

QATTIQ JISM ELEKTRONLAR NAZARIYASI ELEMENTLARI

TDPU dotsenti Tajiboyeva X.X
TDUOF o'qituvchisi Qodirov S.P
TAFU bakalavri Karimova N.Q

Annotatsiya: Tabiatdagi moddalar gaz, suyuqlik, qattiq jism va plazma holatlarida bo'ladi. Bu holatlar moddaning agregat holatlarideb atalib, bir-biridan fizik xossalari bilan farq qiladilar. Qattiq jismlarning suyuqlik va gazlardan farqishundaki, ular o'z shakllarini saqlaydi va ularda oquvchanlikko'zatiilmaydi. Mikroskopik nuqtai nazardan bunday farqning bo'lishi, moddani tashkil etuvchi atom va molekular orasidagi o'zaro ta'sir energiyasining katta yoki kichikligi bilan tushuntiriladi.

Suyuqlik va gazlarda ularni tashkil qiluvchi atom va molekular orasidagi o'zaro ta'sirlashish energiyasi ularning issiqlik harakati energiyasidan kichik bo'ladi. Shuning uchun suyuqlik yoki gazni tashkil etuvchi atom va molekular bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chib yurishimumkin, ya'ni okuvchanlik xossasiga ega. Qattiq jismlarda esamolekula yoki atomlar orasidagi ta'sirlashuv energiyasi ularning issiqlik harakati energiyasidan ancha katta bo'ladi, shuning uchun ular erkin ko'chib yura olmaydi va muvozanat vaziyatlari atrofida tebranma harakat qilib turadi. Demak, qattiq jismni boshqa agregat holatlardan ajratib turuvchi asosiyfarqlari:

- a) birinchidan, uning normal sharoitda o'z shaklinisaklashi;
- b) ikkinchidan, ularni tashkil etuvchi atom molekularning tebranma harakatda bo'lishidir.

Qattiq jismlar tuzilishiga ko'ra amorf, kristall, shisha-simon va polimer qattik jismlarga bo'linadi. Bundan tashqari qattiq jismlar uni tashkil qiluvchi atom yoki molekularning o'zaro boglanishiga ko'ra ham farqlanadi.

Biz bilamizki boshqa moddalarga qaraganda metallarda elektr o'tkazuvchanlik juda yaxshi bo'ladi. Elektr tokini yaxshi o'tkazishi ularning zonaviy strukturasi bilan tushuntiriladi. Elektr toki oqa boshlashi uchun elektronlar elektr maydonida tezlanish olish,o'z energiyasini oshirish imkoniga ega bo'lishi kerak. Agar zona qismangina to'lgan bo'lsa u holda elektron energiyasi deyarli uzluksiz o'zgarishi mumkin(elektron bunda bo'sh qo'shni sathga o'tadi) va elektr maydoni osongina tok hosil qiladi..Metall o'tkazgichdan o'tayotgan tokning zichligi unga qo'yilgan elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional.

$$j = \sigma \cdot E \quad (1.1.1)$$

Bu ifoda Om qonuni deb nomlanadi. Proporsionallik koeffitsienti σ solishtirma elektr o'tkazuvchanlik unga teskari proporsional

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \quad (1.1.2)$$

(1.1.2) formuladagi ρ kattalik esa solishtirma elektr qarshilik deyiladi. Metallarning qashiligi $10^{-8} \div 10^{-6} \text{ om}\cdot\text{m}$ oralig'ida qiymatlarga ega. Metallarning elektr o'tkazuvchanligini tushuntirib beruvchi modellardan birinchisi Drude ishlab chiqdi. J.J. Tomson 1897 yili elektronni kashf qilgandan uch yil o'tgach, Drude o'zining elektr va issiqlik o'tkazishning klassik nazariyasini ishlab chiqdi. Ushbu nazariyaga asosan metallarni erkin elektronlar gaziga botirilgan ionlardan iborat deb tasavvur qilinadi. Undan tashqari, nazariya yana quyidagi farazlarga asoslangan:

A) elektronlar kristall bo'ylab erkin ko'chib yura oladi. Ular o'z harakati davomida kristall panjarasi tugunlaridagi ionlar bilan to'qnashadi.

Elektronlarning bir-biri bilan to'qnashuvlari hisobga olinmaydi. Ikki to'qnashuv orasida elektron Nyuton qonuniga asosan to'g'ri chiziq bo'ylab harakat qiladi.

V) elektronlarning metall ionlari bilan to'qnashuvi oddiy zaryadsiz sharchalar to'qnashuvidек sodir bo'ladi.

S) elektronlarning ikki ketma-ket to'qnashuvlar orasidagi harakati o'rtacha vaqti $\bar{\tau}$ kiritilgan va uni elektronning o'rtacha erkin yugurish vaqti deb nomlanadi. Elektronning vaqt birligidagi to'qnashuvlar ehtimolligi $1/\bar{\tau}$ ga teng deb olinadi.

D) elektronlar gazi to'qnashuvlar tufayli termodinamik muvozanatda bo'ladi. Ularning to'qnashishdan oldingi va keyingi tezliklari o'zaro bog'liq emas.

Metalldagi hamma elektronlar bir xil o'rtacha tezlikka ega bo'lib, ularni bir atomli ideal gazdek tasavvur qilingan. Metall o'tkazgich uchlariga elektr kuchlanish qo'yilmaganda undagi erkin elektronlar tartibsiz issiqlik harakatida bo'ladi. Klassik fizikaning energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimot qonuniga asosan, har bir elektronga to'g'ri keluvchi o'rtacha kinetik energiya $\frac{3}{2}kT$ ga teng. Bundan o'rtacha tezlikni topishimiz mumkin:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (1.1.3)$$

va

$$|v| = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (1.1.4)$$

Hajm birligidagi elektronlar soni n ga teng bo'lsin, unda elektronlarning hajm birligidagi kinetik energiyasi quyidagicha

$$W_k = \frac{3}{2}nkT \quad (1.1.5)$$

Metallga elektr maydon qo‘ yilganda undagi erkin elektronlarning tartibsiz issiqlik harakatiga maydonning ta‘sir kuchi yo‘ nalishida tartibli harakat qo‘ shiladi. Elektronlarning harakatiga bir tomonga qarab siljish kuzatiladi. Elektronlarning tashqi elektr maydon ta‘siridagi bunday harakati dreyf harakati va harakat tezligi dreyf tezlik deb ataladi. Tashqi maydon elektronga $-eE$ kuch bilan ta‘sir qiladi, bu kuch ta‘sirida elektron

$$a = -\frac{eE}{m} \quad (1.1.6)$$

tezlanish oladi. Elektronning ionlar bilan ikki ketma-ket to‘ qnashuvlari orasida olgan dreyf tezligi

$$v = a\tau = -\frac{eE\bar{\tau}}{m} \quad (1.1.7)$$

bunda e -elektronning zaryadi, m -uning massasi.

Ma‘lumki, metall o‘ tkazgichdagi tok zichligini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$J = -nev \quad (1.1.8)$$

Bu erda n -birlik hajmdagi elektronlar soni. U holda (1.1.7) va (1.1.8) munosabatdan foydalanib,

$$J = ne \frac{eE\tau}{m} = \frac{ne^2\bar{\tau}}{m} \cdot E \quad (1.1.9)$$

ifodani hosil qilamiz. (1.1.9) va (1.1.8)ni taqqoslaymiz va elektr o‘tkazuvchanlikni topamiz.

$$\sigma = \frac{ne^2\bar{\tau}}{m} \quad (1.1.10)$$

Ushbu ifoda yordamida metallning solishtirma qarshiligi ρ ni bilgan holda $\bar{\tau}$ ni aniqlashimiz mumkin.

$$\bar{\tau} = \frac{\sigma m}{ne^2} = \frac{m}{n\rho e^2} \quad (1.1.11)$$

ρ - ning xona temperaturasidagi qiymatini olib $\bar{\tau}$ ni hisoblaganimizda $\tau = 10^{-14} \div 10^{-15} c$ bo‘ ladi. Elektronning dreyf tezligi uning issiqlik tezligidan ancha kichikligi uchun $\bar{\tau}$ ni erkin yugurish masofasi \bar{l} orqali quyidagicha yozib olishimiz mumkin:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{l}}{\bar{u}_T} \quad (1.1.12)$$

Oxirgi munosabatdan $\bar{\tau}$ ni bilgan holda va xona temperaturasi uchun (1.1.4) dan \bar{u}_T ni hisoblab ($\bar{u}_T \cong 10^7 m/c$ bo‘ ladi), metalldagi erkin elektronlar uchun $\bar{l} = (1 \div 10) \text{ \AA}$ bo‘ lishini aniqlaymiz. Kristall panjarasi ionlari orasidagi masofa ham ana

shu tartibda bo'lishini e'tiborga olsak, Drude modeli juda yaxshi natijaga olib kelishiga ishonch hosil qilamiz. Biroq past temperaturalarda nazariya bilan tajriba natijalari bir-biridan uzoqlashib ketadi. Tajriba past temperaturalarda $\bar{l} \sim 10^3 \text{ \AA}$ gacha va hatto toza namunalarda $10^8 \text{ \AA} = 1 \text{ cm}$ bo'lishini ko'rsatadi.

Bu holni Drude nazariyasi yordamida tushuntirish qiyin. Endi $\bar{\tau}$ ning temperaturaga bog'liqligini ko'ramiz. (1.4) va (1.12) lardan

$$\bar{\tau} = \bar{l} \sqrt{\frac{m}{3kT}} \quad (1.1.13)$$

uni (1.10) ga qo'y sak, quyidagi natijaga kelamiz:

$$\sigma = ne^2 \bar{l} \sqrt{\frac{1}{3kTm}} \quad (1.1.14)$$

Ko'rinib turibdiki, Drude modelida o'tkazuvchanlik $\sigma \sim T^{-1/2}$ ekan. Tajribalar esa σ ning T^{-1} ga proporsionalligini ko'rsatadi. Bu ham metallarning ushbu modeli qiyinchiliklaridan biridir.

Drude nazariyasining yana bir yutug'i uni Videman-Frans qonuni uchun to'g'ri natijaga kelishidir. Tajriba usuli bilan 1853 yilda aniqlangan Videman-Frans qonuniga ko'ra, metallning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ularning elektr o'tkazuvchanligiga nisbati ma'lum bir temperaturada barcha metallar uchun bir xil qiymatga egadir, ya'ni

$$\frac{\chi}{\sigma} = LT \quad (1.1.15)$$

Bunda L o'zgarimas son bo'lib, uni Lorens soni deb ham ataladi. Ushbu qonunni tekshirib ko'rish uchun Drude nazariyasiga asoslanib Lorens sonini keltirib chiqaramiz. Bizga χ ning ko'rinishi ma'lum. Demak, metallning issiqlik o'tkazuvchanligini topishimiz kerak. Ta'rifga ko'ra, issiqlik o'tkazuvchanlik biror jismdagi issiqlik oqimi zichligi bilan temperatura gradienti orasidagi bog'lanish koeffitsientidir.

$$q = -\chi \nabla T \quad (1.1.16)$$

Bunda q -issiqlik oqimi zichligi, ya'ni vaqt birligida birlik yuzadan o'tayotgan issiqlik miqdori,

$$\nabla T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{k} = \text{grad}T \quad (1.1.17)$$

esa temperatura gradientidir.

χ ni topish uchun uchlarida doimiy temperaturalar farqi mavjud bo‘lgan metall sterjenni ko‘rib chiqaylik. X – o‘qini sterjen uzunasi bo‘ylab yo‘naltiramiz. Bunday statsionar bir o‘lchovli hol uchun (1.16) ifoda

$$q = -\chi \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1.1.18)$$

Ko‘rinishga keladi. Sterjenning turli nuqtalarida temperatura turlicha bo‘lgani uchun elektronning o‘rtacha issiqlik energiyasi koordinata va temperaturaga bog‘liq bo‘ladi.

Sterjenning bir uchidan x masofada joylashgan kesimi orqali o‘tayotgan issiqlik oqimini hisoblaymiz. Bu issiqlik oqimi vaqt birligida kesimning chap tomonidan o‘ng tomoniga o‘tayotgan elektronlar energiyasi bilan o‘ng tomondan chap tomonga o‘tayotgan elektronlar energiyasi farqiga teng bo‘ladi. Tok yo‘qligi nazarda tutilgani uchun elektronlar soni, albatta teng bo‘lishi kerak. U holda issiqlik oqimi zichligi uchun

$$q = -\frac{C_v \Delta T \Delta V}{S \Delta t} \quad (1.1.19)$$

Ifodani hosil qilamiz. Bunda C_v -hajm o‘zgarish bo‘lgandagi metallning issiqlik sig‘imi, ΔT -sterjenning Δx ga teng bo‘lgan masofadagi ikki nuqta orasidagi temperaturalar farqi va ΔV sterjenning uzunligi Δx bo‘lgandagi hajmi. Δx ni nolga yaqinlashtirib ($\Delta x \rightarrow 0$), x nuqtadagi kesmadan o‘tayotgan oqimni topamiz.

$$q = C_v \left(-\frac{dT}{dx} \right) \frac{dx}{dt} dx = -C_v v_x \frac{dT}{dx} dx \quad (1.1.20)$$

Erkin yugurish masofasi kichik bo‘lgan hollarda $dx \approx v_x \bar{\tau}$ deb olishimiz mumkin.

Unda

$$q = -C_v v_x^2 \bar{\tau} \frac{dT}{dx} \quad (1.1.21)$$

Bir o‘lchovli holdan uch o‘lchovlik holga o‘tamiz. Bu holda

$$v_x^2 = \frac{1}{3} v^2 \quad (1.1.22)$$

va $\frac{dT}{dx}$ o‘rniga ∇T yoziladi. Natijada

$$q = -\frac{1}{3} C_v v_T^2 \bar{\tau} \nabla T \quad (1.1.23)$$

Munosabatni hosil qilamiz. Uni (1.16) bilan taqqoslab issiqlik o‘tkazuvchanlik uchun

$$\chi = \frac{1}{3} C_v v_T^2 \bar{\tau} = \frac{1}{3} C_v v_T \bar{l} \quad (1.1.24)$$

ifodaga ega bo‘lamiz. Bu munosabat metallardagi erkin elektronlarning issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffitsientidir. Endi Lorens sonini topishimiz mumkin.

$$\chi = \frac{C_v m v_T^2}{n e^2} \quad (1.1.25)$$

(1.1.5) ifodadan S ni topamiz.

$$C_v = \left(\frac{\partial W_k}{\partial T} \right)_v = \frac{3}{2} k n \quad (1.1.26)$$

va (1.13) ni hisobga olgan holda,

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{3}{2} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T \quad (1.1.27)$$

ni hosil qilamiz. U holda Lorens soni

$$L = \frac{\chi}{\sigma T} = \frac{3}{2} \left(\frac{k}{e} \right)^2 \quad (1.1.28)$$

qiymat kelib chiqadi. Unihisoblasak, $L=1,11 \cdot 10^{-8} \text{Vtombo}^{\circ}$ ladi. Bu qiymat tajribadagi natijadan ikki marta kam. Shunga qaramay ushbu natija Drude modeli yutuqlaridan hisoblanadi, chunki u Lorens soni metallarning turiga bog‘liq emasligini tasdiqlaydi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. M. O‘lmasova, J.Kamolov, T.Lutfullaev. Fizika (mexanika, molekulyar fizika a issiqlik) T. «O‘qituvchi», 1987 y.
2. M.O‘lmasova, J.Kamolov, F.Toshmexammedov. Fizika (elektr, optika, atom va yadro fizikasi) T. «O‘qituvchi», 1996 y.
3. V.G.Razumovskiy, B.M.Mirzaxmedov va boshqalar. «Fizika o‘qitish metodikasi asoslari» T. «O‘qituvchi», 1990 y.
4. G.YA.Myakishev, B.B.Buxovtsev. Fizika-10, T., 1991 y.
5. M.Ismoilov, P.Xabibullaev, M.Xalilulin. «Fizika kursi» Toshkent- 2000