

**Urganch Davlat universiteti fizika –  
matematika fakulteti**

**301- fizika guruh tolibi  
Ermetov Alibekning  
Qattiq jism fizikasi fanidan**

# ***Referati***

**Mavzu: Qattiq jismlarning va  
metallarni issiqlik xossalari**

# **Reja:**

## **I. Kirish**

## **II. Asosiy qism**

**1. Qattiq jismlar va metallarning issiqlik xossalari. Qattiq jismlar issiqlik sig'implari**

**2. Qattiq jismlarning issiqlik kengayishi**

**3. Qattiq jismlarn va metallarning issiqlik o`tkazuvchanligi Fononlarning ko`chish jarayoni**

## **III. Xulosa**

## 1. Qattiq jismlarning issiqlik xossalari. Qattiq jismlar issiqlik sig'implari

Kristall panjaraning ichki energiyasi uni tashkil qilgan atom va molekular energiyalarining yig'indisidan iborat. Madomiki, kristall atomlari tebranma harakatda bo'lib, fononlar hosil qilib turar ekan, u holda kristallning to'la energiyasi undagi fononlar energiyasining yig'indisiga teng.

Kristall panjarasining issiqlik sig'imi uning xaroratini bir gradusga orttirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdorini bildiradi

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

Jismga yoki ular sistemasiga issiqlik berilsa, termodinamikaning birinchi qonuniga ko'ra  $dQ = dU + pdV = dU$ , chunki kristallning xajmi sezilarli o'zgarmaydi. U xolda

$$C = \frac{dU}{dT}, \quad (11.4)$$

bu erda  $dU$  – kristall ichki energiyasining o'zgarishi. Buni e'tiborga olsak, kristallning issiqlik sig'imi uning xarorati 1 gradusga ortganda kristallning ichki energiyasi qanchaga o'zgarishini bildiradi.

Demak, kristall issiqlik sig'imini aniqlash uchun uning ichki energiyasining haroratga bog'lanishini bilish kerak. Kristall kvant sistema bo'lgani uchun uning ichki energiyasini kvant statistikasi yordamida aniqlaymiz.

$$dU = \hbar\omega dN \quad (11.5)$$

bu erda  $dN$  chastotalari  $\omega$  va  $\omega + d\omega$  oralig'ida bo'lgan kristalldagi fononlarning soni

$$dN = \nu \cdot f \cdot dg \quad (11.6)$$

bundagi  $\nu=3$ , chunki bir xil chastotali 3 xil fononlar bir yo'nalishda tarqalishi (ikkita ko'ndalang va bitta bo'ylama fononlar mavjud bo'lishi) mumkin;

$dg = \frac{4\pi V p^2 dp}{h^3}$  – impulslari  $p$  va  $p + dp$  intervalda bo'lgan kvant holatlar zichligi;

$f = \frac{1}{e^{E/kT} - 1}$  – Boze-Eynshteyn taqsimot funktsiyasi, chunki fononlarning spini butun son yoki 0 ga teng va ular uchun  $\mu=0$ .

Endi fononning energiya va impulsari bilan chastotasi orasidagi ma'lum bog'lanishlarni  $E = \hbar\omega$  va  $p = \hbar\omega/v$  ( $v$  – fononning tezligi) inobatga olib, (11.6) ni quyidagicha yozamiz

$$dN = \frac{3V}{2\pi^2 v^3} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (11.7)$$

U holda kristalldagi chastotalari  $\omega$  va  $\omega+d\omega$  bo'lgan fononlarning energiyasi

$$dU = \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} .$$

Bundan

$$U = U_0 + \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}, \quad (11.8)$$

bu erda  $\omega_m = v \left( \frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$  – fononlarning maksimal chastotasi.

(11.8) dan  $T$  bo'yicha hosila olib, kristall panjara issiqlik sig'imining umumiy ifodasini topish mumkin. Soddalik uchun past va yuqori temperaturalardagi issiqlik sig'imini aniqlaymiz:

1-xol. YUqori temperaturalar sohasida  $\hbar\omega \ll kT$  bo'lgani uchun

$$e^{\hbar\omega/kT} = 1 + \frac{\hbar\omega}{kT} + \left( \frac{\hbar\omega}{kT} \right)^2 + \dots \cong 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$$

deb olish mumkin.

U xolda

$$U = U_0 + \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{\frac{\hbar\omega}{kT}} = U_0 + \frac{3V}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \omega^2 d\omega = U_0 + 3kTN$$

ya'ni

$$U = U_0 + 3kTN \quad (11.9)$$

bu erda  $U_0$  – kristall panjaraning  $T=0$  dagi ichki energiyasi.

Bir mol kristallda  $N = N_A$  bo'lgani uchun  $U_{\mu} = 3N_A kT$ .

U holda yuqori temperaturalarda kristallning molyar issiqlik sig'imi

$$C = \frac{dU}{dT} = 3kN_A = 3R \quad (11.10)$$

(11.10) haqiqatdan ham Dyulong va Ptilar tajribada aniqlagan natijaning aynan o'zidir.

2 -xol. Past temperaturalar sohasi  $\hbar\omega \gg kT$ . (11.8) da o'zgaruvchilarni quyidagicha almashtiramiz:

$$x = \frac{\hbar\omega}{kT}, \quad x_m = \frac{\hbar\omega_m}{kT} \quad \text{va} \quad \hbar\omega_m = k\theta \quad (11.11)$$

bu erda  $\theta$  ni **Debayning xarakteristik harorati** deyiladi. Uning fizik ma'nosi quyidagicha: *harorat 0 dan  $\theta$  gacha o'zgarganda kristallda chastotalari 0 dan  $\omega_m$  gacha mumkin bo'lgan fononlar hosil bo'ladi.*  $\theta$  dan boshlab kristallda  $\omega_m$  dan katta chastotali fononlar hosil bo'lmaydi.

(11.11) dan

$$\omega = \frac{kT}{\hbar} x, \quad d\omega = \frac{kT}{\hbar} dx, \quad \omega = \frac{k}{\hbar} \theta \quad (11.12)$$

(11.12) ni (11.8) ga qo'yamiz

$$U = \frac{3Vk^4 T^4}{2\pi^2 v^3 \hbar^3} \int_0^{x_m} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{3\hbar V}{2\pi^2 v^3} \left( \frac{kT}{\hbar} \right)^4 \cdot \frac{\pi^4}{15}$$

bundagi

$$\omega_m^3 = v^3 \frac{6\pi^2 N}{V}$$

ekanini inobatga olsak,

$$U = \frac{3}{5} \frac{\pi^4 kN}{\theta^3} T^4$$

yoki

$$U_\mu = \frac{3}{5} \pi^4 kN_A \frac{T^4}{\theta^3}$$

U xolda issiqlik sig'imi

$$C = \frac{dU}{dT} = \frac{12}{5} \pi^4 kN \left( \frac{T}{\theta} \right)^3$$

yoki

$$C_{\mu} = \frac{12}{5} \pi^4 k N_A \frac{T^3}{\theta^3} = \frac{12}{5} \pi^4 R \left( \frac{T}{\theta} \right)^3$$

Demak, past temperaturalarda issiqlik sig`imi temperaturaning kubiga proportsional ekan

$$C \sim T^3$$

Buning sababi shuki, xaroratning ortishi bilan fononlarning konsentratsiyasi  $T^3$  bo`yicha ortadi.

Xaroratning oraliq sohasida ichki energiya va issiqlik sig`imi murakkabroq o`zgaradi. Umumiy holda (11.8) dan  $T$  bo`yicha hosila olib  $C$  ni topish mumkin. Harorat  $\theta$  ga yaqinlashgani sari fononlar konsentratsiyasining ortishi ham sekinlashadi.

## 2. Qattiq jismlarning issiqlik kengayishi

Qattiq jismlarning issiqlikdan kengayishini tushuntirish uchun qattiq jism zarralarning o`zaro ta`sir energiyasining ular orasidagi masofaga bog`liqligi (4.4-chizmaga) murojaat qilamiz. Agar zarralar mutlaq xarakatsiz bo`lsa, bu holda ularning kinetik energiyalari nolga teng bo`lar, ular orasidagi masofa  $r_0$  ga teng bo`lib, potentsial chuqurning tubida joylashgan bo`lardilar. Bu hol mutlaq nol temperaturada bo`lishi mumkin edi.

Ammo, haqiqatda zarralar o`z muvozanati vaziyatlari atroflarida tebranib turadilar, ya`ni muayyan kinetik energiyaga ega bo`ladilar. Temperatura ortishi



bilan bu kinetik energiya ham ortib boradi.  $T$  temperaturada zarra  $E$  kinetik energiyaga ega bo`lib, chapga  $a_1$  nuqtaga, o`ngga  $b_1$  nuqtaga chetlashadi. Potentsial egri chiziqning nosimmetrikligi tufayli tebranayotgan zarraning o`rtacha vaziyati endi  $r_0$  ga teng bo`lmay, undan o`ngga siljib  $r_1$  qiymatga erishadi.

Temperaturani  $T_2$  gacha oshirilsa, zarraning kinetik energiyasi  $E_{k2}$  yuqori qiymatni oladi. Bunda zarra chapga  $a_2$  nuqttagacha, o'ngga  $b_2$  nuqttagacha chetlashadi, o'rtacha vaziyat esa  $r_2$  qiymatga erishadi. SHunday qilib, temperatura ortib borganida kristall panjarasi tugunlari oralig'i ortadi, ya'ni issiqlikdan kengayish ( $r_2 > r_1 > r_0$ ) yuz beradi.

Ma'lum  $l_t = l_0(1 + \alpha t)$  ifoda (bunda  $t$  – TSelsiy darajasidagi temperatura,  $\alpha$  – o'rtacha uzayish koeffitsienti,  $l_t, l_0$  – temperaturaning  $t$  va 0 qiymatlardagi sterjen uzunliklari) polikristall, ya'ni xossalari deyarli yo'nalishlarga bog'liq bo'lmagan (izotrop) moddalar uchun to'g'ri bo'ladi. Monokristallar esa anizotropik xossalari ega, ularning chiziqiy uzayishi  $\alpha$  koeffitsienti umuman aytganda tenzor ko'rinishidagi kattalikdir.

Agar monokristalldan shar yasalsa, keyin uni isitilsa yoki sovutilsa, u holda shar o'z shaklini yo'qotib, eng umumiy holda uch o'qli ellipsoidga aylanadi, uning o'qlari kristallografik o'qlar bilan bog'liqdir. Uch kristallografik o'q bo'ylab issiqlikdan kengayish koeffitsientlarini **kristallning issiqlikdan kengayishi bosh koeffitsientlari** deyiladi va  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  orqali belgilanadi. Jadvalda ba'zi kristallar uchun ma'lumot keltirilgan.

4.5-jadval.

Kristall	Sistema	$T, K$	$\alpha_1 \cdot 10^6 \text{ grad}^{-1}$	$\alpha_2 \cdot 10^6 \text{ grad}^{-1}$	$\alpha_3 \cdot 10^6 \text{ grad}^{-1}$
Gips	Monoklin	313	1,6	42	29
		60		-2	55
Rux	Geksagonal	150		8	65
		300		13	64
Kaltsit	Trigonal	313		-5,6	25

Jadvaldan ko`rinadiki, temperatura kamaygan sari  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  lar ham kamayadi, ayrim temperaturalarda ba'zida manfiy qiymatlar olishi ham mumkin, bosh koeffitsientlar ayrim kristallarda bir-biridan ancha farq qiladi.

Kristallarning issiqlikdan kengayishi (uzayishi) uning atomlari orasidagi o`zaro ta'sir kuchlarning angarmonik qismi bilan bog`liq bo`ladi. Buni quyidagi hisob tasdiqlaydi:

Faraz qilaylik, ikki atom (kristall panjarasidagi qo`shni atomlar)  $r_0$  muvozanatli vaziyatidan uncha katta bo`lmagan  $r - r_0 = x$  chetlanishlar holida bir-biri bilan

$$F = -\frac{dU}{dx} = -\beta x + \gamma x^2 \quad (4.22)$$

kuch bilan o`zaro ta'sirlashsin. U holda o`zaro ta'sir potentsial energiyasi

$$U = -\int_0^x F dx = \frac{1}{2} \beta x^2 - \frac{1}{3} \gamma x^3, \quad (4.23)$$

bunda  $\beta$  – elastiklik (garmoniklik) koeffitsienti,  $\gamma x^3$  ni **angarmonik had** deyilib,  $\gamma$  – angarmoniklik koeffitsienti.

Boltsman taqsimoti bo`yicha atomning muvozanatli vaziyatdan  $x$  masofaga chetlanish ehtimolligi

$$f(x) = A \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) = A \exp\left(-\frac{\beta x^2}{kT}\right) \cdot \left(1 + \frac{\gamma x^3}{3kT}\right), \quad (4.24)$$

bunda  $\frac{\gamma x^3}{3kT} \ll 1$  deb qisoblab, ikkinchi ko`payuvchi

$$\exp\left(-\frac{\gamma x^3}{3kT}\right) = \left(1 + \frac{\gamma x^3}{3kT}\right) \quad (4.25)$$

qatorga yoyilgan.

A doimiy normalash (me'yorlash) shartidan topiladi:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\beta x^2}{2kT}\right) \left(1 + \frac{\gamma x^3}{3kT}\right) dx = 1, \quad (4.26)$$

qatnashgan ikkinchi integral nolga teng bo`ladi, chunki uning ostidagi funktsiya toq funkciyadir. Natijada

$$A = \left(\frac{\beta}{2\pi kT}\right)^{1/2} \quad (4.27)$$

qiymatni hosil qilamiz.

Atomning muvozanatiy vaziyatdan o'rtacha chetlanishi

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx = \frac{\gamma kT}{\beta^2}, \quad (4.28)$$

bunda, birinchi integral o'z ostidagi funktsiya toq bo'lganligi tufayli nolga teng bo'ladi.

Ikkinchi integral qiymati ma'lum Puasson integraliga keltiriladi.

Ta'rifga ko'ra, chiziqiy issiqlikdan kengayish  $\alpha$  koeffitsienti birlik uzunlik va  $1^\circ C$  ga hisoblangan uzayishdir:

$$\alpha = \frac{\bar{x}}{aT} = \frac{\gamma k}{a\beta^2} \quad (4.29)$$

bundagi  $a = r_0$  – panjara doimiysi. (4.29) dan issiqlikdan kengayish atomlarining angarmonik harakatiga bog'liqligi yaqqol ko'rinib turibdi.

Misol tariqasida bir valentli ionlar kristallini qaraylik. Bu holda ionlar o'zaro ta'sir kuchini

$$F = -\frac{e^2}{r^2} + \frac{B}{r^{10}} \quad (4.30)$$

deb hisoblasa bo'ladi, bu ifodada  $-e^2/r^2$  deformatsiyalanmaydigan turli ishorali qo'shni ionlar orasidagi Kulon qonuni bo'yicha tortishish kuchi,  $B/r^{10}$  – shu ionlar orasidagi itarishish kuchi, u masofa o'zgarishiga qarab tez o'zgaradi. Muvozanatda

$F = 0 = -\frac{e^2}{a^2} + \frac{B}{a^{10}}$ ,  $a$  – ionlarning muvozanatli oralig'i. Bundan,  $B = e^2 a^8$  ekanligi

kelib chiqadi.

Ammo,  $r = (a+x)$  bo'lganligi va  $x$  ning  $a$  ga nisbatan kichkinaligini hisobga olsak,

$$F = -\frac{e^2}{(a+x)^2} + \frac{e^2 a^8}{(a+x)^{10}} = -\frac{8e^2}{a^3}x + \frac{52e^2}{a^4}x^2, \quad (4.31)$$

(4.31) va (4.22) ifodalarni taqqoslasak,

$$\beta = \frac{8e^2}{a^3}, \quad \gamma = \frac{52e^2}{a^4}. \quad (4.32)$$

Bu natijalarni (4.29) ifodaga qo'ysak, ionlar kristall panjarasi uchun

$$\alpha = \frac{52ak}{64e^2} \quad (4.33)$$

munosabatni hosil qilamiz.

$a=3 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ ,  $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$  qiymatlarni (4.33) ifodaga qo`ysak,  $\alpha=1,5 \cdot 10^{-5} \text{ grad}^{-1}$  natija kelib chiqadi, bu – tartib jihatdan to`g`ridir.

Bu bobning yakunida shuni aytish kerakki, qattiq jismlarning issiqlik sig`imi bilan issiqlikdan kengayishi orasida bog`lanish bor:

Issiqlikdan ksngayish koeffitsienti  $\alpha$  ning atomlar (molyar)  $C_v$  issiqlik sig`imiga nisbati mazkur modda uchun temperaturaga bog`liq bo`lmagan doimiylikdir (Gryuneyzen qonuni):

$$\frac{\alpha}{C_v} = \frac{\gamma_G k}{3V} . \quad (4.34)$$

Haqiqatdan, bu ikki hodisa temperatura ortganida atomlararo masofa ortishiga bog`langan.

### 3. Qattiq jismlarning issiqlik o`tkazuvchanligi

Qattiq jismlarning tebranishi bilan bog`liq hodisalardan biri issiqlik o`tkazuvchanlikdir. Jismning ko`proq qizigan qismidan uning kamroq qizigan qismiga issiqlikning ko`chish jarayoniga jismning *issiqlik o`tkazuvchanligi* deyiladi. Mazkur hodisani tushunib olish uchun gazlarning issiqlik o`tkazuvchanligini eslab olamiz.

$A$  va  $B$  plastinkalarni bir-biridan, gaz molekularining erkin chopish yo`li  $\lambda_\alpha$  dan ancha katta masofaga joylashtiramiz.  $A$  ning harorati  $T_2$ ,  $B$  niki  $T_1$  va  $T_2 > T_1$  bo`lsin. U holda  $A$  plastinka yaqinidagi gaz molekularining tezligi  $B$  plastinka yaqinidagilardan yuqori bo`ladi. Ular o`zaro to`qnashganda bir-birlariga impuls uzatadilar va ma`lum vaqt o`tishi bilan  $A$  va  $B$  plastinkalarining haroratlari tenglashgunga qadar, bu jarayon davom etadi. Haroratlar farqi saqlanib turilsa birlik vaqt ichida birlik sirt orqali  $A$  plastinkadan  $B$  plastinka yo`nalishida quyidagi issiqlik miqdori o`tadi.

$$q = -\chi \frac{dT}{dx} \quad (12.1)$$

$q$  – solishtirma issiqlik oqimi,  $\chi$  – solishtirma issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti,  $dT/dx$  – harorat gradienti.

Molekular kinetik nazariya nuqtai nazaridan gazlarning solish-tirma issiqlik koeffitsenti uning parametrlari bilan quyidagicha bog'langan:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \lambda \rangle C_v \quad (12.2)$$

bu erda  $\rho$  – gazning zichligi;  $\langle v \rangle$  va  $\langle \lambda \rangle$  – mos holda, gaz atomlarining o'rtacha issiqlik harakati tezligi va erkin yugurish yo'li,  $C_v$  – o'zgarmas hajmdagi gazning solishtirma issiqlik sig'imi.

Ma'lumki  $\rho$  gaz bosimiga to'g'ri proporsional ravishda ortadi,  $\lambda$  esa kamayadi. Bosimning katta qiymatlarida ( $\lambda \ll 1$ )  $\rho\lambda = const$  bo'lishi, ya'ni gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik bosimga bog'liq bo'lmay qolishi mumkin. Bosimning kamayishi bilan esa  $\lambda$  ortib boradi. Bosim ma'lum qiymatga etganda,  $\lambda=1$  dan boshlab  $\lambda$  ortmay qoladi. Bu hodisa odatda bosimning  $0,1 \div 50$  Pa oralig'idagi qiymatlarida kuzatiladi. Bosimning kamayishi bilan  $\chi$  ham kamayadi, chunki  $\rho$  kamayadi. Bosim yanada kamaysa  $A \rightarrow B$  ga va  $B \rightarrow A$  ga atomlar o'zaro to'qnashmasdan uchib o'ta boshlaydi. Bu hollarda issiqlik oqimi  $A \rightarrow B$  ga va  $B \rightarrow A$  ga yo'nalgan oqimlar farqiga teng bo'lib qoladi:

$$q = \frac{1}{2} kn \langle v \rangle (T_2 - T_1) \quad (12.3)$$

bu erda  $k$  – Boltsman doimiysi,  $n$  – plastinkalar orasidagi gazning konsentratsiyasi.

O'rtacha tezlik va konsentratsiyaning molekular kinetik nazariya aniqlagan quyidagi ifodalarini

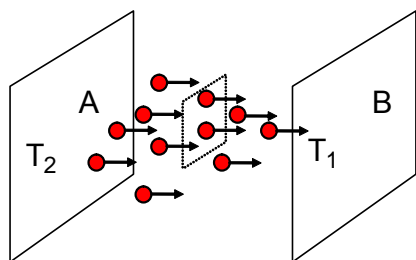
$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}, \quad n = \frac{p}{kT}$$

inobatga olsak, solishtirma issiqlik oqimi (12.3)

$$q = \sqrt{\frac{2R}{\pi M}} \frac{(T_2 - T_1)}{\sqrt{T}} p \quad (12.4)$$

ko`rinishni oladi. Bu erda  $T$  – plastinkalar orasidagi o`rtacha harorat,  $M$  – gazning molyar massasi,  $R$  – universal gaz doimiysi.

Demak, past haroratlarda issiqlik oqimi gaz bosimiga proporsional ravishda ortadi.



12.1-rasm

Odatda gazlarda neytral molekulalardan tashqari zaryadlangan musbat va manfiy ionlar va erkin elektronlar ham bo`ladi. Ularning konsentratsiyalari neytral atomlarinikidan 2 – 3 tartibga kichik bo`ladi. SHuning uchun ular issiqlik o`tkazuvchanlikka sezilarli ta`sir ko`rsatmaydilar.

Qattiq jismlarda esa aksincha, masalan metallarning erkin elektronlari, kristall panjaraning tebranishi tufayli paydo bo`ladigan va kristalning barcha yo`nalishlarida tarqaladigan elastik to`lqinlar bilan birgalikda issiqlik o`tkazuvchanlikka katta hissa qo`shadi. SHuning uchun umumiy holda qattiq jismlarning issiqlik o`tkazuvchanligi ikkita tashkil etuvchilardan iborat bo`ladi:

$$\chi = \chi_p + \chi_{el} \quad (12.5)$$

bu erda:  $\chi_p$  – kristall panjaraning tebranishlari, ya`ni fononlari bilan bog`liq issiqlik o`tkazuvchanligi;  $\chi_{el}$  – kristalldagi mavjud erkin elektronlar bilan bog`liq issiqlik o`tkazuvchanlik.

Metallarda erkin elektronlarning konsentratsiyasi metall atomlarining konsentratsiyasi bilan bir tartibda bo`ladi, shuning uchun metallarning issiqlik o`tkazuvchanligi katta va asosan  $\chi_{el}$  dan iborat bo`ladi.

Dielektrlarda esa erkin elektronlar amalda bo`lmaydi va ularda  $\chi = \chi_p$ , hamda issiqlik o`tkazuvchanligi past bo`ladi.

YArim o`tkazgichlarning issiqlik o`tkazuvchanligi ham asosan panjaraning issiqlik o`tkazuvchanligidan iborat, harorat yoki aralashmalarning konsentratsiyasi ortishi bilan  $\chi_{el}$  ortib  $\chi_p$  ga yaqinlashadi va umumiy issiqlik o`tkazuvchanlik ham sezilarli ortib ketadi.

Qattiq jism tarkibidagi erkin elektronlar o'zini huddi ideal gaz atom va molekulari kabi o'tadi. SHuning uchun qattiq jismning elektronlar bilan bog'liq issiqlik o'tkazuvchanligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\chi = \frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle \lambda \rangle C_{ev} \quad (12.6)$$

bunda  $C_{ev}$  – elektron gazning birlik hajmining issiqlik sig'imi. Kristallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi ham, issiqlik o'tkazuvchanligi ham erkin elektronlarning konsentratsiyasi va o'rtacha erkin yugurish yo'liga proporsional bo'lgani uchun

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k}{e^2} m \langle v \rangle^2 = \frac{2k}{e^2} \frac{m \langle v \rangle^2}{2} = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T,$$

ya'ni  $T$  ga chiziqli bog'liq bo'ladi. Bu ifodani **Videman-Frants qonuni** deyiladi.

#### 4. Fononlarning ko'chish jarayoni

Qattiq jismni tashkil qilgan atomlar kristall panjaraning tugunlarida o'zlarining muvozanat holatlari atrofida tebranma harakatda bo'ladi. Bu tebranma harakat, asosan issiqlik tebranma harakati bo'lib, kristall panjarada ko'chib yurishi mumkin, chunki qattiq jismdagi atomlar o'zaro elastik kuch bilan bog'langan bo'lib, issiqlik tebranma harakati qo'shni atomga bevosita uzatila beradi. SHunday qilib, qattiq jismda ixtiyoriy yo'nalish bo'ylab elastik to'lqin tovush tezligiga teng bo'lgan tezlik bilan tarqaladi. Agar bunday tebranma harakatning to'lkin uzunligini  $\lambda$ , chastotasini  $\nu$  va tezligini  $v$  bilan belgilasak,

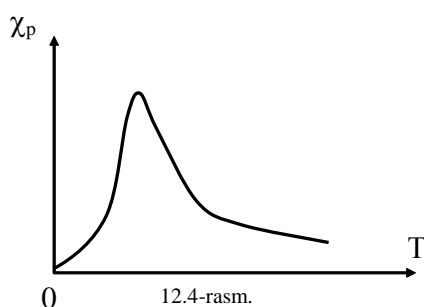
$$\nu = \frac{v}{\lambda}$$

deb yozish mumkin. Demak, kristall panjaraning tebranma harakatini uning chastotasi yoki to'lqin uzunligi bilan xarakterlash mumkin ekan. SHu sababli elektromagnit maydon kvanti – fotonga qiyos qilib panjaraning «tebranma maydoni kvanti – **fonon** deb yuritiladi. Fonon tovush to'lqinlari kvantidir. Fonon ham elektron va foton kabi ham to'lqin, ham korpuskulyar tabiatga ega. Uning to'lqin tabiati kristall panjaraning tebranma harakati bilan bog'langan bo'lsa,

korpuskulyar tabiati esa qattiq jismlarda yuz beradigan bir qator effektlarda yaqqol ko`rinadi.

Energiyani uzatuvchi zarrachalar sifatida fononlar olinsa va tenglamaga fononlarning konsentratsiyasi va o`rtacha yugirish yo`li kiritilsa, kristall panjaraning issiqlik o`tkazuvchanligini ham (12.2) ifoda bilan tavsiflash mumkin. Mazkur masala echimiga to`xtalmasdan, hodisaning ayrim tafsilotlarini tahlil qilamiz.

O`tgan ma`ruzada qayd etilganidek, kristallning harorati ortishi bilan fononlarning na faqat konsentratsiyasi, balki ularning energiya spektri ham, shu bilan birga aksariyat hollarda sochilish mexanizmlari ham o`zgaradi.



Past haroratlarda kristalllarda faqat kichik energiyali  $E = \hbar\omega$  (ya`ni uzun to`lqinlarni hosil qiladigan tebranishlar) fononlar bo`ladi. Bunday fononlar panjaraning nuqsonlarida va mayda kristalchalarining chegaralarida sochiladi.

Kristall panjaraning issiqlik sig`imi past haroratlarda  $T^3$  qonun bo`yicha ortadi. Demak, fononlarning konsentratsiyasi ham berilgan haroratlar oralig`ida  $T^3$  bo`yicha ortadi. Fononlarning o`rtacha erkin yugirish masofasi esa haroratga bog`liq emas. SHuning uchun  $\chi_p$  ham  $T^3$  qonun bo`yicha ortadi.

Harorat ortishi bilan fononlar konsentratsiyasining o`sishi sekinlashadi.

Harorat ortishi bilan fononlar energiyasining spektrida erkin yugirish masofasi kichik bo`lgan yuqori chastotali (qisqa to`lqinli) fononlarning xissasi ortib boradi. Undan tashqari yuqori haroratlarda fononlarning o`zaro ta`sirlashish jarayoni kuchayadi. Harorat qancha yuqori bo`lsa jarayon shuncha kuchayadi, ya`ni fononlarning erkin yugirish masofasi qisqaradi. Sanab o`tilgan jarayonlar tufayli yuqori haroratlar sohasida panjaraning issiqlik o`tkazuvchanligi haroratga teskari proporsional ravishda o`zgaradi.

Haroratning oraliq sohasida issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientining haroratga bog'lanishi murakkab bo'ladi va kristalldagi nuqsonlarning soni va turiga qarab o'zgaradi (12.4-rasm).

Kristall panjarada nuqsonlar bo'lmasa panjaraning tebranishi mutloqo davriy (garmonik) va ular hosil qilgan to'lqinlar bir-birlari bilan uchraganda o'zaro ta'sirlashishmasdan biri ikkinchisining orasidan o'tib ketgan bo'lur edi.

Agar mazkur kristall bo'ylab harorat gradientini hosil qilsak kristallning issiq uchidagi katta amplituda bilan tebranayotgan atomlar o'z energiyalarini atomlarga uzatib butun kristall bo'ylab issiqlik to'lqinlari tarqalgan bo'lur edi.

Real kristallarda qo'shni atomlarning o'zaro ta'siri Guk qonunidan farq qiladi.

$$F = -\frac{k\Delta x}{x_0} + \gamma \left( \frac{\Delta x}{x_0} \right)^2 + \dots \quad (12.7)$$

bu erda  $\gamma$  – **angarmonik koeffitsient** deyiladi. (12.7) ning ikkinchi hadining qiymati  $q$  ga va tebranish amplitudasiga (haroratga) bog'liq bo'ladi va quyidagi natijalarga sabab bo'ladi:

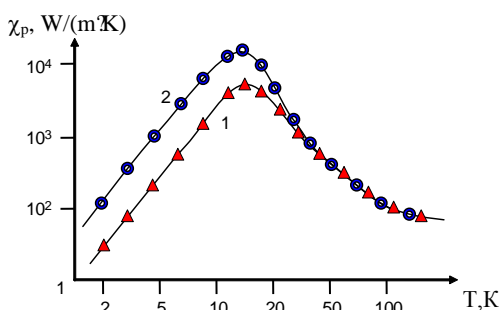
1) harorat ortishi bilan atomlar orasidagi masofaning o'zgarishi kristallning issiqlikdan kengayish koeffitsienti  $g$  ga proporsional bo'ladi;

2) tebranishlar garmonikligi buziladi va shu sababli hosil bo'lgan to'lqinlar bir-birlaridan mustaqil tarqalmaydi, ular bir-birlari bilan uchrashganda sochilishi, ya'ni o'z yo'nalishlarini energiya almashib o'zgartirishlari mumkin.

Ko'rsatilgan sabablarga binoan kristallarning issiqlik o'tkazuvchanligi chekli bo'ladi va uning atomlari orasidagi masofaga bog'liq.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti  $\chi$ , umuman olganda, moddaning agregat holatiga, atom-molekular tuzilishiga, kimyoviy tarkibiga, temperaturaga, bosimga va boshqa parametrlarga bog'liq. Siyraklashgan gazlarda molekulalarning erkin

yugurish yo'li  $\lambda$  idish devorlari orasidagi masofa  $L$  ga sezilarli yaqinlashganda gazning issiqlik o'tkazuvchanligi keskin kamayib ketadi. Bu hol Dyuar idishlari (termoslar) ni tayyorlashda



12.5-rasm.

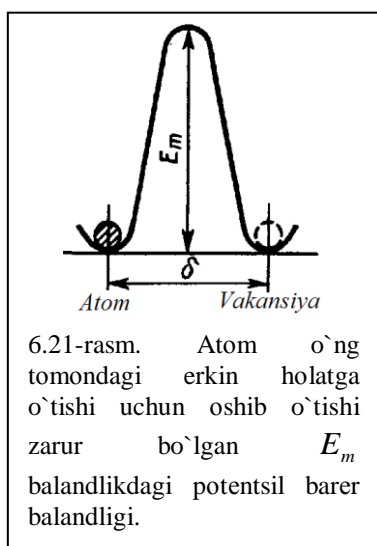
qo`laniladi. Issiqlik harakati energiyasining ko`chirilish jarayonini muhit o`lchamlariga bog`liq bo`lib qolishi *o`lchamli effekt* deyiladi va kristall qattiq jismlarda ham kuzatiladi. Sof kristallarning past temperaturalardagi panjaraviy issiqlik o`tkazuvchanlik koeffitsienti ularning chiziqli o`lchamlariga bog`liq ( $\chi_p \sim R$ ) bo`lib qolishini birinchi marta G.V.Kazimer (1939) bashorat qilgan. Payerlsning nazariy ko`rsatishicha yuqori temperaturalarda fonon-fonon sochilish mexanizmi tufayli fononlarning erkin yugurish yo`li temperaturaga teskari proporsional ( $\lambda_f \sim 1/T$ ), past temperaturalarda esa  $\lambda_f \sim \exp(\theta/T)$ , ya`ni temperatura pasayishi bilan tez ortib boradi. Suyuq geliy teperaturasida (4,2 K)  $\lambda_f$  kristall o`lchamidan ham oshib ketishi mumkin. Bunday hollarda fononlarni kristall bo`ylab ko`chirilish jarayoni ularning kristall sirtida va boshqa defektlarda sochilishi tufayli cheklanib qoladi. Issiqlik o`tkazuvchanlikning “o`lchamli effekti” R.Birman tomonidan *LiF* da tajribada kuzatilgan (12.5-rasm, 1 – chiziq uchun sterjen ko`ndalang kesim yuzasi  $1,33 \times 0,91 \text{ m}^2$ , 2 – chiziq uchun esa  $7,55 \times 6,97 \text{ mm}^2$ ).

## 5. Qattiq jismlardagi diffuziya

Qattiq jismlarda atomlarning tebranishlari kichik amplitudali bo`ladi, ya`ni o`zlarining muvozanat nuqtalari atrofida ro`y beradi. Biroq qo`shni atmolar bilan o`zaro ta`sirlashganliklari sababli atomlarning kinetik energiyalari doimiy bo`lmaydi. Hatto o`rtacha kinetik energiya juda kichik bo`lganda ham, kinetik energiyalari juda katta bo`lgan atomlar ham uchraydi. Bunday atom o`zining muvozanat holatidan chiqib va boshqa atomlar hosil potentsial barerni engib o`tib, qandaydir vaqt davomida erkin holatda bo`lishi mumkin. Bunda u o`zining ortiqcha energiyasini panjaraga berib, yo`qotadi. Yana qandaydir vaqtdan keyin atom energiya to`plab, o`zining yangi holatidan chiqishi va qo`shni holatga o`tishi mumkin. Issiqlik harakati tufayli ro`y beradigan atomlarning bunday ko`chishi qattiq jismlarda diffuzion jarayonlarning asosini tashkili qiladi.

Bitta element atomlarining boshqa element atomlari kristall panjarasida ko'chishi bilan ro'y beradigan diffuziya **atomar diffuziya** deyiladi. Bunday diffuziyani tushuntirish oson bo'lganligi sababi, u ancha to'liq o'rganilgan. Bunday diffuziyalarning oddiyi o'zdiffuziya hisoblanadi va u bitta element atomlarining o'zlarining kristall panjarasida ko'chishi bilan tushuntiriladi.

Real kristallarning kinetik nazariyasi rossiyalik olim YA.I.Frenkel tomonidan yaratilgan va u tomonidan taklif qilingan diffuziya nazariyasining asosini tashkil qiladi. Frenkel bo'yicha atomlarning issiqlik tufayli ko'chishi quyidagi asosiy



jarayonlar tufayli ro'y beradi: 1) turg'un muntazam holatlar atrofida atomlarning tebranishi; 2) etarlicha energiyaga bo'lgan atom (yoki ion) panjara tugunidagi o'zining muntazam holatidan "nomuntazam" holatga, ya'ni tugunlar orasiga o'tishi mumkin. Frenkel ushbu jarayonni bog'langan atomlarning "**dissotsiatsiyasi**" deb atadi; 3) dissotsiatsiyalangan atom o'zining nomuntazam holati atrofida, boshqa erkin (muntazam yoki nomuntazam) holatga potentsial barer orqali sakrab o'tishidan oldidan, davomli vaqt oralig'ida tebranishi

mumkin; 4) nomuntazam holatda joylashgan ionning  $\delta$  masofada joylashgan xuddi shunday nomuntazam holatga sakrab o'tishi mumkin; 5) dissotsiatsiyalangan atom panjaraning vakant tuguni (kovak) ga (qandaydir ehtimollikda) o'tishi ham mumkin. Ushbu jarayonni Frenkel dissotsiatsiyalangan atomlarning "**assotsiatsiyasi**" deb atadi; 6) kristall panjaraning vakant tugun (kovak) larning ko'chishi ham mumkin, chunki issiqlik muvozanatida atomlarning qandaydir qismi tugunlar orasiga joylashadi va demak, kristall panjarada, mos holda, bo'sh tugun (kovak) larning mos keluvchi miqdori mavjud bo'ladi.

Atomlarning bitta muntazam turg'un holatdan boshqasiga sakrab o'tish jarayonini Frenkel **kovaklarning** yoki **panjarada bo'sh joylarning diffuziyasi** deyiladi. *Ikkala jarayon – bo'sh joy (kovak) larning ko'chishi va atomlararo*

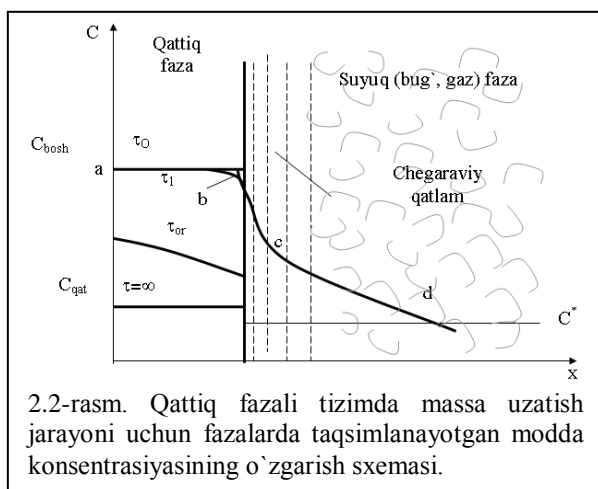
*fazoda atomlarning harakati, ya'ni dissotsiatsiyalarning atomlarning harakati qattiq jismlarda diffuziyani amalga oshiradi.*

SHunday qilib yuqorida qayd qilingan issikli harakati tufayli qattiq jismni tashkil qilgan atomlarning uzluksiz “ko`chishi” har qanday temperaturada ro`y beradi. Panjarada vakant tugunlar mavjud bo`lganida “ko`chish” tezligi atomlarning bir turg`un holatidan boshqasiga o`tish ehtimolligi  $P_m$  orqali ifodalanadi (6.21-rasm) va temperatura bilan eksponentsial ravishda bog`langan:

$$P_m = v_0 \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right), \quad (6.120)$$

bu erda  $E_m$  – atom bitta turg`un holatdan boshqasiga o`tishi uchun oshib o`tishi zarur bo`lgan potentsil barer balandligi. Berilgan temperaturada ehtimollik  $P_m$  panjaradagi atomlarning bog`lanish mustahkamligiga bog`liq bo`lgan  $E_m$  ning kattaligi bilan aniqlanadi. SHunday qilib diffuziya ro`y berishi uchun atom qo`shnilari tomonidan vujudga keltirilgan  $E_m$  balandlikdagi potentsial barerni oshib o`tishi zarur.

Qattiq fazada diffuziya tezligi juda kichik bo'lganligi sababli undagi massa uzatish beqaror jarayondir. Vaqtning boshlanish lahzasida, ya'ni  $\tau_0$  da qattiq jism ichidagi taqsimlanadigan moddaning konsentrasiyasi o'zgarmas ( $C_{bosh} = const$ ) bo'ladi. Moddaning sirt qatlamdan uni yuvib turgan fazaga o'tishi davomida qattiq jismda konsentrasiya gradienti  $dC/dx$  hosil bo'ladi va u vaqt bo'yicha



o'zgaradi (2.2- rasm). Undan keyin modda qattiq jismni yuvib turgan suyuqlik (gaz, bug') oqimiga o'tadi. Yuvayotgan fazada massa uzatish jarayoni undagi turbulent oqimning strukturasi bog'liq bo'ladi. Turbulent harakatda qattiq devor yaqinida laminar chegaraviy qatlam hosil bo'ladi. Chegaraviy qatlamda qattiq jismning sirti yaqinida massa uzatish molekular diffuziya hisobiga ro'y beradi va bu erda to'g'ri chiziqqa yaqin keskin kamayadigan modda konsentrasiyasining o'zgarishi kuzatiladi. Bo'linish chegarasidan uzoqlashgan sari turbulent diffuziyaning roli oshib boradi va oxirida yuvayotgan fazaning asosiy massasida modda asosan turbulent diffuziya natijasida ko'chadi. Fazaning bu qismida taqsimlanayotgan moddaning konsentrasiyasi nisbatan sekin tekis kamayib, o'zining chegaraviy muvozanatli konsentrasiyasi  $C^*$  ga intiladi.

Bir-biriga tegib turgan fazalarda taqsimlanayotgan modda konsentrasiyasining  $\tau_1$  vaqt mobaynida o'zgarishi abvg chizig'i bilan ifodalanadi (2.2-rasm). Cheksiz vaqt o'tgandan keyin, ya'ni  $\tau = \infty$  da qattiq fazadagi modda konsentrasiyasi ham muvozanat konsentrasiyasi  $C^*$  gacha kamayadi.

Qattiq jismlarda massa o'tkazuvchanlik natijasida modda uzatish jarayoni molekular diffuziya uchun bo'lgan Fik qonunlariga bo'ysunadi.

Fikning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{J} = -K\nabla C, \quad (2.18)$$

bu erda  $C$  – konsentratsiya,  $J$  – modda oqimining zichligi,  $\nabla C$  – diffuziyalanayotgan atomlarning konsentratsiya gradienti bo`lib,  $\nabla C = \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\partial C}{\partial y} + \frac{\partial C}{\partial z}$

– Laplas operatori bilan aniqlanadi,  $K$  – massao`tkazuvchanlik yoki qattiq jismdagi taqsimlanayotgan moddaning diffuziya koeffitsienti deyiladi va u qo`zg`almas muhitga moddaning diffuziya natijasida kira olish qobiliyatini ifodalaydi. Diffuziya koeffisientining qiymati diffuziyalanayotgan moddaning xossalariga, muhitning xossalariga, temperaturasiga, bosimga va oz miqdorda diffuziyalanayotgan moddaning konsentratsiyasiga bog`liq bo`ladi.

Fikning ikkinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = K \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \quad (2.19)$$

Massa o`tkazuvchanlik masalasining echimi ta`sirlashayotgan fazalar chegarasidagi uzatish shartlarini, ya`ni chegaraviy shartlarni tavsiflaydigan tenglama hamda (2.19) tenglamani birgalikda echish bilan bog`langan.

## Xulosa.

Moddaning turli xossalarini unda elektronlarning mavjudligi va harakati bilan tushuntirish elektron nazariyaning mazmunini tashkil qiladi.

Metallarning klassik elektron nazariyasida elektronlarning harakati Nyutonning klassik mexanika qonunlariga bo'ysunadi deb tasavvur qilinadi. So'ngra, bu nazariyada elektronlarning o'zaro ta'sirlari nazarga olinmaydi, elektronlarning musbat ionlar bilan o'zaro ta'siri esa faqat to'qnashishlar sifatida qaraladi. Boshqacha aytganda, o'tkazuvchanlik elektronlari, molekular fizikadagi ideal atomar gaz singari, elektron gaz deb qaraladi.

Bunday elektron gaz ideal gazning barcha qonunlariga, jumladan, energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlanish qonuniga ham bo'ysinishi kerak, bu qonunga muvofiq, har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi  $(1/2)kT$  ga teng. Erkin elektron uchta erkinlik darajasiga ega bo'lgani uchun bitta elektronga to'g'ri keladigan tartibsiz issiqlik harakati o'rtacha energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{1}{2}m\bar{v}_T^2 = \frac{3}{2}kT, \quad (147.1)$$

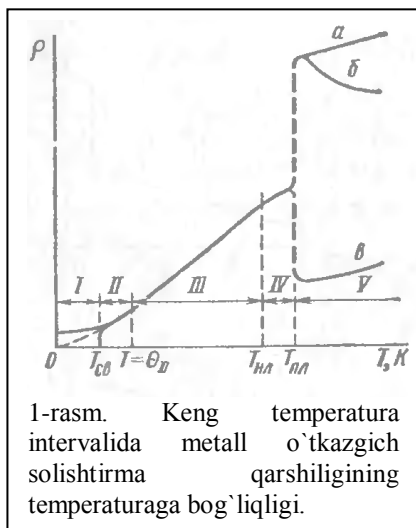
bu erda  $\bar{v}_T^2$  – issiqlik harakati tezligi kvadratining o'rtacha qiymati.

Bunday farazlarga qaramay (ularning juda taxminiy ekanini biz quyida ko'ramiz), klassik elektron nazariya elektr tokning ko'pchilik qonunlarini sifat jihatidan tushuntirib beradi.

**Om qonunining tushuntirilishi.** Bu tushuntirishning fizikaviy mohiyatini aniqlash va hisoblashlarni soddalashtirish uchun barcha elektronlarning ikkita ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish vaqti  $\tau$  birday deb faraz qilamiz. So'ngra elektron har bir to'qnashishda to'plagan energiyasining hammasini panjaraga beradi va shuning uchun to'qnashishdan so'ng o'z harakatini boshlang'ich tezliksiz boshlaydi, deb hisoblaymiz.  $E$  kuchlanganlikli elektr maydon ta'sirida metallda hosil bo'ladigan tok zichligi  $j$  ni quyidagicha hisoblaymiz:

$$j = \sigma \vec{E}, \quad (147.2)$$

bu erda  $\sigma$  – solishtirma elektr oʻtkazuvchanlik.



### Videman-Frants qonuni. Elektr

oʻtkazuvchanligi katta boʻlgan metallar issiqlikni ham yaxshi oʻtkazishi va aksincha hodisa ilgaridan maʼlum. Videman va Frants tajriba maʼlumotlari asosida shunday xulosaga keldilar, yaʼni quyidagicha

Videman-Frants qonunini ochdilar: *issiqlik oʻtkazuvchanlik koeffitsienti  $K$  ning solishtirma elektr oʻtkazuvchanlik  $\sigma$  ga nisbati birday temperaturada barcha metallar uchun bir xil va*

*absolyut temperaturaga proporsional ortadi:*

$$K / \sigma = aT, \quad (147.8)$$

bu erda  $a$  – metallning turiga bogʻliq emas. Klassik elektron nazariya bu qonuniyatni ham oson tushuntiradi. Haqiqatan ham, oʻtkazuvchanlik elektronlari metallda harakat qilganida oʻzi bilan birga faqat elektr zaryadnigina emas, balki oʻzlariga xos boʻlgan tartibsiz issiqlik harakati energiyasini ham olib oʻtadi, yaʼni issiqlik koʻchishini amalga oshiradi. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi juda yuqori va butun issiqlik amalda elektronlar vositasida olib oʻtiladi, bu jarayonda ion panjara juda kam ishtirok etadi. SHuning uchun elektrni yaxshi oʻtkazuvchi metallar issiqlikni yaxshi oʻtkazadi.

Molekular fizikadan maʼlumki, gazlarning kinetik nazariyasi bir atomli ideal gazning issiqlik oʻtkazuvchanlik koeffitsienti, issiqlik harakatining oʻrtacha tezligi, atomlarning oʻrtacha erkin yugurish uzunligi bilgan quyidagini keltirib chiqarish mumkin:

$$K / \sigma = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (147.10)$$

Bu **Videman-Frants qonuni**. Bunda  $a$  doimiy  $a = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2$  boʻlib chiqadi. Bu doimiy faqat  $k$  va  $e$  universal doimiylar bilan aniqlanadi va metallning tabiatiga bogʻliq boʻlmaydi.  $a$  ning nazariy qiymatlari tajriba maʼlumotlariga yaxshi moe keladi.

**Metall o'tkazgichlar solishtirma elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligi.** Ma'lumki, temperatura ortganida metallar kristall panjara tugunlarida joylashgan atomlar tebranishlarining amplitudalari va ular bilan bog'langan panjara davriy maydonlarining fluktuatsiyalari ham ortadi. Bu esa elektronlarning sochilishini kuchaytiradi, natijada solishtirma elektr o'tkazuvchanli kamayadi.

Solishtirma elektr o'tkazuvchanlig solishtirma qarshilik bilan  $\sigma = 1/\rho$  shaklda bog'langan. Solishtirma qarshilik esa moddaning turigagina bog'liq bo'lmay, uning holatiga, jumladan, temperaturasiga ham bog'liq bo'ladi. Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'liqligini berilgan modda *karshiligining temperatura koeffitsienti* bilan xarakterlash mumkin:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (60.1)$$

U temperatura bir gradus ortganda qarshilikning nisbiy orttirmasi qancha bo'lishini ko'rsatadi.

Berilgan modda uchun qarshilikning temperatura koeffitsienti turli temperaturalar uchun turlicha, ya'ni solishtirma qarshilik temperatura o'zgarishi bilan chiziqi qonun bo'yicha o'zgarmay, balki unga yanada murakkabroq bog'liq bo'ladi. Biroq ko'pgina o'tkazgichlar uchun (ularga barcha metallar kiradi) temperaturaga qarab  $\alpha$  ning o'zgarishi uncha katta bo'lmaydi. Agar temperaturaning o'zgarish intervali etarlicha kichik bo'lsa, unda  $\alpha$  ni taqriban doimiy deb hisoblash mumkin. U qaralayotgan temperatura sohasi ichida uning o'rtacha qiymatiga teng. Masalan, agar  $0^\circ \text{ S}$  dagi solishtirma qarshilik  $\rho_0$  bo'lsa,  $t^\circ \text{ C}$  dagi uning qiymati  $\rho$  bo'lsa, unda

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (60.2)$$

deb hisoblash mumkin.

Qarshilikning temperatura koeffitsienti musbat bo'lishi ham, manfiy bo'lishi ham mumkin. Barcha metallarda temperatura ortishi bilan qarshilik ortadi, binobarin, metallar uchun  $\alpha > 0$ . Birinchi sinf o'tkazgichlardan ba'zilar uchun buning teskarisi kuzatiladi, biror temperatura intervalida temperatura ortishi bilan ularning qarshiligi

kamayadi. Nihoyat, metallardan farqli o'laroq, hamma elektrolitlarda ular qizdirilganida qarshiligi kamayadi, ular uchun  $\alpha < 0$ .

Barcha sof metallar uchun qarshilikning temperatura koeffitsienti  $1/273=0,00367$  ga, ya'ni gazlar kengayishining temperatura koeffitsienti kattaligiga yaqin. SHuni ham qayd qilib o'tish kerakki, ba'zi qotishmalar, masalan, konstantanning  $\alpha$  si juda kichik bo'ladi. SHuning uchun bunday qotishmalardan qilingan simlar qarshiliklarning aniq namunalari (etalonlar) ni tayyorlashda ishlatiladi.

I-rasmda keng temperatura intervalida metall o'tkazgich solishtirma qarshiligining temperaturaga bog'liqligi keltirilgan. Bunda atigi bir necha kelvinga teng bo'lgan *I* sohada ba'zi metallarda o'tao'tkazuvchanlik paydo bo'ladi, *II* sohada esa solishtirma elektr qarshilik  $\rho \sim T^n$  tarzda o'sadi, bu erda  $n$  5 gacha o'sishi mumkin va sekin-asta kamayadi. *III* soha esa erish temperaturasi  $T_{er}$  gacha kengayishi mumkin. Erish temperaturasi, ya'ni *IV* sohada  $T_{nl}$  atrofida ba'zi metallarda chiziqli bog'liqlikdan chetlashish ro'y berishi mumkin. *V* soha metallarning erigan holatiga mos keladi. Bu erda  $a, b, v$  egri chiziqlar erigan har xil metallarning solishtirma elektr qarshiligining o'zgarishi turlicha bo'lishini ko'rsatadi.

Metallar qarshiligining temperaturaga bog'liqligidan turli o'lchash asboblari va avtomatik qurilmalarda foydalaniladi. Ulardan eng muhimi qarshiliklar termometridir. U platina simdan qilingan qarshilikdan iborat bo'lib, ko'prik sxemasiga elkalarning biri sifatida ulanadi. Platinaning qarshiligi vaqt bo'yicha juda doimiy bo'lib, keng temperaturalar intervalida yaxshi o'rganilgan. SHuning uchun platina simning qarshiligini o'lchab temperaturani ham juda aniq o'lchash mumkin. Qarshiliklar termometrining afzalligi shundaki, suyuqlikli oddiy termometrlardan foydalanish mumkin bo'lmagan juda past, shuningdek, juda yuqori temperaturalarda ulardan foydalanish mumkin.

Ba'zi moddalarda juda past temperaturalarda ajoyib o'tao'tkazuvchanlik holati sodir bo'lib, unda elektr qarshiligi butunlay yo'qoladi.

### Foydalanilgan adabiyotlar

1. A.Teshaboyev S. Zaynobiddinov SH. Ermatov „ Qattiq jism fizikasi”  
Toshkent „Moliya” 2011
2. R. Bekjonov B. Ahmadjonov „Atom fizikasi” Toshkent „O”qituvchi”  
1979
- 3.S. Zaynobiddinov A. Teshoboyev „Yarim o’tkazgichlar fizikasi “ Toshkent  
„O’qituvchi” 1999