

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI
BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

Qo'l yozma huquqida
UDK 536.248

BEKMURODOVA MANZURA BAHODIR QIZI

GELIOQURILMALARDA ISSIQLIK ALMASHINUVI
JARAYONLARI

5A140202 – FIZIKA (LAZER FIZIKASI)

Magistr
Akademik darajasini olish uchun yozilgan
dissertatsiya

Ilmiy rahbar:
f.-m.f.n.,dots.Saidov Q.S.

BUXORO-2016

M U N D A R I J A

Kirish.	3
I Bob. Issiqlik o`tkazuvchanlik jarayoni.	
1.1. Moddaning issiqlik xossalari o`rganish	6
1.2. Issiqlik o`tkazuvchanlik	8
1.3. Issiqlik almashinuv turlari	11
I Bob bo`yicha xulosa	24
II Bob. Issiqlik o`tkazuvchanlik tenglamalari.	
2.1. Chiziqli issiqlik o`tkazuvchanlik nazariyasi	25
2.2. Issiqlik o`tkazuvchanlik tenglamasining fundamental	41
yechimi va uning fizikaviy ma`nosi.	
II Bob bo`yicha xulosa	57
III. Bob. Quyosh suv chuchitgichlarining fizikaviy va geometrik kattaliklarini o`rganish.	
3.1. Qiya sirtli kapillyar namlanadigan quyosh suv chuchitgichi	58
3.2. Quyosh suv chuchitgichida kondensatsiya jarayonini	62
hisoblash usuli	
3.3. Past temperaturali quyosh qurilmasi shaffof qismini	66
o`rnatish burchagi	
III Bob bo`yicha xulosa	71
Xulosa	73
Adabiyotlar ro`yxati	74

KIRISH

Ta'lim tarbiya– ong mahsuli, lekin ayni vaqtda uning rivojini ham belgilaydigan omildir.

Binobarin, ta'lim-tarbiya tizimini o'zgartirmasdan turib ongni o'zgartirib bo'lmaydi.

I.A.Karimov.

Taraqqiyotimizning asosiy yo'nalishi bo'lgan milliy g'oya ustivorligi ustida to'xtalib, Prezidentimiz Islom Abdug'aniyevich Karimov quyidagi fikrlarni aytadilar[1]:

“Bizning bosh strategik maqsadimiz qat'iy va o'zgarmas bo'lib, bozor iqtisodiyotiga asoslangan erkin demokratik davlat barpo etish, fuqarolik jamiyatining mustahkam poydevorini shakllantirishdan iborat? Bu esa O'zbekistonning rivojlangan kelajagi buyuk davlatga aylantirishning asosiy shartlaridan birudur.

Istiqlol yo'lida qadam tashlab borayotgan vatanimizdagi mavjud madaniy omillarga ahamiyat berish bilan birga maorif, ta'lim, tarbiya ishlariga e'tibor kuchaytirilmoqda[2].

Kadrlar tayyorlash milliy dasturini yaratish bo'yicha O'zbekiston Respublikasi komissiyasining majlisida so'zlagan “Zamonaviy kadrlar-taraqqiyotimizning muhim omilidir” nutqida yurtboshimiz quyidagi fikrlarni aytdilar[3].

“Kadrlar masalasini hal etmas ekanmiz, sai-y-harakatlarimiz kutilgan natijani berishi, hayotimiz, ma'naviyatimiz o'zgarishi qiyin bo'ladi. Demakki zamonaviy ta'lim-tarbiya tizimini isloh qilish, zamon talablariga mos bo'lgan kadrlar tayyorlash ishini yo'lga qoyish faoliyatimizning bosh yo'nalishi bo'lmog'i lozim. Yo'qsa biz yoshlarimizni mustaqil fikrga ega bo'lmagan odam singari har qanday olomonga ergashib ketaveradi”.

Albatta ta'lim- tarbiya-ong mahsuli, lekin ayni vaqtda ong darajasi va uning rivojini ham belgilaydigan eng muhim omildir. Binobarin ta'lim- tarbiya

tizimini va shu asosda ongni o'zgartirmasdan turib, ma'naviyatni rivojlantirib bo'lmaydi. Shu bois bu sohada yuzaki rasmiy yondashuvlarga puxta o'ylamagan ishlarga mutloqo yo'l qo'yib bo'lmaydi. Maktab ta'lim- tarbiya masalasi davlat va jamiyat nazoratida bo'lishi asosiy qonunimizda belgilab qo'yilgan, shu bilan birga bu jamoatchilik butun xalqimizning ishtiroki va qo'llab-quvvatlashini talab qiladigan umummilliy masaladir. Shuni unutmasligimiz kerakki kelajagimiz poydevori bilim xalqimizning ertangi kuni qanday bo'lishi farzandlarimizni bugun qanday ta'lim va tarbiya olishiga bog'liq. Buning uchun har qaysi ota-ona ustoz va murabbiy har bir bola timsolida avvalo shaxsni ko'rishi zarur.

Mavzuning dolzarbligi : Gelioqurilmalardagi issiqlik almashinuvi jarayonlarini o'rganish, ularning mukammal kostruksiylarini ishlab chiqish uchun muhim hisoblanadi.

Past haroratli quyosh qurilmalarining optimal o'lchamlarini aniqlash juda muhim ilmiy va amaliy ahamiyatga ega bo'lib, ularning samarali ishlarini ta'minlaydi.

Maqsad va vazifalari : Quyosh suv chuchitgichlarida issiqlik almashinish jarayonini nazariy o'rganilishi maqsad qilindi. Past haroratli qurilmalarda kondensatsiya hosil bo'luvchi sirtida issiqlik o'tkazish hodisasini tadqiq qilish.

Tadqiqod obe`kti va predmeti: Turli xil suv chuchitgichlar va ulardagi kondensatsiya jarayonini o'rganish.

Tadqiqod uslibiyati va uslublari: Tajriba qurilmalari,modellar hamda nazariy ma'lumotlardan foydalanib o'rganish.

Tadqiqod natijalarining ilmiy jihatdan yangilik darajasi: Qurilmaning o'rnatish kattaliklari hamda havo-bug' kamerasida issiqlik almashinishi o'rganish natijalari Respublika va xalqaro anjumanlarda muhokama qilindi.

Tadqiqod natijalarining amaliy ahamiyati va tadbiqu: Dissertatsiya ishida olingan natijalarni geliyoqurilmalarning havo bug' kameralarida hamda isitish va sovutish moslamalarida qo'llashni tadbiqu etish amaliy ahamiyatga ega.

Ishning tuzilishi va tarkibi: Magistrlik dissertatsiyasi 73 betdan iborat bo'lib, 3 ta jadval va 10 ta chizmalarda o'z ifodasini topadi.

Berilgan ishning asosiy natijalari: Kapilyar namlanuvchi quyosh suv chuchitgichi qurilmasida kondensatsiya natijasida yuzaga kelgan issiqlik sarfi va ishchi sohadagi issiqlik almashinish jarayonlari o'rganildi.

Xulosa va takliflarning qisqacha umumlashtirilgan ifodasi: Havo-bug' qatlami sohasida issiqlik va geometrik kattaliklar o'rganildi, xulosa va takliflar berildi.

I BOB. ISSIQLIK O'TKAZUVCHANLIK.

1.1. Moddaning issiqlik xossalarini o'rganish.

Moddaning issiqlik sig'imi. Turli xil moddalarni bir xil temperaturagacha isitish uchun ularning har biriga turlicha miqdordagi issiqlik energiyasini uzatish zarur bo'ladi. Bu hol moddaning agregat holatiga va tuzilishiga bog'liq. Modda birlik massasini 1^0 isitish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori shu moddaning issiqlik sig'imi deyiladi. Bunda modda Δq issiqlik miqdorini yutishi natijasida uning temperaturasi T_1 dan T_2 gacha ortadi[4]. Moddaning o'rtacha issiqlik sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{\Delta q}{T_2 - T_1} \quad (1.1.1)$$

Moddani 1^0 isitish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori uning haqiqiy issiqlik sig'imi deb qabul qilingan

$$C = \frac{\Delta q}{dT} \quad (1.1.2)$$

Moddaning birlik massa temperaturasini bir gradus o'zgartirish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi. Solishtirma issiqlik sig'imini massa, hajm va boshqa o'lchov birliklarida ifodalash mumkin.

1. Solishtirma massa issiqlik sig'imi:

$$C_m = \frac{1}{m} \frac{\Delta q}{dT} \text{ J / kg} \cdot \text{K} \quad (1.1.3)$$

2. O'zgarmas hajmdagi (1m^3) moddaga uzatilgan issiqlik miqdorining shu moda temperaturasini bir gradus o'zgarishiga nisbati bilan ifodalanadigan fizik kattalik hajmiy solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi:

$$C_v = \frac{1}{V} \frac{\Delta q}{dT} \quad (1.1.4)$$

SI o'lchov birligida $C_v, J/m^3K$ bilan o'lchanadi. O'zgarmas hajmda kechadigan termodinamik jarayondagi sistemaning (gazning) solishtirma issiqlik sig'imi shu sistema ichki energiyasidan absolyut temperatura bo'yicha olingan xususiy hosila shaklida ifodalash mumkin:

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_T \quad (1.1.5)$$

3.Solishtirma mol issiqlik sig'imi:

$$C_\mu = \frac{\mu}{m} \frac{\Delta q}{dT}, \left[\frac{J}{kmol \cdot K} \right] \quad (1.1.6)$$

Moddaning o'rtacha issiqlik sig'imi bilan uning haqiqiy issiqlik sig'imi orasida bog'lanish mavjudligini aniqlash uchun $dq = CdT$ asosida o'rtacha issiqlik sig'imini quyidagicha yozamiz[5]:

$$\bar{C} = \int_{T_2}^{T_1} \frac{\Delta q}{T_2 - T_1} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1}^{T_2} CdT \quad (1.1.7)$$

Moddaning issiqlik sig'imi shu moddaning qanday termodinamik jarayonda sistema sifatida qatnashuviga bog'liq. Chunki sistema (modda) temperaturasi o'zgarishi unga uzatilgan issiqlik miqdori o'zgarmas bo'lganida faqat termodinamik jarayon turiga bog'liq bo'ladi.

Issiqlik uzatilishi va almashinuvi. Issiqlikning temperaturasi yuqori bo'lgan jism sirtidan temperaturasi pastroq bo'lgan jismga o'tish hodisasi issiqlik uzatilishi deyiladi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuniga muvofiq bu hodisa o'z-o'zidan sodir bo'ladi, ya'ni issiqlik issiqroq jismdan sovuqroq jismga o'tadi. Bunda issiqlik oqimining vektori T_2 dan T_1 ga yo'nalgan bo'ladi, chunki $T_2 > T_1$. Issiq muhitga o'zining temperaturasi jismlarni tashkil etgan zarralarning issiqlik harakati darajasi qiymatiga teng bo'lgan temperaturaga (energiya $E = 0,025\text{Mev}$) qadar o'zidan issiqlikni chiqaraveradi. Issiqlik hamma turdagi muhitda (suyuq, qattiq, gaz, vakuum) tarqaladi[7]. Natijada issiq jism soviydi, sovuq jism isiydi. Bunday hodisa issiqlik almashinuvi deyiladi.

Demak, hamma jismlarda issiqlik energiya shaklida, jismni tashkil etgan zarrachalar harakati hisobiga uzatiladi. Bunday hodisa issiqlik o'tkazuvchanlik deyiladi. Bu zarralar harakati har doim past temperatura tomon yo'nalgan bo'ladi. Jismlarning turiga, agregat holatiga qarab, issiqlik energiyasini tashuvchi zarralar turlicha bo'lishi mumkin. Masalan, gazlarda - molekulalarning tartibsiz harakati, metallarda -erkin elektronlar, dielektrlarda– kristall panjara tugunlaridagi atomlarning tebranma harakati, suyuqliklarda – zarralar harakati bilan birgalikda makroskopik hajmlar harakati, vakuumda – elektromagnit maydon hisobiga issiqlik o'tkazuvchanlik paydo bo'ladi[7].

Demak, issiqlikni zarralar, ularning bir guruhi yoki elektromagnit maydoni tashir ekan. Issiqlik energiyasi uch xil usulda almashinadi.

1.2. Issiqlik o'tkazuvchanlik.

Issiqlik jism sirtining sovuqroq jism sirtiga tekkanda issiqlik energiyasining past temperaturali jismga o'tish jarayoni issiqlik o'tkazuvchanlik deyiladi. Issiqlik o'tkazuvchanlik jismlar o'rtasida temperaturalar farqi bo'lganda uzluksiz muhitda uzatiladi. Bunday issiqlik o'tkazuvchanlikda issiqlikni zarralar va molekulalar tashiydi, deb qaraladi[5]. Issiqlik tashuvchi agent jism ichida, uning qismlari orasida, o'zaro tegib turgan issiq va sovuq jismlar orasida harakatlanadi deb faraz qilinadi.

Uzatiladigan issiqlik miqdori tegib turgan sirt kattaligiga va issiqlikning o'tish vaqtiga bog'liq bo'ladi. Termodinamikada bu kattalik issiqlik oqimining quvvati deyiladi va u SI o'lchov birligi sistemasida $\frac{J}{c}, Vt$ da o'lchanadi.

Hamma nuqtalarida temperaturasi bir xil bo'lgan sirt izotermik sirt deyiladi. Temperatura maydonining vektori izotermik sirtga tik yo'nalgan bo'ladi. Temperaturaning eng katta o'zgarishi normal yo'nalishda kuzatiladi.

Izotermik sirtga tik tushirilgan normal bo'yicha temperatura o'zgarishining Δn masofaga nisbati temperatura gradienti deyiladi, ya'ni $\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta n} = \frac{dT}{dn} = gradT$. Fransuz olimi Furrye qonuniga muvofiq issiqlik o'tkazuvchanlik bo'yicha uzatilgan issiqlik oqimi zichligining vektori temperatura gradientiga mutanosib[6]:

$$q = -\lambda gradT \quad (1.2.1)$$

Bunda λ -jismning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti, $\left[\frac{Vt}{m \cdot K} \right]$; λ -koeffitsient moddalarning issiqlik o'tkazuvchanlik xossasini ifodalaydi, tenglamadagi manfiy ishora esa issiqlik oqimi bilan temperatura gradienti vektorlarining yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini bildiradi, ya'ni temperaturaning eng katta pasayishi tomonga yo'nalganligini anglatadi. Issiqlik oqimining zichligi q_n istalgan biror yo'nalishdagi q vektori bilan normal o'rtasidagi burchak ko'paytmasiga teng:

$$q_n = q \cos \varphi = -\lambda gradT \cdot \cos \varphi \quad (1.2.2)$$

Ma'lumki, $gradT \cdot \cos \varphi = \left(\frac{dT}{dn} \right)$ asosida yozamiz:

$$q_n = -\lambda \left(\frac{dT}{dn} \right) \quad (1.2.3)$$

Elementar dS yuzadan unga perpendikulyar yo'nalishda o'tadigan issiqlik oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta q_n = q_n dS = -\lambda \left(\frac{dT}{dn} \right) dS \quad (1.2.4)$$

Bu ifodani integrallab istalgan S yuzadan o'tayotgan to'liq issiqlik oqimini aniqlash mumkin:

$$q = \int_S \Delta q_n = - \int_S \lambda \left(\frac{dT}{dn} \right) dS \quad (1.2.5)$$

Moddalarning issiqlik o'tkazuvchanligiga turlicha va o'z navbatida, ularning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti λ keng oraliqda ($6 \cdot 10^{-3} \text{ Vt/m} \cdot \text{K}$ dan to $410 \text{ Vt/m} \cdot \text{K}$ gacha) qiymatlarni qabul qiladi. Vaqt birligi ichida yuza birligidan o'tgan issiqlik miqdori quyidagiga teng:

$$dq = -\lambda \frac{dT}{dn} dS dt \quad (1.2.6)$$

Zarralarning harakati, ya'ni o'rtacha issiqlik harakati tezligi u , ularning o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi $\bar{\lambda}$, jismning zichligi ρ va issiqlik sig'imi C_v bilan dq ning bog'liqligini e'tiborga olinsa, tenglamani quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$dq = -\frac{1}{3} u \bar{\lambda} \rho C_v \frac{dT}{dn} ds dt \quad (1.2.7)$$

Jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi ularning fizik xossalariga bog'liq. Agar $\lambda < 0,2 \frac{\text{Vt}}{\text{m} \cdot \text{K}}$ bo'lsa, bunday materiallar issiqlik izolyatori deyiladi. Bunday materiallarga havo, engil g'ovaksimon materiallar: penoplast, shisha tolasi va ko'pchilik elektr izolyatorlar kiradi.

Furye formulasini yassi va silindrik devor uchun quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$q = \lambda \frac{T_1 - T_2}{l} S \quad (1.2.8)$$

bunda l -devor qalinligi, m; S -yassi devor yuzasi, m^2 .

$$q = 2\pi\lambda(T_1 - T_2) \left(\ln \frac{d_2}{d_1} \right)^{-1} = 0,87\pi\lambda(T_1 - T_2) \left(\lg \frac{d_2}{d_1} \right)^{-1} \quad (1.2.9)$$

l -truba uzunligi, m; d_1 va d_2 - trubaning ichki va tashqi diametri, m; λ - issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti.

Demak, issiqlik o'tkazuvchanlik usuli, ya'ni jismlar sirtlari o'zaro tegib turganida issiqlikning uzatilishi birgina jismlarning xossalariga bog'liq bo'lmasdan ularning o'zaro tegib turgan sirtlarining kattaligiga ham bog'liq bo'lar ekan.

1.3. Issiqlik almashinuv turlari

Konvektiv issiqlik almashinuvi. Suyuq, gazsimon yoki sochiluvchan moddalar makroskopik qismlarining harakati vaqtida ularning o'zaro zarralari bilan aralashuvi natijasida issiqlik energiyasining uzatilishi hodisasi konvektiv issiqlik almashinuvi deyiladi. Konveksiya sochiluvchan, suyuq va gazsimon moddalar qatlamlari zarralarining tartibsiz harakatida namoyon bo'ladi. Yuqori temperaturali suyuqlik (gaz) massasi har doim temperaturasi pastroq bo'lgan qismga tomon uzluksiz va tartibsiz harakatlanadi hamda o'zi bilan issiqlikni eltadi. Gaz va suyuqlikning konvektiv harakati vaqtida qattiq, suyuq va gazsimon moddalarga issiqlik energiyasi berilishi hodisasi issiqlikning konvektiv uzatilishi deyiladi. Bunda issiqlik oqimining kattaligi issiqlik

almashinuvi sirt yuzasi bilan qattiq jism va suyuqlik sirtlaridagi temperaturalar ayirmasi ko'paytmasiga mutanosibdir ya'ni

$$q = \alpha \cdot S(T_q - T_s). \quad (1.3.1)$$

Buni Nyuton va Rixman qonuni deyiladi. Bunda T_q va T_s - qattiq va suyuq jismlar temperaturasi (ularning absolyut qiymatlari olinadi hamda har doim ulaning ayirmasi musbat deb qabul qilinadi[12], ya'ni katta sondan kichigi ayiriladi); α -issiqlik berish koeffitsienti, $\left[\frac{Wt}{m^2 \cdot K} \right]$.

Issiqlik berish koeffitsienti α ning fizik ma'nosi issiqlik berilish jadalligini bildiradi. Uning son qiymati qattiq jism sirti bilan suyuqlik temperaturalari farqi bir Kelvin bo'lgan birlik yuzadagi almashinuvchi issiqlik oqimiga teng. Bu koeffitsient konvektiv harakatdagi oqim turiga va boshqa ta'sirlarga bog'liq.

Konvektiv issiqlik almashinuvidagi issiqlik eltuvchi moddaning (suyuqlik, gaz) harakati tabiiy va sun'iy bo'ladi. Tabiiy konveksiya hodisasi faqat suyuqlik (gaz) massasining issiqlik manbai bilan issiqlik almashinuvi natijasida issiq sirt yaqinida o'z hajmini o'zgartirib yuqoriga qarab harakatlanishi hisobiga paydo bo'ladi. Issiq beruvchi sirt yaqinidagi suyuqlik (gaz) molekulalarining temperaturasi yuqori bo'lib, issiqlik manбайдan uzoqlashgan sayin ularning temperaturasi pasayib boradi.

Fizika kursidan ma'lumki, zichligi kichik bo'lgan gaz va suyuqlik har doim o'zidan zichligi katta bo'lgan moddaga nisbatan yuqori qatlamda joylashadi. Bir jinsli suyuqlik yoki gazsimon moda qizdirilganda issiqlik manbaiga yaqin bo'lgan qismning elementar hajm chegarasidagi modda, yutilgan issiqlik energiyasi hisobiga o'z hajmini orttiradi va natijada zichligi kamayadi. Shuning uchun bu hajmdagi suyuqlik (gaz) moddasi yuqoriga qarab ko'tariladi.

Demak, zichliklar farqi paydo bo'lganligi sababli suyuqlik (gaz) hajmchasidagi moddaga ko'tarish kuchi F_k ta'sir etadi. Bu kuchning kattaligi Arximed va og'irlik kuchlarining algebraik yig'indisiga teng:

$$F_k = \rho_c g h S - mg = \rho_c g V - \rho g V = g V (\rho_c - \rho). \quad (1.3.2)$$

Hajm birligidagi suyuqlik massasi olinganligi uchun $V = 1m^3$ bo'ladi. Shuning uchun ko'tarish kuchi ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$F_k = g(\rho_c - \rho) \quad (1.3.3)$$

bunda ρ va ρ_s – issiq va sovuq suyuqlik (gaz) zichliklari.

Hajmning jadal kengayishi hajmiy kengayish temperatura koeffitsienti orqali ifodalanadi:

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_{p=const}. \quad (1.3.4)$$

Ideal gazlar uchun hajmiy kengayish koeffitsientining temperaturaga bog'liqligi quyidagicha ifodalanadi: $\beta = \frac{1}{T}$

Shuning uchun suyuqliklarda bu koeffitsient kichikligini e'tiborga olib, solishtirma hajm hosilasini yuqori va past temperaturalarga mos keluvchi hajmlar ayirmasi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{V - V_c}{T - T_c} \right).$$

yoki

$$\beta = \frac{\rho_c - \rho}{\rho_c (T - T_c)}. \quad (1.3.5)$$

Bu tenglikning quyidagicha yoza olamiz:

$$\beta \rho_c (T - T_c) = \rho_c - \rho. \quad (1.3.6)$$

Endi, issiq va sovuq suyuqlikning birlik hajmlaridagi zichliklar ayirmasi ifodasini konvektiv issiqlik almashinuvi jarayonidagi ko'tarish kuchining kattaligini suyuqlikning yuqori va quyi temperaturalari ayirmasiga ham bog'liqligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F_k = g\beta\rho_c(T - T_c). \quad (1.3.7)$$

bunda T va T_c – issiq va sovuq suyuqliklar temperaturalari.

Isigan suyuqlik (gaz) massasini yuqoriga ko'tarish kuchi zarralarni quyi qatlamdan yuqoriga ko'taradi. Bunda tashqi kuch ishtirok etmaydi, ya'ni suyuqlikning yuqori temperaturali qismi o'z-o'zidan tabiiy ko'tariladi. Suyuqlik massasini tashkil etgan zarralar qizdirilish zonasida laminar harakat qiladi. O'tish zonasida ularning ham laminar, ham turbulent harakati kuzatiladi. Oxirgi zonada zarralar harakati turbulent bo'ladi.

Issiqlik berish koeffitsienti α ning qiymati konvektiv issiqlik almashinuvi jarayonining laminar zonasida sekin-asta pasayib boradi, so'ngra o'tish zonasining chegarasidan boshlab to turbulent zonasigacha ortadi, so'ngra turg'unlashadi.

Demak, laminar oqimda issiqlik vektori oqim yo'nalishiga perpendikulyar bo'lganligi uchun uning qiymati katta bo'lmaydi. Turbulent oqimda esa suyuqlik (gaz) uyurmali harakatlanadi va ular yaxshi aralashadi hamda issiqlikni jadal uzatadi. Suyuqlik (gaz) massasi past temperaturali hajmdan nasos, vektilyator yoki birorta boshqa mashina yordamida so'rib chiqarilalib isitkichga yo'naltirilsa, ya'ni harakat majburiy (ochiq yoki berk kontur bo'yicha) hosil qilinsa, bunday konveksiya majburiy konveksiya deyiladi. Tashqi ta'sir hisobiga suyuqlik (gaz) zarralari bir tekis harakatlanmasdan uyurma harakat turiga o'tadi. Suyuqlik to'liq aralashishi jarayonida o'zaro va qattiq devor (truba, panjara va boshqalar) bilan kontaklashish vaqtida issiqlik almashadi. Majburiy konveksiyada issiqlikning uzatilishi, asosan, issiqlik energiyasi eltuvchisining

muhitga tekkan vaqtida, issiqlik o'tkazuvchanlik bo'yicha sodir bo'ladi. Faraz qilaylik, issiqlik truba devori orqali undagi suyuqlikka uzatilayotgan bo'lsin. Unda hosil qilingan suyuqlik oqimining chegaraviy qismida[15], ya'ni truba ichki devori bilan suyuqlik oralig'ida yupqa parda qatlami hosil bo'ladi. Bu qatlamning harakatlanishi tezligi taqriban nolga teng.

Chegaraviy qatlam suyuqlikning qo'shni qatlamlariga ishqalanib, ularning ham tezligini kamaytiradi. Suyuqlikning bunday oqimi markazida (truba o'qida) tezlik eng katta bo'ladi va u ($v = t(r)$) radius funkstiyasidir, ya'ni truba o'qidan uning devorigacha tezlik kamayib boradi. Oqimning chegaraviy qatlamidagi harakati laminar va undagi zarralarning temperaturasi qattiq devor temperaturasiga teng bo'ladi. Qattiq devordan to truba shaklidagi oqim markazigacha suyuqlik temperaturasi pasayib boradi. Issiqlik almashinuvi oqimning chegaraviy qatlami orqali amalga oshadi. Bu qatlamda issiqlik almashinuvi issiqlik o'tkazuvchanlik qonuniyati bo'yicha kechadi va u issiqlik oqimining harakatiga qarshilik ko'rsatadi. Natijada, bu qatlamda temperatura isrofi katta bo'ladi.

Issiqlik almashinuvida qo'llaniladigan asbob -uskunalarning turiga, konstrukstisiga, materialiga muvofiq ular har xil issiqlik almashinuv jarayonlarida qo'llaniladi. Masalan, ichki yonuv dvigatelining sovitish sistemalarida majburiy konvektiv issiqlik almashinuvi usuli qo'llaniladi. Sovitish agenti (suv, antifriz) silindrlar blokidagi ortiqcha issiqlik miqdorini o'zining majburiy harakati davrida sovitkichga chiqaradi.

Issiqlik almashinuvi jarayonida qo'llaniladigan yuqori va past temperaturali suyuqlik oqimi, yo'nalishiga qarab to'g'ri, teskari va kesishgan oqimlar bo'ladi. Bunday oqimlar kondensatorda, ekonomayzerda, regeneratorda qo'llaniladi.

Issiqlik uzatish koeffitsientining qiymati issiqlik eltuvchi va qabul qiluvchining fizik xossalariga qarab turlicha bo'ladi (1.3.1-jadval).

1.3.1 - jadval Tabiiy va majburiy konveksiyada issiqlik uzatish
koeffitsienti qiymatlari

Konvektiv issiqlik uzatish turlari	Issiqlik uzatish koeffitsienti α , $Vt/m^2 \cdot K$
Gazlardagi tabiiy konveksiya	5,8 – 34,7
Gaz truba yo ular oralig'ida harakatlenganda	11,6 – 116
Suv bug'ining trubadagi harakati	116 – 2320
Suvning tabiiy konveksiyasi	116 – 1160
Suvning trubadagi harakati	575 – 11600
Suvning qaynashi	2320 – 11600
Suv bug'ining kondensatsiyasi	4650 – 17500

Nur vositasida issiqlik almashinuvi. Issiqlikning bir jismdan ikkinchisiga nur orqali uzatilish jarayoni nur (radiatsiya) vositasida issiqlik almashinuvi deyiladi. Issiqlik nurlarining tarqalishi bu jism ichki energiyasining elektromagnit to'liqin energiyasiga aylanishidir. Temperaturasi absolyut noldan farqli bo'lgan hamma jismlar nur tarqatadi. Bu elektromagnit nur tarqalish (to'liqin) energiyasi jadalligi (intensivligi) hamma jismlarda bir xil emas. Bu nurlar boshqa jismlar bilan ta'sirlashish jarayonida ularning ma'lum qismi jismda yutiladi. Bir qismi qaytadi va qolganini o'tib ketadi. Bunday fizik holat jism xossasiga va nur energiyasiga bog'liq.

Nur issiqlik energiyasi muhit bilan ta'sirlashib, unda yutilsa, shu muhitning ichki energiyasi ortadi[5]. Nur energiyasi ma'lum to'liqin uzunligiga va chastotaga ega bo'lib, vakuumda yorug'lik tezligida tarqaladi. Nur energiyasini tashuvchi zarra sifatida foton qabul qilingan. Foton harakatlanayotgan vaqtda ma'lum massaga ega, tinch holatda uning massasi nolga teng.

Issiqlikning nur shaklidagi energiyasi jismlar bilan $5 \cdot 10^{-14} M$ dan $10^4 M$ gacha bo'lgan to'liqin uzunligi oralig'ida ta'sirlashadi (1.3.2-jadval).

1.3.2- jadval Issiqlikning nur shaklidagi energiyasining jismlarga ta'sirlashish to'liq uzunliklari.

Nurlanish turi	To'liq uzunligi λ , m
Kosmik nurlanish	$5 \cdot 10^{-14}$
Gamma nurlari	$1 \cdot 10^{-13} - 5 \cdot 10^{-13}$
Rentgen nurlari	$1 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-8}$
Ultrabinafsha nurlar	$2 \cdot 10^{-3} - 4 \cdot 10^{-7}$
Ko'zga ko'rinadigan nurlar	$4 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-7}$
Infraqizil nurlar	$8 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-4}$
Radio to'liqlar	$10^{-2} - 10^4$

Nurlar orasida ko'zga ko'rinadigan va infraqizil nurlar ko'p miqdorda issiqlik energiyasini eltganligi sababli ular issiqlik nurlari deyiladi. Sfera markazida joylashgan issiq jism hamma yo'nalishda bir xil nur tarqatadi va temperaturasi ortgan sayin nur tarqatish jadalligi ham ortadi.

Jismning nur tarqatish xususiyati aniq temperaturada jism birlik yuzadan vaqt birligida tarqatilgan barcha chastotalardagi to'liqlarning nur energiyasining miqdori E bilan ifodalanadi:

$$q = \frac{E}{St}. \quad (1.3.8)$$

Demak, jism sirtiga tushgan nur energiyasi yutilgan, qaydgan va o'tgan nurlarning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$E_T = E_A + E_R + E_D, \quad (1.3.9)$$

bunda E_T, E_A, E_R, E_D - mos ravishda, jismga tushgan, unda yutilgan, undan qaytgan va o'tib ketgan nur energiyalaridir. Soddashtirish va tenglama mohiyatini ochish maqsadida (1.3.9) tenglamani hadma-had E_T ga bo'lamiz:

$$\frac{E_A}{E_T} + \frac{E_R}{E_T} + \frac{E_D}{E_T} = 1$$

Nisbatlarni mos ravishda yutilish A , qaytirish R va o'tkazish D koeffitsientlari orqali ifodalasak, tenglama quyidagi ko'rinishga keladi:

$$A + R + D = 1, \quad (1.3.10)$$

Hosil qilingan tenglama issiqlik balansi tenglamasi deyiladi. Agar $R = D = 0$ bo'lsa, yutish koeffitsienti birga teng bo'ladi, ya'ni jism sirtiga tushgan hamma to'lqin uzunliklardagi nur energiyasi mutlaqo yutiladi. Bunday jism absolyut qora jism deyiladi. Absolyut qora jism ko'zga ko'rinmaydi, chunki u hamma to'lqin uzunliklaridagi nurlarni yutadi.

Absolyut qora jism tabiatda yo'q. Ammo unga ayrim xossalari jihatidan yaqinroqlari mavjud. Masalan qurum uchun nur yutish koeffitsienti $A = 0,9 - 0,96$. Tabiatda shunday jismlar borki, ular issiqlik nurini yutadi, ammo ko'zga ko'rinadigan nurni o'zidan yaxshi o'tkazadi va qaytaradi. Bunga misol qilib muzni, qorni va shishani keltirish mumkin. Muz va qor uchun $A = 0,95 - 0,98$ bo'lsa, shisha uchun $A = 0,94$.

Agar $A = D = 0$ shart, ya'ni qaytarish koeffitsienti birga teng bo'lsa, jism sirtiga tushgan hamma to'lqin uzunliklardagi nurlar qaytadi. Bunday jismdan nur diffuzion (lotinchada tarqalish, oqish ma'nosini bildiradi) qaytsa oq jism deyiladi.

Jism sirtiga tushgan nurning tushish burchagi uning qaytish burchagiga teng bo'lsa, bunday jism ko'zga deyiladi.

Har qanday jism o'z sirtiga tushayotgan nurni qaytarish bilan birga, o'zidan ham nur chiqaradi. Jism sirtidan qaytgan va jism tarqatgan nur energiyalari yig'indisi effektiv nurlanish deyiladi.

$$E_{eff} = RE_T + E$$

Agar $A = R = 0$ shart, ya'ni o'tkazish koeffitsienti birga teng bo'lsa, jism sirtiga tushgan nur undan o'tib ketadi. Bunday jism absolyut shaffof jism

deyiladi. Shaffof jismlar diatermik, ya'ni issiqlik nurlarini yutmaydigan jismlar deyiladi. Bir va ikki atomli gazlar diatermik hisoblanadi. Ko'p atomli gazlar esa issiqlik energiyasini nur ko'rinishida tarqatadi va yutadi.

Yuqorida bayon qilingan fikr va mulohazalardan ma'lumki, tabiatda mutlaqo qora, oq va shaffof jismlar bo'lmasdan, faqat ularga yaqinroq bo'lganlari mavjud. Nur vositasida issiqlik almashinuvi asosan M.Plank, V.Vin, Stefan-Bolstman, Kirxgof qonunlari yordamida batafsil tushintiriladi[9,10].

Ma'lum temperaturadagi jism o'zidan faqat yagona to'lqin uzunlikdagi nurlarni (elektromagnit to'lqini) atrof muhitga nurlantirmasdan, keng oraliqdagi to'lqinlarni tarqatadi. Tarqalayotgan to'lqinlarining jadalligi (intensivligi) har xil to'lqin uzunliklarida turlicha bo'ladi.

Biror anik to'lqin uzunligidagi nur oqimi spektri zichligining jadalligi quyidagicha ifodalanadi:

$$I_{\lambda i} = \frac{dE}{d\lambda}, \quad (1.3.11)$$

bunda dE -ajratilgan ma'lum to'lqin uzunligi $d\lambda$ da nurlanadigan elektromagnit to'lqin energiyasi.

Absolyut qora jism temperaturasi bilan nur tarqalish oqimi spektri zichligining to'lqin uzunligi orasidagi bog'lanishni M.Plank 1900 yili asosladi va uning matematik ifodasini berdi:

$$I_{0_{\lambda}} = \frac{C_1 \lambda^{-3}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (1.3.12)$$

bunda $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{ Vt} / \text{m}^2$ va $C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$ - nurlanish doimiylari; λ va T - tarqalayotgan nur to'lqin uzunligi va jismning nurlanish vaqtidagi absolyut temperaturasi; e -natural logarifmlar asosi.

Bu tenglama M.Plank formulasi (qonuni) deyiladi. Jismning temperaturasi orttirilsa, uning nur tarqatish jadalligining maksimumi qisqa to'lqin tomon siljiydi. Bu qonuniyatni V.Vin 1893 yili kashf etgan va uning matematik ifodasini bergan:

$$\begin{aligned}\lambda_{\max} &= 0,0028989 / T \\ T\lambda_{\max} &= b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} ,\end{aligned}\tag{1.3.13}$$

Bu V.Vinning siljish qonuni deyiladi. Siljish qonuniga muvofiq jismlar nur ko'rinishida tarqatadigan elektromagnit to'liqlarning jadalligi har xil temperaturada turlicha bo'ladi. Masalan, elektr isitkichning $T = 1100\text{K}$ bo'lganda, u $\lambda_{\max} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ bo'lgan to'liq uzunlikni nurlantiradi, uning spektri tarkibi asosan infraqizil nurdan iborat. Yana bir misol qilib quyosh ($T = 5500\text{K}$) nuri to'liqini spektrini olsak, undagi to'liq uzunligi $\lambda_{\max} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ ga to'g'ri keladi. Bu to'liq uzunligi $\lambda_{\max}$ spektrning ko'zga ko'rinadigan qismiga to'g'ri keladi.

Absolyut qora jism sirti tarqatgan nur oqimining zichligi qilib nurlanish oqimi spektri zichligi $I_{0\lambda}$ ning shu nur to'liq uzunligi kengligi $d\lambda$ ga ko'paytmasi olingan, ya'ni

$$dE_0 = I_{0\lambda} \cdot d\lambda .\tag{1.3.14}$$

bu tenglikni nol bilan cheksizlik oralig'ida integrallab, aniq temperaturadagi absolyut qora jismning birlik sirt vaqt birligida chiqargan nur oqimining zichligini, ya'ni nur tarqatish qobiliyatini topish mumkin:

$$E_0 = \int_0^{\infty} I_{0\lambda} \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)} d\lambda = \sigma_0 T^4 .\tag{1.3.15}$$

bu qonun Stefan-Bolstman nomi bilan yuritiladi. Bunda $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Vt}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ - absolyut qora jismning nurlash doimiysi.

Demak, absolyut qora jismning birlik yuzasidan vaqt ichida nur tarqatish qobiliyati (hamma to'liq uzunliklardagi energiyasi) absolyut temperaturaning to'rtinchi darajasiga mutanosib. Bu qonuniyatni 1879 yili I.Stefan tajriba yo'li

bilan topgan 1884 yili A.Bolstman nazariy jihatdan isbotlab bergan[11]. Texnik masalalar echimini topishdagi hisoblashlarda Stefan-Bolstman qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (1.3.16)$$

bunda $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67 \text{ Vt} / \text{m}^2 \cdot \text{K}^4$ - absolyut qora jismning nur tarqatish qobiliyati.

Stefan-Bolstman qonuni absolyut qora jismning issiqlikni nurlash (nur ko'rinishida tarqatish) koeffitsienti $\varepsilon = \frac{E}{E_0}$ orqali real kulrang jismlar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = C \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (1.3.17)$$

bunda S-kulrang jismning nurlanish xususiyati.

Absolyut qora va kulrang jismlarning issiqlik nurlarini yutish va tarqatish xossalari orasidagi bog'lanishni G.Kirxgof 1882 yili o'rganib, quyidagi qonuniyatni ochgan:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \dots = \frac{E_0}{A_0} = E_0(T), \quad (1.3.18)$$

bunda $\frac{E_1}{A_1} = E_0$ - absolyut qora jismning nur tarqatish qobiliyati.

Jismning nurlash xususiyatining nur yutish qobiliyatiga nisbati jism tabiatiga bog'liq emas va barcha jismlar uchun temperatura funkstiyasidir; jismning nur chiqarish qobiliyati absolyut qora jismning shu temperaturadagi nur chiqarish qobiliyatiga teng.

Demak, jismning biror temperaturada tarqatgan nur energiyasining nurning yutilish koeffitsientiga nisbati jism tabiatiga bog'liq bo'lmaydi va u absolyut qora jism tabiatiga bog'liq bo'lmaydi va u absolyut qora jismning shu temperaturada chiqargan nur energiyasiga teng bo'lar ekan. Jism o'zidan qancha

ko'p nur chiqarsa, shunchasini yutadi, ya'ni yutgan va chiqargan nurning to'liq uzunliklari bir xil bo'ladi:

$$\varepsilon_{\lambda} = A_{\lambda}, \quad (1.3.19)$$

Kulrang jismning nur yutishi issiqlik manbaiga va o'zining temperaturasi bog'liq bo'lmaydi. Jism sirtiga perpendikulyar yo'nalishda tarqalgan nur oqimi intensiv (jadal) ligi katta bo'ladi. Ma'lum burchak ostida (normal nisbatan) nur chiqarish energiyasining kattaligi

$$E_{\varphi} = E_n \cos \varphi, \quad (1.3.20)$$

Demak, $\varphi = 90^\circ$ bo'lganda sirt bo'ylab nur chiqarish jadalligi nolga intiladi.

Yuqorida qarab chiqilgan $\varepsilon = \frac{E}{E_0}$ nisbatdan ko'rinadiki, jismning qoralik darajasi, ya'ni absolyut qora jismning nur yutish va chiqarish xususiyati jihatidan yaqinlashuvi orqali uni termodinamik nuqtai nazardan baholash mumkin. Shuning uchun kulrang jismlar uchun taaluqli Stefan-Bolstman tenglamasi qozon qurilmalari o'txonalarining nur tarqatish qobiliyatlarini aniqlashda qo'llaniladi. O'txona devorlari ham nur tarqatadi, ham nurni yutadi, ya'ni termodinamik muvozanatda bo'la olmaydi. Shu sababli o'txonadagi nur energiyasidan nur vositasida issiqlik almashinuvida to'laroq foydalanilmaydi. O'txonadagi o'zaro parallel sirtlarning issiqlik almashinuvini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$q = SC_0 \varepsilon_k \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

bunda $\varepsilon_k = \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)^{-1}$ - issiqlik almashinuvida qatnashuvchi jismlar

sistemasining keltirilgan nur chiqarish ko'effitsienti; S - nur chiqaruvchi sirt yuzasi; T_1 va T_2 - birinchi va ikkinchi sirtlarning temperaturalari.

Issiqlik mashinalari kameralarida, qozon qurilmasi o'txonalarida va turli xil tuzilishdagi o'choq hamda kameralarda yoqilg'ini yoqishda atmosfera havosidan keng foydalaniladi. Atmosfera havosining issiqlik nurlarini tarqatishi keng spektrga ega. Bir va ikki atomli gazlar issiqlik nurlari uchun shaffofdir. Faqat ko'p atomli gazlar (karbonat angidrid - CO_2 , sulfid angidrid - SO_2 , suv bug'i H_2O , ammiak - NH_3 va shu kabilar) issiqlik nurlarini tarqatadi va yutadi. Yoqilg'ining to'laroq yonmasligiga asosiy sabab uning tarkibida suv (namlik) va CO_2 ning ko'pligi yoki yonish jarayonida ularning hosil bo'lishidir.

Suv bug'i va karbonat angidrid yoqilg'ining yonishidan hosil bo'lishi ma'lum darajada nur issiqligi almashinuvini jadallashtirsa, ma'lum miqdorda susaytiradi. Gazlarning aksariyati ma'lum to'lqin uzunlikdagi nurlarni chiqaradi, ya'ni chiqqan nur keng oraliqdagi to'lqin uzunliklarini qamramasdan, aniq uzunliklardagi to'lqinlardan tashkil topadi. Gazlar tarqatgan spektrining tor oraliqdagi to'lqin uzunliklaridagi energiyasini yutadi va chiqaradi. Tarqalgan nur spektrining ko'zga ko'rinadigan qismida karbonat angidrid gazi va suv bug'i nur chiqarmaydi va yutmaydi. Bu gazlar tarqatgan nur spektrining uzun to'lqin qismida qisqa to'lqin qismiga nisbatan ancha jadalroq nur chiqadi va yutiladi.

Atmosfera tarkibidagi uglerod ikki oksidi (CO_2) miqdori yil sayin ma'lum darajada ko'payib borishi ehtimolligi hozirgi kunda sir emas. Bunga asosiy sabab inson texnikadan, sanoat korxonalaridan foydalana olmayapti[16], ya'ni yoqilg'ining to'la yonishi ta'minlanmayapti. Atmosferadagi karbonat angidrid gazi qisqa to'lqinli nurlarni yomon va uzun to'lqinlisini yaxshi yutadi. Bunday hodisa iqlimning iliq bo'lishi va «issiqlxona» effektining paydo bo'lishiga olib kelishi mumkin.

$$q_{em} = C_0 \varepsilon_k \left[\left(\frac{T_g}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_m}{100} \right)^4 \right]$$

bunda $\varepsilon_k = \frac{\varepsilon_g \cdot \varepsilon_m}{\varepsilon_m + \varepsilon_g (1 - \varepsilon_m)}$ issiqlik almashinuvida qatnashuvchi gazlar sistemasi tarqatgan nur koeffitsienti; ε_g va ε_m - gaz va muhitning qoralik darajasini belgilovchi koeffitsientlar.

Xulosa.

1. Moddaning issiqlik sig'imi shu moddaning qanday termodinamik jarayonda sistema sifatida qatnashuviga bog'liq. Chunki sistema temperaturasi o'zgarishi unga uzatilgan issiqlik miqdori o'zgarmas bo'lganida faqat termodinamik jarayon turiga bog'liq bo'ladi.

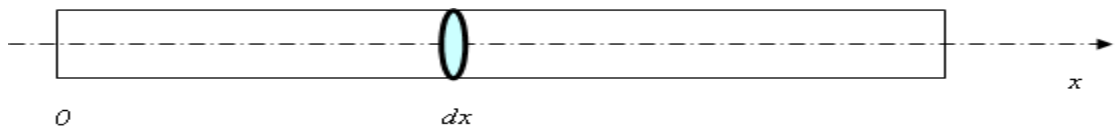
2. Issiqlik energiyasini zarralar, ularning bir guruhi yoki elektromagnit maydoni tashiydi. Issiqlik energiyasi uch xil usulda almashinadi.

3. Issiqlik berish koeffitsienti α ning qiymati konvektiv issiqlik almashinuvi jarayonining laminar zonasida sekin-asta pasayib boradi, so'ngra o'tish zonasining chegarasidan boshlab to turbulent zonasigacha ortadi, so'ngra turg'unlashadi.

II BOB. ISSIQLIK O'TKAZUVCHANLIK TENGLAMALARI

2.1. Chiziqli issiqlik o'tkazuvchanlik nazariyasi

Yonlari issiqlikdan izolyatsiyalangan metall sterjenni ko'ramiz. Sterjenning sirtidan issiqlik ajralmaydi. Agar sterjen dastlab bir tekis isitilmagan bo'lsa issiqlik ko'proq qizigan qismlardan kamroq isigan bo'laklarga uzatiladi. Agar tashqi muhit bilan issiqlik almashilmasa bir oz vaqtdan so'ng sterjenda doimiy temperatura yuzaga keladi. Agar sterjenning uchlaridan yoki biror qismlaridan issiqlik almashinuvi ro'y bersa temperaturaning taqsimoti qiyinlashadi.



2.1.1 -Chizma Chiziqli sterjenda issiqlik o'tkazuvchanlik.

Sterjenning chiziqli issiqlik o'tkazuvchanligida ingichkaligi tanlangan kesimda temperaturaning bir xil bo'lishini ta'minlaydi. Sterjenning o'qini abssissa o'qida olsak, temperatura u koordinata x va vaqtning t funksiyasi bo'ladi. Doimiy t vaqtda $u(x,t)$ funksiya sterjen nuqtalarining berilgan vaqt momentidagi temperaturalarining koordinata boshidan olingan masofalariga bog'liqligini ifodalaydi. $\frac{\partial u}{\partial x}$ xususiy hosila Ox yo'nalishida temperaturaning o'zgarish tezligini ifodalaydi. Agar x abssissa qotirilsa $u(x,t)$ funksiya vaqt o'tishi bilan sterjenning berilgan kesimidagi temperatura o'zgarishini anglatadi.

Issiqlik o'tkazuvchanlikning differensial tenglamasini keltirilishi quyidagi fizikaviy mulohazalarga asoslangan[4]:

1. Jismning temperaturasini Δu haroratga ko'tarish uchun beriladigan issiqlik miqdori quyidagicha yoziladi.

$$c\rho V\Delta u \quad (2.1.1)$$

Bunda V - jismning hajmi, ρ - uning zichligi, c - solishtirma issiqlik sig'imi.

2. Δt vaqt momentida sterjenning ko'ndalang kesimidan oqadigan issiqlik miqdori (issiqlik oqimi) kesim yuzasi S , kesimga perpendikulyar yo'nalishda temperaturaning $\frac{\partial u}{\partial x}$ o'zgarish tezligiga va Δt vaqt oralig'iga proporsionaldir.

$$-kS \frac{\partial u}{\partial x} \Delta t \quad (2.1.2)$$

k - issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti. Formuladagi minus ishorasi issiqlik oqimi kattaligini musbat olganimiz uchun qo'yiladi. Issiqlik x ning o'sish tomoniga oqadi. Agar $\frac{\partial u}{\partial x} > 0$ bo'lsa, demak x o'sishi bilan temperatura oshadi issiqlik oqimi manfiy bo'ladi. Chunki issiqlik issiqroq jismdan sovuqroq jismga uzatiladi. Agar sterjen bir jinsli bo'lib, uning temperaturasi kichikroq chegaralarda o'zgarsa issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini domiy olishimiz mumkin. Turli xil materiallarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini tajribadan olish juda murakkab va issiqlik o'tkazuvchanlikning matematik formulasiga tayanadi.

Sterjenda x va $x + \Delta x$ abssissali ko'ndalang kesimlar bilan chegaralangan element ajratamiz. Kesim uchun issiqlik balansi tenglamasi tuzamiz. Δt vaqt momentida sterjenning ko'ndalang kesimidan kiradigan issiqlik miqdori $-kS \frac{\partial u}{\partial x} \Delta t$ ifodaga teng. Agar funksiyaning $x + \Delta x$ nuqtadagi x bo'yicha hosilasidan cheksiz kichik yuqori tartibli miqdorlarni tashlab yuborsak quyidagini olamiz.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + d_x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x$$

Shuning uchun $x + \Delta x$ kesimdan chiqadigan issiqlik oqimi $-kS\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x\right)\Delta t$ ifodaga teng. Kesimga kirayotgan va chiqayotgan issiqlik oqimlarining farqini olib Δt vaqtda sterjenning berilgan sohasiga yetkazilgan ΔQ issiqlik miqdorini olamiz[14].

$$\Delta Q = -kS \frac{\partial u}{\partial x} \Delta t + kS \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x \right) \Delta t = kS \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x \Delta t$$

Shuningdek shu vaqt oralig'ida temperatura $\Delta u = \frac{\partial u}{\partial t} \Delta t$ qiymatga o'zgaradi (bunda ham cheksiz kichik yuqori tartibli miqdorlar aniqligida). Shuning uchun (2.1.1) formulaga ko'ra berilgan hajmga ($V = S\Delta x$) yetkazilgan issiqlik miqdori quyidagicha.

$$\Delta Q = c\rho S \Delta x \frac{\partial u}{\partial t} \Delta t$$

ΔQ issiqlik miqdori uchun olingan ifodalarni tenglashtirib $S\Delta x\Delta t$ umumiy ko'paytuvchiga qisqartirib quyidagi tenglamani tuzamiz.

$$c\rho \frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.1.3)$$

$\frac{k}{c\rho} = a^2$ belgilashni kiritib issiqlik manbalari bo'lmagan bir jinsli sterjen uchun asosiy issiqlik o'tkazish tenglamasini olamiz.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.1.4)$$

$$a = \sqrt{\frac{k}{c\rho}} \quad \text{doimiyini issiqlik o'tkazish koeffitsienti deyiladi. (2.1.4)}$$

tenglama bir jinsli va chiziqlidir.

Endi sterjenning ba'zi joylarida issiqlik yutilsin yoki paydo bo'lsin. Bu holda sterjen ichida issiqlik manbalari mavjud deb qaraladi. Issiqlikning ajralib chiqishi (yoki yutilishi) jarayonini issiqlik manbalari zichligi bilan tavsiflash qulay. Issiqlik manbalari zichligini $F(x,t)$ funksiya deb qaraymiz. Sterjenning $(x, x + \Delta x)$ kichik elementida $(t, t + \Delta t)$ vaqt oralig'ida issiqlik ajraladi. Ajralgan issiqlik cheksiz kichik tartiblar aniqligida quyidagiga teng.

$$F(x,t)\Delta x\Delta t \quad (2.1.5)$$

Agar $F(x,t) < 0$ bo'lganda issiqlik yutiladi, ajralmaydi. Masalan, sterjen orqali doimiy tok I o'tkazilganda undan issiqlik ajraladi, bu holda $F(x,t) = \text{const} = I^2 R$ (R - sterjenning birlik uzunligi qarshiligi).

Issiqlik balans tenglamasini (2.1.3) tuzishda sterjenning qaralayotgan uchastkasida hosil bo'ladigan issiqlikni e'tiborga olish kerak. Buning uchun (2.1.3) tenglamaning o'ng tomoniga ajralgan issiqlikni (2.1.5) $S\Delta x\Delta t$ umumiy ko'paytuvchiga bo'lib qushamiz.

$$c\rho \frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{S} F(x,t)$$

Tenglamani ikki tomonini $c\rho$ ko'paytmaga bo'lamiz va $\frac{1}{c\rho S} F(x,t) = g(x,t)$ belgilash kiritib tenglama olamiz.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + g(x,t) \quad (2.1.6)$$

Olingan oxirgi tenglama bir jinsli emas. Tabiiyki (2.1.6) tenglama sterjenning ichida issiqlik manbasi mavjud degan ta'savvurda ideallashtirib olindi.

Boshlang'ich va chegaraviy shartlar. Issiqlik o'tkazish tenglamasi uchun boshlang'ich shart biror momentda sterjenning barcha nuqtalari temperaturasi berilgan bo'lishi kerak. Odatda $t = 0$ olinadi va boshlang'ich shart quyidagicha

$$u(x,0) = u|_{t=0} = f(x) \quad (2.1.7)$$

Bunda $f(x)$ berilgan funksiya.

Sterjenning tashqi muhit bilan issiqlik almashinish joylarida chegaraviy shartlar bajarilishi kerak. Sterjenning yon sirtlari izolyatsiyalanganligi uchun chiqish sirtlarida shart bajariladi. Absissa uchun $x = 0$ va $x = l$ koordinatalar olinadi. Chegaraviy shartlarning eng oddiysi sterjen uchlarining temperaturasi doimiy saqlanadi. Demak,

$$u(0,t) = u|_{x=0} = \tilde{u}_0 \quad u|_{x=l} = \tilde{u}_l \quad (2.1.8)$$

Bunda $\tilde{u}_0$ va $\tilde{u}_l$ berilgan sonlar.

Shuningdek, sterjenning uchki sirtlarida tashqi muhit bilan Nyutonning qonuni bo'yicha issiqlik almashinishi sodir bo'lish holati bo'lishi mumkin. Birlik vaqtda birlik sirtdan oquvchi issiqlik oqimi jism va tashqi muhit temperaturalari farqiga proporsionaldir (Nyuton qonuni)

$$h(u - \tilde{u}) \quad (2.1.9)$$

Bunda u -sterjen uchining temperaturasi, $\tilde{u}$ -tashqi muhit temperaturasi, h -sterjen va muhitning fizik xossalariga bog'liq issiqlik almashinuv koeffitsienti (tashqi issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti). Bizning holda uni doimiy olamiz. Issiqlik sterjendan tashqi muhitga o'tishida koeffitsientni musbat olamiz. Chetki

sirtidan Δt momentda beriladigan issiqlik miqdori $h(u - \tilde{u})S\Delta t$ ifoda bilan aniqlanadi.

Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra ajralayotgan issiqlik qaralayotgan kesimdan issiqlik oqimiga teng bo'lishi kerak. Sterjen kesimidan o'tayotgan issiqlik oqimi (2.1.2) formulaga ko'ra $-kS \frac{\partial u}{\partial x} \Delta t$ ifodaga teng. Sterjenning uchlarida oqimning yo'nalishi koordinata o'qiga nisbatan qarama-qarshi ishoralarga ega bo'ladi.

$$\begin{aligned} k \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=0} &= h_0 \{u \Big|_{x=0} - \tilde{u}_0\} \\ -k \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=l} &= h_l \{u \Big|_{x=l} - \tilde{u}_l\} \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

Sterjenning uchlaridagi muhitlar farqlanishi mumkin, shuning uchun $h_0, h_l, \tilde{u}_0, \tilde{u}_l$ kattaliklar mos ravishda chap va o'ng tomondagi koeffitsientlar va temperaturalar. Bu kattaliklarni ma'lum va doimiy deb qarash mumkin. Agar uchlardan biri izolyatsiyalangan bo'lsa chegaraviy shart quyidagicha

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.1.11)$$

Birinchi shartni quyidagicha yozib,

$$\frac{k}{h_0} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=0} = u \Big|_{x=0} - \tilde{u}_0$$

$h \rightarrow \infty$ holida (2.1.8) shartni olamiz. Qidirilayotgan $u = u(x, t)$ (2.1.4) tenglamani

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

boshlang'ich (2.1.7) shartni $u \Big|_{t=0} = f(x)$

chegaraviy (2.1.10) shartlarni yoki ularning xususiy hollarini

$$k \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_0 \{u \Big|_{x=0} - \tilde{u}_0\}$$

$$-k \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=l} = h_l \{u \Big|_{x=l} - \tilde{u}_l\}$$

qanoatlantirishi kerak (yoki (2.1.8) va (2.1.11) xususiy hollarni). Differensial nazariyaga ko'ra xususiy hosilali masala yagona yechimga ega bo'ladi.

Sterjenning yon devorlaridan issiqlik almashinuvi bo'lganda issiqlik o'tkazuvchanlik. Bu masalada differensial tenglama (2.1.4) ifodadan farq qiladi. S sterjenning ko'ndalang kesimi, p ko'ndalang kesimning perimetri bo'lsin. Sterjenning biror kesimini x dan $x + \Delta x$ gacha ko'ramiz. Oldingi paragraflardan bilamizki $(t, t + \Delta t)$ vaqt oralig'ida sterjen bo'ylab issiqlik oqimi quyidagicha bo'ladi.

$$\Delta Q = kS \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x \Delta t$$

Nyutonning qonuni bo'yicha bu vaqt davomida sterjenning yon devorlaridan kesimga kiradigan issiqlik miqdori quyidagicha

$$\Delta Q_d = h[\tilde{u}(x, t) - u(x, t)] \rho \Delta x \Delta t$$

Bunda $p \Delta x$ -yon sirt yuzasi, h -issiqlik almashinuvi koeffitsienti va $\tilde{u}(x, t)$ -tashqi muhit temperaturasi. Issiqlik balansi tenglamasini tuzishda (2.1.1) bir jinsli jismning temperaturasini Δu ga ko'tarish uchun beriladigan issiqlik miqdoriga tenglashtiramiz.

$$kS \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x \Delta t + h[\tilde{u} - u] \rho \Delta x \Delta t = c \rho S \Delta x \frac{\partial u}{\partial t} \Delta t$$

Tenglamaning o'ng tomoni sterjen nuqtalarining temperaturasi $\frac{\partial u}{\partial t}$ ga o'zgarishiga sabab bo'luvchi issiqlikni anglatadi. Tenglamaning ikkala tomonini $c\rho S\Delta x\Delta t$ ifodaga bo'lib quyidagini olamiz.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + b^2(\tilde{u} - u) \quad (2.1.12)$$

Bunda $a = \sqrt{\frac{k}{c\rho}}$ -issiqlik o'tkazish koeffitsienti, $b^2 = \frac{ph}{c\rho S}$ -yon sirti

koeffitsienti. Agar sterjenning yon sirti izolyatsiyalangan bo'lsa $h = 0$ o'z navbatida $b = 0$ bo'ladi va (2.1.12) tenglama (2.1.4) issiqlik tenglamasiga keladi. Yuqoridagi tenglamaga ham (2.1.4) tenglamadagi singari boshlang'ich va chegaraviy shartlar qo'yiladi. Agar tashqi muhitning temperaturasi o'zgarmasa quyidagi masalaga kelimiz.

$\tilde{u} = 0$ bo'lganda (2.1.12) tenglamani (2.1.4) tenglamaga keltirish mumkin. Buning uchun temperaturani $\tilde{u}$ dan boshlab hisoblash talab etiladi. Doimiy hol uchun $u_1 = \tilde{u} - u$ belgilashni kiritamiz.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - b^2 u \quad (2.1.13)$$

Tenglama yechimini $u = e^{-b^2 t} v(x, t)$ ko'rinishda hisoblaymiz. v - qidirilayotgan yangi funksiya.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -b^2 e^{-b^2 t} v + e^{-b^2 t} \frac{\partial v}{\partial t} \quad \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = e^{-b^2 t} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$$

Hosilalarni (2.1.13) tenglamaga qo'yamiz.

$$-b^2 e^{-b^2 t} v + e^{-b^2 t} \frac{\partial v}{\partial t} = a^2 e^{-b^2 t} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - b^2 e^{-b^2 t} v$$

Kisqartirishdan so'ng quyidagini olamiz.

$$\frac{\partial v}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (2.1.14)$$

Boshlang'ich shartlar $v(x,t)$ funksiya uchun saqlanadi, $v|_{t=0} = u|_{t=0}$. Chegaraviy shartlar o'zgaradi. Masalan sterjenning uchlaridagi temperatura doimiy bo'lsa quyidagicha bo'ladi.

$$v|_{x=0} = \tilde{u}_0 e^{b^2 t} \quad v|_{x=l} = \tilde{u}_l e^{b^2 t}$$

Bunda o'ng tomonlar doimiy bo'lmay t vaqtning ma'lum funksiyalaridir.

Cheksiz sterjen uchun Furrye usuli. Yon sirti izolyatsiyalangan ingichka, uzun va issiqlik o'tkazuvchan sterjenni ko'ramiz. Oldingi bo'limdan ko'rinadiki issiqlik manbalari bo'lmaganda nuqtalarning $u(x,t)$ temperaturasi quyidagi tenglamani qanoatlantiradi[4,9].

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.1.15)$$

Agar sterjen juda uzun bo'lsa o'rtasida sodir bo'ladigan jarayonlarga asosan dastlabki temperatura taqsimoti ta'sir qiladi. Uchlardagi temperaturaviy shartlar yetarlicha uzoq vaqt davomida aytilmaydi. Bunday masalalarda sterjenni cheksiz deb hisoblanadi. Chegaraviy shartlar tushirib qoldiriladi va qidirilayotgan $u(x,t)$ funksiyaga faqat boshlang'ich shartlar qo'yiladi.

$$u|_{t=0} = f(x) \quad (2.1.16)$$

$f(x)$ funktsiya barcha sonli o'qda aniqlangan ($-\infty < x < \infty$). Yuqoridagi (2.1.15) tenglamani (2.1.16) shartda yechish masalasi boshlang'ich shartli

masala yoki Koshi masalasi deyiladi. Tenglama yechilishini osonlashtirish uchun vaqtni o'rniga

$$\tau = a^2 t \quad (2.1.17)$$

o'zgaruvchini kiritamiz. Unda

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial t} = a^2 \frac{\partial u}{\partial \tau},$$

va (2.1.15) tenglama sterjenning fizik xossalariga bog'liq bo'lmagan quyidagiga o'zgaradi

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.1.18)$$

Boshlang'ich shartni $t = 0 \quad \tau = 0$ bo'lganligi uchun oson o'zgartiramiz.

$$u|_{\tau=0} = f(x) \quad (2.1.19)$$

Bu masalani yechishda Furiyening o'zgaruvchilarni ajratish va xususiy yechimlarni superpozitsiyasi usulidan foydalanamiz. Tenglamaning xususiy yechimini $u(x, t) = X(x)T(\tau)$ ko'paytma ko'rinishida qidiramiz.

$$X(x) \frac{\partial T(\tau)}{\partial \tau} = T(\tau) \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2}$$

$$\frac{1}{T(\tau)} \frac{\partial T(\tau)}{\partial \tau} = \frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} \quad (2.1.20)$$

Bu tenglamaning koordinataga va o'ng tomoni vaqtga bog'liq bo'la olmaydi Furiyening o'zgaruvchilarni ajratish usulining mohiyati ham shu. Tenglamaning o'ng va chap tomonlari teng bo'ladigan c doimiyni kiritsak (2.1.20) tenglama ikkita tenglamaga ajraladi.

$$\frac{1}{T(\tau)} \frac{\partial T(\tau)}{\partial \tau} = c \qquad \frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} = c \qquad (2.1.21)$$

Tenglamalarning birinchisi quyidagi umumiy yechimga ega.

$$T(\tau) = Ce^{c\tau}$$

Biror bir kesimda temperatura $u = X(x)T(\tau)$ chegarasiz o'smasligi kerak ya'ni $\tau \rightarrow \infty$. Shuning uchun c manfiy bo'lishi kerak, ya'ni $c = -\lambda^2$.

$$T(\tau) = Ce^{-\lambda^2 \tau}$$

Ikkinchi tenglama quyidagi ko'rinishga keladi.

$$\frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \lambda^2 X(x) = 0$$

Uning umumiy yechimi quyidagicha;

$$X(x) = A \cos \lambda x + B \sin \lambda x$$

Demak, biz (2.1.5) tenglamaning xususiy yechimini oldik.

$$u = (AC \cos \lambda x + BC \sin \lambda x) e^{-\lambda^2 \tau}$$

yoki

$$u = (\alpha \cos \lambda x + \beta \sin \lambda x) e^{-\lambda^2 \tau} \qquad (2.1.22)$$

O'z navbatida $\alpha = AC$ $\beta = BC$ ixtiyoriy doimiylar; λ esa ixtiyoriy sonni anglatadi. (2.1.22) funksiya λ ning ixtiyoriy qiymatida tenglamaning yechimi bo'ladi. λ ning har bir qiymatida α va β doimiylarni tanlaymiz[13]. Shuningdek, ta'kidlash mumkinki α va β doimiylar λ ning ixtiyoriy funksiyalari bo'lishi mumkin. Shuning uchun (2.1.20) tenglamaning xususiy yechimlari oilasiga ega bo'lamiz.

$$u_{\lambda}(x, \tau) = [\alpha(\lambda) \cos \lambda x + \beta(\lambda) \sin \lambda x] e^{-\lambda^2 \tau} \quad (2.1.23)$$

Furye usulining birinchi qismi tugadi. Bu usulning ikkinchi qismi olingan $u_{\lambda}(x, \tau)$ yechimlarning superpozitsiyasidan iborat. (2.1.20) tenglama chiziqli va bir jinslidir, u λ parametrlarning uzluksiz o'zgaruviga bog'liq bo'lgan sanoqsiz xususiy yechimlarga ega. Shuning uchun integral ko'rinishini qarash mumkin.

$$u(x, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} u_{\lambda}(x, \tau) d\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} [\alpha(\lambda) \cos \lambda x + \beta(\lambda) \sin \lambda x] e^{-\lambda^2 \tau} d\lambda \quad (2.1.24)$$

Bizga noma'lum $\alpha(\lambda)$ va $\beta(\lambda)$ funksiyalarni topish qoldi. (2.1.24) yechim boshlang'ich (2.1.16) shartni qanoatlantirishi kerak.

$$u|_{\tau=0} = \int_{-\infty}^{\infty} [\alpha(\lambda) \cos \lambda x + \beta(\lambda) \sin \lambda x] d\lambda = f(x) \quad (2.1.25)$$

Oxirgi tenglik $f(x)$ funksiyani Furye integraliga yoyishni anglatadi. Funksiyani integralga yoyish faqat, bu funksiyani Furye qatoriga yoyilsa mumkin va $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx$ integral limitga ega bo'lishi kerak. Boshqacha aytganda $f(x)$ funktsiya butun o'q bo'ylab absolyut integrallanishi kerak bu esa barcha fizikaviy masalalarda bajariladi ($f(x)$ funktsiya – temperaturaning boshlang'ich taqsimoti).

Integralning intiluvchanligi sterjen issiqlik energiyasini chegaralanganligini anglatadi (chunki issiqlik energiyasi absolyut temperaturaga proporsional. $f(x)$ funksiyaning integralga yoyilmasi quyidagichadir.

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \cos \lambda(\varepsilon - x) d\varepsilon$$

$\cos \lambda(\varepsilon - x) = \cos \lambda x + \sin \lambda \varepsilon \sin \lambda x$ bo'lganligi uchun Furye integralio'zgaradi.

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \cos \lambda \varepsilon d\varepsilon \right) \cos \lambda x + \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \sin \lambda \varepsilon d\varepsilon \right) \sin \lambda x \right\} d\lambda$$

Yoyilmani va (2.1.16) formulani taqqoslab $\alpha(\lambda)$ va $\beta(\lambda)$ funksiyalar uchun funksiyalarni olamiz.

$$\left. \begin{aligned} \alpha(\lambda) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \cos \lambda \varepsilon d\varepsilon \\ \beta(\lambda) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \sin \lambda \varepsilon d\varepsilon \end{aligned} \right\} \quad (2.1.26)$$

Yuqorida $f(x)$ funksiyaga qo'yilgan ikkinchi shartdan $\alpha(\lambda)$ va $\beta(\lambda)$ funksiyalarning chegaralanganligi kelib chiqadi.

$$|\alpha(\lambda)| < \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |f(\varepsilon)| d\varepsilon \quad |\beta(\lambda)| < \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |f(\varepsilon)| d\varepsilon$$

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \cos \lambda(\varepsilon - x) d\varepsilon$$

Yuqoridagi (2.1.24) formulalardan topilga $\alpha(\lambda)$ va $\beta(\lambda)$ funksiyalarni (2.1.24) yechimga qo'yib, quyidagi funksiyani olamiz.

$$\begin{aligned} u(x\tau) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \{ \cos \lambda x \cos \lambda \varepsilon + \sin \lambda x \sin \lambda \varepsilon \} e^{-\lambda^2 \tau} d\varepsilon = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \cos \lambda(x - \varepsilon) e^{-\lambda^2 \tau} d\varepsilon \end{aligned} \quad (2.1.27)$$

Bu funksiya bir vaqtning o'zida (2.1.4) tenglamani hamda (2.1.10) boshlang'ich shartni qanoatlantiradi. Shuningdek, bu funksiya cheksiz sterjendagi issiqlik o'tkazuvchanlik masalasini hal qiladi.

Barcha x va $\tau \geq \tau_0 < 0$ uchun (2.1.22) formulalardan aniqlanadigan $\alpha(\lambda)$ va $\beta(\lambda)$ funksiyalar orqali (2.1.24) integral (2.1.15) tenglamaning yechimi ekanligini isbotlaymiz. Yuqorida aytilganidek $\alpha(\lambda)$ va $\beta(\lambda)$ funksiyalar chegaralangan: barcha λ uchun $|a(\lambda)| < K$, $|\beta(\lambda)| < K$, $K = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |f(\varepsilon)| d\varepsilon$

Shuning uchun quyidagilar o'rinli:

$$|u_\lambda(x, \tau)| = |a(\lambda)\cos \lambda x + \beta(\lambda)\sin \lambda x| e^{-\lambda^2 \tau} \leq 2K e^{-\lambda^2 \tau_0}$$

$$\frac{\partial u_\lambda}{\partial \tau} = -[a(\lambda)\cos \lambda x + \beta(\lambda)\sin \lambda x] \lambda^2 e^{-\lambda^2 \tau}$$

va shu shartlarni inobatga olib quyidagilarni olamiz.

$$\left| \frac{\partial u_\lambda}{\partial \tau} \right| \leq 2K \lambda^2 e^{-\lambda^2 \tau_0} \quad \left| \frac{\partial^2 u_\lambda}{\partial \tau^2} \right| \leq 2K \lambda^2 e^{-\lambda^2 \tau_0}$$

Tengsizliklarning o'ng tomonlarida faqat λ parametrغا bog'liq funksiyalar bo'lib, bu funksiyalarning integrallari intiluvchandir. Chunki

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\lambda^2} d\lambda = \sqrt{\pi}$$

Bunday integrallar Puasson integrali deb yuritiladi. $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\lambda^2 \tau_0} d\lambda$ integralni o'zgaruvchilarini almashtirib ishlanadi, ya'ni $\lambda \sqrt{\tau_0} = \mu$.

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\lambda^2 \tau_0} d\lambda = \frac{1}{\sqrt{\tau_0}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\mu^2} d\mu = \sqrt{\frac{\pi}{\tau_0}}$$

Keyinchalik $\lambda = u$ va $\lambda e^{-\lambda^2 \tau_0} d\lambda = d\nu$ deb hisoblab bo'laklab integrallaymiz.

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\lambda^2 \tau_0} d\lambda = -\frac{\lambda e^{-\lambda^2 \tau_0}}{2\tau_0} \Big|_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{2\tau_0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\lambda^2 \tau_0} d\lambda = \frac{\sqrt{\pi}}{2\tau_0 \sqrt{\tau_0}}$$

Birinchi yig'indi $\lambda \rightarrow \pm\infty$ bo'lganda nolga intiladi. Shuningdek, $\int_{-\infty}^{\infty} u_{\lambda}(x, \tau) d\lambda$ integral va integral osti funksiyalarning xususiy hosilalari integrallari intiluvchandir.

Issiqlik o'tkazuvchanlik tenglama yechimini o'zgartirish. Issiqlik tenglamasi o'ng tomonini integrallab tartibini o'zgartiramiz.

$$u(x, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} e^{\lambda^2 \tau} \cos \lambda(x - \varepsilon) d\lambda \right\} d\varepsilon \quad (2.1.28)$$

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz $\lambda = \frac{\sigma}{\sqrt{\tau}}, \frac{x - \varepsilon}{\sqrt{\tau}} = \omega$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{\lambda^2 \tau} \cos \lambda(x - \varepsilon) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\sigma^2} \cos \sigma \omega d\sigma = \frac{1}{\sqrt{\tau}} I(\omega)$$

$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\sigma^2} \cos \sigma \omega d\sigma$ integral maxsus usulda ishlanadi. Holbuki

$I(0) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\sigma^2} d\sigma = \sqrt{\pi}$ integral Puasson integralidir. Oldingi funksiyaning

hosilasini ko'rsak, $\frac{\partial I(\omega)}{\partial \omega} = - \int_{-\infty}^{\infty} \sigma e^{-\sigma^2} \sin \sigma \omega d\sigma$ keyin bo'laklab integrallansa:

$$\frac{\partial I(\omega)}{\partial \omega} = - \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\sigma^2} \sigma \sin \sigma \omega d\sigma = \frac{1}{2} e^{-\sigma^2} \sin \sigma \omega \Big|_{-\infty}^{\infty} - \frac{\omega}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\sigma^2} \cos \sigma \omega d\sigma = -\frac{\omega}{2} I(\omega)$$

$$\frac{dI(\omega)}{I(\omega)} = -\frac{\omega d\omega}{2}, \quad \ln I(\omega) = -\frac{\omega^2}{4} + \ln C \quad I(\omega) = Ce^{-\frac{\omega^2}{4}}$$

$I(0) = \sqrt{\pi}$ ekanligidan foydalanib ixtiyoriy doimiyni topamiz: $C = \sqrt{\pi}$.

Demak, $I(\omega) = \sqrt{\pi} e^{-\frac{\omega^2}{4}}$, $\omega = \frac{x-\varepsilon}{\sqrt{\tau}}$ bo'lganligi uchun quyidagini olamiz.

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{\lambda^2 \tau} \cos \lambda(x-\varepsilon) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{\tau}} I(\omega) = \sqrt{\frac{\pi}{\tau}} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4\tau}}$$

Topilgan ifodani (2.1.28) yechimga qo'yamiz.

$$u(x, \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4\tau}} d\varepsilon \quad (2.1.29)$$

Endi (2.1.27) yechim (2.1.29) ko'rinishga o'zgartirilgandan so'ng, $u(x, t)$ funksiya (2.1.18) tenglamani va (2.1.19) boshlang'ich shartni qanoatlantirishini tekshirishimiz mumkin. Ikkinchisini ε o'rniga yangi integrallash o'zgaruvchini kiritish mumkin[4,13].

$$\omega = \frac{x-\varepsilon}{2\sqrt{\tau}}, \quad \varepsilon = x - 2\omega\sqrt{\tau}, \quad d\varepsilon = -2\sqrt{\tau} d\omega$$

$$u(x, \tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x - 2\omega\sqrt{\tau}) e^{-\omega^2} d\omega$$

Shuningdek;

$$u|_{\tau=0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-\omega^2} d\omega = f(x) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\omega^2} d\omega = f(x)$$

Birinchi tekshirishni bajarish uchun funksiya kiritamiz va u (2.1.18) tenglamaning yechimi bo'ladi.

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4\tau}} = \varphi_{\varepsilon}(x, \tau) \quad (2.1.30)$$

Haqiqatdan ham hosilalarni olib tekshirib ko'ramiz.

$$\frac{\partial \varphi_\varepsilon}{\partial \tau} = \left\{ -\frac{1}{4\tau\sqrt{\pi\tau}} + \frac{(x-\varepsilon)}{8\tau^2\sqrt{\pi\tau}} \right\} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4\tau}}$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_\varepsilon}{\partial x^2} = \left\{ -\frac{1}{4\tau\sqrt{\pi\tau}} + \frac{(x-\varepsilon)^2}{8\tau^2\sqrt{\pi\tau}} \right\} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4\tau}}$$

O'z navbatida (2.1.18) tenglama qanoatlantiriladi. $\frac{\partial \varphi_\varepsilon}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \varphi_\varepsilon}{\partial x^2}$

Demak yechimni quyidagicha yozish mumkin.

$$u(x, t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2 t}} d\varepsilon \quad (2.1.31)$$

2.2. Issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasining fundamental yechimi va uning fizikaviy ma'nosi.

Tenglama yechimining fizikaviy ma'nosini ko'rib chiqamiz.

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4\tau}} = \varphi_\varepsilon(x, \tau) \quad \text{formulaga} \quad \tau = a^2 t \quad \text{belgilashni} \quad \text{qo'yib} \quad \frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

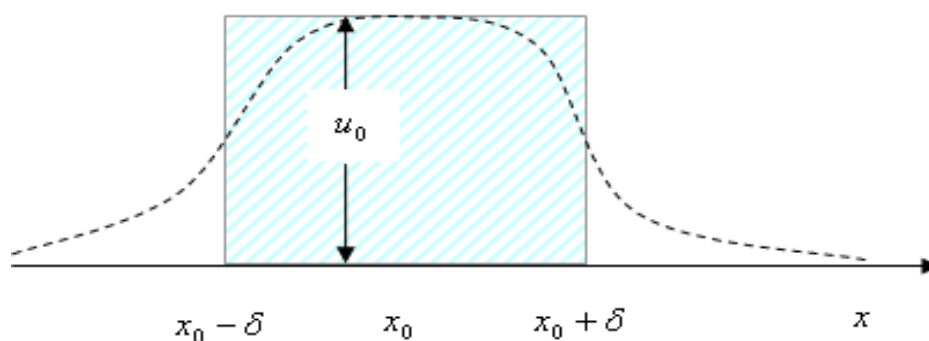
tenglamaning yechimini yozamiz .

$$\varphi_\varepsilon(x, t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2 t}} d\varepsilon \quad (2.2.1)$$

$\varphi_\varepsilon(x, t)$ funksiya x , t ($t=0$ funksiya aniqlanmagan) va ε ixtiyoriy parametrga bog'liq. Unga *issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasining fundamental yechimi deyiladi*. Shuningdek issiqlik impulsariga bog'liq muhim fizikaviy ma'noga ega. Temperaturaning quyidagi boshlang'ich taqsimotiga fizikaviy issiqlik impulsi deyiladi:

$$f_\delta(x) = \begin{cases} u_0, & \text{agar } |x-x_0| < \delta \\ 0, & \text{agar } |x-x_0| > \delta \end{cases} \quad u_0 \text{ doimiy va } \delta > 0$$

Sterjen barcha nuqtalarida boshlanishda temperatura nol bo'lib, agar $t = 0$ momentda $x_0 - \delta$ dan $x_0 + \delta$ qirqimga qo'qisdan biror issiqlik miqdori kiritilsa (masalan shu qirqimga katta temperaturali alanga berilsa) shu vaqt momentida qirqimning temperaturasi u_0 sakraydi. Berilgan θ_0 issiqlik miqdori 2.2.1- chizmadagi shtrixlangan $2\delta u_0$ yuzaga proporsionaldir. Agar S sterjen kesimining yuzasi bo'lsa, $2\delta S$ - qirqimning hajmi, $2\delta S\rho$ - qirqimning massasi. Unda $\theta_0 = 2\delta S\rho c u_0$ (c -solishtirma issiqlik sig'imi) ifodaga teng bo'ladi.



2.2.1-chizma Sterjenga beriladigan boshlang'ich issiqlik miqdorining qirqim kattaliklariga bog'liqligi.

Amalda temperatura uzuqli $f_\delta(x)$ funksiya bilan berilmaydi. Ammo grafikdagi yaqin bo'lib, taxminan punktir chiziq singari bo'ladi. Qizitish qancha qisqa vaqtda va keskin bo'lsa shunchalik grafiklar farqi kamaya boradi. Agar uzilish funksiyasini Furiye integrali bilan berilsa, uzilish nuqtalarida temperatura uchun $\frac{u_0}{2}$ qiymatni olish mumkin.

Bunday issiqlik impulsi boshlang'ich temperatura taqsimoti uchun

$$u(x,t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon \quad \text{issiqlik o'tkazuvchanlik yechimi quyidagi}$$

ko'rinishga keladi.

$$u(x, t) = \frac{u_0}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{x_0-\delta}^{x_0+\delta} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon \quad (2.2.2)$$

O'rtacha integral hisoblash teoremasidan quyidagicha bo'ladi:

$$\int_{x_0-\delta}^{x_0+\delta} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon = 2\delta e^{-\frac{(x-\varepsilon_x)^2}{4a^2t}}$$

Bunda ε integrallash intervalida yotuvchi biror nuqta. Demak yechim ko'rinishini quyidagicha o'zgartirishimiz mumkin.

$$u(x, t) = \frac{2\delta u_0}{2a\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} = \frac{\theta_0}{S\rho c} \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} \quad \text{chunki}$$

$$2\delta u_0 = \frac{\theta_0}{S\rho c}.$$

Sterjenning fizikaviy parametrlarini tushirib qoldirish uchun berilgan issiqlik miqdorini $\theta' = S\rho c$ deb tasavvur qilsak, fizikaviy issiqlik miqdori holi uchun yechim quyidagicha bo'ladi.

$$u(x, t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} \quad (2.2.3)$$

Fizikaviy issiqlik impulsidan nuqtaviy (ideal) issiqlik impulsiga o'tish uchun δ ni nolga intiltiramiz. Yuqoridagi tasavvurda $2\delta u_0 = 1$ bo'lganligi uchun $\delta \rightarrow 0$ $u_0 \rightarrow +\infty$. Shuningdek $\varepsilon \rightarrow x_0$ intilganda yechimni o'zgartiramiz (nuqtaviy issiqlik impulsi uchun).

$$u(x, t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4a^2t}} = \varphi_{x_0}(x, t) \quad (2.2.4)$$

Kiritiladigan alanga ingichka bo'lsa nuqtaviy issiqlik impulsini qo'llash mumkin.

Nuqtaviy impulsning matematik boshlang'ich taqsimoti Dirakning impuls funsiyasi bilan beriladi $\delta(x - x_0)$. Uning xususiyati quyidagicha:

$$\delta(x - x_0) = \begin{cases} 0, & \text{agar } x \neq x_0 \\ +\infty, & \text{agar } x = x_0 \end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0) dx = 1$$

$2\delta u_0 = 1$ bo'lganda ixtiyoriy δ ixtiyoriy (integralning pastki chegarasini x_0 dan kichik ixtiyoriy son bilan, yuqorisini x_0 dan katta ixtiyoriy son bilan almashtirilishi mumkin). Demak cheksiz sterjenda issiqlik o'tkazuvchanlik masalasining fundamental yechimi $\varphi_{x_0}(x, t)$ bo'ladi va bunda temperaturaning boshlang'ich taqsimoti $f(x) = \delta(x - x_0)$.

Endi nuqtaviy impulsdan so'ng issiqlikning sterjenda tarqalishini ko'raylik. Buning uchun (2.2.4) fundamental yechimning grafigini ($t > 0$) turli vaqtlarda tadqiq qilish kerak. Bu egriliklarga Gauss egri chiziqlari deyiladi (φ funktsiyaning o'zi grafigi ehtimollar nazariyasi uchun muhim hisoblanadi). $\varphi_{x_0}(x, t)$ funksiya va uning grafigining quyidagi xossalarini olamiz.

1. Vaqtning ixtiyoriy qiymatida $\varphi_{x_0}(x, t)$ funktsiyaning grafigi x_0 nuqtadagi vertikal o'qqa nisbatan simmetrikdir. Maksimumga $x = x_0$ nuqtada erishiladi va u $\frac{1}{2a\sqrt{\pi t}}$ ga teng (fizikaviy mulohazadan har momentda ma'lumki maksimal temperatura impuls qo'yilgan nuqtada bo'ladi). Agar $t > 0$ fiksirlangan momentni ko'rsak, maksimal temperatura temperatura o'tkazuvchanlik koefitsientiga teskari proporsional bo'ladi $a = \sqrt{\frac{k}{c\rho}}$ (har vaqt momentida sterjen bo'ylab maksimal temperaturasi, ichki issiqlik o'tkazuvchanlik koefitsienti k o'sishi

bilan kamayadi, solishtirma issiqlik sig'imi va sterjen materialining zichligi ρ kam bo'lishi bilan kamayadi).

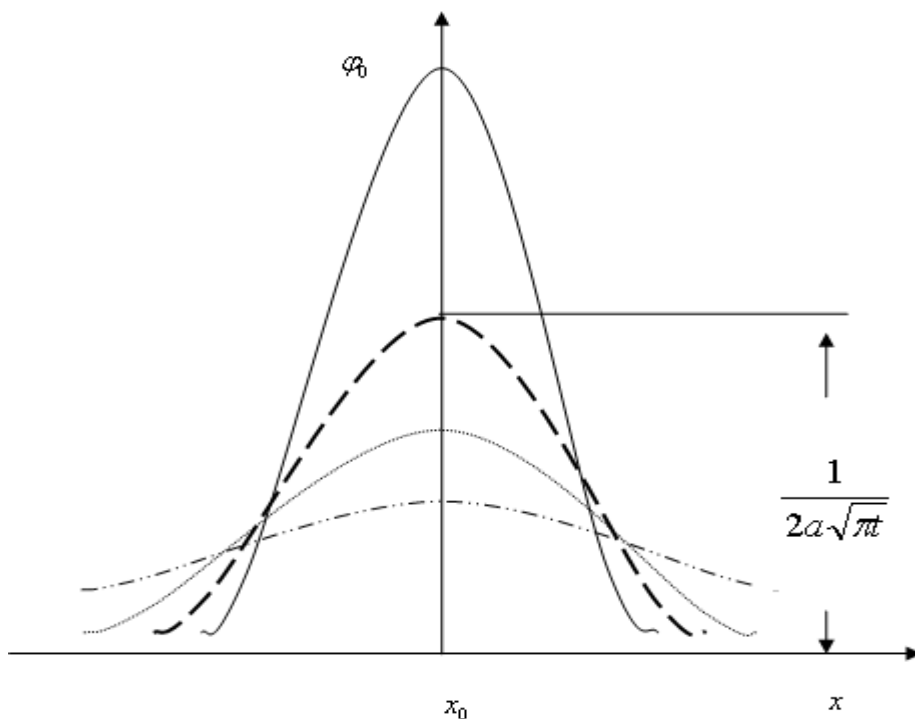
2. Rasmdagi har bir chiziqning osti yuzasi 1 ga teng. Misol uchun maksimumga mos keluvchi yuzani 1 ga tengligini isbotlash uchun $\varphi_{x_0}(x, t)$ funksiyani integrallaymiz.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{x_0}(x, t) dx = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4a^2 t}} dx$$

O'zgaruvchilarni $\frac{x-x_0}{2a\sqrt{t}} = \omega$, $dx = 2a\sqrt{t} d\omega$ belgilashlarga almashtirib

quyidagini olamiz.

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\omega^2} d\omega = 1$$



2.2.2. –chizma. Issiqlik o'tkazuvchanlikning fundamental yechimining uzunlikka bog'liqligi grafigi.

Buning fizik ma'nosi, boshlang'ich $t = 0$ momentda sterjenga berilgan issiqlik energiyasi miqdori impuls bo'lganligi uchun vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

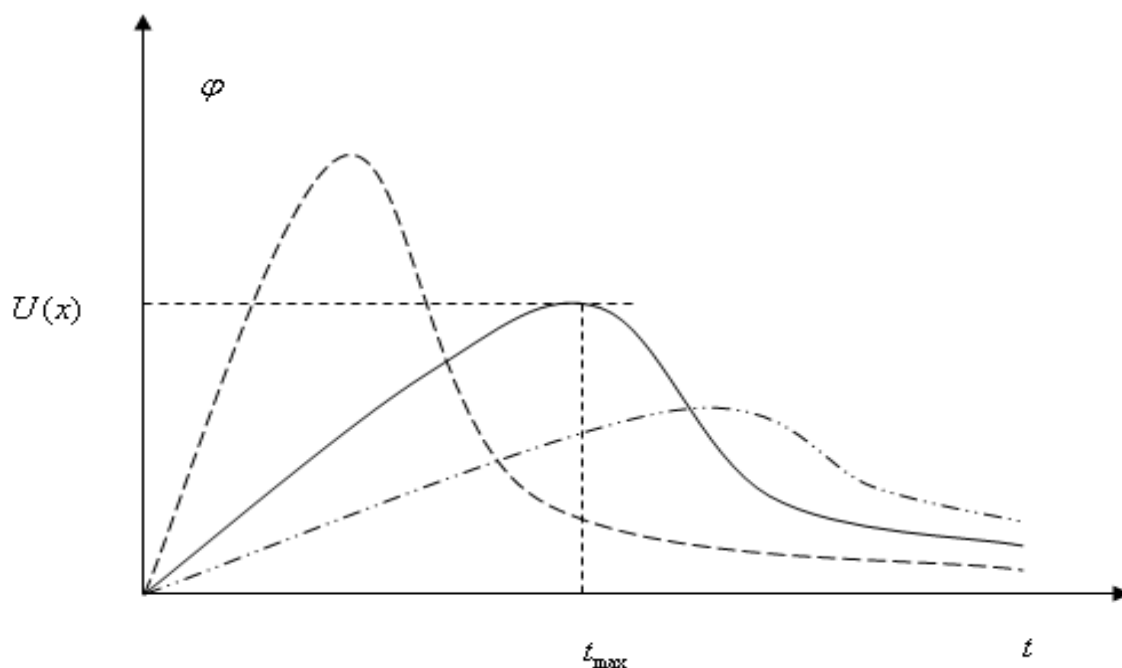
2. Har bir fiksirlangan $x \neq x_0$ nuqtada $\varphi_{x_0}(x, t)$ vaqtning funktsiyasi kabi boshlanishda 0 dan ($t = 0$) biror maksimal $U(x)$ qiymatgacha o'sib boradi va keyinchalik nolga monoton kamayib intilib boradi (2.2.2 -chizma).

$t = 0$ da $\varphi_{x_0}(x, t)$ funktsiya aniqlanmagan shuning uchun vaqtning nolga intilishi bilan chegaralanamiz.

$$\lim_{t \rightarrow 0} \varphi_{x_0}(x, t) = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4a^2 t}}$$

Oxirgi limitni $\lim_{t \rightarrow 0} \frac{\frac{1}{2a\sqrt{\pi t}}}{e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4a^2 t}}}$ ko'rinishda yozib, unga Lopital qoidasini

qo'llab quyidagini olamiz.



2.2.3. -chizma. Issiqlik o'tkazuvchanlikning fundamental yechimining vaqtga bog'liqligi grafigi.

$$\lim_{t \rightarrow 0} \varphi_{x_0}(x, t) = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{e^{\frac{(x-x_0)^2}{4a^2t}} \left(-\frac{1}{4at\sqrt{\pi}} \right)} = \frac{a}{(x-x_0)^2} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\sqrt{t}}{e^{\frac{(x-x_0)^2}{4a^2t}}} = 0$$

Bu nihoyani $x = x_0$ bo'lganda qilib bo'lmaydi. Shuningdek $\lim_{t \rightarrow \infty} \varphi_{x_0}(x, t) = 0$

Maksimal $U(x)$ qiymatni topish uchun $\varphi_{x_0}(x, t)$ funksiyaning t bo'yicha hosilasini hisoblaymiz.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{x_0}}{\partial t} &= \frac{1}{2a\sqrt{\pi}} \left[-\frac{1}{2t\sqrt{t}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4a^2t}} + \frac{(x-x_0)^2}{4a^2t^2\sqrt{t}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4a^2t}} \right] = \\ &= \frac{1}{4at\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4a^2t}} \left[\frac{(x-x_0)^2}{2a^2t} - 1 \right] \end{aligned}$$

O'rta qavs ichini nolga tenglashtiramiz, $t = t_{\max}$, $\varphi = U$ qiymatni topamiz.

$$t_{\max} = \frac{(x-x_0)^2}{2a^2}$$

O'z navbatida quyidagi o'rinli.

$$U(x) = \varphi_{x_0}(x, t_{\max}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi e}|x-x_0|} \quad (2.2.5)$$

Demak ixtiyoriy nuqtaning $x \neq x_0$ temperaturasi avval $U(x)$ qiymatgacha o'sib, keyinchalik kamayib nolga intiladi. $x \neq x_0$ nuqtada erishiladigan maksimal temperatura impuls qo'yilish nuqtasidan uzoqlashish masofasiga teskari proporsional. Bu maksimal temperaturaga erishish uchun zarur vaqt esa u masofaning kvadratiga proporsional. Fundamental (2.2.1) yechimning

$$u(x, t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon \quad \text{yechimning fizikaviy talqinida tushintirish}$$

$$\text{qoldi. } u(x, t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\varepsilon) e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon \quad \text{yechimni natijalar superpozistiyasi}$$

sifatida qaraladi. Boshlang'ich temperatura taqsimotini impulsarga yoyish deb qarash mumkin.

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \delta(\xi - x) d\xi$$

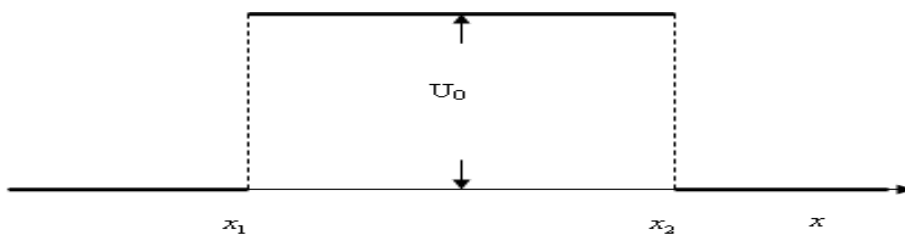
Bu munosabat Dirak funkstiyasining impulsli xususiyatidir.

Cheksiz uzunlikdagi sterjenning nochizig'iy qirqimidagi issiqlik o'tkazuvchanlik. Cheksiz uzunlikdagi sterjenga impulsli ta'sir sifatida tashqi issiqlik berilganda temperatura taqsimoti o'zgaradi. Taqsimotning o'zgarishi u_0 keskin bo'lib, butun uzunlikda bo'lmay biror qirqimda bo'lishi mumkin, chunki cheksizlikda temperatura dastlabki holatida qoladi. Qo'yiladigan masala shu ajratilgan qirqimda temperatura taqsimoti funksiyasini tadqiqot qilishdan iborat.

1-hol. Ajratilgan qirqimning boshlanishi va oxirini mos ravishda x_1 va x_2 koordinata nuqtalari bilan belgilab quyidagi boshlang'ich shartni kiritamiz.

$$f(x) = \begin{cases} u_0, & x_1 < x < x_2 \\ 0, & x < x_1 \text{ yoki } x > x_2 \end{cases}$$

Dastlabki temperatura taqsimotining ko'rinishi 2.2.5. -chizmada keltirilgan. Ta'sir ajratilgan qirqimga keskin tarzda beriladi, natijada maksimal temperatura qaydlanadi. Keyinchalik bu taqsimot biror qonuniyat bilan o'zgaradi.



2.2.4.-chizma. Impulsli tashqi ta'sirda sterjendagi temperatura taqsimoti.

Unda bu taqsimot uchun issiqlik tenglamasining yechimi (2.1.31) quyidagicha:

$$u(x, t) = \frac{u_0}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4a^2 t}} d\xi \quad (2.2.6)$$

Bu funksiya ehtimolliklar integrali deb ataluvchi maxsus funksiya bilan ifodalanadi.

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\mu^2} d\mu \quad (2.2.7)$$

Quyidagi belgilashlarni kiritib maxsus funksiya keltiramiz.

$$\frac{x-\varepsilon}{2a\sqrt{t}} = \mu, \quad d\varepsilon = -2a\sqrt{t}d\mu$$

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{x-x_1}{2a\sqrt{t}}}^{\frac{x-x_2}{2a\sqrt{t}}} e^{-\mu^2} d\mu = \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x-x_1}{2a\sqrt{t}}} e^{-\mu^2} d\mu - \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x-x_2}{2a\sqrt{t}}} e^{-\mu^2} d\mu = \\ &= \frac{u_0}{2} \left[\Phi\left(\frac{x-x_1}{2a\sqrt{t}}\right) - \Phi\left(\frac{x-x_2}{2a\sqrt{t}}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

Maxsus funksiyaning xossalriga to'xtaylik. Bu funksiya toq funksiya $\Phi(-z) = -\Phi(z)$. Haqiqatdan ham,

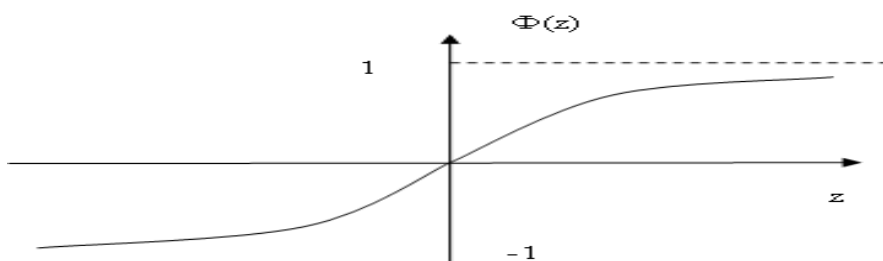
$$\Phi(-z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{-z} e^{-\mu^2} d\mu = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-z}^0 e^{-\mu^2} d\mu = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\mu^2} d\mu$$

Oxirgi tenglik integral osti funksiyaning juftligidan kelib chiqadi.

Keyinchalik $z \rightarrow +\infty$ bo'lganda $\Phi(z)$ funksiya $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\mu^2} d\mu = 1$ integralga intiladi.

O'z navbatida $\Phi(\infty) = 1$ va $\Phi(-\infty) = -1$. $\Phi(z)$ funksiyaning grafigi 7-chizmada keltirildi (bu funksiya uchun maxsus jadval mavjud [4,5]).

$\Phi(z)$ funksiyaning xossasiga ko'ra (2.2.8) funksiya boshlang'ich shartlarni qanoatlantiradi.



2.2.5. -chizma. Maxsus funksiyaning grafigi.

Agar $t \rightarrow 0$ $x < x_1$ yoki $x < x_2$ bo'lgan hollarda ikkala argument ham bir vaqtda musbat yoki manfiy cheksizlikka intiladi. $x < x_1$ bo'lganda $-\infty$ ga, yoki $x < x_2$ bo'lganda $+\infty$ ga intiladi. Ikkala holda ham (2.2.8) formuladagi kvadratik qavslardagi funksiyalar qiymatlari (-1 yoki 1) bitta chegaraga intilsa, ularning farqi esa nolga intiladi. Agar $x_1 < x < x_2$ bo'lganda birinchi argument $+\infty$ ga, ikkinchisi esa $-\infty$ ga intiladi, qavsdagi ifoda esa 2 ga intiladi ya'ni $u(x,0) = u_0$.

Agar $x = x_1$ yoki $x = x_2$ (boshlang'ich temperatura taqsimotining uzilish nuqtalari) bo'lganda $t \rightarrow 0$ intilishda $u \rightarrow \frac{u_0}{2}$.

2-hol. Temperaturaning boshlang'ich taqsimoti quyidagicha bo'lganda issiqlik o'tkazuvchanlikni hisoblaymiz.

$$f(x) = \begin{cases} u_0 \left(1 - \frac{x}{l}\right) & \text{uchun } 0 \leq x \leq l \\ u_0 \left(1 + \frac{x}{l}\right) & \text{uchun } -l \leq x \leq 0 \\ 0 & x \geq l \text{ uchun va } x \leq -l \text{ uchun} \end{cases}$$

Unda (2.2.6) formuladan quyidagi yechimni olamiz.

$$u(x,t) = \frac{u_0}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-l}^0 \left(1 + \frac{\varepsilon}{l}\right) e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon + \frac{u_0}{2a\sqrt{\pi t}} \int_0^l \left(1 - \frac{\varepsilon}{l}\right) e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon$$

Oldingidek $\frac{x-\varepsilon}{2a\sqrt{t}} = \mu$ belgilashni kiritib yozamiz.

$$u(x, t) = \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left(1 + \frac{x}{l} \right) \int_{\frac{x-l}{2a\sqrt{t}}}^{\frac{x+l}{2a\sqrt{t}}} e^{-\mu^2} d\mu + \left(1 - \frac{x}{l} \right) \int_{\frac{x}{2a\sqrt{t}}}^{\frac{x}{2a\sqrt{t}}} e^{-\mu^2} d\mu \right\} -$$

$$- \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \left\{ 2 \frac{a}{l} \sqrt{t} \int_{\frac{x}{2a\sqrt{t}}}^{\frac{x+l}{2a\sqrt{t}}} \mu \cdot e^{-\mu^2} d\mu + 2 \frac{a}{l} \sqrt{t} \int_{\frac{x-l}{2a\sqrt{t}}}^{\frac{x}{2a\sqrt{t}}} \mu \cdot e^{-\mu^2} d\mu \right\}$$

$$u(x, t) = \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left(1 + \frac{x}{l} \right) \left[\Phi \left(\frac{x+l}{2a\sqrt{t}} \right) - \Phi \left(\frac{x}{2a\sqrt{t}} \right) \right] + \left(1 - \frac{x}{l} \right) \left[\Phi \left(\frac{x}{2a\sqrt{t}} \right) - \Phi \left(\frac{x-l}{2a\sqrt{t}} \right) \right] \right\} +$$

$$+ u_0 \frac{a}{l} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \left\{ e^{-\frac{(x+l)^2}{4a^2t}} - e^{-\frac{x^2}{4a^2t}} - e^{-\frac{x^2}{4a^2t}} + e^{-\frac{(x-l)^2}{4a^2t}} \right\}$$

$$u(x, t) = \frac{u_0}{2} \left\{ \left(1 + \frac{x}{l} \right) \Phi \left(\frac{x+l}{2a\sqrt{t}} \right) - 2 \frac{x}{l} \Phi \left(\frac{x}{2a\sqrt{t}} \right) - \left(1 - \frac{x}{l} \right) \Phi \left(\frac{x-l}{2a\sqrt{t}} \right) \right\} +$$

$$+ u_0 \frac{a}{l} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \left\{ e^{-\frac{(x+l)^2}{4a^2t}} - 2e^{-\frac{x^2}{4a^2t}} + e^{-\frac{(x-l)^2}{4a^2t}} \right\}$$

Olingan natija sterjendagi temperaturani o'zgarishi haqida mulohaza qilish imkonini beradi. Boshlang'ich shart ham bajarilib juft funksiyadir.

$$u|_{x=0} = \frac{u_0}{2} \left\{ \Phi \left(\frac{l}{2a\sqrt{t}} \right) - \Phi \left(-\frac{l}{2a\sqrt{t}} \right) \right\} + 2u_0 \frac{a}{l} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \left(e^{-\frac{l^2}{4a^2t}} - 1 \right) =$$

$$= u_0 \left\{ \Phi \left(\frac{l}{2a\sqrt{t}} \right) - \frac{2a\sqrt{t}}{l\sqrt{\pi}} \left(1 - e^{-\frac{l^2}{4a^2t}} \right) \right\} = u_0 \left[\Phi(z) - \frac{1 - e^{-z^2}}{z\sqrt{\pi}} \right]$$

Bunda $z = \frac{l}{2a\sqrt{t}}$. Olingan natija $u|_{x=0}$ bo'lganda quyidagicha o'zgartirilishi

mumkin. Oxirgi qavs ichidagi ifodaning hosilasini ko'ramiz.

$$\frac{d}{dz} \left[\Phi(z) - \frac{1 - e^{-z^2}}{z\sqrt{\pi}} \right] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2} - \frac{2z^2 e^{-z^2} - 1 + e^{-z^2}}{z^2 \sqrt{\pi}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - e^{-z^2}}{z^2}$$

Ifodaning o'zi esa argumenti nolga intilganda, nolga intiladi. $\Phi(0) = 0$

bo'lgani uchun $\lim_{z \rightarrow 0} \frac{1 - e^{-z^2}}{z\sqrt{\pi}} = 0$. Shuning uchun

$$u|_{x=0} = \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{1}{2a\sqrt{t}}} \frac{1 - e^{-z^2}}{z^2} dz$$

$$\frac{1 - e^{-z^2}}{z^2} = 1 - \frac{z^2}{2!} + \dots \quad \frac{l}{2a\sqrt{t}} \text{ bo'lgani uchun yetarlicha uzoq vaqtlarda}$$

ya'ni intilishning yuqori chegaralarida quyidagicha yozish mumkin.

$$u|_{x=0} \approx \frac{u_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{l}{2a\sqrt{t}}} dz = \frac{u_0 l}{2a\sqrt{\pi t}}$$

Endi taqsimot funksiyasining uzluksiz $f(x) = u_0 e^{-\sigma^2 x^2} \quad u_0 > 0, \sigma > 0$

hol uchun ko'ramiz.

$$u(x, t) = \frac{u_0}{\sqrt{1 + 4a^2 \sigma^2 t}} e^{-\frac{\sigma^2 x^2}{1 + 4a^2 \sigma^2 t}}$$

Temperaturaning boshlang'ich taqsimoti egrilik funksiyasi qavariq ($|x| < \frac{1}{\sigma\sqrt{2}}$) bo'lgan sterjen nuqtalarida vaqt o'tishi bilan temperatura nolga

monoton kamayib intiladi. Egrilikning nuqtalarida ($|x| > \frac{1}{\sigma\sqrt{2}}$) temperatura

dastlab $\frac{u_0}{\sigma\sqrt{2e|x|}}$ gacha o'sadi, keyinchalik monoton kamayadi

.

$$u(xt) = \frac{u_0}{2} e^{-\frac{\sigma^2 x^2}{1+4a^2\sigma^2 t}} \left\{ e^{-\sigma^2 x} \left[1 + \Phi\left(\frac{x}{2a\sqrt{t}} - a\sigma^2 \sqrt{t}\right) \right] + e^{\sigma^2 x} \left[1 - \Phi\left(\frac{x}{2a\sqrt{t}} + a\sigma^2 \sqrt{t}\right) \right] \right\}$$

$$u|_{x=0} = u_0 e^{a^2\sigma^4 t} \left\{ 1 - \Phi(a\sigma^2 \sqrt{t}) \right\} = \frac{2u}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-2a\beta\sigma^2 \sqrt{t}v - v^2} dv \approx \frac{u_0}{a\sigma^2 \sqrt{\pi t}}$$

Chekli uzunlikdagi sterjenda issiqlik o'tkazuvchanlik. Bu masalani hal qilishda chegaraviy shartlarni inobatga olish zarur bo'ladi. Bu esa Furrye usuliga o'zgartirish kiritilishiga olib keladi[6]. Sterjenning uzunligini l deb olib uning chapki uchini koordinata boshlanishiga joylashtiramiz. Temperatura (2.1.4) tenglamani qanoatlantirishi kerak (sterjenning yon sirti issiqlikdan izolyatsiyalangan).

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

Boshlang'ich shart (2.1.5) oldingi ko'rinishga ega. Boshlang'ich taqsimot faqat sterjen uzunligida berilgan bo'lishi kerak. $u|_{t=0} = f(x)$

$$\begin{aligned} k \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=0} &= h_0 \{ u|_{x=0} - \tilde{u}_0 \} \\ -k \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=l} &= h_l \{ u|_{x=l} - \tilde{u}_l \} \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

Bunda: k -sterjenning issiqlik o'tkazuvchanligi, h_0 va h_l -sterjen uchlarida issiqlik almashinuvi koeffitsientlari, $\tilde{u}_0$ va $\tilde{u}_l$ -sterjen uchlarining berilgan temperaturalari. Masalaga to'g'ridan to'g'ri Furrye usulini qo'llab bo'lmaydi.

Avval tashqi muhit temperaturalarini $\tilde{u}_0$ va $\tilde{u}_l$ doimiy. Qo'shimcha qidiriladigan funksiya $\omega = \omega(x, t)$ kiritamiz va u u bilan quyidagicha bog'liq.

$$u(x, t) = \varpi(x, t) + \tau + \tau_1 x \quad (2.2.10)$$

τ, τ_1 - doimiy koeffitsientlar bo'lib, chegaraviy shartlarning bir jinsligini taminlaydi. $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \varpi}{\partial x} + \tau_1$ bo'lganligi uchun (2.2.9) chegaraviy shartlar quyidagicha o'zgaradi.

$$\begin{aligned} k \frac{\partial \omega}{\partial x} \Big|_{x=0} &= h_0 \omega \Big|_{x=0} + h_0 \tau - k \tau_1 - h_0 \tilde{u}_0 \\ -k \frac{\partial \omega}{\partial x} \Big|_{x=l} &= h_l \omega \Big|_{x=l} + h_l \tau + (lh_l + k) \tau_1 - h_l \tilde{u}_l \end{aligned}$$

Bu shartlarning bir jinsligini quyidagi tengliklarning bajarilishi ta'minlaydi.

$$\begin{aligned} h_0 \tau - k \tau_1 &= h_0 \tilde{u}_0 \\ h_l \tau + (lh_l + k) \tau_1 &= h_l \tilde{u}_l \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

Bu tenglama τ, τ_1 nisbatan yagona yechimga ega.

$$\begin{vmatrix} h_0 & -k \\ h_l & lh_l + k \end{vmatrix} = h_0(lh_l + k) + kh_l > 0$$

k, l, h_0 va h_l - musbat sonlar. (2.2.11) tenglamalardan τ, τ_1 larni topib $\omega = \omega(x, t)$ uchun bir jinsli bo'lgan chegaraviy shartlarni olamiz

$$k \frac{\partial \omega}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_0 \omega \Big|_{x=0} \quad -k \frac{\partial \omega}{\partial x} \Big|_{x=l} = h_l \omega \Big|_{x=l} \quad (2.2.12)$$

Boshqa tomondan ω funksiya uchun boshlang'ich shart sifatida quyidagini olamiz.

$$\omega|_{t=0} = u|_{t=0} - \tau - \tau_1 x = f(x) - \tau - \tau_1 x = f_1(x) \quad (2.2.13)$$

$f_1(x)$ ham $f(x)$ funksiya singari $0 < x < l$ intervalda oldindan beriladi. Nihoyat ω funksiya qanoatlantirishi kerak bo'lgan tenglama dastlabki (2.1.4) tenglamadan farq qilmaydi;

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \omega}{\partial t} \quad \text{va} \quad \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2}.$$

Endi $0 < x < l$ oraliqda $\omega = \omega(x, t)$ funksiyani aniqlashimiz zarur.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \quad (2.2.14)$$

Natija (2.2.13) boshlang'ich shartni va (2.2.12) chegaraviy shartlarni qanoatlantirishi kerak.

Endi chegaraviy shartlar bir jinsli bo'lganligi sababli Furye usulini ishlatish mumkin. Furye usulining birinchi qismi (2.1.22) ko'rinishdagi xususiy yechimdan iborat (unda τ o'rniga $a^2 t$ berilgan).

$$\omega(x, t) = (\alpha \cos \lambda x + \beta \sin \lambda x) e^{-\lambda^2 a^2 t} \quad (2.2.15)$$

2.2.1-jadval. Issiqlik tarqalish tenglamalari yechimlari, chegaraviy va boshlang'ich shartlari

Issiqlik o'tkazuvchanlik	chegaraviy va boshlang'ich shartlari.	Tenglama echimi
Cheksiz sterjen uchun	$u _{t=0} = f(x)$	$u_\lambda(x, \tau) = [\alpha(\lambda) \cos \lambda x + \beta(\lambda) \sin \lambda x] e^{-\lambda^2 \tau}$

Issiqlik impulsi, fundamental echim	$f_{\delta}(x) = \begin{cases} u_0, & \text{agar } x-x_0 < \delta \\ 0, & \text{agar } x-x_0 > \delta \end{cases}$	$u(x,t) = \frac{u_0}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{x_0-\delta}^{x_0+\delta} e^{-\frac{(x-\varepsilon)^2}{4a^2t}} d\varepsilon$
Chekli sterjen uchun	$k \frac{\partial u}{\partial x} \Big _{x=0} = h_0 \{u _{x=0} - \tilde{u}_0\}$ $-k \frac{\partial u}{\partial x} \Big _{x=l} = h_l \{u _{x=l} - \tilde{u}_l\}$	$\omega(x,t) = (\alpha \cos \lambda x + \beta \sin \lambda x) e^{-\lambda^2 a^2 t}$
Yarim cheksiz sterjen	$k \frac{\partial u}{\partial x} \Big _{x=0} = h_0 \{u _{x=0} - \tilde{u}_0\}$	$u(x,t) = \frac{1_0}{2a\sqrt{\pi t}} \left\{ e^{-\frac{(x-x_1)^2}{4a^2t}} + e^{-\frac{(x+x_1)^2}{4a^2t}} \right\}$

Sterjen cheksiz bo'lganda λ ixtiyoriy qolardi, chegaraviy shartlarning bo'lishi esa unga aniq talablar qo'yadi. Haqiqatdan ham (2.2.15) dagi $\omega(x,t)$ funksiyani (2.2.12) shartga qo'yib $e^{-\lambda^2 a^2 t}$ ga qisqartirib (2.2.15) ning o'ng tomoni birinchi ko'paytuvchi uchun $\alpha \cos \lambda x + \beta \sin \lambda x = X(x)$ belgilashni kiritib quyidagi shartlarning bajarilishi shartini ko'ramiz.

$$kX'(0) = h_0 X(0) \quad \text{va} \quad -kX'(l) = h_l X(l) \quad (2.2.16)$$

$$k\alpha\lambda \sin \lambda l - k\beta\lambda \cos \lambda l = h_l \alpha \cos \lambda l + h_l \beta \sin \lambda l \quad \frac{\alpha}{\beta} = \frac{k}{h_0} \lambda$$

$$\beta(h_l \sin \lambda l + k\lambda \cos \lambda l) = \alpha(k\lambda \sin \lambda l - h_l \cos \lambda l)$$

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{h_l \sin \lambda l + k\lambda \cos \lambda l}{k\lambda \sin \lambda l - h_l \cos \lambda l} = \frac{h_l \operatorname{tg} \lambda l + k\lambda}{k\lambda \operatorname{tg} \lambda l - h_l}$$

$$\frac{k}{h_0} \lambda = \frac{h_l \operatorname{tg} \lambda l + k\lambda}{k\lambda \operatorname{tg} \lambda l - h_l} \quad \operatorname{tg} \lambda l = \frac{k(h_0 + h_l)\lambda}{k^2 \lambda^2 - h_0 h_l} \quad \operatorname{tg} \lambda l = 0$$

Xulosa

1. Jismning nurlash xususiyatining nur yutish qobiliyatiga nisbati jism tabiatiga bog'liq emas va barcha jismlar uchun temperatura funksiyasidir.
2. Agar uzilish funksiyasini Furiye integrali bilan berilsa, uzilish nuqtalarida temperatura uchun $\frac{u_0}{2}$ qiymatni olish mumkin bo'ladi.
3. Chekli uzunliklarda va impulsli issiqlikning tarqalishida Furiye usulini qo'llash mumkin.

III. BOB. QUYOSH SUV CHUCHITGICHLARINING FIZIKAVIY VA GEOMETRIK KATTALIKLARINI O'RGANISH

3.1. Qiya sirtli kapillyar namlanadigan quyosh suv chuchitgichi

Bug'lanadigan va kondensatsiyalanadigan sirtlari qiya va parallel bo'lgan quyosh suv chuchitgichlarining boshqa turdagi chuchitgichlardan nisbatan afzalliklari yuqoriligi ma'lum [7]. Bularga quyidagilarni keltirish mumkin: suv miqdori ko'p saqlanmaganligi sababli ularning issiqlik inersiyasi nisbatan kichik va qurilmaning yengil uzoqroq bug'lanuvchi va kondensatsiyalanuvchi sirtlar bir-biriga yaqin bo'lganligi ular orasida kechuvchi issiqlik va massa almashinish jarayonini ancha soddalashtiradi va samaradorligini oshiradi, bug'lanuvchi va kondensatsiyalanuvchi sirtlar oralig'ini optimallashtirish imkoniyatini beradi, bug'-havo bo'shlig'i kichik bo'lganligi sababli ortiqcha va keraksiz issiqlik sarflash kamayadi bug'lanishda hosil bo'ladigan tuz qoldiqlaridan tozalash osonlashadi va sodd bir joydan boshqa joyga ko'chirib o'rnatish ancha qulay va kam xarajatlidir, foydali ish koeffitsienti nisbatan yuqori va hokazo.

Bug'lanuvchi qiya sirtida bir xil darajada namlikni saqlab turish qurilmaning ish unumdorligiga ijobiy ta'sir etadi [8]. Ta'riflanayotgan usuldagi quyosh suv chuchitgichlarining asosiy kamchiligi ham shundaki, kun davomida bug'lanuvchi qiya sirtida bir xil namlikni saqlab turish ancha qiyin bo'lib, ko'p e'tibor va doimiy nazoratni talab qiladi.

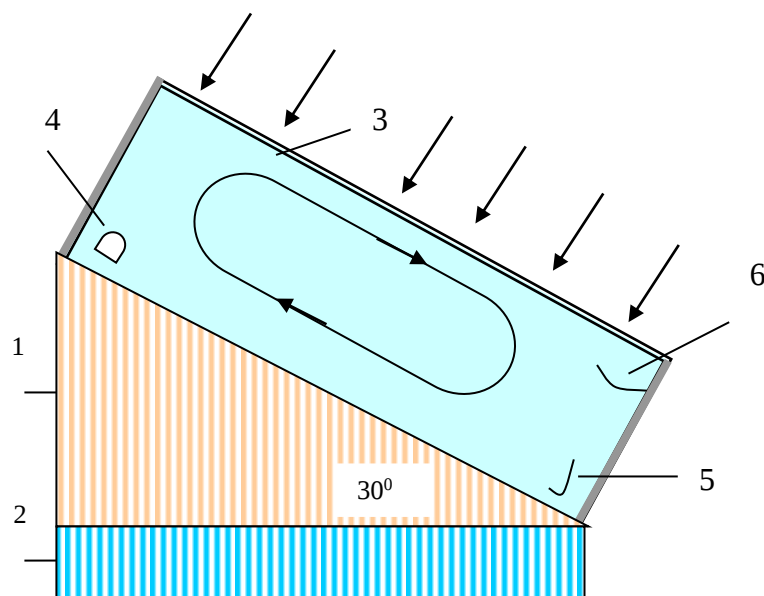
SHuning uchun ham bug'lanuvchi sirtning qiyaligini ta'minlagan holda bir me'yorda namlikni saqlash maqsadida kapillyar nam hosil qiluvchi sirtidan foydalanish hozirgi kunda katta qiziqish uyg'otmoqda.

Kapillyar namlanuvchi yuzani olish uchun mahalliy daraxtlardan tayyorlangan 70x70 mm o'lchamdagi turli uzunlikdagi yog'och namunalardan foydalanildi. Shuningdek daraxtlarning po'stlog'i, o'zak qismi va oraliq qismlardan namunalar tayyorlandi. Namunalar daraxtning bo'ylama va

ko‘ndalang kesmalari bo‘yicha tayyorlandi. Shu narsa ma’lum bo‘ldiki, har bir namunada bo‘ylama kapilyarlik ko‘ndalang kapilyarlikka nisbatan ancha jadal borishi aniqlandi. SHuning uchun barcha tajribadan o‘tkazilgan namunalar bo‘ylama kapilyarlik bo‘yicha olib borildi. Namunalarda ikki soat vaqtda namlikning ko‘tarilish balandligi aniqlanadi (3.1.1-jadval).

Jadval 3.1.1. Namunalarda ikki soat vaqtda namlikning ko‘tarilish balandligini aniqlash

№	Material turi	Kapilyarlik balandligi, mm
1	Tut daraxtining po‘stlog‘i	95-98
2	Tut o‘zagi	67 -71
3	Tut daraxti taxtasi	72-81
4	Eman (dub) daraxtining taxtasi	87-118
5	Eman (dub) daraxtining o‘zagi	81-95
6	Terak tabiiy hol (po‘stlog‘i bilan)	70-75
7	Terak po‘stlog‘siz	100- 110
8	Qora tol tabiiy holda	121- 125
9	Qora tol po‘stloqsiz	142-148
10	Anjir tabiiy holda	30-45
11	Anjir po‘stlog‘siz	37-49
12	Qamish	20-25
13	Bambuk	25-30
14	Listvennitsa tiloyog‘och daraxti tayoqchalari	45-79
15	Qayin daraxti tayoqchalari	52-112
16	Kerosin chirog‘i piligi	13-15



3.1.2-chizma. Qiya sirtli kapillyar namlanadigan Quyosh suv chuchitgichining blok sxemasi.

1-daraxt taxtalaridan yig'ilgan yaxlit kapillyar asos (suv sirtida).

2-daraxt asosning suvdagi qismi.

3 - shaffof sirt.

4-sirtni qo'shimcha namlash uchun suv novasi.

5-sho'r suvni qurilmadan chiqarish novasi.

6-chuchuk suvni olish novachasi.

]. Qayin daraxtining issiqlik o'tkazish koeffitsenti tolaning ko'ndalang kesim yo'nalishda $0,14 - 0,16 \frac{Bm}{M \cdot K}$ bo'lib, tola uzunligi bo'ylab $0,35 - 0,37 \frac{Bm}{M \cdot K}$

Ko'ndalang kesilgan namunalarda, daraxt po'stlog'i va o'zagida namlikning ko'tarilishi, bo'ylama kesilgan namunalardagi namlikning ko'tarilishi balandligidan ancha past bo'ldi. Olingan natijalar asosida tajriba qurilmasi uchun material tanlandi. Ishlov berishga qulay, namlikka chidamli, xalq xo'jaligida keng qo'llaniladigan, issiqlik o'tkazishi issiqlik izolyatorlariga qatorida bo'lgan va boshqa materiallarga qaraganda ancha arzon bo'lgan qayin daraxti materiali tanlab olindi [15

Uning ostki qismida suv solingan koreta qo'yilib ustiga «Issiq yashik» tipidagi qurilma o'rnatiladi. «Issiq yashik» yaxlit bir oddiy shisha bilan qoplandi (3.1.2-chizma)

Tajribalar avvalida laboratoriya xonasida o'tkazildi. Xona temperaturasining o'zgarishi o'lchash davomida bir-ikki gradusdan oshmadi. Yorug'lik nuri quvvati 500 Vt bo'lgan elektr lampalari yordamida shaffof sirt ustidan berildi. Shaffof sirtning yuzasiga tushuvchi yorug'likni intensivligi

$I = 250 \frac{\text{Åö}}{\text{ì}^2}$ atrofida bo'lishi taminlandi. Sutkalik chuchuk suv ishlab chiqarish

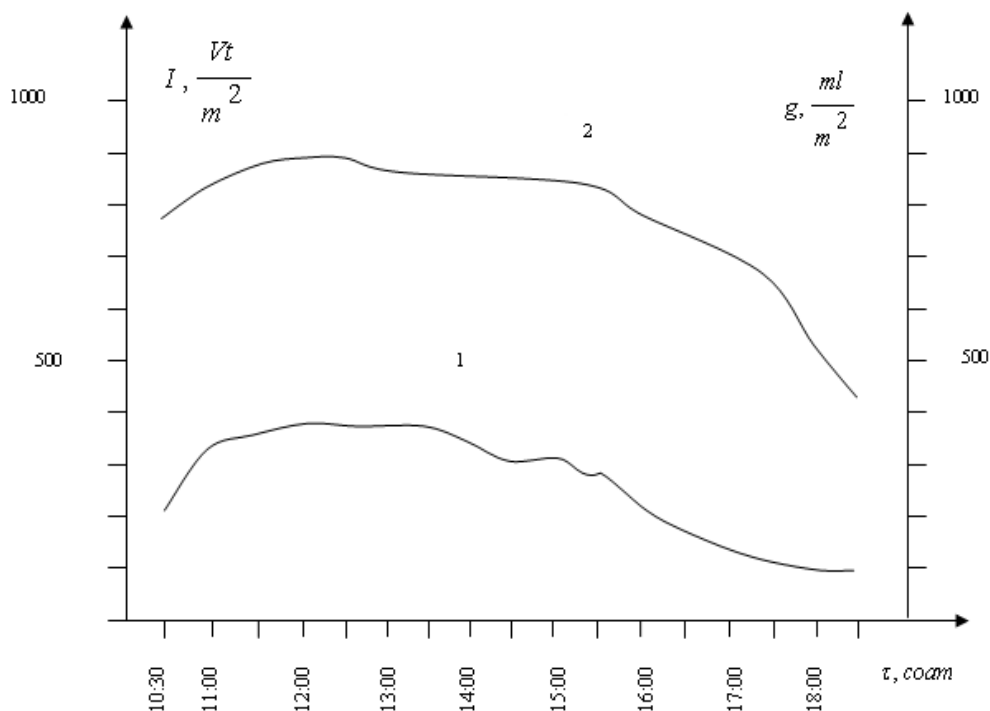
$g = 3500 \frac{\text{ìë}}{\text{ì}^2}$ miqdorga teng bo'ldi.

Chuchitgichning ishlashiga ishonch xosil qilingach qurilma Quyosh nurlari to'g'idan-to'g'ri tushuvchi tashqi maydonda sinovdan o'tkazildi. 2011-yilning 16-21- aprel kunlari olingan natijalar 2 va 3 - rasmlarda ifodalangan. SHaffof sirtning ichki va tashqi sirtlaridagi havo temperaturalarining farqi chuchuk suv ishlab chiqarishga ta'siri borligi tadqiq qilindi. Tajribalarda boshlang'ich suvning sho'rliigi 1 litrga 2,5 gramm tuz eritmasi hisobida tayyorlandi. SHaffof sirtga tushuvchi yorug'lik intensivligining chuchuk suv ishlab chiqarishga ta'siri o'lchandi (3.1.3-chizma). Tajriba o'tkazilgan qurilmaning shaffof yuzasi $0,1.\text{ì}^2$ ekanini e'tiborga olsak, kapillyar xo'llanuvchi qiya yuzali suv chuchitgichining unumdorligi $g = 4300 \frac{\text{ìë}}{\text{ì}^2}$ bo'lar ekan.

Kapillyar xo'llanadigan yuzali suv chuchitgichlarini uzoq muddat ishlatganda vaqt-vaqti bilan tuz qatlamlaridan tozalab turish zarurdir. Chuchitgich ishlatilmaydigan davrda suvsiz qoldirish maqsadga muvofiqdir, aks holda daraxt bo'laklarining kapillyarligi o'zgaradi.

Qiya sirtli kapillyar namlanadigan Quyosh suv chuchitgichining afzalliklaridan quyidagilarni ta'kidlash mumkin: Transportirovkasi qulay, arzonligi, mayda tamirlash ishlarini bajarish oson. SHuningdek kamchiligi sifatida ishchi yuzani kvadrat shaklda olib bo'lmasligini aytish lozim. Ko'ndalang kesilgan namunalarda, daraxt po'stlog'i va o'zagida namlikning

ko‘tarilishi, bo‘ylama kesilgan namunalardagi namlikning ko‘tarilishi balandligidan ancha past bo‘ldi.



3.1.3-chizma. Kapilyar namlanuvchi qiya sirtli Quyosh suv chuchitgichida kun davrida olinadigan chuchuk suv miqdorining Quyosh radiostiyasi intensivligiga bog‘liqligi.

- 1 - chuchuk suv miqdori;
- 2 - shaffof sirtga tushuvchi quyosh radiastiyasi..

3.2. Quyosh suv chuchitgichida kondensatsiya jarayonini hisoblash usuli.

Hozirgi vaqtda muqobil energiya manbalari qurilmalarida boradigan jarayonlar to‘g‘risida talabalarda aniq tasavvurga ega bo‘lishlari uchun ulardagi jarayonlar to‘g‘risida ma‘lumotga ega bo‘lishlari talab etiladi. Mazkur ishda muqobil energiya manbalari asosida ishlaydigan quyosh suv chuchitgichlarida boradigan jarayonlarning hisoblash usullari yoritilgan.

Quyosh suv chuchitgichlarining bug‘lanadigan va kondensastiyalanadigan sirtlarini qiya va parallel bo‘lishi, boshqa turdagi chuchitgichlardan nisbatan afzalliklarga ega. Bug‘lanuvchi qiya sirtida bir xil

darajada namlikni saqlab turish qurilmaning ish unumdorligiga ijobiy ta'sir etadi [10]. Ta'riflanayotgan usuldagi quyosh suv chuchitgichlarining asosiy kamchiligi ham shundaki, kun davomida bug'lanuvchi qiya sirtida bir xil namlikni saqlab turish ancha qiyin bo'lib, ko'p e'tibor va doimiy nazoratni talab qiladi.

Shuning uchun ham bug'lanuvchi sirtning qiyaligini ta'minlagan holda bir me'yorda namlikni saqlash maqsadida kapillyar nam hosil qiluvchi sirtidan foydalanish hozirgi kunda katta qiziqish uyg'otmoqda.

Tadqiqotlarda quyosh chuchitgichi qurilmasini tayorlashda qayin daraxtlaridan olingan namunalar ishlatildi. Bug'lanuvchi sirt gorizontga nisbatan 30^0 qiyalikni hosil qiladigan qilib o'rnatildi [14].

Past temperaturali quyosh qurilmalari uchun issiqlik balansi quyidagi ko'rinishda olinishi mumkin:

$$\tau \varepsilon I_{\text{quy}} = q_{\text{sarf}}^{\text{konv}} + q_{\text{sarf}}^{\text{nurl}} + q_{\text{sarf}}^{\text{yon.sirt}} + q_{\text{foyd}} \quad (3.2.1)$$

bunda

τ – shaffov sirt yorug'lik o'tkazish koeffitsienti.

ε – quyosh radiastiyasini ichki sirtida yutilishi koeffitsienti.

I_{quy} – quyosh radiastiyasi intensivligi, $\frac{Vt}{m^2}$.

Tenglamaning o'ng tomoni tushgan energiyaning konvektiv issiqlik almashinuvi, ichki sirtning nurlanish va yon sirtlardan issiqlik almashinuvi natijalarida sarflanishini aniqlaydi. Shuning uchun tenglamani quyidagicha yozish mumkin

$$\tau \cdot \varepsilon I_{\text{quy}} - q_{\text{foyd}} - q_{\text{sarf}}^{\text{yon.sirt}} = \alpha(T_s - T_c) + \varepsilon_0 C_0 \left(\frac{T_s}{100} \right)^4 \quad (3.2.2)$$

bunda

α – qurilmaning ichki havosi bilan shaffov sirt orasidagi issiqlik uzatish koefitsienti ($\frac{Vt}{m^2 \cdot ^\circ C}$);

T_s - ichki sirt yuzasidagi temperatura (to'yingan bug' temperaturasi) ($^\circ C$);

T_c - shaffov sirt temperaturasi ($^\circ C$);

ε_0 – kul rang material qoramtirliigi koefitsienti ($\varepsilon_0 = 0,8$);

$C_0 = 5,67 \frac{Vt}{m^2 K^4}$ - nurlanish koefitsienti.

Shaffov sirt ichki qismida mikro o'lchamlarda suv qatlami hosil bo'ladi[2]. Tabiiyki bu issiqlik oqimi zichligini o'zgartiradi. Issiqlik oqimi zichligi uchun quyidagi ikki formulani qarash mumkin.

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_s - t_c) \quad (3.2.3.)$$

bunda δ - suv qatlami qalinligi; λ - kondensatning issiqlik o'tkazvchanligi koefitsienti; t_s - ichki sirt yuzasidagi temperatura (to'yingan bug' temperaturasi); t_c - shaffov sirt temperaturasi.

$$q = \alpha (t_s - t_c) \quad (3.2.4)$$

Shuningdek qatlamning harakati va sirtning qiyaligi ta'sir qiladi. Qatlam hosil bo'lishida birlik hajmda kondensat og'irlik kuchi qovushoqlik kuchi bilan muvozanatda bo'ladi. Shuningdek shu birlik hajmning harakati uchun quyidagi tenglama o'rinli.

$$g(\rho' - \rho'') + \mu \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} = 0 \quad (3.2.5)$$

Differensial tenglamada ikala muhitning zichliklari ayirmasi $\rho' - \rho''$, Qatlam tezligining vertikal bo'yicha o'zgarishi, hamda qovushoqlik koefitsienti

μ ishtirok etadi. Tenglamani echish natijasida o'rtacha issiqlash uzatish koeffitsienti uchun quyidagi munosabat olinadi.

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{h} \int_0^h \alpha dx = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 rg(\rho' - \rho'')}{4(t_s - t_c)vh}} = 0,943 \frac{A}{\sqrt[4]{h\Delta t}} \quad (3.2.6)$$

bunda h - shaffov sirt balandligi

$$\Delta t = t_s - t_c; \quad A = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 rg(\rho' - \rho'')}{v}}$$

Qurilmaning o'rnatish burchagini e'tiborga olsak quyidagi ifodani olamiz.

$$\bar{\alpha}_q = \bar{\alpha} \sqrt[4]{\sin 30^\circ} \quad (3.2.7)$$

Endi qatlamdan o'ladigan issiqlik miqdorini issiqlik o'tkazish koeffitsientini sirtning yuzasiga ko'paytirib topishimiz mumkin.

Qurilmani tayyorlashda $Re < 1600$ shartni bajarilishi e'tiborga olindi. Reynolds sonining katta qiymatlarida turbulent rejimni qarashga to'g'ri keladi. Shaffov sirtning balandligi 0,2 m olindi. Statstionar holatni taminlash uchun tajribalar avvalida laboratoriya xonasida o'tkazildi. Xona temperaturasining o'zgarishi o'lchash davomida bir-ikki gradusdan oshmadi. Yorug'lik nuri quvvati 500 Vt bo'lgan elektr lampalari yordamida shaffov sirt ustidan berildi. Shaffov sirtning yuzasiga tushuvchi yorug'likni intensivligi $I = 250 \frac{\text{A}\cdot\text{W}}{\text{m}^2}$ atrofida bo'lishi taminlandi. Temperaturalar farqi o'lchash vaqti davomida $\Delta t = (26 \pm 2)^\circ\text{C}$ qiymatda qayd qilindi (chizma 8).

Qurilmaning ostki qismidan issiqlik sarfini hisoblashda bir soat vaqt davomida olinadigan kondensat miqdori hisobga olinadi. Kapillyarlarda ko'tariladigan suv miqdori kondensatga va konstentrastiyalangan suvga alanadi.

Qurilma chiqishidagi kondensat va sho'r suv miqdorini hisobga olib quyidagi formuladan qurilmaga kiradigan suv hisobiga harorat tushishi bilan bog'liq issiqlik miqdori aniqlanadi.

$$Q_{\text{ost}} = m_k c(t_0 - t_k) + m_{ch} c(t_0 - t_{ch}) \quad (3.2.8)$$

bunda m_k va m_{ch} mos ravishda kondensat va chiqindi suv massasi bo'lib, t_k va t_{ch} ularning temperaturalari. t_0 - kapillyarlardan ko'tariladigan suv temperaturasi.

Agar ish davomida qo'shimcha ho'llash amalga oshirilsa oxirgi formuladan qo'shimcha kiritilgan suv miqdori hisobiga kamayuvchi issiqlik miqdori ayiriladi. Tajriba ko'rsatishicha radiastiyaning kritik holatlaridagina bug' kameraga qushimcha suv kiritiladi. Hisoblashlarni soddalashtirish maqsadida qurilma asosidagi va qo'shimcha kiritiladigan suv temperaturasini bir xilligi ta'minlanadi.

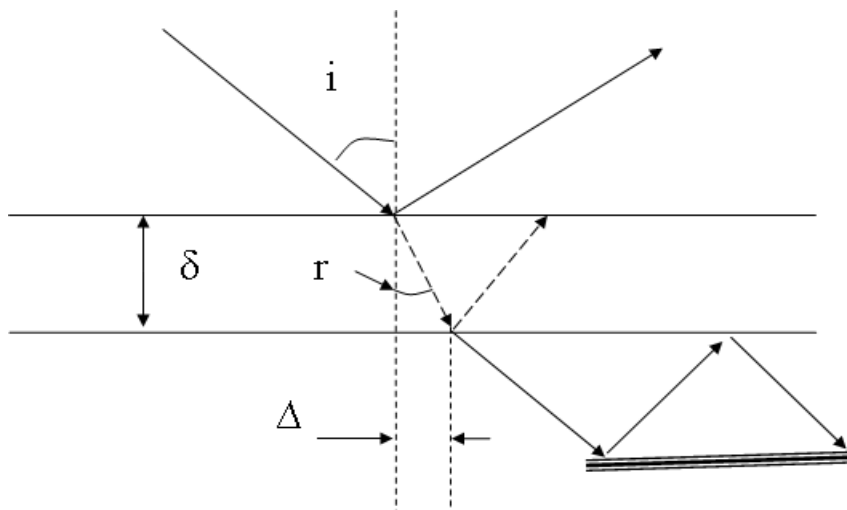
Shunda qo'shimcha suv miqdori kiritilishi bilan sodir bo'ladigan issiqlik miqdorining o'zgarishini qurilma ostidan sarf bo'ladigan issiqlik miqdoriga qo'shib hisoblash mumkin.

$$Q_{\text{ost}} = m_k c(t_0 - t_k) + m_{ch} c(t_0 - t_{ch}) + m_q c(t_0 - t_k) \quad (3.2.9)$$

3.3. Past temperaturali quyosh qurilmasi shaffof qismini o'rnatish burchagi

Past haroratli quyosh qurilmalarini yorug'lik shaffof yuzasidagi issiqlik-energetik hisoblarni bajarish ko'pgina qiyinchiliklarni yuzaga keltiradi. Bunday yuzalarda optika va teplotexnika qonunlar bilan ish ko'rilsa ham yorug'likning shaffof sirtlardan o'tishdagi qaytishi, sinishi va yutilishi bilan bog'liq ko'pgina parametrlarni hisoblab topishga to'g'ri keladi [12].

Agar shishaning tashqi sirtidagi va ichki sirtidagi qaytishlarni hamda ularning yana qaytib qurilma ichiga kirishi va bir necha bor takrorlanishini hisobga oladigan bo'lsak hisoblashlar aniqligini oshirish uchun masalani nazariy echishga to'g'ri keladi. Qalinligi δ bo'lgan shisha buyum yuzasiga yorug'likning burchak ostida tushishidagi optik qonunlarga murojaat qilaylik (3.3.1 -chizma).



3.3.1 -chizma Yorug'likning shaffof to'siqdan o'tishi.

Sindirish koeffitsienti va sinish burchaklarini quyidagi formulalar bilan ifodalash mumkin.

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} \quad \sin r = \frac{\Delta}{\delta} \quad n = \delta \frac{\sin i}{\Delta} \quad (3.3.1)$$

Bunda Δ - normal bilan muhitdan singan nur chiqadigan nuqta oraliq'idagi masofa, $n = 1,515 \div 1,528$ deraza shishalari uchun cindirish koeffitsienti[3]. Shishaning ichki va tashqi sirtlaridan qaytgan nurlar ko'p marotaba takrorlanishini hisobga olsak, barcha qaytgan nurlarni hisoblash qiyinlashadi. Shuning uchun nurning sirtlar chegarasidan qaytishlar sonini aniqlab (ular soni qurilmaning shaffof yuzasi balandligiga va eniga hamda nurning tushish burchagiga bog'liq) qaytishning effektiv qiymatini koeffitsient

sifatida hisobga olishga to‘g‘ri keladi [15]. Effektiv qiymat koeffitsientini esa quyidagicha yozish mumkin.

$$\rho_{\phi\phi} = \rho \left[1 + \frac{(1+\rho)^2(1-\alpha)^2}{1-\rho^2(1-\alpha)} \right] \quad (3.3.2)$$

bunda ρ – shaffof sirtga tushayotgan yorug‘likning qaytarish koeffitsienti,

α – shaffof sirtga tushayotgan yorug‘likning yutish koeffitsienti.

Barcha sirtlardan qaytishdagi yutilishlarni hisoblab topish zarur bo‘lsa, bunda yutilishning effektiv koeffitsientini aniqlashga to‘g‘ri keladi.

$$\alpha_{\phi\phi} = \alpha \frac{(1-\rho)}{1-\rho(1-\alpha)} \quad (3.3.3)$$

O‘z navbatida effektiv o‘tkazish koeffitsientini quyidagi formula yordamida topish mumkin bo‘ladi.

$$\tau_{\phi\phi} = \frac{(1-\rho)^2(1-\alpha)^2}{1-\rho^2(1-\alpha)^2} \quad (3.3.4)$$

Agar qurilmaning shaffof sirtiga tushayotgan nurning tushish (i) va sinish (r) burchaklari aniq bo‘lsa yorug‘likning shaffof yuzaning qaytarish koeffitsientini hisoblash mumkin.

$$\rho = 0,5 \left[\frac{\sin^2(r-i)}{\sin^2(r+i)} + \frac{\operatorname{tg}^2(r-i)}{\operatorname{tg}^2(r+i)} \right] \quad (3.3.5)$$

Ma’lumki, sinish burchagi uchun quyidagi formulani qo‘llash mumkin.

$$r = \arcsin\left(\frac{\sin i}{n}\right) \quad (3.3.6)$$

SHaffof sirtidan o'tishda quyosh nurlari qisman yutiladi. Yutilish koeffitsenti shisha materialining turiga, qalinligiga va sindirish ko'rsatgichiga bog'liq.

$$\alpha = 1 - \frac{\cos r}{\beta \delta} \left(1 - e^{-\frac{\beta \delta}{\cos r}} \right) \quad (3.3.7)$$

bunda β - nurning shaffof buyumdan o'tishidagi susayishini xarakterlovchi koeffitsient; δ - shaffov to'siq qalinligi. Shuningdek (3.3.7) ni hisobga olib (3.3.4) ni qayta yozamiz:

$$\tau_{\phi\phi} = (1 - \rho)^2 e^{-\frac{\beta \delta}{\cos r}} \quad (3.3.8)$$

Bundan yorug'lik nurining susayish koeffitsientini hisoblasak bo'ladi.

$$\beta = \frac{\cos r}{\delta} \ln \frac{\tau_{\phi\phi}}{(1 - \rho)^2} \quad (3.3.9)$$

Sinishning kichik burchaklarida oxirgi formulani quyidagicha yozish mumkin.

$$\beta = \frac{1}{\delta} \ln \frac{\tau_{\phi\phi}}{(1 - \rho)^2} \quad (3.3.10)$$

O'tkazishning effektiv koeffitsient qiymatini tajribalar yordamida aniqlandi. Turli qalinlikdagi shisha buyumlardan (2, 4, 6 mm) quyosh nurlarining o'tishidagi susayishi aniqlandi. 4 mm qalinlikdagi shishaga kichik tushish burchaklarida $\tau_{\phi\phi}$ ning qiymati 0,80-0,92 oralig'ida bo'ladi. Tushish burchaklarining oshib boraverishi bilan uning qiymati kamayib boradi.

$\tau_{\phi\phi} = 0,86$ qiymatni olib (3.3.10) formuladan shaffof sirtga tushayotgan yorug‘likning susayish koefitsientini aniqladik, $\beta = \frac{1}{29} M^{-1}$. Qaytirish koefitsienti esa quyidagicha aniqlandi.

$$\rho = \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2 = 0,04 \quad (n=1,526)$$

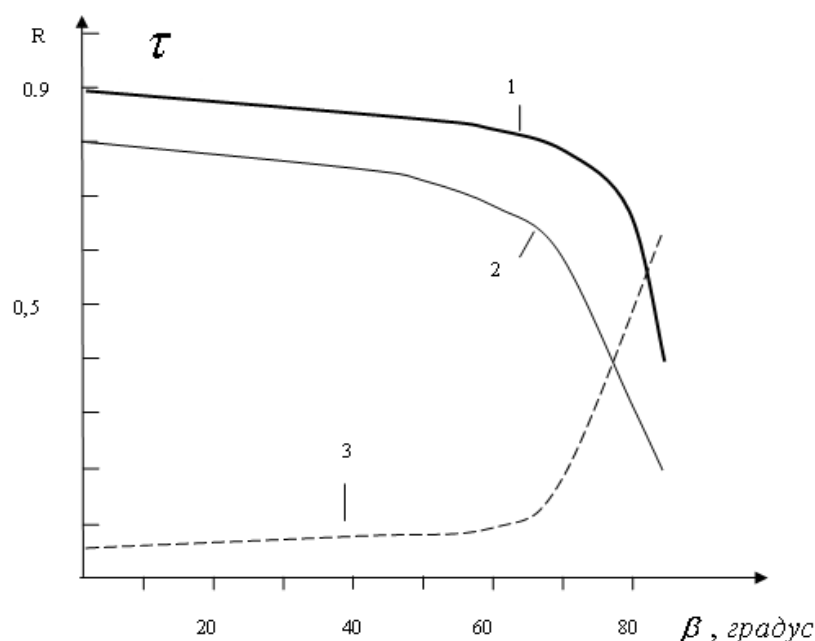
Qaytarish, yutilish va o‘tkazish koefitsientlari yig‘indisini birga tenglab $\tau_{\phi\phi}$ qiymatini hisoblab topsak ham bo‘ladi. Uning qiymati yorug‘likning shaffof yuzaga tushish burchagiga bog‘liqligi ham namoyon bo‘ladi. Quyosh qurilmasining shaffof yuzasiga tushayotgan yorug‘lik nurining tushish burchagi $i \geq 50^\circ$ bo‘lganda $\tau_{\phi\phi}$ ning qiymati kichik bo‘lib natijada qurilmaning ichkarisiga kiradigan yorug‘lik energiyasi ham keskin kamayadi. Xulosa qilib aytish mumkinki loyihalashtirilayotgan gelioqurilma yuzasiga quyosh nurlarining kichik burchaklarda tushishini ta’minlash zarur.

Past potentsialli quyosh qurilmalarini loyihalashdagi hisoblashlarda o‘rnatish burchagi muhim hisoblanadi. Shaffof sirtlarning (shisha va polietilen plenka) yorug‘lik o‘tkazish koefitsientining geometrik joylashuvga bog‘liqligi tadqiq qilindi.

Quyosh nurlarini qayd qiluvchi selen fotoelementi bir qiymatli natija olish imkononi beradi. Fotoelementda hosil bo‘ladigan fototok yorug‘lik intensivligiga proporsional o‘zgaradi $i = aI$ (a -proporsionallik koefitsienti). Bu esa yorug‘lik o‘tkazish koefitsientini intensivliklarga mos keluvchi toklar nisbatidan topish imkonini beradi.

$$\tau = \frac{I}{I_0} = \frac{i}{i_0}$$

Shaffof sirt normaliga nisbatan turli burchaklar ostida tushuvchi yorug‘lik nurlarning o‘tishi tavsifi (3.3.2- chizma.) da keltirildi.



3.3.2- chizma. Shaffof izolyasiya yorug‘lik o‘tkazish koeffitsientining (τ) nurning tushish burchagiga bog‘liqligi.

1- shisha uchun (3mm)

2- polietilen plenka uchun (0,08mm)

3- yorug‘likni qaytarish koeffitsientini (R) tushish burchagiga bog‘liqligi [1].

Kondensatsiya jarayonlarini avtomatlashtirish bilan bog‘liq elektrotexnik ishlarda qurilmaning o‘rnatilishi burchagini e‘tiborga olinishi ish samarasini oshishini ta‘minlaydi. Qurilmani o‘rnatish burchagini nazariy usuldagi matematik modellari avtomatlashtirish ishlarini engillashtiradi.

Xulosa

1. Quyosh suv chuchitgichlarining bug‘lanadigan va kondensastiyalanadigan sirtlarini qiya va parallel bo‘lishi, boshqa turdagi chuchitgichlardan nisbatan afzalliklarga ega. Bug‘lanuvchi qiya sirtida bir xil darajada namlikni saqlab turish qurilmaning ish unumdorligini oshiradi.

2. Quyosh chuchitgichi qurilmasida qayin daraxtlaridan olingan namunalar ishlatildi. Bug‘lanuvchi sirt gorizontga nisbatan 30^0 qiyalikni hosil qiladigan qilib o‘rnatilsa effekt katta bo‘ladi.

3. Qiy1a sirtli kapillyar namlanadigan Quyosh suv chuchitgichining afzalliklaridan quyidagilarni ta’kidlash mumkin: Transportirovkasi qulay, arzonligi, mayda tamirlash ishlarini bajarish oson.

4. Tushish burchaklarining oshib boraverishi bilan o‘tkazishning effektiv koeffitsentining qiymati kamayib boradi.

Xotima

Gelioqurilmalarda issiqlik almashinuvi jarayonlari mavzusidagi dissertatsiya ishini bajarish davomida quyidagi xulosalar qilindi.

1. Moddaning issiqlik sig'imi shu moddaning qanday termodinamik jarayonda sistema sifatida qatnashuviga bog'liq. Chunki sistema temperaturasining o'zgarishi unga uzatilgan issiqlik miqdori o'zgarmas bo'lganida faqat termodinamik jarayon turiga bog'liq bo'ladi.

2. Issiqlik energiyasini zarralar, ularning bir guruhi yoki elektromagnit maydoni tashiydi. Issiqlik energiyasi uch xil usulda almashinadi.

3. Issiqlik berish koeffitsienti α ning qiymati konvektiv issiqlik almashinuvi jarayonining laminar zonasida sekin-asta pasayib boradi, so'ngra o'tish zonasining chegarasidan boshlab to turbulent zonasigacha ortadi, so'ngra turg'unlashadi.

4. Jismning nurlash xususiyatining nur yutish qobiliyatiga nisbati jism tabiatiga bog'liq emas va barcha jismlar uchun temperatura funksiyasidir.

5. Agar uzilish funksiyasini Furrye integrali bilan berilsa, uzilish nuqtalarida temperatura uchun $\frac{u_0}{2}$ qiymatni olish mumkin bo'ladi.

6. Quyosh suv chuchitgichlarining bug'lanadigan va kondensastiyalanadigan sirtlarini qiya va parallel bo'lishi, boshqa turdagi chuchitgichlardan nisbatan afzalliklarga ega. Bug'lanuvchi qiya sirtida bir xil darajada namlikni saqlab turish qurilmaning ish unumdorligini oshiradi.

7. Quyosh chuchitgichi qurilmasida qayin daraxtlaridan olingan namunalar ishlatildi. Bug'lanuvchi sirt gorizontga nisbatan 30° qiyalikni hosil qiladigan qilib o'rnatilsa effekt katta bo'ladi.

8. Qiya sirtli kapillyar namlanadigan Quyosh suv chuchitgichining afzalliklaridan quyidagilarni ta'kidlash mumkin: Transportirovkasi qulay, arzonligi, mayda tamirlash ishlarini bajarish oson.

9. Tushish burchaklarining oshib boraverishi bilan o'tkazishning effektiv koeffitsientining qiymati kamayib boradi.

ADABIYOTLAR

1. И.А.Каримов “Юксак маънавият енгилмас куч” //Тошкент 2008й.
2. Ўзбекистон Республикасининг ” Таълим тўғрисидаги қонуни ”
//Тошкент-1997-йил.
3. Ўзбекистон Республикасининг ”Кадрлар тайёрлаш миллий дастури” //Тошкент-1997-йил.
4. Dimri, V., Sarkar B., Singh U., Tiwari G. N. Effect of condensing cover material on yield of an active solar still: an experimental validation, Desalination 227 (2008) 178—189.
5. Phadatare, M. K., Verma S. K. Influence of water depth on internal heat and mass transfer in a plastic solar still, De salination 217 (2007) 267—275.
6. Avezov, R. R., Axatov J. S. Koeffitsient ispolzovaniya tepla solnechnyx vodoopresnitelnykh ustanovoks mnogostupenchatymi isparitelno-kondensatsionnymi kamerami // Geliotexnika. 2007. № 2. s. 3—7.
7. Avezov, R. R., Klychev SH. I., Axatov J. S. Raschetno-eksperimentalnoe issledovanie teplotexnicheskix xarakteristik mnogostupenchatoy isparitelno-kondensatsionnoy kamery solnechnoy opresnitelnoy ustanovki// Geliotexnika. 2005. № 3. s. 30—34.
8. Yunus, A. Cengel. Heat and mass transfer: a practical approach. New York. McGraw-Hill, 2006. 853p.
9. I.G.Aramanovich, V.I.Levin. Uravnenie matematicheskoy fiziki //Moskva. Nauka. 1969g.
10. J.Nurmatov, N.A.Halilov, O‘.Q.Tolipov. Issiqlik texnikasi //O‘qituvchi. Toshken, 1998y.
11. A.P.Baskakov, B.V.Berg.Teplotexnika //Moskva, Energoizdat, 1982g, 262s.
12. A.T.Воҳидов., М.А.Воҳидова. Қуёш қурилмаларида қўлланиладиган қувурли иссиқлик генераторларининг назарий ҳисоби //Бухоро, Бухоро давлат университети илмий ахбороти №4,2010й.

13. К.Ботиров, К.Саидов, Х.Эллиев. Қия сиртли капилляр намланадиган қуёш сув чучитгичи //Республика илмий-амалий анжумани материаллари. 2012 й., Қарши. 122-123 б.
14. Б.В.Тарнижевский, Ю.Л.Мышко, В.В.Мойсенко. обобщенный критерий оптимизации конструкций плоских солнечных коллекторов //Ташкент, Гелиотехника №4, 1992г.
15. С.А.Ахмонов, С.Ю.Никитин. Физическая оптика. Издательство Московского университета. 1998г. 522-525 стр.
16. Аvezов Р.Р., Норов Э.Н. К методике теплового расчёта солнечного опреснителя. Гелиотехника. 1974. № 5. С. 25-28.
17. Аvezов Р.Р., Орлов А.Ю. Солнечные системы отопления и горячего водоснабжения. Ташкент: Фан. 1988. 285 стр.
18. Багиров Э.М., Бахар В.П., Высикайло Ф.И., Марчук Е.В., Певгов В.Г., Шарков В.Ф. Экспериментальное наблюдение циклических изменений коэффициента поглощения света в воде и водных растворах под воздействием внешних энергоисточников. // Сборник докладов 11-ой Международной конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии. - Дагомыс, Сочи, 28.09.2003..
19. Versteeg H.K., Malalasekera W. An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method. England. Longman Group Ltd, 1995. - 257p.
20. Solodov A., Ochkov V. Differential Models. An Introduction with Mathcad: Germany. Springer Berlin Heidelberg, 2005. - 230p.
21. Жураев Т.Д., Самиев К.А. Определение температурного поля двухслойных винтилируемых светопрозрачных ограждений в инсоляционных пассивных систем солнечного отопления. Научный вестник бухарского госуниверситета. 2011 (1) 41. С.85-89.
22. Dimri V., Sarkar B., Sinh U., Tiwari G.N. Effect of condensing cower material on yield of an active solar still: an experimental validation, 227 (2008) 178-189.

23. Клычев Ш.И., Эркинбаева Г., Бахрамов С.А., Исманжанов А.А. Теплотехнические характеристики солнечных парниковых опреснителей //Гелиотехника.2002.№2.с.38-43.
24. Duffie J., Beckman W. Solar engineering of thermal processes. New York. Wiley, 1991.-919p.
25. Yunus A. Cengel. Heat and mass transfer: a practical approach. New York. McGraw-Hill, 2006. 853p. Ж.И.Алферов. Гелиотехника //Москва, Наука, энергия.1988г.
26. В.А.Кириллин, В.В.Сичев, А.Е.Шейндлин. Техникавий термодинамика //Тошкент, Ўқитувчи, 1979, 512б.
27. Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложения //Физматгиз 1963г.
28. О.Ю.Ёкубов, К.А.Самиев. Определение коэффициентов теплообмена в тепловых трубах //Бухоро. Респ. Илмий анжумани 2002й.
29. К.Д.Яксубаев. моделирование тепловых процессов в элементах разборных листотрубных теплоприёмников солнечных коллекторов //Ташкент, Гелиотехника №5, 1994г.
30. Н.Г.Алексеева, А.Г.Солодовников, Б.В.Тарнижевский. результаты тепловых испытаний новых конструкций солнечных коллекторов //Ташкент, Гелиотехника №3, 1993г.
31. А.Г.Галканов, Н.С.Мамедниязова. о применимости формулы интенсивности прямой солнечной радиации, поступающей на плоскость //Ташкент, Гелиотехника №4, 1994г..СаидовК.С., 32БотировК. Капиллярнамланувчикуёшсувчучитгикириламси.
32. WWW Ziyonet.O'z- axbarot ta'lim resurslar internet portali.
33. Самиев К.А. Тепловая эффективность сложного светопрозрачного ограждения с частично лучепоглощающим слоем и продухом в инсоляционных пассивных системах солнечного отопления // Гелиотехника. –Ташкент, 2008. -№4. -С.75-80.

34. Самиев К.А. Дневной ход тепловой эффективности сложных светопрозрачных ограждений инсоляционных пассивных систем солнечного отопления с частично лучепоглощающим слоем // «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» Материалы третьей международной конференции посвященной 15-летию независимости Узбекистана. Ташкент-2006г. С.120-122.

35. Самиев К.А. Математическое моделирование теплового режима инсоляционного пассивного система солнечного отопления с трехслойными вентилируемыми светопрозрачными ограждениями // Гелиотехника. 2009 №4. С.121-126.

36. Самиев К.А. Температурный режим помещения с инсоляционной пассивной системой солнечного отопления со сложным светопрозрачным ограждением // Гелиотехника. –Ташкент, 2008. -№1. - С.97-98.

37. Novoselac A. Combined airflow and energy simulation program for building mechanical system design: A thesis in Architectural Engineering. – Pennsylvania: The Pennsylvania State University, 2005. -231p.

38. Возобновляемые источники энергии. / В кн. Первое национальное сообщение Республики Узбекистан по Рамочной конвенции ООН об изменении климата. Фаза2. Главное управление по гидрометеорологии при КМ Республики Узбекистан. –Ташкент, 2001, - С.34-36.

39. Мхитарян М.М. Энергосберегающие технологии в жилищном и гражданском строительстве. -Киев: Наукова Думка, 2000. -417с.