \cdot 10^{-3}) = 1,19 \cdot 10^{-4} \text{ } \hat{e}\hat{a} / (\hat{i}^2 \cdot \hat{n}) \text{ га тенг бўлди.}$$

Ҳарорат $t = 20^\circ \text{C}$ да, нисбий намлик $\varphi = 0,35$ бўлганда чегараланган қатламдаги нам ҳаво зичлигини сув сиртидан узоқдаги ва сув сиртидаги $t = 13^\circ \text{C}$ ва $\varphi = 1$ ўртача ҳолатини топиш каби аниқлаганимизда

$$\begin{aligned} \rho &= 0,5(\rho + \rho'') = 0,5 \left[\rho_{20}^c \left(\frac{1+d}{1+1,61d} \right) + \rho_{15}^c \left(\frac{1+d''}{1+1,61d''} \right) \right] = \\ &= 0,5 \left[1,189 \left(\frac{1+5,22 \cdot 10^{-3}}{1+1,61 \cdot 5,22 \cdot 10^{-3}} \right) + 1,21 \left(\frac{1+10,8 \cdot 10^{-3}}{1+1,61 \cdot 10,8 \cdot 10^{-3}} \right) \right] = 1,193 \text{ } \hat{e}\hat{a} / \hat{i}^3 \end{aligned}$$

га тенг бўлди.

Ҳарорат $t = 20^\circ \text{C}$ да қуруқ ҳавони зичлиги $\rho_{20}^c = 1,189 \text{ кг} / \text{м}^3$ га ва $t = 15^\circ \text{C}$ да бунда $\rho_{15}^c = 1,21 \text{ кг} / \text{м}^3$ га ўртача тенг бўлган ҳоллари учун, қуруқ ҳаво зичлигини топиб, масса бериш коэффициентини аниқлаймиз; $\beta = \frac{\sigma}{\rho} = \frac{0,0215}{1,193} = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ } \hat{i} / \hat{n}$ тенг бўлди.

Биринчи ва иккинчи усуллар билан β ва $G\omega$ катталикларни қийматларини ҳисоблаганда, ўзаро фарқ 13–14% ни ташкил этди. Бундай фарқнинг бўлишини изоҳлаш мумкин. Биринчи усул бўйича ҳисоблашда қуйидагича, температура ўтказувчанлик коэффициенти α ни диффузия коэффициенти D га нисбати, яъни $\frac{\alpha}{D} \neq 1$, тенг эмас деб

кўрилди, Льюис қонунини келтириб чиқаришда эса $\frac{\alpha}{D} \div 1$ деб қабул қилинган эди.

§ 2.10. Олинган натижалар ва хулоса

1. Энергия тежамкорлигини, ёнилғи-энергетика мажмуасини ишлаб чиқиш ва таркибий тузилишини такомиллантириш, энергетикада, саноат корхоналарининг иккиламчи энергия манбаларидан ва қайта тикланадиган энергия турларидан энергетик мақсадлар учун тўла фойдаланиш мақсадида, иссиқлик ва электр таъминоти учун қуёш, шамол энергияси ва геотермал манбалардан халқ хўжалиги талаблари даражасида фойдаланишни амалга оширишга эришиш ҳисобланади.

2. Саноат энергетикасида, фан ва техникада жуда мураккаброқ масалаларни ҳал қилишда масалан, тўла назарий изоҳлашлар мушкул бўлган Иссиқлик энергетикасида, Ноанъанавий энергетикада, Аэрогидрогазодинамикада, ўлчамлик ва ўхшашлик назарияси усули жуда ҳам аҳамиятга эгадир.

3. Физик – математик моделлашдан техникавий моделлашга ўтишда ўхшашлик мезонларини олиниши, ўлчамликлар назариясига асосланиб натурал ҳолда, тажриба – экспериментда тасдиқланади ва умумий физик қонунларига асосланиб олинади.

4. Ўхшашлик назарияси иссиқлик бериш коэффициентининг унга таъсир этувчи факторларнинг ҳар қайсисига боғлиқлигини алоҳида аниқлаш зарурияти йўқлигини исботлайди, ҳамда иссиқлик алмашинувининг дифференциал тенгламалари бир қийматлилиқ шартлари билан биргаликда система қилиб ечилганда маълум натижалар ёки қонуниятлар олинади ва тажрибада синалади.

5. Плёнкали конденсация вақтида чегара қатлами ҳосил бўлади ва бу қатламда иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан аниқланадиган термик қаршилиқ, томчили конденсацияга нисбатан каттароқ бўлади. Шунинг учун плёнкали конденсацияда иссиқлик алмашиш томчили конденсацияга нисбатан секинроқ бўлади.

6. Оқим тезлиги сезиларли қийматга эга бўлганда, оқим конденсат пленкасини ҳаракатига таъсир кўрсатади. Оқим ва пленкадаги суюқлик ҳаракат йўналишлари бир хил бўлганда конденсат тезлиги ошади, оқим ва пленкадаги суюқлик тезлиги ўзаро тескари йўналган бўлса конденсат тезлиги камаяди.

7. Қаттиқ моддаларга диффузия коэффициенти суюқликлардагига қараганда 1000000 марта кичик, шунинг учун қаттиқ жисмлардаги диффузия “асрли” жараён деб аталади.

8. Шундай қилиб, мажбурий ҳаракатда (насос, вентилятор ва шунга ўхшашлар таъсирида), ўхшашлик назариясининг кўрсатишича, мезонлар (критериялар) ўртасида қуйидагича $Nu = f(Re, Pr)$ боғланишда бўлиши, геометрик ўхшаш доиравий қувурлар учун f функциясининг маълум кўриниши мавжуд бўлиб, хоҳлаган узунликдаги доиравий қувурлар учун мезонли тенглама қуйидаги $Nu = \varphi\left(Re, Pr, \frac{\ell}{d}\right)$ кўринишда бўлиб, иссиқлик алмашишни ҳисоблаш учун бир қатор эмперик формулалар мавжуд бўлиб, қувурда оқаётган иссиқлик ташувчининг (мухитнинг) совишига оид формула қуйидагича $Nu = 0,0263 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,35}$ кўринишда бўлиши ўрганилди.

9. Техник масалада температураси $t = 30^\circ C$ ли сувнинг юзасидан, ҳаво $\omega_1 = 3.1$ м/с тезлигида ҳаракатланаётганда, сув сиртидан узоқроқдаги ҳавонинг температураси $t = 20^\circ C$ нисбий намлиги $\phi = 35\%$ бўлганда, сув сиртининг узунлиги бўйича ҳаво йўналишида $\ell = 0,1$ м деб, 1 м² юзада 1 секунда буғланадиган сув миқдорини мезонли тенгламалардан фойдаланиб биз уни икки усулда аниқладик.

10 (а). Ишда масса алмашинув жараёни қуйидаги тенглама ёрдамида ҳисобланади, $Nu_g = 0,66 Re_b^{0,5} \cdot Pr_g^{0,33} = 71,6$ га тенг бўлди. Масса алмашинуви коэффициенти

$$\beta = \frac{Nu_g D}{\ell} = \frac{78,6 \cdot 2,63 \cdot 10^{-5}}{0,1} = 2,07 \cdot 10^{-2} \text{ м/с га тенг бўлди. } 1 \text{ м}^2 \text{ сув юзасидан буғланган}$$

сув миқдори қуйидаги формула бўйича ҳисобланди ва

$$G \omega = \beta(\ell'' - \ell) = \beta \left(\frac{P''}{R_n T_\omega} - \frac{P_n}{R_n T_b} \right) = 1,39 \cdot 10^{-4} \frac{\kappa z}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \text{ га тенг бўлди.}$$

10 (б). Льюиса муносабатидан фойдаланган ҳолда, буғланиш коэффициентини аниқлаш учун Льюис муносабати орқали иссиқлик бериш коэффициентини ўхшашлик тенгламаси орқали топдик. Жумладан Нуссельт мезони

$$Nu_b = 0,66 \cdot Re_b^{0,5} \cdot Pr_b^{0,33} = Nu_b = 0,66 \cdot 20600^{0,5} \cdot 0,703^{0,33} = 84,3 \text{ га тенг бўлди. Иссиқлик}$$

бериш коэффициенти $\alpha = \frac{Nu_{\text{в}} \lambda_{\text{в}}}{\ell} = \frac{84,3 \cdot 0,026}{0,1} = 21,9 \text{ Вт/}(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ га тенг бўлди. Нам хавонинг солиштирма иссиқлик сифими қуйидаги муносабатдан аниқланди $\tilde{N}_{\delta} = 1 + 1,89d = 1 + 1,689 \cdot 10^{-3} \cdot 5,22 = 1,014$ $\frac{\tilde{A}e}{(\tilde{e}\tilde{a} \cdot \hat{E})} = 1014$.

Буғланиш коэффициенти $\sigma = \frac{\alpha}{c_p}$, $\sigma = \frac{21,9}{1014} = 21,5 \cdot 10^{-3} \text{ К}^2/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ га тенг бўлди.

Буғланган сувнинг микдорини қуйидаги формула бўйича ҳисобланди ва $G\omega = \sigma(d'' - d) = 21,5 \cdot 10^{-3}(10,8 \cdot 10^{-3} - 5,22 \cdot 10^{-3}) = 1,19 \cdot 10^{-4} \text{ К}^2/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ га тенг бўлди. Масса

бериш коэффициенти $\beta = \frac{\sigma}{\rho} = \frac{0,0215}{1,193} = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$ га тенг бўлди.

11. Шундай қилиб биринчи ва иккинчи усуллар билан β ва $G\omega$ катталикларни қийматларини ҳисоблаганда, ўзаро фарқ 13–14% ни ташкил этди. Бундай фарқнинг бўлишини сабаби шундаки, биринчи усул бўйича ҳисоблашда температура ўтказувчанлик коэффициенти α ни диффузия коэффициенти D га нисбати, яъни $\frac{\alpha}{D} \neq 1$, тенг эмас деб

кўрилди, Льюис қонунини келтириб чиқаришда эса $\frac{\alpha}{D} = 1$ деб қабул қилинади.

Адабиётлар

1. «Ўзбекистонда қайта тикланадиган энергетикани ривожлантириш истиқболлари». БМТ тараққиёт дастури (7-бўлим). Т.: “Media Basim”, 2007. -92 б.
2. М.И. Балъзаников, В.В.Елистратов. Возобновляемые источники энергии. Аспекты комплексного использования/ – Самара: ООО «Офорт»; Самарский госуд. Арх. – строит. Университет, 2008. – 331 с.
3. Ю.Д.Сибикин, М.Ю. Сибикин. Нетрадиционные возобновляемы источники энергии: Учебное пособие. М.: ИП РадиоСофт, 2009.
4. С.С. Кутателадзе . Анализ подобия в теплофизике. Изд. “наука” сибирское отделение, Новосибирск – 1982г. 280 стр.
5. А.Б. Вардияшвили.Теплообмен и гидродинамика в комбинированных солнечных теплицах с субстратом и аккумулярованием тепла. Монография изд.Фан. Ташкент 1990 г, 194 стр.
- 6.Вардияшвили А.А. Исследование теплоэнергетической эффективности и тепломассообменных процессов в гелиотеплицах с использованием тепловых отходов. Автореферат дис. на соиск. ученой степени к.т.н. ФТИ «Физика-Солнце» АН РУз. Ташкент -2009 г. 27 стр.
7. Аллокулов П.Э., Хайриддинов Б.Э., Ким В.Д.. Нетрадиционная теплоэнергетика. Ташкент 2009 г., 187 стр.
- 8.Садыков Т.А., Вардияшвили А.Б. Гелиотеплицалар ва уларнинг иссиқлик режимлари. Ташкент. Фан, 1977. -80 бет.
- 9.Бойбутаев Қ., Муродов Ж. Қуёш энергиясидан халқ хўжалигида фойдаланиш. Тошкент - 1964-42 бет.
10. Новые педагогические и информационные технологии в системе образования. Под. ред. Е.С.Полата. М.: Изд. Центр «Академия», 2002.
- 11.Вардияшвили А.Б., Узаков Г.Н., Якубов У., Вардияшвили Аф.А., Камбарова Н. энергосбережение при использовании нетрадиционных и возобновляемых источников энергии в южных регионах Узбекистана сб. научн. статей рес. научно-тех.конф.ТГТУ Ташкент-2010 г. С. 111-114.
12. Р.А.Зохидов., М.М.Алимова., Ш.С.Мавжудова. Иссиқлик техникаси. Ўзбекистон файласуфлари миллий жамияти нашриёти.Тошкент.-2010 й.-199 бет.
- 13.А.Б. Вардияшвили. Основы моделирования и его применение при решении физико-технических задач. –Ташкент, 1982 г., 166 стр.
14. А.Б. Вардияшвили., Г.Н. Узаков., А.А.Вардияшвили. Тепло-и электрофизические параметры энергоносителей при одновременном переносе двух или нескольких величин. Нанотехнология ва қайта тикланадиган энергия манбалари: муаммолар ва ечимлар. Республика илмий-амалий конференция материаллари, 27-28 апрель Қарши ДУ, 2012 й.
15. Вардияшвили А.Б., Вардияшвили Аф.А., Т.А.Файзиев. Ўлчамликлар ва ўхшашлик назариясининг айрим физик жараёнларни тавсифлаш тадбиқи. II Республика илмий анжумани материаллари. Қарши ДУ, 21-май 2010 й. Қарши ш. 144-146 бетлар.
16. Вардияшвили А.Б., Вардияшвили Аф.А и др. Методика преподавания и получения критериальных зависимостей в курсе специальных дисциплин теплотехнического профиля. Республика илмий-амалий анжумани материаллари. Қарши ДУ 24-25 декабрь, 2008 й. Қарши ш. 190-193 бетлар.
17. Вардияшвили Аф.А., Т.А.Файзиев., Вардияшвили А.Б. Оқим жараёнларини термодинамик тенгламасига доир. Республика профессор ўқитувчиларнинг илмий-амалий анжумани материаллари. 2-қисми. ТДТУ- Ташкент ш. 2001 й. 69-70 бетлар.
18. Ф.Ф.Цветков., Б.А.Григорьев. Тепломассообмен, М:-2003, 550 стр.
19. А.А.Вардияшвили ва бошқалар. Биноларнинг ҳарорат-намлик режимини таъминлашда иссиқлик массаалмашинуви масаласига доир. Матер. Респуб. Научно-прак.конференции

«Повышение энергоэффективности жилых и общественных зданий Узбекистана» ТАСИ, 7-8 сентября 2012 г., г.Ташкент. 37-39 стр.

20. А.А.Вардияшвили и др. Энергосберегающие низкопотенциальные солнечные установки с использованием тепловых отходов. Сб.Республиканской научно-практической конференции «Повышение энергоэффективности жилых и общественных зданий Узбекистана» 7-8 сентября 2012 г., ТАСИ, Ташкент-2012 г.,39-41стр.

21. Вардияшвили Аф.А., Файзиев.Т.А., Вардияшвили А.Б. Вопросы получения критериальных зависимостей в курсе специальных дисциплин теплотехнического профиля. Карши ДУ илмий-амалий конференция материаллари. I-жилд. 2009 й, Қарши ш. 155-157 бетлар.

22. Вардияшвили Аф.А., Вардияшвили А.Б. и др. Теория размерностей и подобия при изучении термогазодинамических процессов. Матер. Междунар. Научно-технической конференции «Современные проблемы механики» АНРУз 23-24 сентября. 2009 г. Ташкент с.73-76.

23.Вардияшвили Аф.А. Методика преподавания влажностных характеристик атмосферного воздуха и ее взаимодействия с гидросферой. «Актуальные проблемы современной физики и Астрономии» сб.матер. II- респуб.научной конференции. Карши ГУ, 21-май 2010 г, г.Карши, с.225-227.

24. Вардияшвили Аф.А., и др. Использование педагогических и информационных технологий при изучении темы «Вопросы кипения, критическое состояние вещества и понятия об атмосферах планет. Сб. Научн.труд. Респуб. Научно-техн. конференции «Современные проблемы энергетики и использование возобновляемых источников энергии». ТГТУ, 2010 г.,г.Ташкент, с. 211-215.

www.nitosolar.com/ru/competitiveness

www.eosweb.larc.nasa.gov/sse

www.Intersolar.ru/photovoltaic/renewable



Вардияшвили Афдандил Асқарович 1973 йил 24 мартда Қашқадарё вилояти Қарши шаҳрида туғилган. 1995 йилда Тошкент Давлат университети Физика факультетини тугатган. 2009 йилда С.А.Азимов номидаги ЎзРФА “Физика-Қуёш” ИИБ физика-техника институтида 05.14.05-Иссиқлик техникаси назарий асослари ва 05.14.08-“Қайта тикланадиган энергия турлари асосидаги энергия қурилмалари” ихтисосликлари бўйича номзодлик диссертациясини ёқлади.

Қарши ДУ “Иссиқлик физикаси ва иссиқлик энергетикаси” кафедраси доценти, техника фанлари номзоди, 64 дан ортиқ илмий-услубий мақолалар ва тезислар муаллифи.