

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

**Qo'lyozma huquqida
UDK 538.945**

Ataullayev Bexzod Baxtiyorovichning

**YUQORI HARORATLI O'TA O'TKAZUVCHANLIKNING
NOCHIZIG'IY MEXANIZMLARI**

***Mutaxassislik:* 5A140201 - "Nazariy fizika"**

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan

DISSERTATSIYA

**Ilmiy rahbar:
dots. M.R. Jumayyev**

Buxoro-2013y.

MUNDARIJA

Kirish.....	3
I BOB. YUQORI HARORATLI O'TA O'TKAZGICH-LARNING	
UMUMIY XOSSALARI	
1.1. O'ta o'tkazgichlarning fizikaviy xossalari.....	8
1.2. O'ta o'tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasi.....	11
1.3. O'ta o'tkazuvchanlikni ifodalovchi madellar.....	15
1.4. BKSH nazariyasi.....	20
II BOB. YUQORI HARORATLI O'TA O'TKAZGICH-LARNING	
FLUKTUATSION KO'NDALANG DIELEKTRIK SINDRUVCHANLIGI	
2.1. Kompleks elektr o'tkazuvchanlik.....	29
2.2. Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning fluktuatsion ko'n-dalang dielektrik sindruvchanligi.....	38
III. BOB. SOLITON MEXANIZMLI O'TA O'TKAZUV-	
CHANLIKNING ENERGETIK TIRQISHI.	
3.1. O'tkazgichlardagi tok fluktuatsiyalari.....	42
3.2. Shottki fluktuatsiyalarining xususiyatlari.....	48
3.3. Jonson fluktuatsiyalarining xususiyatlari.....	52
3.4. Soliton mexanizmli o'ta o'tkazuvchanlikning energetik tirqishi.....	57
XOTIMA.....	60
ADABIYOTLAR.....	61

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'aniyyevich Karimov quyidagi fikrlarni aytadilar:

“Bizning bosh strategik maqsadimiz qat'iy va o'zgarmas bo'lib, bozor iqtisodiyotiga asoslangan erkin demokratik davlat barpo etish, fuqarolik jamiyatining mustahkam poydyevorini 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.

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

“Kadrlar masalasini hal etmas ekanmiz, saiy-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 poydyevori bilim xalqimizning ertangi kuni qanday bo'lishi farzandlarimizni bugun qanday ta'lim va tarbiya olishiga bog'liq. Buning uchun har qaysi ota-onalar ustoz va murabbiy har bir bola timsolida avvalo shaxsni ko'rishi zarur. Ana shu oddiy talabdan kelib chiqqan holda, farzandlarimizni mustaqil va keng fikrlash qobiliyatga ega bo'lgan ongli yashaydigan komil insonlar yetib voyaga yetkazish ta'lim- tarbiya sohasining asosiy maqsadi va vazifasi bo'lishi lozim, deb qabul.

Magistirlik ishi mavzusining dolzarbligi: Ma'lumki, o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish dielektrik tirqishning paydo bo'lishi va tok tashuvchilar uyg'onishlari energetik spektrining o'zgarishi oqibatida yuzaga keladi. Jumladan, quyi haroratli o'ta o'tkazuvchanlik Bardin- Kuper- Shriffer (BKSh) nazariyasi asosida ikki masala YuHO'O' holida hozircha o'zining to'la yechimini topganicha yo'q. Shuning uchun quyida biz ushbu muammolarni kvazi bir o'lchovli bisoliton modeli asosida tadqiq etamiz. Bu nazariyaga ko'ra kvazi bir o'lchamli panjara (yoki zanjir)dagi uyg'onishlar ularning energiyasi Fermi energiyasiga yaqin bo'lganda spini nolga teng va ikki elektron zaryadiga ega bo'lgan nochizig'iy qo'zg'alishlar ya'ni bisolitonlar ko'rinishida tarqaladi. Ya'ni ular panjaraning deformastion energiyasi hisobiga bisoliton o'ta o'tkazuvchan juftlashuvni yuzaga keltiradi. O'tkazilgan nazariy tadqiqotlar natijalariga ko'ra ular kvazi bir o'lchovli panjara bo'ylab bir xil tezlik bilan tarqaluvchi bisoliton kondensatini hosil qiladi.

Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchan juftlashuvni yuzaga keltiruvchi bisoliton mexanizmi ham mavjud bo'lib, ular panjara bo'ylab, tarqaluvchi davriy nochizig'iy to'lqinlar majmuasidan iboratdir. Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikning bisoliton modelidan kelib chiquvchi eng muhim

natijalardan biri yuqori qiymatga ega kritik temperaturaning mavjud bo'lish imkoniyatidir. Bunda dielektrik (yoki energetik) tirqish o'zining eng katta qiymatiga ega bo'ladi va bu holda BKSh nazariyasidan farqli ravishda juftlashuv parametri $\lambda \approx 0,5$ ga teng bo'ladi.

Magistirlik ishining maqsad va vazifalari: So'nggi vaqtlarda yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish kritik harorati T_c ga yaqin haroratlardagi fluktuatsion ko'ndalang dielektrik sindiruvchanligi xususiyatlari tadqiqiga alohida e'tibor berilmoqda. Bunga sabab $T \rightarrow T_c$ haroratlarda YuHO'O' fluktuatsion o'tkazuvchanligining quyi haroratli o'ta o'tkazgichlarnikiga nisbatan 10^3 - 10^5 marta kattaligidadir. Bu natija muhim tadbqiqiy ahamiyatga ega bo'lib, YuHO'O' larning xarakterli xususiyatlarini tadqiq etishda keng qo'llanilmoqda.

Ma'lumki, o'ta o'tkazgichlardagi fluktuatsion o'tkazuvchanlikni tavsiflovchi ikkita xarakterli kattalik mavjud bo'lib, ular mos ravishda Aslamazov-Larkin (AL) hamda Maki-Tompson (MT) fluktuatsion o'tkazuvchanlikni statik yaqinlashuvda (ya'ni $\omega \rightarrow 0$) tavsiflaydi. Ikkinchisi esa fluktuatsion o'tkazuvchanlikning chastotaviy bo'liqligini aks ettiradi. Agar o'tkazuvchanlik fluktuatsiyalari etarlicha katta bo'lsa, ma'lumki, bu holda Gauss yaqinlashuvi o'rinli bo'lmaydi. Chunki bu yaqinlashuv juda ham kichik fluktuatsiyalarnigina tavsiflash imkonini beradi. Shuning uchun hozirgi vaqtda bu cheklashdan tashqari holda ham ishlash imkonini beruvchi va noxizifiy fluktuatsiyalar nazariyalari ham ishlab chiqilmoqda.

Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, Ginzburg Landauning vaqtga bo'lik (ya'ni fazoviy dispersiya inobatga olinmagan holdagi) chiziqlilashtirilgan tenglamasi Lanjyeven fluktuatsiyalari yaqinlashuvida fluktuatsion ko'ndalang dielektrik sindiruvchanlik uchun quyidagi ifodaga olib keladi.

$$\text{Im } \varepsilon_1^f = A \cdot \left\{ \frac{\arctg k}{k} + \frac{1}{k^2} [1 + k^2] \right\}$$

Magistirlilik ishida olingan asosiy natijalar:

1. Fluktuatsion ko'ndalang dielektrik singdiruvchanlik o'ta o'tkazgichlarning fluktuatsion o'tkazuvchanligini belgilab beruvchi asosiy omil bo'lib, u quyidagi hollarda hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'ladi.
2. O'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik haroratiga juda ham yaqin bo'lsa normal metallarning o'tkazuvchanligi va diamagnitizmi keskin oshadi.
3. Agar o'tkazuvchanlik fluktuatsiyalari etarlicha katta bo'lsa, ma'lumki, bu holda Gauss yaqinlashuvi o'rinli bo'lmaydi.
4. O'ta o'tkazuvchanlikning soliton modelida energetik tirqishning maksimal qiymati mavjud bo'lib, u taqriban $x = 2$ ga teng bo'lganda kuzatiladi.
5. Yuqoridagi tenglamadan ko'rinadiki o'zaro ta'sirning effektiv potentsiali etarlicha kichik bo'lsa bu tenglama BKSh modelini tavsiflovchi odatdagi Shryodenger tenglamasiga o'tadi.
6. Bisoliton modelida effektiv o'zaro ta'sir potentsiali panjarada harakatlanuvchi elektronlarning to'lqin funktsiyasi kvadratiga proporsional bo'ladi. Shuning oqibatida mazkur holda elektronlarning qabul qilishi mumkin bo'lgan energiyalari odatdagi Bardin-Kuper-Shriffer modelidagiga qaraganda juda ham katta bo'ladi.

Different geometrical size pivots sections of heatrash.

Pick sides of the theme : We should pay attention to heatrash features of agroculture and industry heating systems, gas, water pipes and extended of heatrash and to control heatrash processing we need to learn different size pivots

Aim and functions: Dissertation of Magistr for learning limitless length, limited length and sides of wall isolation pivots to conductive of heatrash equations. Aim of this processing theory of energy which comes from thick slender surface and this energy carried to another place. Aim of this dissertation to discuss the theme in literary books in theoretical.

Subject and object of investigation: To learn limitless length pivots and their different isolation situations and heatrash iron pipes, sections of slender and their process of heat rash.

Still and methods of investigation: Checking process of heatrash consist of Fourier's differential and help of cumulative mathematic theory.

New sides of scientific degree results of investigation: Using several limited and beginner tasks, we should find equations of conductive pivots heatrash. To analysis generators of heatrash carrier with exchanging of heat rash theory mental for results.

Structure of process and compositions: Dissertation of Magistr consist of 65 pages and sketches and 8 sketches.

Main results of doing process: Thin pivot of heatrash spread out of mechanism choosing of private beginner and differential mains of limited tasks equations will find their unrealing.

I BOB. YUQORI HARORATLI O'TA O'TKAZGICHLARNING UMUMIY XOSSALARI.

1.1. O'ta o'tkazgichlarning fizikaviy xossalari

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi simobda kuzatilgandan so'ng qator metallarda va ularning birikmalarida ham bu hodisa namoyon bo'ldi.

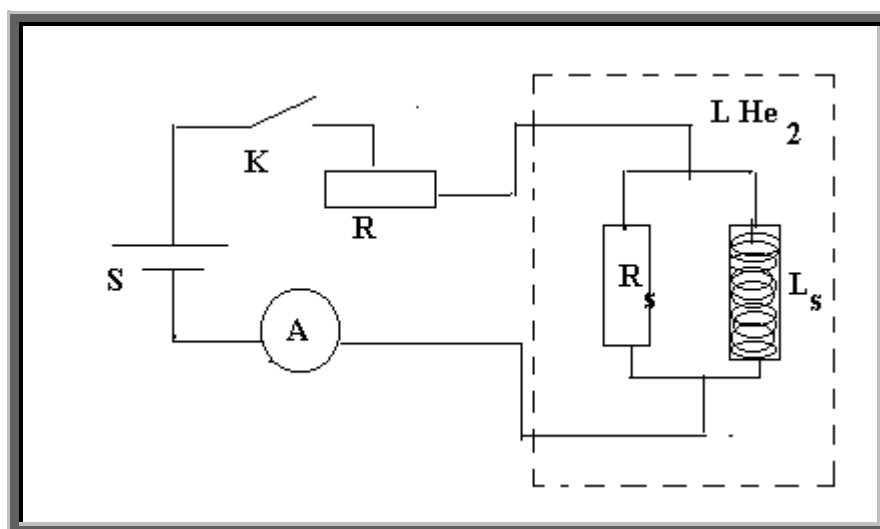
O'ta o'tkazgichlarning xossalari har tomonlama o'rganila boshlandi va ular ustida juda keng ilmiy-tadqiqot ishlari olib borildi. Olingan natijalar shuni ko'rsatdiki, o'ta o'tkazuvchanlik xossasi faqatgina haroratning o'zgarishiga bog'liq bo'lib qolmasdan, balki undan oqayotgan tok kuchiga va unga tasir etuvchi magnit maydonining kuchlanganligiga ham uzviy bog'liq ekan. Ya'ni o'ta o'tkazgich faqatgina harorat kritik qiymatga (T_k) etgandagina emas, balki undan oqayotgan tok zichligining qiymati kritikka (J_k) etganda yoki uning atrofidagi magnit maydoni kuchlanganligi kritikka (N_{kr}) etganda ham normal holatga o'tishi kuzatildi. Agar o'ta o'tkazgich ma'lum bir chegaraviy qiymat N_{kr} ka teng yoki undan katta bo'lgan qiymatdagi magnit maydonida joylashtirilsa u normal holatga o'tadi va magnit maydoni kuch chiziqlari uning hajmini kesib o'ta boshlaydi, bu uni normal o'tkazgichlarga xos bo'lgan xususiyatga ega bo'lishga olib keladi.

Biz oldingi ma'ruzada eslatganimizdek o'ta o'tkazgichdan tok o'tganda, unda hosil bo'lgan kuchlanish o'lchov asboblarining aniqlik darajasida nolga tengligi keltirilgan edi. Haqiqattan ham qarshilikning kuchlanish va tok kuchi bilan o'zaro bog'lanishi ($R=U/I$) ni e'tiborga olsak, $U=0$ bo'lganda $R=0$ bo'ladi.

Birinchi bo'lib bu tajribani Kamerling Onnes amalga oshirgani yuqorida eslatilgan edi. U simob qarshiligini o'lchashda quyidagicha yo'l tutdi. Ma'lumki, xona haroratida simob suyuq holatda bo'ladi. Undan sim yasash murakkab, bu qiyinchilikni hal etish maqsadida, K.Onnes ettita U shaklidagi kesim yuzi $0,005 \text{ mm}^2$ bo'lgan shisha naylarni bir biriga ulab, uning ichiga uncha to'ldirilmagan holda simob soldi.

Tayyor bo'lgan namuna 7-rasmida keltirilgan ko'rinishga ega bo'ladi. Shisha naysimon idishni simob yordamida qisman to'ldirish yo'li bilan harorat

o'zgarganda simob hajmiy o'zgarishini uzluksizligi ta'minlandi va shisha idish yorilishini oldi olindi. 7-rasmda ko'rsatilgan I, IV yoki II, III nuqtalardagi kuchlanish qayd qilindi. Tok manbai esa 0 va 7' nuqtalarga ulangan edi. Keltirilgan qurilma yordamida simob elektr qarshiligining haroratga bog'lanishi aniqlandi. Harorat pasaygan sari simobning qattiq holatga o'tish nuqtasidagi suyuq havo va vodorod haroratlariga mos keladigan qarshiliklari aniqlandi. Ushbu aniqlangan qiymatlar, elektr qarshiligining haroratga bog'lanish chizmasida belgilanganda, kutilgandek chiziqli bog'lanishni berdi. Harorat suyuq geliy haroratining qiymatiga etganda jahonshumul, insoniyat kelajagi uchun zarur bo'lgan, XX asr fizikasining sirli hodisalari orasida aloxida ajralib turuvchi o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi.



1.1.1-chizma. O'ta o'tkazuvchan halqadagi tok qiymatining o'zgarishini kuzatishda qo'llanilgan qurilma chizmasi. L_s -o'ta o'tkazuvchan halqa; R_s -o'ta o'tkazuvchan o'tkazgich; A-ampermetr; K-kalit; S-tok manbai; R-o'zgaruvchan qarshilik.

Mazkur kashfiyot yarim asrga yaqin davr davomida nazariy asosga ega bo'lmadi. Bu orada kvant mexanikasi va yadro fizikasi paydo bo'ldi, neytron, antizarralar va boshqa ko'pgina elementar zarralar bilan bir qatorda yadro va termoyadro reakstiyalari olindi. Fan olamida ko'pgina yangiliklar yaratildi ammo o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining siri echilmaganligicha koldi. Olimlarning bu soxada olib borgan tinimsiz fidoyi harakatlari tufayli, 1957

yildagina o'ta o'tkazuvchanlik hodisasining nazariy asosi, mikroskopik nazariya yaratildi. Ushbu nazariya muhokamasiga keyinchalik aloxida kaytiladi.

1914 yilga kelib K.Onnes o'ta o'tkazgichning qarshiligini xaqiqattan ham nolga tengligiga ishonch hosil qilish maqsadida, ya'ni qarshilikni katta aniqlik bilan o'lchash maqsadida 8-rasmda keltirilgan chizmadagi o'ta o'tkazuvchan halqadan oqayotgan tokning so'nishini qayd eta oladigan usuldan foydalanildi.

Ma'lumki, o'tkazgichdan tok o'tganda undan Joul issiqligi ajralib chiqadi va natijada oqayotgan tok kuchining qiymati kamayadi. Agar vaqt o'tishi bilan halqadagi tokning qiymati kamaysa demak, u ma'lum qarshilikka ega ekan. Qarshilikning qiymatini aniqlash uchun kuzatish vaqti va halqaning geometrik o'lchovlarini bilish shart. Bu usul tok kuchi va kuchlanishni o'lchashga nisbatan ko'p marta aniqroqdir. Masalan: qarshiligi R o'ta o'tkazuvchan halqa tashqi magnit maydoni kuch chiziqlariga perpendikulyar holda joylashtirilsa unda hosil bo'lgan magnit maydoni induktivligi L bo'lsa halqada hosil bo'lgan tokning qiymati magnit maydoni olingandan keyin ($tqLqR$ vaqtdan so'ng) so'nishi kerak. Ammo o'ta o'tkazgichlarda $Rq0$ bo'lganligi sababli $t \rightarrow \infty$ ka intiladi. Bir qarashda halqada "muzlatilgan" magnit oqimi hosil bo'lgandek, ammo tajribalar shuni ko'rsatdiki ichi bush o'ta o'tkazuvchan stilindirda faqatgina $F_0q2,07 \cdot 10^{-7}$ $Gs \cdot sm^2$ ga teng magnit oqimi kvantiga karrali qiymatlargina qabul qilinarkan ($F_0q\pi\hbar s qe$; $\pi q3,14$; $\hbar$ -Plank doimiysi; s -yorug'likning vakuumdagi tezligi; e -elektronning zaryadi).

Yuqorida keltirilgan usulda tok kuchining qiymati 2,5 yil davomida kuzatildi. Lekin, ushbu davrda tok kuchining hech qanday kamayishi kuzatilmadi. O'ta o'tkazgichning qarshiligi xaqiqattan ham katta aniqlik bilan nolga tengligiga ishonch hosil qilindi. Demak, insoniyat yangi, ideal o'tkazgichga ega bo'ldi. Bunday o'tkazgichlar fan, texnika va xalq-xo'jaligida foydalanilganda misli ko'rilmagan iqtisodiy va tasavvur qilinishi qiyin bo'lgan yirik o'zgarishlarga olib keladi.

1.2. O'ta o'tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasi

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uzoq davom etgan ilmiy izlanishlardan so'ng faqat 1957 yildagina, ya'ni yaratilganidan 46 yildan so'ng nazariy asosga ega bo'ldi. Bu jahonshumul nazariya bir birlari bilan bog'lanmagan holda J.Bardin, V.Ko'per va J.Shriffer tamonlaridan yaratildi. Bu nazariya mualliflar familiyasining bosh harflaridan tashqil topgan qisqacha "BKSh nazariyasi" degan nom bilan olimlar orasida mashhurdir.

Sizlarga tanish bo'lgan elektr toki oqimining hosil bo'lishi o'tkazuvchan elektronlarning tartibli harakati natijasida sodir bo'lish mexanizmi o'ta o'tkazgichlar uchun ham xosdir. BKSh nazariyasida esa elektr tokining oqimi o'tkazuvchan elektronlarning ikkita-ikkitadan bo'lib juftlashgan holdagi harakatiga asoslangan. Juftlashish elektronlarning kristal panjara tebranish to'lqinlari (fononlar) orqali o'zaro ta'sirlashuvi natijasida sodir bo'ladi. Bu elektron juftlarning impulsar yig'indisi nolga teng. Elektronlar juftlashganda ularning umumiy energiyasi namoyishini birinchi bo'lib A.Ko'per ko'rsatgan. Shuning uchun bu elektron juftlar Ko'per juftlari deb ham ataladi. J.Bardin, L.Ko'per va J.Shriffer o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini shu Ko'per juftlari orqali tushuntira oladigan nazariya yaratganliklari uchun 1972 yilgi fizika sohasida Nobel mukofotiga sazovor bo'ldilar.

Ma'lumki, 1 sm^3 hajmdagi normal va o'ta o'tkazuvchan holatdagi metallning erkin energiyasi farqi quyidagicha hisoblanadi. $H_k^2/8\pi \sim 10^5 \text{ erg/sm}^3$. Agar $H_k \sim 10^3 \text{ erg}$, 1 sm^3 hajmdagi o'tkazuvchan elektronlar soni $\sim 10^{22}$ ta bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uchun javobgar energiya $\sim 10^{-5}$ yev ekanligini keltirib chiqarish mumkin.

Ushbu energiyani Kulon o'zaro ta'sir energiyasi ~ 1 yev bilan solishtirsak, u Kulon o'zaro ta'sir energiyasiga nisbatan $\sim 10^5$ marta kamdir. O'ta o'tkazuvchanlik uchun mas'ul energiya kulon energiyasiga nisbatan $\sim 10^5$ marta kam bo'lishiga qaramasdan ushbu energiya o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi namoyon bo'lishida asosiy rol o'ynaydi.

Normal metall xossalari ifodalanganda o'ta o'tkazuvchanlik uchun javob beradigan elektronlar energiyasining kulon energiyasiga nisbatan juda kichikligi sababli e'tiborga olmasa ham bo'ladi.

Yuqorida qayd etganimizdek o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uchun sababchi elektronlarning o'zaro ta'sir energiyasi kulon energiyasiga nisbatan juda katta qiymatga, ya'ni 10^5 martaga kichik ekan.

Olimlar oldida katta bir muammo paydo bo'ldi bu ham bo'lsa o'ta o'tkazuvchanlik holatini yuzaga keltiruvchi energiya, kulon energiyasiga nisbatan shunchalik kichik bo'lishiga sabab nima ekan?-degan savolga javob topish muammosi.

Mazkur masalani echishda, yo'naltiruvchi kuch bo'lib o'ta o'tkazgichlarda kuzatilgan izotop effekti bo'ldi. Bir xil metallarning har xil izotoplari uchun o'ziga xos turli T_k harorat mos kelishi aniqlandi.

Mazkur bog'lanish quyidagi ifodaga bo'ysunadigan qonuniyatga mos kelishi ham aniqlandi:

kelishi ham aniqlandi:

$$T_k M^a = \text{const},$$

bu erda, $a \approx 0,5$ (ko'pgina elementar uchun). Bundan ma'lum bo'ldiki ionli panjaraning roli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi uchun sezirarli hamda muhim ekan.

Keyingi nazariy izlanishlar shuni ko'rsatdiki, elektronlar va kristall panjaralar tebranishlari orasidagi o'zaro ta'sir elektronlar orasidagi qo'shimcha o'zaro ta'sirni yuzaga keltirar ekan.

Ma'lum sharoitlarda ushbu o'zaro ta'sir elektronlar orasidagi tortishuvni yuzaga keltiradi. Agar mana shu o'zaro ta'sir elektronlar tortishuvi kulon itarish kuchlariga nisbatan kuchli bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi namoyon bo'ladi.

Ushbu masalaga oydinlik kiritish maqsadida elektronlarning kristall panjara tebranishlari orqali o'zaro ta'sirni ko'rib chiqamiz. Ya'ni elektronlar orasidagi tortishuv hodisasi fononlar bilan bog'liq ekanligini ko'rsatamiz.

Sizlarga ma'lumki, kristall panjara tebranish kvantlari-fononlar $\hbar\omega_q$ energiya va to'lqin funktsiya vektori q bilan harakterlanadi.

Harorat $T=0$ bo'lgan sharoitdagi metallarda sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqamiz. Ma'lumki harorat nolga teng bo'lganda hech qanday fononlar bo'l-maydi. Unday bo'lsa elektronlar orasidagi o'zaro tortishuv hodisasi fononlar orqali qanday yuzaga keladi?

Birinchi tartibli o'zaro ta'sir haqida fikr yuritganimizda biz bilamizki, kristall bo'ylab to'lqin vektori k_1 bo'lgan erkin elektron tarqalsa, ma'lum bir vaqtda u panjarada tebranishni yuzaga keltiradi. Boshqacha qilib aytganda, shu paytda fonon chiqaradi (Mazkur paytgacha fonon yo'q edi, ya'ni $T=0$) va k_1' holatga o'tadi. Hosil bo'lgan (paydo bo'lgan) fononning to'lqin vektorini q deb belgilaymiz. Bu erda ham impulsning saqlanish qonuni bajariladi, ya'ni:

$$k_1 = k_1' + q$$

Mazkur o'zaro ta'sirning ishorasini muhokama qilamiz. Elektronni k_1 holatdan k_1' holatga o'tishida elektronlar zichligining tebranishi sodir bo'ladi, uning chastotasi esa $\omega = (\epsilon_{k_1} - \epsilon_{k_1'})/\hbar$ ga teng bo'ladi. Bu erda ϵ_{k_1} va $\epsilon_{k_1'}$ k_1 va k_1' holatlardagi elektronlarning o'rtacha energiyasi ($\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m$).

Ushbu ta'sir natijasida paydo bo'lgan elektronlar zichligi tebranishlari elektronlar zichligining shu joydagi lokal ko'payishiga olib keladi deb tasavvur etamiz. Ma'lumki, ionlar katta massaga ega bo'lib, shu joyga tortila boshlaydi. Hattoki ortiqcha elektronlar kompensastiyalashgandan so'ng ham, o'zini boshlang'ich harakatini davom ettiradi, ya'ni qayta kompensastiyalanish sodir bo'ladi. Endi bu erda ortiqcha musbat zaryad paydo bo'ldi va k_2 impulsli ikkinchi zaryad shu joyga tortila boshlaydi. Shunday qilib k_1 va k_2 zarralar orasida o'zaro effektiv tortishuv hosil bo'ladi. Quyidagi rasmda kristalldagi

ionlar elektronlarga tortilishi va bu o'z navbatida ionlarning o'zaro tortishuviga olib kelishi aks ettirilgan.

Ushbu o'tkazilgan mulohazadan shunday xulosaga kelsak bo'ladiki bunday o'zaro tortishuv faqat panjara tebranishi majbur etuvchi kuch fazasi bilan bir xil bo'lsa sodir bo'ladi. Elektron zichliklarining tebranishi $\omega = (\epsilon_{k1} - \epsilon_{k1'})/\hbar$ chastotada sodir bo'ladi. Bu esa faqatgina majbur etuvchi kuch chastotasi ω ionlar sistemasining xususiy chastotasidan kichik bo'lganda sodir bo'ladi. Bunday harakterli chastota debay chastotasidir ω_D , ya'ni maksimal bo'lishi mumkin bo'lgani. Unda $\omega < \omega_D$.

Misol tariqasida oddiy osstillyatorni ko'ramiz. Uning massasi m va xususiy chastotasi ω_0 hamda u majbur etuvchi kuch $f \cdot e^{i\omega t}$ ni sezadi. Bunday sistemaning harakat tenglamasi:

$$\ddot{Q}\omega_0 a = (f/m) \cdot e^{i\omega t}, \text{ bu erda } a = \hbar.$$

Bunday tenglamaning echimini $x = x_0 \cdot e^{i\omega t}$ ko'rinishida izlaymiz va $x = x_0 = [f/(\omega_0^2 - \omega^2)]$ ni olamiz. Bundan $\omega^2 < \omega_0^2$ bo'lganda tebranish $x = x_0 \cdot e^{i\omega t}$ majbur etuvchi kuch f ning fazasida sodir bo'ladi. Teskari bo'lsa tebranish teskari fazada sodir bo'ladi.

Endi yana o'zimizning elektronlar holati muhokamasiga o'tamiz. Elektron k_1 holatdan k_1' holatga o'tishi uchun bu holat bo'sh bo'lishi kerak, Pauli prinstipiga asosan. Bunday holat esa faqat Fermi sirti yaqinida bo'lishi mumkin. Uni aylana shaklida tasavvur etsak.

BKSh modeliga asosan fononlar orqali elektronlarning o'zaro tortishuvi faqat Fermi sirti yaqinidagi $2\Delta_k$ qatlamda sodir bo'ladi.

BKSh nazariyasining negizida fononlar orqali shunday elektronlar ta'sirlashadiki ularning energiyasi Fermi sathidagi elektronlar energiyasi $\hbar\omega_D$ dan ortiq qiymatda farqlanmasligi kerak (maksimal $2\Delta_k$ ga farq qilishi mumkin). Ushbu prostesslarga mos keluvchi elektronlarning o'zaro ta'sirlashuv matrasta elementlarini quyidagicha ifodalash mumkin.

1.3. O'ta o'tkazuvchanlikni ifodalovchi modellar

Jele modeli

Agar elektronlarni vakuumda joylashgan deb hisoblasak ularning o'zaro ta'sir potentsialini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$V(r_1, r_2) \propto e^2 q |r_1 - r_2|^{-2}.$$

Agar elektronni biron bir muhitda deb faraz qilsak, uning o'zaro ta'sir potentsiali esa quyidagicha bo'ladi:

$$V(k, \omega) \propto e^2 q [k^2 \epsilon(k, \omega)].$$

Bu yerdagi $\epsilon(k, \omega)$ kattalik moddaning dielektrik singdiruvchanligi bo'lib, uning qiymati ham musbat, ham manfiy bo'lishi mumkin.

Masalan: Elektron gaz uchun $\epsilon(\omega) \propto 1 - \omega_0^2 / \omega^2$; ω_0 - plazma chastotasi,

$$\omega_0^2 \propto 4\pi n e^2 q m; \omega < \omega_0.$$

Agar $\epsilon < 0$ bo'lsa, bunday hodisa ta'sir etuvchi nurlanish chastotasi muhitning xususiy chastotasidan kichik bo'lganda sodir bo'ladi. Bizning holatda Jele modeli, bu quyuqlashgan plazma ya'ni elektron va ionlar xuddi plazmadek ko'rinishda bo'ladi.

Ma'lumki, ionlarning massasi elektronlar massasidan juda ko'p marta kattadir, ya'ni $M \gg m$. Unda muhitning dielektrik singdiruvchanligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\epsilon(k, \omega) \propto \{e^2 q [k^2 Q(1/qd^2)]\} \cdot \{1/Q[\omega_k^2 q(\omega^2 - \omega_k^2)]\},$$

bu yerda ω_k -ionli chastota.

Agar ionlarni ta'sirini e'tiborga olsak, $\omega_k \sim \omega_D$ bo'ladi, unda ϵ manfiy qiymatga ega bo'ladi, elektron va ionlarning ma'lum bir qobig' bilan qoplanishi (ekranlanishi) sodir bo'ladi.

Ko'per muvozanatsizligi

Ma'lum bir $V < 0$ holatga ega bo'lsak va unda quyidagi chegaraviy shartlar bajarilsin.

1. Uch o'lchamli bog'langan holat, $V > V_{kr}$ bo'lganda sodir bo'lsin.
2. Bog'lanish doimiysi kichkina bo'lsin.

Agar Fermi sirti yaqinidagi bog'langan holatlar faktini e'tiborga olsak, unda bog'lanishning har qanday energiya miqdorida bog'langan holatlar yuzaga keladi ammo bu holat muvozanatsiz bo'ladi (turg'un emas).

$V < 0$ bo'lgan sharoitdagi elektronning holatini muhokama qilsak, elektron Fermi sirti yaqinida bo'lganda u pastga tushmaydi, chunki Pauli prinsipi bunga ruxsat bermaydi, u ko'tarilmaydi ham, chunki ko'tarilish uchun uning kuchi etarli emas. Bu esa turg'un bo'lmagan holatni (muvozanatsizlikni) yuzaga keltiradi.

Ma'lumki, metallar (o'ta o'tkazgichlar) uchun $\hbar\omega_D \sim 100$ K, bu Kulon kuchiga proporsional bo'lgan μ -kimyoviy potentsialga nisbatan juda kichikdir (μ ning qiymati taxminan 10^5 K).

Demak, $\mu \gg \hbar\omega_D$ ekanligi kelib chiqadi.

Agar Fermi sirti yaqinida 2 ta elektron bor deb faraz etsak, ular o'zaro $\xi > 0$ potentsial bilan ta'sirlashadi va Pauli prinsipiga asosan pastga tushib ketmaydi.

$$-V \quad \xi > 0; |\xi|; |\xi'| < \hbar\omega_D,$$

$$V(k, k') = \begin{cases} 0 & |\xi|; |\xi'| > \hbar\omega_D, \end{cases}$$

bu yerda, $\xi = E_k - \mu + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \mu$;

$$\xi' = E_{k'} - \mu + \frac{\hbar^2 k'^2}{2m} - \mu.$$

Mazkur hol uchun Shredinger tenglamasini yozamiz:

$$-(\nabla_{r_1}^2 + \nabla_{r_2}^2) \cdot (\frac{\hbar^2}{2m}) \cdot \psi(r_1, r_2) + V(r_1, r_2) \cdot \psi(r_1, r_2) = (E + 2\mu) \cdot \psi(r_1, r_2)$$

Tenglamaning o'ng tomonidagi birinchi had hisoblashni fermi sirtidan boshlanishini ifodalaydi.

Fure komponentga o'tamiz, ya'ni $\psi(r_1-r_2)$; $V(r_1-r_2)$. Unda

$$\psi(r_1-r_2) = \sum e^{-ik(r_1-r_2)} g(k),$$

bu yyerda $g(k)$ -ba'zi bir elektronning k -to'lqin vektoriga ega bo'lish ehtimoligini ifodolovchi kattalik. Agar $|k| < k_0$ bo'lsa, unda $g(k) \rightarrow 0$ bo'ladi va $(\hbar^2 k_0^2 / 2m)$ μ bo'lganini olamiz, bu yerda k_0 -Fermi sirtidagi impuls.

Ko'per masalasi

Fermi sathi yaqinida joylashgan ikkita elektron uchun energiya va to'lqin funkstiyalarni hisoblaymiz. Ushbu elektronlar orasida tortilish kuchi mavjudligini ham e'tiborga olib mazkur sistema uchun Shredinger tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$(\hbar^2 q^2 / 2m) \cdot (\nabla_{r_1}^2 + \nabla_{r_2}^2) \cdot \psi(r_1, r_2) + V(r_1, r_2) \cdot \psi(r_1, r_2) = (E + 2\mu) \cdot \psi(r_1, r_2).$$

Yuqorida keltirilgan elektronlar uchun afzal bo'lgan holat bu qachonki ularning energiyalari k va $-k$ bo'lgan holatdir, ya'ni ushbu juftlikning impulsi o'zaro kompensastiyalanadi va nolga teng bo'ladi. ψ funkstiyani quyidagicha ifodalaymiz:

$$\psi(r_1-r_2, r_1+r_2) = \psi(r_1-r_2) = \sum g(k) \cdot e^{-ik(r_1-r_2)} = V(|r_1-r_2|).$$

Ushbu yechimni Shredinger tenglamasiga qo'yganda quyidagi ifodani olamiz:

$$\begin{aligned} \sum -(\hbar^2 q^2 / 2m) \cdot g(k) \cdot (-2k^2 - k^2) \cdot e^{-ik(r_1-r_2)} + V(r_1-r_2) \sum g(k) \cdot e^{-ik(r_1-r_2)} = \\ = (E + 2\mu) \sum g(k) \cdot e^{-ik(r_1-r_2)}. \end{aligned}$$

Agar $r_1-r_2=r$ bilan belgilasak va tenglamani chap tomonini $e^{-ik'r}$ ga ko'paytirib, dr bo'ylab integrallasak, unda quyidagi tenglamani olamiz:

$$(\hbar^2 qm) \sum k^2 \cdot g(k) \int d^3 r \cdot e^{ir(k-k')} + \sum g(k) \int d^3 r \cdot V(|r|) \cdot e^{ir(k-k')} = (E + 2\mu) \sum g(k) \int d^3 r \cdot e^{ir(k-k')}.$$

Bu yerda quyidagi belgilash kiritamiz:

$\int d^3r \cdot e^{ir(k-k')} = \delta_{kk'} L^3$, $\delta_{kk'}$ -Kronikker belgisi, L^3 -hajm; $\int d^3r \cdot V(|r|) \cdot e^{i(k-k')r} = L^3 V_{kk'}$; $V_{kk'}$ -o'zaro ta'sir potentsialining Fure komponenti. Bularni e'tiborga olib, quyidagi ifodani olamiz:

$$\int (d^3r/L^3) \cdot V(r) \cdot e^{i(k-k')r} = V_{kk'};$$

Shunday qilib, $g(k)$ uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$(\hbar^2 k'^2 / 2m) \cdot g(k') + \sum g(k) \cdot V_{kk'} = (E + 2\mu) g(k'),$$

bunda $g(k)=0$ va Fermi prinsipiga asosan $k < k_0$, k_0 -Fermi sirtidagi elektronning to'lqin vektori.

Demak,

$$-(V_{kk'} L^3), \text{ agar } \mu < (\hbar^2 k^2 / 2m) < \mu + \hbar \omega_D;$$

$$V_{kk'} = 0, \text{ agar } (\hbar^2 k^2 / 2m) > \mu + \hbar \omega_D;$$

k o'rniga k' bo'lganda ham bu shartlar bajariladi. Unda quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$\sum g(k) \cdot V_{kk'} = -(V_{kk'} L^3) \cdot \sum' g(k) = C,$$

ushbu ifoda o'ta o'tkazgichlarda elektronlarning o'z o'zidan moslashish sharti hisoblanadi. Unda bu tenglamani algebraik ko'rinishda yozamiz:

$$g(k) \cdot [E + 2\mu - (\hbar^2 k^2 / 2m)] = C \text{ yoki}$$

$$g(k) = S q [E + 2\mu - (\hbar^2 k^2 / 2m)] \Rightarrow 1 = -(V_{kk'} L^3) \cdot \sum' 1 q [E + 2\mu - (\hbar^2 k^2 / 2m)].$$

Summalash belgisidan integrallashga o'tamiz va quyidagi ifodani olamiz:

$$1 = -(V_{kk'} L^3) \cdot (L q 2\pi)^3 \int d^3 k q [E + 2\mu - (\hbar^2 k^2 / 2m)] = -V q (2\pi)^3 4\pi [k^2 dk q [E + 2\mu - (\hbar^2 k^2 / 2m)]].$$

Ushbu ifodaga quyidagi belgilashlar kiritamiz.

Hisoblash Fermi sirtidan boshlab olib borilganligini e'tiborga olib uning energiyasini quyidagicha belgilaymiz:

$$\xi_k = (\hbar^2 k^2 / 2m) - \mu; d\xi_k = (\hbar^2 q m) k dk; k q (2m q \hbar^2) \cdot (\xi_k + \mu).$$

Mazkur belgilashlardan so'ng quyidagi ifodani olamiz:

$$1 = \frac{\hbar\omega_D}{V} \int_0^\infty \sqrt{(2mq\hbar^2) \cdot (mq\hbar^2) \cdot (\mu + \xi)} d\xi q(E - 2\xi).$$

Ushbu ifodadagi hadlarga ularning fizikaviy ma'nosini e'tiborga olib belgilash kiritamiz.

$$- [4\pi q(2\pi)^3] \cdot \sqrt{(2mq\hbar^2) \cdot (mq\hbar^2) \cdot (\mu + \xi)} = N(\xi) \text{ -holat zichligi.}$$

Buni e'tiborga olib,

$$1 = V \int_0^\infty N(\xi) d\xi q(2\xi - E);$$

$$N(\xi) = \left[(4\pi m^{3/2}) q(2\pi\hbar)^3 \right] \cdot \sqrt{2 \cdot (\mu + \xi)},$$

$N(\xi)$ -holat zichligi yarim o'tkazgichlar uchun ham juda kam o'zgaradi. Metallar uchun $\mu = 10$ yev va $\xi_{\max} \approx \hbar\omega_D = 100 \text{ K} = 10^{-2}$ yev. Buni e'tiborga olsak $N(\xi) = N(0)$ tenglik bajariladi va unda quyidagi ifodani olamiz:

$$V \cdot N(0) \int_0^\infty d\xi q(2\xi - E) = (1/2) V \cdot N(0) \cdot \ln(2\xi - E);$$

yoki

$$[V \cdot N(0) q_2] \cdot \ln[(2\hbar\omega_D - E) q(-E)] = 1; \text{ ya'ni } E = -(2\hbar\omega_D - E) q(E) = e^{[2/V \cdot N(0)]}$$

Bundan:

$$E(1 - e^{[2/V \cdot N(0)]}) = 2\hbar\omega_D, \text{ yoki } E = -(2\hbar\omega_D) q(e^{[2/V \cdot N(0)]} - 1) =$$

$$q(-2\hbar\omega_D \cdot e^{[2/V \cdot N(0)]}) q(1 - e^{[2/V \cdot N(0)]})$$

Kasr oldidagi minus sistemaning bog'langan holatda ekanligidan dalolat beradi. Biz tasavvur etgan Edik-ki, elektron fonon bilan kuchsiz ta'sirlashadi, ya'ni:

$$VN(0) \ll 1, \text{ unda: } E = -2\hbar\omega_D e^{-2/V \cdot N(0)}$$

Mazkur ifoda Fermi sirti yaqinidagi elektronlar spektridagi energetik tirqishning qiymatiga mos keladi. Bundan izotop effektining ifodasini ham olish mumkin:

$$T_k \approx 1/\sqrt{N}.$$

1.4. BKSH nazariyasi

Holatlar zichligi haqida. Bog'lanish energiyasi har qancha kichik V bo'lganda ham manfiyligicha qoladi, bu xulosa Ko'perning asosiy natijalaridan biridir.

Agar

$$N(\xi) \approx \sqrt{\xi} \cdot N_1, \quad f(E) = VN_1 \int \sqrt{\xi} d\xi / (2\xi - E),$$

bu erda E nolga aylanadi va oxirida quyidagi qiymatga ega bo'lamiz:

$$\hbar\omega_D$$

$$f(E) = VN_1 \int d\xi / 2\sqrt{\xi} = VN_1 \sqrt{\hbar\omega_D},$$

Shartga asosan $f(0)=1$ bo'lishi kerak.

$f(E) = VN_1 \sqrt{\hbar\omega_D}$, ushbu tenglik $N_1 \sqrt{\hbar\omega_D} > 1$ dan katta bo'lganda, ya'ni:

$\sim \ln[(\hbar\omega_D - E)/E]$ bo'ladi. $E \rightarrow 0$ ga intilganda mos kelmaslik, ya'ni Fermi sirti yaqinidagi masala yassi sirt masalasiga o'tadi.

Ko'per masalasi esa ikki o'lchamli ya'ni $N(0) = \text{const.}$, elektron Fermi sirtidan yuqoriga ko'tarila olmaydi, chunki energiyasi etmaydi, pastga tusha olmaydi, chunki pastki sathlar to'ldirilgan (band).

2) O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi g'alayonlar nazariyasiga asoslangan, ammo $NV \ll 1$ bo'lganda hech qanday nazariya ham ishlamaydi.

3) Elektron qanday yo'nalishdagi spin bilan harakatlanadi?

Agar spin $\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow$ bir tomonga yo'nalgan bo'lsa o'zaro almashinish va qo'shilish bor, ammo $-\downarrow\uparrow$ yo'nalishda bo'lganda almashinish natijasidagi qo'shilish bo'lmaydi, ya'ni juftlashish ikkita spini bir-biriga qarama - qarshi

yoʻnalgan elektronlar orasida sodir boʻlish afzaldir. Juftlashishning energetik eng afzali, bu qachonki indeksleri ham, spinlari ham qarama-qarshi boʻlgan holdir, yaʼni $(+k\uparrow; -k\downarrow)$.

Ushbu juftlashishning oʻlchamini hisoblash mumkin.

$$r^2 \propto \int [r^2 |\psi(r)|^2 d^3r] \propto \int |\psi(r)|^2 d^3r.$$

Noaniqlik prinsipiga asosan:

$r_p \sim \hbar$; $r \sim \hbar q$; r - juftning geometrik oʻlchami.

Energiyasi esa quyidagi ifodadan topilishi mumkin:

$$|E| \sim r \cdot v_0;$$

bu erda v_0 -Fermi sirti yaqinidagi elektronlar tezligi. Bundan $r \sim |E|/q v_0$; boʻlgani uchun quyidagi hisoblashni amalga oshirish mumkin:

$$r \sim (\hbar \cdot v_0) \propto |E| \propto (10^{-27} \cdot 10^8) \propto 10 \cdot 10^{-16} \propto 10^{-4} \text{ sm}.$$

Ushbu qiymat Bor radiusiga nisbatan koʻp marta katta ekanligini koʻrish mumkin. Bu parning radiusiga nisbatan ham ancha katta qiymatdir. Fermi sirti yaqinidagi $\sim \hbar \omega_D$ qatlamda hamma elektronlar juftlashadi, yaʼni:

$$N_{\text{par}} \propto 10^{23} \hbar \omega_D \mu \propto 10^{20} \text{ par}.$$

$\rho \sim N_{\text{par}}^{-1/3} \sim 10^{-7}$, bu esa bitta juftlashishning geometrik oʻlchami $\sim 10^{-12} \text{ sm}^3$ ni beradi.

Demak: 10^{20} sm^3 hajmda 10^8 ta par juftlashgan elektron bor ekan. Bundan shunday xulosa chiqarsak boʻladiki, qattiq jism, bu siqilgan gaz ekan, vodorod tili bilan aytganda $\sim 10^{10}$ atmosfera bosim bilan siqilishi natijasida hosil boʻlgan muhit ekan.

BKSH nazariyasining asosi va gʻalayonlar nazariyasi

BKSh gameltoniani umumiy hol uchun quyidagicha koʻrinishda boʻladi:

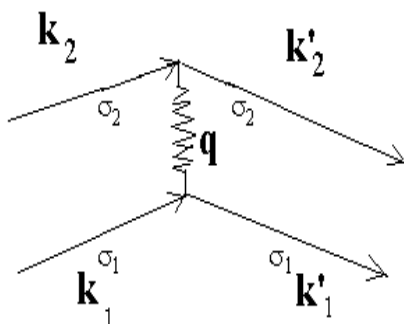
$$N_q N_0 Q N_{g'al}.$$

G'alayonlar nazariyasidan N_0 quyidagiga teng:

$$N_0 q \sum E_r \cdot a_r^Q \cdot a_r,$$

bu erda a_r^Q -r impulsli elektronning tug'ilish operatori; a_r - impulsli elektronning yo'qolish operatori; n_r q $a_r^Q \cdot a_r$ -elektronning o'rtacha soni operatori.

Elektronning $N_{g'al}$ ifodasini virtual fononlar orqali ifodalasak:



1.4.1-chizma. Virtual fononlar σ -elektronning spinini ifodolovchi indeks.

Unda $N_{g'al}$ -ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$N_{g'al} = \sum_{\substack{k_1, k_2, k_1', k_2' \\ k_1 + k_2 = k_1' + k_2' \\ \sigma_1, \sigma_2}} \{ 2\hbar\omega_q / [(\xi_{k1} - \xi_{k1'}) - (\hbar\omega_q)^2] \} \cdot a_{k2\sigma2}^Q \cdot a_{k1'\sigma1}^Q \cdot a_{k1\sigma1},$$

bu yerda $\sum 2\hbar\omega_q / [(\xi_{k1} - \xi_{k1'}) - (\hbar\omega_q)^2] = V_{kk'}$ bilan belgilaymiz.

Ushbu kattalik elektronlarning o'zaro tasir potentsialini ifodalaydi, ya'ni elektronlar $+k$ va $-k$ holatdan $+k'$ va $-k'$ holatga o'tganda, ya'ni asosiy ulushini shu hadlar beradi. Elektronlar $+k$ va $-k$ holatlardan $+k'$ va $-k'$ holatlarga o'tganda g'alayonlar nazariyasiga tayangan holda asosiy hissani ushbu hadlar beradi. Summalashda k_1 va k_2 larni qoldiramiz va energiyani saqlash qonunidan $k_1' = k$; $k_2' = -k$ ekanligini e'tiborga olib, o'zaro tasirni quyidagicha yozish mumkin:

$$N_{g'al} = q(1q2) \sum_{k,k'} V_{kk'} a_{-k'\sigma_2}^Q \cdot a_{-k\sigma_2} \cdot a_{k'\sigma_1}^Q \cdot a_{k\sigma_1} q$$

BKSh nazariyasining asosi va g'alayonlar nazariyasi

BKSh gameltoniani umumiy hol uchun quyidagicha ko'rinishda bo'ladi:

$$N q N_0 Q N_{g'al} \cdot$$

G'alayonlar nazariyasidan N_0 quyidagiga teng:

$$N_0 q \sum E_r \cdot a_r^Q \cdot a_r,$$

bu erda a_r^Q -r impulsli elektronning tug'ilish operatori; a_r - impulsli elektronning yo'qolish operatori; n_r q $a_r^Q \cdot a_r$ -elektronning o'rtacha soni operatori.

Ushbu kattalik elektronlarning o'zaro tasir potentsialini ifodalaydi, ya'ni elektronlar $+k$ va $-k$ holatdan $+k'$ va $-k'$ holatga o'tganda, ya'ni asosiy hissa-sini shu hadlar beradi. Elektronlar $+k$ va $-k$ holatlardan $+k'$ va $-k'$ holatlarga o'tganda g'alayonlar nazariyasiga tayangan holda asosiy hissani ushbu hadlar beradi. Summalashda k_1 va k_2 larni qoldira-miz va energiyani saqlash qonunidan $k_1'=k'$; $k_2'=-k'$ ekanligini e'tiborga olib, o'zaro tasirni quyidagicha yozish mumkin:

$$N_{g'al} = q(1q2) \sum_{\substack{k,k' \\ \sigma_1, \sigma_2}} V_{kk'} a_{-k'\sigma_2}^Q \cdot a_{-k\sigma_2} \cdot a_{k'\sigma_1}^Q \cdot a_{k\sigma_1} q$$

Spin bo'yicha summalashga o'tsak quyidagini olamiz:

$$\begin{aligned} & q(1q2) \sum_{k,k'} V_{kk'} \{ a_{-k'\downarrow}^Q \cdot a_{-k\downarrow} \cdot a_{k'\uparrow}^Q \cdot a_{k\uparrow} Q a_{-k'\uparrow}^Q \cdot a_{k'\uparrow} \cdot a_{-k'\downarrow}^Q \cdot a_{k\downarrow} \} \Rightarrow \\ & \Rightarrow 2 a_{k\downarrow}^Q \cdot a_{k\downarrow} \cdot a_{-k'\uparrow}^Q \cdot a_{-k\uparrow} q a_{k\downarrow}^Q \cdot a_{-k'\uparrow}^Q \cdot a_{-k\downarrow}^Q \cdot a_{k\downarrow}; \end{aligned}$$

$k' \rightarrow -k'$; $k \rightarrow -k$ almashtirishni bajarib, quyidagi ifodani olamiz: operatorlari uchun kommutativ sharti:

$$a_{r\sigma}^Q \cdot a_{r'\sigma'} Q a_{p'\sigma'} \cdot a_{p\sigma}^Q q \delta_{rp} \cdot \delta_{\sigma\sigma'}$$

$a_{-k}\uparrow a_{k\downarrow}$ -operatorlar juftligi yo'qotiladi, ya'ni uni soddalashtirish maqsadida quyidagi belgilashlar kiritamiz:

$$a_k\uparrow a_{-k\downarrow} q v_k$$

$$a_{-k'\downarrow} a_{k'\uparrow} q v_{k'}$$

Ushbu juftliklarni yo'qolish opera-torlari deb belgilaymiz. Unda

$$N_{g'al} = (1q2)\sum V_{kk'}\{a_{-k'\downarrow}^Q \cdot a_{k'\uparrow}^Q \cdot a_k\uparrow a_{-k\downarrow}\}$$

mazkur ifodada quyidagi belgilash kiritamiz:

$a_{-k\downarrow}^Q \cdot a_{k\uparrow}^Q q v_k^Q$ -elektronlar juftligining tug'ilish operatori deb qabul qilamiz. Unda sistemaning gameltoniani quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$N_{g'al} = (1q2)\sum E_r a_{r\sigma}^Q \cdot a_{r\sigma}^Q \sum V_{kk'} v_{k'}^Q \cdot v_k.$$

Ushbu elektron juftlar boze kondensastiyasi sharoitida ekan. v_k^Q va v_k zarralar bozonlarni ifoda etsa ham, ammo ular haqiqiy bozonlardan farq qiladi, shuni aniqlaymizki,

$$v_{k'} \cdot v_k^Q - v_k^Q \cdot v_{k'} = a_{k'\uparrow} a_{-k'\downarrow} \cdot a_{-k\downarrow}^Q \cdot a_{k\uparrow}^Q - a_{-k\downarrow}^Q \cdot a_{k\uparrow}^Q \cdot a_{k'\uparrow} a_{-k'\downarrow}$$

Bu ifodada belgilash kiritamiz:

$$a_{k\sigma}^Q \cdot a_{k'\sigma'}^Q a_{k'\sigma'}^Q \cdot a_{k\sigma}^Q = \delta_{kk'} \cdot \delta_{\sigma\sigma'}, \Rightarrow \delta_{kk'} (a_{k'\uparrow} a_{k\uparrow}^Q - a_{-k\downarrow}^Q \cdot a_{-k'\downarrow}) = \delta_{kk'} (1 - n_{k\uparrow} - n_{-k\downarrow}).$$

$$1 - a_{k'\uparrow} a_{k\uparrow}^Q = n_{k\uparrow}; a_{-k\downarrow}^Q \cdot a_{-k'\downarrow} = n_{-k\downarrow}.$$

Bu erda n lar spin yo'nalishi ko'rsatilgan zarralar sonini ifodalaydi.

Shunday qilib, $v_{k'} \cdot v_k^Q - v_k^Q \cdot v_{k'} = \delta_{kk'} (1 - n_{k\uparrow} - n_{-k\downarrow})$ tengligini oldik.

Agar kimyoviy potensialni e'tiborga olsak, ya'ni: $N \rightarrow NqN - \mu N$, unda E_k ni o'rniga $E_k - \mu = \xi_k$ ni qo'yib, BKSh gameltonianining quyidagi ko'rinishini olamiz:

$$N = \sum \xi_k \cdot a_{k\sigma}^Q \cdot a_{k\sigma}^Q \sum V_{kk'} v_{k'}^Q \cdot v_k.$$

yoki: $N = \sum \xi_k \cdot a_{k\sigma}^Q \cdot a_{k\sigma} Q \sum V_{kk'} v_{k'}^Q \cdot v_k$, bu ifodani yozish ham mumkin:

$$N = N_0 Q N_{g'al}. \text{BKSh tenglamasi shunday ko'rinishda bo'ladi.}$$

Asosiy holatni ifodalovchi funkstiyalar

1. BKSh ning to'lqin funkstiyasi. Asosiy holat to'lqin funkstiyasi.

Agar sistema harorati $T=0$ ga teng bo'lsa, ya'ni hech qanday ta'sir bo'lmasa, unda sistema eng kichik energiyaga ega bo'lgan holatni egallashga intiladi. Bu holatdagi sistemani ifodalovchi funk-stiyani quyidagi ko'rinishda tasavvur etamiz.

$$\varphi(r_1, r_2, \dots) = \hat{A} \varphi(r_1 - r_2) \varphi(r_2 - r_3) \dots \varphi(r_{N-1} - r_N)$$

$\hat{A}$ -aynanlikdan kelib chiqadigan sinxronizastiya operatori.

$$\text{Unda} \quad \Rightarrow \sum A g_{k1} \cdot g_{k2} \dots$$

Bu yerda bo'lib o'tayotgan fizikaviy jarayonlardan kelib chiqqan holda, xuddi BKSh nazariyasidagidek, to'lqin funkstiyani topamiz. N.N.Bogolyubov bu murakkab matematik ifodani BKSh to'lqin funkstiyasi aniqligida echimini topdi. Masalan, faraz etamizki, energetik sathlar va elektron joylashishi quyidagi chizmada keltirilgandek bo'lsin:

Bunday sistemaning to'lqin funkstiyasini k fazoda tasavvur etamiz, unda quyidagi ko'rinishdagi ifodani yozish mumkin:

$$\begin{aligned} &1, \quad 0 < k < k_0 \\ &|\varphi(r_1, r_2, \dots)|^2 \sim \{ \\ &0, \quad k > k_0 \end{aligned}$$

Bu yerda shuni eslatish lozimki $\varphi_0(0,0,0, \dots)$ -funkstiya vakuumning funkstiyasi. Faraz etamizki vakuumda hech qanday elektron yo'q bo'lsin. Bunda sistemada elektronning bo'lmasligini ifodalovchi ehtimollik quyidagicha topiladi:

$$a_{k\sigma} \cdot \varphi_0 \approx 0$$

$$a_{k\sigma}^Q \cdot \varphi_0 = \varphi(0,0,0,1_{k\sigma} \dots)$$

$$k=k_0$$

$$\prod_{k=0} g_k \cdot a_{k\downarrow} \cdot a_{k\uparrow}^Q \cdot \varphi_0; \quad 0 < k < k_0.$$

Agar $k > k_0$ bo'lsa to'liqin funktsiya φ_0 bo'lib, vakuum sharoiti namoyon bo'ladi va elek-tron bo'lmaydi, ya'ni erkin elektronning to'liqin funktsiyasi $g_k=1$? Bu erda g_k -elektronning φ_0 holatda bo'lish ehtimolligi.

Maydon ta'sirida to'liqin funktsiyaning o'zgarishi ya'ni maydonning qayta taqsimoti sodir bo'ladi. Bu o'zgarish esa Fermi sirti yaqinida bo'ladi. BKSh nazariyasi taklif etadiki:

$$\varphi(k_1, \dots, k_N) = \prod (u_k Q g_k \cdot a_{k\downarrow}^Q \cdot a_{k\uparrow}) \cdot \varphi_0;$$

bu yerda $g_k=v_k$ bilan belgilaymiz. Variastiya prinstiplaridan foydalanib quyidagilarni topish mumkin:

$$\delta \langle \varphi | H | \varphi \rangle = 0 - \text{To'liqin funktsiyasi uchun shart.}$$

Energiyaning minimallik prinstipini, ya'ni shunday to'liqin funktsiyani topish kerakki, minimal qiymati nolga teng bo'lsin.

$$u_k^2 Q v_k^2 = 1, \text{ ushbu shart bajarilganda}$$

$$\langle \varphi | \varphi \rangle = 1 = \prod_k \prod_{k'} \langle (u_k Q v_k \cdot v_k^Q) \cdot \varphi_0(k) | (u_{k'} Q v_{k'} \cdot v_{k'}^Q) \cdot \varphi_0(k') \rangle$$

$$= \prod_k \prod_{k'} (u_k \cdot u_{k'} \langle \varphi_0(k) \varphi_0(k') \rangle Q u_k \cdot v_{k'} \cdot v_{k'}^Q \langle \varphi_0(k) \cdot v_{k'}^Q \cdot \varphi_0(k') \rangle Q v_k \cdot v_{k'} \cdot v_k^Q \langle \varphi_0(k) \cdot v_{k'}^Q \cdot \varphi_0(k') \rangle Q$$

$$Q v_k \cdot u_{k'} \langle v_k^Q \cdot \varphi_0(k) \cdot v_{k'}^Q \cdot \varphi_0(k') \rangle Q [u_k^2 Q v_k^2].$$

$$\langle \varphi | H_0 | \varphi \rangle < q < \prod_k (u_{k1} Q v_{k1} \cdot v_{k1}^Q) \cdot \varphi_0(k_1) | \sum_{k_1} \xi_{k_1} (a_{k_1\uparrow}^Q \cdot a_{k_1\uparrow} Q a_{k_1\downarrow}^Q \cdot a_{k_1\downarrow}) | \prod_k (u_{k2} Q v_{k2} \cdot v_{k2}^Q) \cdot \varphi_0(k_2)$$

$$\Rightarrow (\text{ortogonallik kuchidan}) \Rightarrow 2 \sum_{k_1} \xi_{k_1} v_{k_1}^2 \cdot a_{k_1\uparrow}^Q \cdot a_{k_1\uparrow} \cdot \prod_k (u_{k2} Q v_{k2} \cdot v_{k2}^Q) \cdot \varphi_0(k_2) \Rightarrow (a_{k_1\uparrow} \cdot \varphi_0 q_0,$$

$$\text{tengligini e'tiborga olib}) \Rightarrow \prod_k (v_{k2} \cdot a_{k\uparrow}^Q \cdot a_{k\uparrow} \cdot a_{k2\downarrow}^Q \cdot a_{k2\downarrow} \cdot \varphi_0(k_2) q$$

$$q - \prod_{k_2} (v_{k_2} \cdot a_{k_2}^Q \cdot a_{-k_2}^Q (\delta_{k_2 k} - a_{k_2}^Q \cdot a_k^Q) \varphi_0(k_2) q - v_k \cdot a_k^Q \cdot a_{-k}^Q \varphi_0 q - v_k \cdot a_{-k}^Q \cdot a_k^Q \cdot \varphi_0.$$

Demak,

$$\langle \varphi | H_0 | \varphi \rangle = \sum_k 2\xi_k v_k^2.$$

Ushbu o'zaro ta'sir uchun to'liq funktsiyani hisoblaymiz, k' va k qismlarning tashqil etuvchilarini ajratamiz:

$$\varphi q (u_k Q v_k \cdot v_k^Q) \cdot (u_{k'} Q v_{k'} \cdot v_{k'}^Q) \cdot \varphi_{00} q$$

$$\varphi_{00} q \prod_{\substack{k \neq k', \\ 1}} (u_{k1} Q v_{k1} \cdot v_{k1}^Q) \cdot \varphi_0 \Rightarrow \text{ tengligini}$$

tengligini e'tiborga olib, φ_{00} ning ma'nosi k va k' impulsli juftlik yo'q demakdir.

Unda,

$$q u_k \cdot u_{k'} \cdot \varphi_{00} Q u_k \cdot v_{k'} \cdot v_{k'}^Q \cdot \varphi_{00} Q v_k \cdot u_{k'} \cdot \varphi_{10} Q v_k \cdot v_{k'} \cdot \varphi_{11}.$$

$v_{k'}^Q \cdot \varphi_{00} q \varphi_{01}$ -bu ifoda k' holatda juftlik borligini anglatadi.

$$v_k^Q \cdot \varphi_{00} q \varphi_{10};$$

$$v_{k'}^Q \cdot v_k^Q \cdot \varphi_{00} q \varphi_{11}.$$

Shunday qilib, Δ energiyaga teng bo'lgan holatlar energiyasi hamma vaqt manfiy, ya'ni o'ta o'tkazuvchanlik holati bo'ladi.

Juftlashgan elektronlar soni elektronlar soniga teng. To'liq funktsiya yaniq ekan, boshqa eng kichik energiyali holat yo'q ekan, faqat shu yagona va afzal holatdir.

Demak, normal va o'tkazuvchanlik holat energiyalar farqi harorat nolga teng bo'lganda manfiy ekan. Bu degan so'z o'ta o'tkazuvchanlik holati normal holatga nisbatan afzalroq ekan. Xuddi shunday sharoitni o'ta o'tkazgichlar uchun tabiatning o'zi yaratdi.

Kritik termodinamik magnit maydoni haqida so'z yuritgan edik, ya'ni normal va o'ta o'tkazuvchanlik erkin energiyalar farqining qiymati ($N_k^2 q 8\pi$) ga

teng. Buni e'tiborga olsak, $T \rightarrow 0$. Bo'lgan sharoit uchun quyidagi tenglikni olish mumkin.

$$(N_k^2 + 8\pi) = (12)[N(0)\Delta_0^2]$$

yoki

$$N_k(0) = \Delta_0 \sqrt{4\pi N(0)}.$$

Bundan shunday xulosaga kelsak bo'ladiki, biz $T \rightarrow 0$ bo'lgandagi o'ta o'tkazgichning harakterli parametri, ya'ni elektron spektrining parametri va elektron-fonon o'zaro ta'sirini ifodalovchi kattalikni oldik. Buni amalda sinab ko'ramiz. 1 sm^3 metalda 10^{22} ta elektronlar bor bo'lsin, o'tkazuvchan zonaning energiyasi esa 10 yev q $10 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}$ erg. bo'lsin, unda holat zichligi $N(0) \sim 10^{22} / 10 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \sim 10^{33} \text{ erg}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$.

Agar $\Delta_0 \sim 10 \text{ K} \sim 10^{-15} \text{ erg}$. bo'lsa $N_k \sim 10^{-15} (10^{34})^{1/2} \sim 100$ Erstedni olamiz, bu esa kritik magnit maydonning qiymati.

Xulosa

1. Normal va o'tkazuvchanlik holat energiyalar farqi harorat nolga teng bo'lganda manfiy ekan. Bu degan so'z o'ta o'tkazuvchanlik holati normal holatga nisbatan afzalroq ekan.

2. Agar sistema harorati $T=0$ ga teng bo'lsa, ya'ni hech qanday ta'sir bo'lmasa, unda sistema eng kichik energiyaga ega bo'lgan holatni egallashga intiladi.

3. Elektron Fermi sirti yaqinida bo'lganda u pastga tushmaydi, chunki Pauli prinsipi bunga ruxsat bermaydi.

II BOB. YUQORI HARORATLI O'TA O'TKAZGICHLARNING FLUKTUATSION KO'NDALANG DIELEKTRIK SINDIRUVCHANLIGI.

2.1. Kompleks elektr o'tkazuvchanlik.

Yarim o'tkazgichlardagi tok tashuvchilarga faqat elektr maydoni ta'sir qilganda va ularning o'zaro uchrashuvlarini inobatga olgan holda, quyidagi harakat tenglamasi bilan ifodalanadi.

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} - \frac{\alpha v}{\tau} \quad (2.1.1)$$

Yarim o'tkazgichlarga bir jinsli monoxramatik elektr maydon ta'sir qilsin.

$$E = E_0 e^{i\omega t} \quad (2.1.2)$$

Agar tashqi elektr maydon bo'lsa o'zaro to'qnashuvlar oqibatida tok tashuvchilarning tartiblangan harakat tezligi bora-bora to'xtaydi. Shuning uchun, bu holda nolga teng bo'ladi. Endi tok tashuvchilar xarakat tezligi (2.1.2) maydon ta'sirida xuddi shunday qonuniyat bo'yicha o'zgaradi deb faraz qilamiz.

$$\vec{v} = \vec{v}_0 \exp(i\omega t) \quad \frac{dv}{dt} = i\omega v_0 e^{i\omega t}$$

Topilgan hosilani (2.1.1) tenglamaga qo'yamiz.

$$mv_0 i\omega e^{i\omega t} = qE_0 e^{i\omega t} - \frac{\alpha}{\tau} v_0 e^{i\omega t}$$

$$\vec{v}_0 = \frac{q\vec{E}_0}{\frac{\alpha}{\tau} + i\omega m} \quad (2.1.3)$$

Ko'rinib turibdiki, tezlik amplitudasi kompleks kattalik ekan. Endi tok tashuvchilar yuzaga keltirgan tokni hisoblash mumkin.

$$j = env = \frac{e^2 n E}{\frac{\alpha}{\tau} + i\omega m} \quad (2.1.4)$$

Om qonuniga ko'ra, yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi tashqi elektr maydon ta'sir qilganda quyidagicha edi.

$$J = \sigma E \quad (2.1.5)$$

Unda yarim o'tkazgichlar kompleks elektr o'tkazuvchanligi quyidagi bo'ladi.

$$\sigma = \frac{e^2 n}{\frac{\alpha}{\tau} + i\omega m} \quad (2.1.6)$$

Muhim xulosalarni tahlil qilamiz.

1-holda $\omega = 0$, yarim o'tkazgichlarga doimiy bir jinsli elektr maydon ta'sir qilsa.

$$\sigma_{cm} = \frac{e^2 n}{\alpha} \tau \quad (2.1.7)$$

Umumiy holda elektr o'tkazuvchanlikni mavhum va haqiqiy qismini topamiz.

$$\sigma = \frac{e^2 n}{\left(\frac{\alpha}{\tau}\right)^2 + \omega^2 m^2} \left[\frac{\alpha}{\tau} - i\omega m \right] = \text{Re } \sigma + i \text{Im } \sigma \quad (2.1.8)$$

$$\text{Re } \sigma = \frac{\alpha}{\tau} \frac{e^2 n}{\left(\frac{\alpha}{\tau}\right)^2 + \omega^2 m^2} \quad \left| \text{Im } \sigma \right| = \frac{e^2 n \omega m}{\left(\frac{\alpha}{\tau}\right)^2 + \omega^2 m^2}$$

Yarim o'tkazgich kompleks elektr o'tkazuvchanligi elektr maydon chastotasiga va ularning to'qnashuvlar vaqtlariga bog'liq ekan. Dastlab, haqiqiy qismini chastotaga bog'liqligini tahlil qilamiz.

$\omega^2 m^2 \ll \left(\frac{\alpha}{\tau}\right)^2$ sekin o'zgaradigan elektr maydonga to'g'ri keladi.

$$\text{Re } \sigma = \frac{e^2 n}{\alpha / \tau} \left[1 - \frac{\omega^2 m^2}{(\alpha / \tau)^2} \right] = \sigma_{cm} \left[1 - \frac{\omega^2 m^2}{\left(\frac{\alpha}{m \tau}\right)^2} \right] \quad (2.1.9)$$

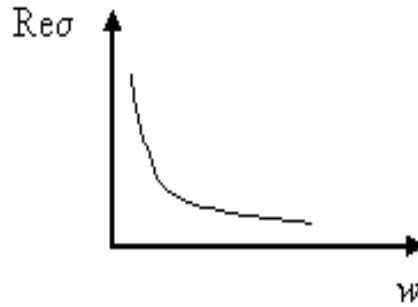
Demak, sekin o'zgaradigan elektr maydon yarim o'tkazgichga ta'sir qilsa, Haqiqiy qism (2.1.9) qonun bo'yicha kamayadi

Endi yuqori chastotalar sohasini ko'rishga o'tamiz, ya'ni $\omega^2 m^2 \gg (\alpha / \tau)^2$.

Bu o'ta yuqori chastotadagi elektr maydon chastotasiga to'g'ri keladi.

$$\operatorname{Re} \sigma = \frac{\alpha}{\tau} \frac{e^2 n}{w^2 m^2} \quad (2.1.10)$$

Demak, o'ta yuqori chastotalar sohasini haqiqiy qism chastotaning kvadratiga teskari kamayadi. Haqiqiy qismning chastotaga bog'liqligini quyidagicha 2.1.1-chizma asosida tasvirlash mumkin.



2.1.1-chizma. Elektr o'tkazuvchanlikning haqiqiy qismning chastotaga bog'liqligi.

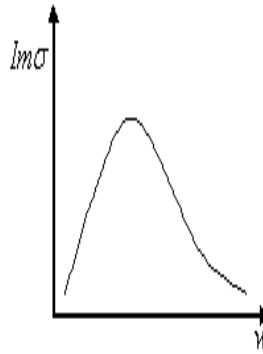
Endi mavhum qismini chastotaga bog'liqligini tahlil qilamiz.

$$w^2 m^2 \ll (\alpha / \tau)^2 \quad \operatorname{Im} \sigma = \frac{e^2 n m w}{(\alpha / \tau)^2 \left[1 + \frac{m^2 w^2}{(\alpha / \tau)^2} \right]} = \frac{e^2 n m w}{(\alpha / \tau)^2} \quad (2.1.11)$$

$$w^2 m^2 \gg (\alpha / \tau)^2 \quad \operatorname{Im} \sigma = \frac{e^2 n m w}{(m w)^2 \left[1 + \frac{(\alpha / \tau)^2}{m^2 w^2} \right]} \approx \frac{e^2 n}{m w} \quad (2.1.12)$$

Yuqori chastotalar sohasida mavhum qism chastotaga teskari proporsional va grafigni quyidagicha tasvirlash mumkin (2.1.1-chizma). Ko'rinib turibdiki, chastotaning ma'lum qiymatida mavhum qism maksimal qiymatga erishadi. Endi mavhum qismning maksimal qiymatini topamiz.

$$\frac{d |\operatorname{Im} \sigma|}{d w} = e^2 n m \frac{d}{d w} \left[\frac{w}{(\alpha / \tau)^2 + m^2 w^2} \right] = e^2 n m \frac{(\alpha / \tau)^2 - m^2 w^2}{[(\alpha / \tau)^2 + m^2 w^2]^2}$$



2.1.2-chizma. Eelektr o'tkazuvchanlikning mavhum qismning chastotaga bog'liqligi.

$$\omega = \frac{\alpha}{m \tau} \quad (2.1.13)$$

Demak, mavhum qism $\omega = \frac{\alpha}{m \tau}$ chastotada maksimal qiymatga erishadi va u zarralarning to'qnashish vaqtiga teskari proporsional..

Mavhum qismini topamiz.

$$|\text{Im } \sigma| = \frac{e^2 n \omega m}{\left(\frac{\alpha}{\tau}\right)^2 + \omega^2 m^2} = \frac{e^2 n (\alpha / \tau)}{2 \left(\frac{\alpha}{\tau}\right)^2} = \frac{e^2 n \tau}{2 \alpha} = \frac{1}{2} \sigma_{cm} \quad (2.1.14)$$

Demak, kompleks elektr o'tkazuvchanlikning mavhum qismini o'lchash vositasida yarim o'tkazgichni xarakterlovchi muhim parametrlarni aniqlash mumkin. Bular tok tashuvchilarning relaksatsiyasi va konsentratsiyasi. Bu olingan natijalar muhim ahamiyatga ega bo'lib, u yarim o'tkazgichlar fizikasida keng qo'llaniladi. Olingan natijalarning ayrim tatbiqlari ko'ramiz.

Hozirga qadar, tok tashuvchilarning q , n va massalarini farqlaganimiz yo'q. Shuning uchun, bu olingan natijalar umumiy xarakterga ega. Endi konkretlik uchun n va r tipdagi tok tashuvchilardan iborat yarim o'tkazgichlarni ko'rib chiqishni boshlaymiz. Bu holda ushbu tok tashuvchilarning harakat tenglamasi quyidagicha bo'lishini tushinish mumkin.

$$\begin{aligned}
m_n \frac{d\vec{v}_n}{dt} &= e_n \vec{E} - \frac{\alpha_n}{\tau_n} \vec{v}_n - \frac{\alpha}{\tau} (\vec{v}_n - \vec{v}_p) \\
m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} &= e_p \vec{E} - \frac{\alpha_p}{\tau_p} \vec{v}_p - \frac{\alpha}{\tau} (\vec{v}_p - \vec{v}_n)
\end{aligned}
\tag{2.1.15}$$

Bu tipdagi tenglamalardagi uch had n va p tipdagi tok tashuvchilarning to'qnashuvi oqibatida yuzaga keladi, $\tau \rightarrow \infty$ ya'ni n-p tipdagi tok tashuvchilar to'qnashmasa oxirgi hadni inobatga olmasalik mumkin. Bu holda natijaviy tok quyidagicha bo'ladi.

$$J = J_n + J_p = e_n v_n N_n + e_p v_p N_p = e_n N_n \frac{e_n \vec{E}}{\frac{\alpha_n}{\tau_n} + i m_n \omega} + e_p N_p \frac{e_p \vec{E}}{\frac{\alpha_p}{\tau_p} + i m_p \omega} = \sigma_{np} E
\tag{2.1.16}$$

σ_{np} n va p tipdagi tok tashuvchilardan iborat yarim o'tkazgichning kompleks elektr o'tkazuvchanligidir $\sigma_{np} = \sigma_n + \sigma_p$.

Natija. Demak n va p tipdagi tok tashuvchilarning to'qnashuvlari e'tiborga olinmasa bo'ladigan daraja kichik bo'lsa natijaviy elektr o'tkazuvchanlik ularning har biri hosil qilgan elektr o'tkazuvchanliklari yig'indisiga teng. Endi oxirgi natijani haqiqiy va mavhum qismi uchun yozamiz.

$$\operatorname{Re} \sigma_{np} = \operatorname{Re} \sigma_n + \operatorname{Re} \sigma_p \quad \operatorname{Im} \sigma_{np} = \operatorname{Im} \sigma_n + \operatorname{Im} \sigma_p \tag{2.1.17}$$

Mavhum qism uchun yozishimiz mumkin,

$$\left| \operatorname{Im} \sigma_{np} \right| = \left| \operatorname{Im} \sigma_n \right| + \left| \operatorname{Im} \sigma_p \right| = \frac{e_n^2 N_n m_n \omega}{\left(\frac{\alpha_n}{\tau_n} \right)^2 + m_n^2 \omega^2} + \frac{e_p^2 N_p m_p \omega}{\left(\frac{\alpha_p}{\tau_p} \right)^2 + m_p^2 \omega^2}
\tag{2.1.18}$$

$|e_n| = |e_p|$ $N = N_n = N_p$, bo'lsa (2.1.17) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi.

$$\left| \operatorname{Im} \sigma_{np} \right| = e^2 N \left[\frac{m_n w}{\left(\frac{\alpha_n}{\tau_n} \right)^2 + m_n^2 w^2} + \frac{m_p w}{\left(\frac{\alpha_p}{\tau_p} \right)^2 + m_p^2 w^2} \right] \quad (2.1.19)$$

Endi maxsimunga to'g'ri keluvchi chastotani ko'raylik.

$$\frac{d}{dw} \left| \operatorname{Im} \sigma_{np} \right| = e^2 N \left[\frac{\left(\frac{\alpha_n}{\tau_n} \right)^2 - m_n^2 w^2}{\left[\left(\frac{\alpha_n}{\tau_n} \right)^2 + m_n^2 w^2 \right]^2} + \frac{\left(\frac{\alpha_p}{\tau_p} \right)^2 - m_p^2 w^2}{\left[\left(\frac{\alpha_p}{\tau_p} \right)^2 + m_p^2 w^2 \right]^2} \right]$$

Oxirgi ifodada $w^2 = x$, $a_n = \frac{\alpha_n}{\tau_n}$, $a_p = \frac{\alpha_p}{\tau_p}$ belgilash kiritamiz. Natijada quyidagi yozish mumkin.

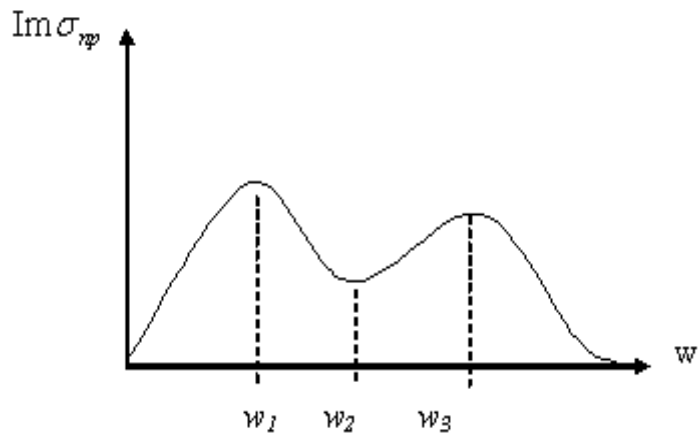
$$\frac{d}{dw} \left| \operatorname{Im} \sigma_{np} \right| = e^2 N \left[\frac{a_n^2 - m_n^2 x}{[a_n^2 + m_n^2 x]^2} + \frac{a_p^2 - m_p^2 x}{[a_p^2 + m_p^2 x]^2} \right] = 0 \quad (2.1.20)$$

Umumiy maxraj berib suratni nolga tenglashtiramiz.

$$(a_n^2 - m_n^2 x)(a_p^2 + m_p^2 x)^2 + (a_p^2 - m_p^2 x)(a_n^2 + m_n^2 x)^2 = 0$$

$$Ax^3 + Bx^2 + Cx + D = 0$$

A, B, C, D koefitsienlar qavslarni ochib gruhlashtirishdan hosil bo'ladigan ifodalar. Rasmdan ko'rinib turibdiki, bu funktsiyaning ekstremum nuqtasi uchun kubik tenglama hosil bo'ldi. Shuning uchun umumiy holda bu grafikning uchta ekstremum nuqtasi bo'lishi tabiiy.



2.1.3-chizma. n-p elektr o'tkazuvchanlikning mavhum qismning chastotaga bog'liqligi.

Yarim o'tkazgichlarda tashqi magnit maydon ta'sirida kompleks elektr o'tkazuvchanlik.

Yarim o'tkazgichlarda tashqi magnit maydon ta'sirida kompleks elektr o'tkazuvchanlik.

Endi, tashqi magnit maydon ta'sir qilayotgan yarim o'tkazgichdagi tok tashuvchilar dinamikasi tahlil qilinadi. Nyutonning III qonuniga asosan, holat tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

$$m \frac{dv}{dt} = q[v, H] - \frac{\alpha}{\tau} v \quad (2.1.21)$$

Maslani soddalashtirish uchun N - magnit maydoni z o'qi bo'yicha yo'nalgan deb olamiz.

$$H = (0, 0, H) \quad F_n = q \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ 0 & 0 & H \end{vmatrix} = \vec{i} v_y H - \vec{j} v_x H + 0 \vec{k} \quad H \perp E$$

$$F_n = qH (\vec{i} v_y - \vec{j} v_x) \quad (F_n \perp H)$$

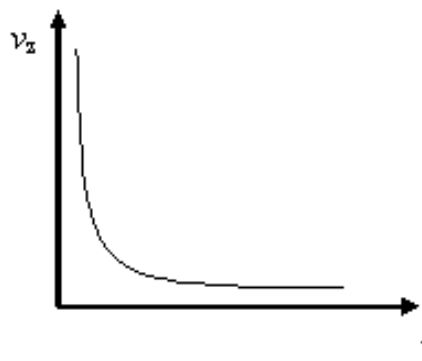
U holda (2.1.19) tenglamani quyidagicha yozish mumkin.

$$m \frac{dv_x}{dt} = qH v_y - \frac{\alpha}{\tau} v_x \quad m \frac{dv_y}{dt} = qH v_x - \frac{\alpha}{\tau} v_y$$

$$m \frac{dv_z}{dt} = -\frac{\alpha}{\tau} v_z \quad (2.1.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv_z}{v_z} &= -\frac{\alpha}{m\tau} dt & \ln v_z &= -\frac{\alpha}{m\tau} t + \ln c \\ v_z &= c \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{m\tau} t\right) \end{aligned} \quad (2.1.23)$$

Natija. Demak, tok tashuvchilarning magnit maydonga perpendikulyar tashkil etuvchilari eksponentsial qonun bo'yicha kamayar ekan. Yetarlicha katta vaqtda nolga intiladi.



2.1.4-chizma. Guruppaviy tezlikning vaqtga bogliqligi.

Endi (2.1.22) tenglamalarning qolganlarini tahlil qilamiz. Ko'rinib turibdiki, ular o'zaro bog'langan ikkita tenglama sistemasini tashkil etadi. Shuning uchun quyidagicha bo'ladi.

$$\begin{aligned} v_x &= ae^{i\omega t} & v_y &= be^{i\omega t} \\ \frac{dv_x}{dt} &= i\omega ae^{i\omega t} & \frac{dv_y}{dt} &= i\omega be^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2.1.24)$$

$e^{i\omega t}$ ni tushirib qoldirish mumkin.

$$\left. \begin{aligned} miwa &= qHb - a \frac{\alpha}{\tau} \\ miwb &= -qHa - b \frac{\alpha}{\tau} \end{aligned} \right\} \quad (2.1.25)$$

$$\begin{aligned}
a \left(miw + \frac{\alpha}{\tau} \right) &= qHb \\
b \left(miw + \frac{\alpha}{\tau} \right) &= -qHa \quad \frac{a}{b} = -\frac{b}{a} \quad a^2 = -b^2 \\
i \frac{\alpha}{\tau} - mw &= qH \quad w = i \frac{\alpha}{m\tau} - \frac{qH}{m}
\end{aligned} \tag{2.1.26}$$

Demak, magnit maydoni ta'sirida tok tashuvchilarning harakati quyidagicha bo'ladi.

$$v_x = ae^{i\omega t} = a \exp \left[i \left(i \frac{\alpha}{m\tau} - \frac{qH}{m} \right) t \right] = a \exp \left(-\frac{\alpha t}{m\tau} \right) \exp \left(-i \frac{qH}{m} t \right)$$

Demak, magnit maydoni ta'sirida tok tashuvchilarning tezliklari

$w_0 = \frac{qH}{m}$ bilan davriy ravishda o'zgaradi. Endi xuddi shunday y komponentani yozish mumkin.

$$v_y = be^{i\omega t} = b \exp \left(-\frac{\alpha t}{m\tau} \right) \exp \left(-i \frac{qH}{m} t \right)$$

Endi xuddi avvalgicha o'xshash tok tashuvchilar yuzaga keltirilgan tokni topish mumkin.

$$\vec{J} = en \vec{v} = en \left(v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k} \right) \tag{2.1.27}$$

Endi $\alpha = 0$ holni ko'ramiz, ya'ni yarim o'tkazgich tok tashuvchilari ideal erkin zarralardan iborat.

$$\vec{J} = en \vec{v} = en \left[a \vec{i} + b \vec{j} \right] \cdot e^{i\omega t} \tag{2.1.28}$$

Demak, tok zichligi ham davriy ravishda w_0 chastota bilan o'zgarar ekan.

2.2. Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning fluktuatsion ko'ndalang dielektrik sindiruvchanligi.

So'nggi vaqtlarda yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish kritik harorati T_c ga yaqin haroratlardagi fluktuatsion ko'ndalang dielektrik sindiruvchanligi xususiyatlari tadqiqiga alohida e'tibor berilmoqda. Bunga sabab $T \rightarrow T_c$ haroratlarda YuHO'O' fluktuatsion o'tkazuvchanligining quyi haroratli o'ta o'tkazgichlarnikiga nisbatan 10^3 - 10^5 marta kattaligidadir. Bu natija muhim tadbiqiy ahamiyatga ega bo'lib, YuHO'O' larning xarakterli xususiyatlarini tadqiq etishda keng qo'llanilmoqda.

Ma'lumki, o'ta o'tkazgichlardagi fluktuatsion o'tkazuvchanlikni tavsiflovchi ikkita xarakterli kattalik mavjud bo'lib, ular mos ravishda Aslamazov-Larkin (AL) hamda Maki-Tompson (MT) fluktuatsion o'tkazuvchanlikni statik yaqinlashuvda (ya'ni $\omega \rightarrow 0$) tavsiflaydi. Ikkinchisi esa fluktuatsion o'tkazuvchanlikning chastotaviy bog'liqligini aks ettiradi. Agar o'tkazuvchanlik fluktuatsiyalari etarlicha katta bo'lsa, ma'lumki, bu holda Gauss yaqinlashuvi o'rinli bo'lmaydi. Chunki bu yaqinlashuv juda ham kichik fluktuatsiyalarnigina tavsiflash imkonini beradi. Shuning uchun hozirgi vaqtda bu cheklashdan tashqari holda ham ishlash imkonini beruvchi va noxizig'iy fluktuatsiyalar nazariyalari ham ishlab chiqilmoqda.

Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, Ginzburg Landauning vaqtga bog'lik (ya'ni fazoviy dispersiya inobatga olinmagan holdagi) chiziqlilashtirilgan tenglamasi Lanjyeven fluktuatsiyalari yaqinlashuvida fluktuatsion ko'ndalang dielektrik sindiruvchanlik uchun quyidagi ifodaga olib keladi.

$$\text{Im } \varepsilon_1^f = A \cdot \left\{ \frac{\arctg k}{k} + \frac{1}{k^2} [1 + k^2] \right\}$$

Ma'lumki harorat o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik haroratiga juda ham yaqin bo'lsa normal metallarning o'tkazuvchanligi va diamagnitizmi keskin oshadi. Bunga sabab esa bunday sharoitlarda o'ta o'tkazuvchanlikda ishtirok etuvchi kuper juftlarining tasodifiy yoki fluktatsion tarzda hosil bo'lishidir.

Agar odatdagidek ko'ndalang elektr maydoni holi bilan chegaralansak, ya'ni $\text{div } \vec{E} = 0$ bo'lsa, o'ta o'tkazgichdagi tok zichligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$j(\nu, k) = -\frac{i\nu}{4\pi} E(\nu, k) \varepsilon_r^f(\nu, k),$$

Bu yerda ν va k - o'ta o'tkazgichdagi elektromagnit maydon chastotasi va to'lqin vektori, $E(\nu, k)$ - ν chastotasi va k to'lqin vektoriga mos keluvchi maydon kuchlanganligining Fure tashkil etuvchisi va $\varepsilon_r^f(\nu, k)$ ko'ndalang fluktuatsion dielektrik singdiruvchanlikdir.

[] ishda olingan natijaga ko'ra fluktuatsion dielektrik singdiruvchanlik umumiy holda quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\varepsilon_r^f = \frac{16 \gamma^2 m^2 e^2 T_c L^3}{\omega^2} f(q, \omega)$$

Bu yerda m -elektronning massasi, e -elektronning zaryadi, T_c -yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik harorati, L -o'ta o'tkazuvchanlik fluktuatsiyalarining korrelyatsion masofasi, γ -o'ta o'tkazgichdagi elektromagnit to'lqinlarning so'nish chastotasi.

$f(q, \omega)$ esa o'tkazgichdagi elektromagnit to'lqinlarning chastotasi ν va to'lqin vektori k bog'liq murakkab funktsiya bo'lib, biz quyida uning faqat to'lqin vektori etarlicha katta bo'lgan qiymatlari ya'ni o'ta kichik to'lqin o'zunlikli elektromagnit to'lqinlar holi uchun tahlili bilan cheklanamiz.

$$\omega = 2m\gamma L^2\nu, \quad q = \frac{kL}{2}$$

Bu holda fluktuatsion dielektrik singdiruvchanlikning mavhum qismi quyi qismi uchun quyidagi muhim ifodani hosil qilamiz.

$$\text{Im } \varepsilon_r^f = \sigma_{AL} \varphi(q)$$

Bu yerda σ_{AL} - Aslamazov-Larkinning fluktuatsion o'tkazuvchanligi bo'lib, u quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\sigma_{AL} = \frac{me^2 \gamma T_c L}{\pi}$$

Harorat T_c -kritik haroratga juda ham yaqin bo'lsa, L - korrelyatsion masofa

$$L \sim \frac{1}{\sqrt{T - T_c}}$$

bo'lganligi sababli bu masofa keskin ortadi. Bu esa σ_{AL} Aslamazov –Larkinning fluktuatsion o'tkazuvchanligining ham keskin tarzda oshuviga olib keladi, chunki u L ga proportsionaldir.

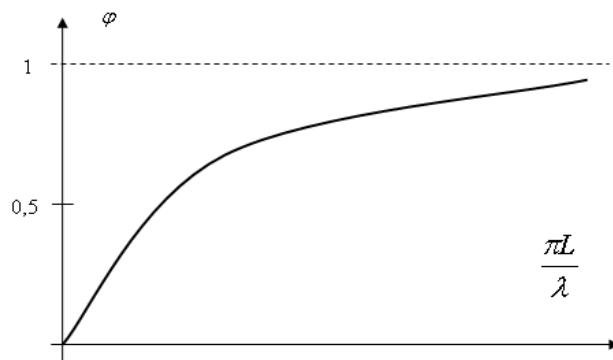
Endi $\varphi(q)$ funktsiyaning qaralayotgan chegaradagi ko'rinishini keltiramiz

$$\varphi(q) = A \cdot \left\{ \frac{\arctg q}{q} + \frac{1}{q^2} (1 - \sqrt{1 + q^2}) \right\}$$

Endi esa o'lchamsiz to'lqin vektori

$$q = \frac{kL}{2} = \pi \frac{L}{\lambda}$$

ekanligini inobatga olsak (bu yerda λ -elektromagnit to'lqin uzunligi), to'lqin soni etarlicha kichik bo'lsa ya'ni katta to'lqin uzunlikli elektromagnit to'lqinlar uchun bu funktsiya asimptotik tarzda birga intiladi. Aksincha juda ham kichik to'lqin uzunlikli elektromagnit to'lqinlar uchun bu funktsiyaning qiymati nolga intiladi.



2.2.1-chizma. Fluktuatsion o'tkazuvchanlikning elektromagnit to'lqin uzunligiga bog'lanish grafigi.

Shunday qilib, fluktuatsion ko'ndalang dielektrik singdiruvchanlik o'ta o'tkazgichlarning fluktuatsion o'tkazuvchanligini belgilab beruvchi asosiy omil bo'lib, u quyidagi hollarda hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'ladi:

1. Harorat kritik haroratga juda ham yaqin bo'lsa
2. O'ta kichik to'lqin uzunlikli elektromagnit to'lqinlar yoki katta impulsli to'lqinlar uchun

Xulosa

7. Fluktuatsion ko'ndalang dielektrik singdiruvchanlik o'ta o'tkazgichlarning fluktuatsion o'tkazuvchanligini belgilab beruvchi asosiy omil bo'lib, u quyidagi hollarda hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'ladi.

8. O'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik haroratiga juda ham yaqin bo'lsa normal metallarning o'tkazuvchanligi va diamagnitizmi keskin oshadi

9. Agar o'tkazuvchanlik fluktuatsiyalari etarlicha katta bo'lsa, ma'lumki, bu holda Gauss yaqinlashuvi o'rinli bo'lmaydi

III BOB. SOLITON MEXANIZMLI O'TA O'TKAZUVCHANLIKNING ENERGETIK TIRQISHI

3.1. O'tkazgichlardagi tok fluktuatsiyalari

Bizga ma'lumki har qanday o'tkazgichdagi elektr toki tok tashuvchilarning tartiblangan harakti tufayli hosil bo'ladi. Ammo har qanday metal o'tkazgichli tok tashuvchi elektronlar (erkin elektronlar) bilan bir qatorda ulardagi kristall panjaralarda joylashgan atomlarning issiqlik harakati ham mavjud bo'ladi. Shu bilan bir qatorda tok tashuvchilarning hajim birligidagi soni ham issiqlik harakati tezgi ham mavjud bo'ladi.

Bunday o'tkazgichlardagi tok sluktuatsiyalarini tasislash uchun o'tkazgichlardagi tok zichligi quyidagi ifoda bilan aniqlanishini esga olamiz:

$$\vec{j} = n|e\vec{v}| \quad (3.1.1)$$

bu yerda j - tok jizchiligi vektori, e - elektron zaryadi, n - hajm birligidagi erkin tok tashuvchilar (yoki elektronlar) soni (tok tashuvchilar konsentrasiyasi), $\vec{v}$ - zarralarning harakat tezlik vektori.

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki tok jizligining fluktuasiyalari quyidagi ikki sabab tufayli yuzaga kelishi mumkin: 1) n - hajmi tok tashuvchilar sonining o'zgarishi va 2) v - tok tashuvchilar tezligining o'zgarish oqibatida.

Shuning uchun Broun harakati nazariyasi kashf etilganidan so'ng elektr zanjirlarida tebranish konturlarida hamda telegraf uzatish taqmoqlarida hosil bo'luvchi fluktasiyalar eng muhim chegaralashuvchi omil ekanligi tushunila boshlandi. Bu sohada ayniqsa Jonso kabi nazaryotchilarning xizmatlarini alohida etirof etish lozim

Endi yuqorida keltirilgan tok zichligi formulasidan foydalanib o'tkazgichdagi tok fluktuatsiyalarining topishga kirishamiz.

Buning uchun o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasi S va yzunligi L bo'lsa undagi tok quyidagi ifoda bilan aniqlanishini inobatga olamiz:

$$I = j_x s = ns|e|v_x = \frac{N}{SL} \cdot S|e|\vec{v} = \frac{|e|}{L} N v_x \quad (3.1.2)$$

Bu yerda N - o'tkazgichni kesib o'tuvchi tok tashuvchilar soni, l -o'tkazgichning uzunligi, v_x - tok tashuvchilar tezliklarining x - o'qidagi proeksiyalari.

Demak o'tkazgichdagi tok fluktuatsiyasi o'tkazgichni kesib o'tuvchi tok fluktuatsiyalarining soni hamda tezligining x -o'qidagi proyeksiyasining fluktuatsiyalari bilan aniqlanar ekan.

Agar ikkinchi ifodaning ikkala tomonini o'tkazgichning uzunligigz ko'paytirsak quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$Il = |e|N v_x \equiv \sum |e|v_{ix} \quad (3.1.3)$$

Bu yerda v_{ix} - o'tkazgichdan o'tuvchi i -raqamli electron tezligining proeksiyasi, yig'indi esa o'tkazgich orqali o'tuvchi barcha elektronlarni o'z ichiga oladi.

Demak oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki bu yig'indi qo'shiluvchilar soni ham (yani o'tkazgich orqali o'tuvchi elektronlar soni) hamda elektronlar tezligining fluktuatsiyasi (yani elektronlarning issiqlik harakati) oqibatida yuzaga kelishini bildiradi.

Shuning uchun har qanday o'tkazgich (yarim o'tkazgich yoki o'ta o'tkazgich) dagi tokning oniy qiymatlari uning o'rtacha qiymatidan farq qiladi. Bunday hollarda tokning fluktuatsiyalari mavjud ekanligini bildiradi.

Endigi vazifa o'tkazgichlardagi tokning fluktuatsiyalarini aniqlashdan iborat.

Buning uchun biz har qanday tasodifiy o'zgaruvchi miqdorning fluktuatsiyasi quyidagi ifoda bilan aniqlanishidan foydalanamiz.

$$DI \equiv I^2 - \langle I \rangle^2 \quad (3.1.4)$$

Bu yerda DI - tok fluktuatsiyalari kattaligi,

$\langle I^2 \rangle$ - tok kvadratining o'rtacha qiymati,

$\langle I_o \rangle$ - tokning o'rtacha qiymati.

(3.1.2) ifodadan ko'rinib turibdiki o'tkazgichdagi tokning o'rtacha qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle I \rangle = \frac{|e|}{L} \langle N g_x \rangle \quad (3.1.5)$$

Bu ifodadagi $\langle N g_x \rangle$ - o'rtacha qiymatini topish uchun o'tkazgichdan o'tayotgan zarralar soni, N - tok tashuvchilarning tezligi proeksiyalari, g_x - bir-biriga bog'liq bo'lmagan tasodifiy kattaliklar ekanligidan foydalanamiz. Demak bu holda o'tkazgichdan o'tayotgan tokning tezligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle I \rangle = \frac{|e|}{L} \langle N \rangle \cdot \langle g_x \rangle \quad (3.1.6)$$

Bu yerda $\langle N \rangle$ - o'tkazgich orqali o'tuvchi elektronlarning o'rtacha soni, $\langle g_x \rangle$ - elektronlarning x - o'qidagi tezlikning o'rtacha qiymati. Demak, elektronlarning tartiblangan harakati mavjud bo'lgandagi ya'ni o'rtacha tezlik proeksiyasi 0- dan farqli bo'lgandagina o'tkazgich orqali o'tuvchi tokning o'rtacha qiymati 0- dan farqli bo'ladi. Endi tok kvadratining o'rtacha qiymatini topamiz. Buning uchun (3.1.4) ifodani

$$DI = \langle [I(t) - \langle I \rangle]^2 \rangle \quad (3.1.7)$$

Bu yerda $I(t)$ - o'tkazgichdan o'tayotgan tokning oniy qiymati, $\langle I \rangle$ - o'tkazgichdan o'tayotgan tokning o'rtacha qiymati. Demak, oxirgi ifodadagi ayirmaning kvadratini ochib quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$DI = \left\langle \left[\frac{|e|}{L} \sum g_{ix} - \frac{|e|}{L} \langle N \rangle \cdot \langle g_x \rangle \right]^2 \right\rangle \quad (3.1.8)$$

Bu yerda L -o'tkazgichning uzunligi, $\langle N \rangle$ - o'tkazgich orqali o'tuvchi elektronlarning o'rtacha soni, $\langle g_x \rangle$ -o'rtacha elektronlarning tartiblangan harakat

tezligi. Bu ifodadagi (3.1.1) hadni hisoblash uchun o'tkazgichda harakatlanayotgan elektronning tezligini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$g_{ix} = g_{iTx} + g_{iUx} \quad (3.1.9)$$

Bu yerda g_{Tx} - elektronning tartiblangan harakatining x - o'qi bo'yicha proeksiyasi, g_{ix} - elektron issiqlik harakat tezligining x - o'qidagi proeksiyasi. U holda (3.1.8) (3.1.9) ifodalarga ko'ra quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$DI = \frac{e^2}{L^2} \left\langle \left[\sum_i (\nu_{iTx} + \nu_{iUx}) - \langle \nu_x \rangle N \right]^2 \right\rangle \quad (3.1.10)$$

Endi birinchi yig'indi quyidagiga teng ekanligini inobatga olamiz:

$$\sum_i (g_{iTx} + g_{iUx}) \equiv \langle g_x \rangle N + \sum_i g_{iUx} \quad (3.1.11)$$

Bu yerda $\langle g_x \rangle$ - elektronlarning tartiblangan harakatining x -o'qi bo'yicha o'rtacha tezligi 2 - had esa elektronlarning issiqlik harakati oqibatida hosil bo'lish tezligi fluktuatsiyasini bildiradi.

Endi N - o'tkazgichdan o'tuvchi elektronlar soning o'rtacha qiymati ham o'zgarib turishini hisobga olamiz:

$$N(t) = \langle N \rangle + \Delta N \quad (3.1.12)$$

Bu yerda $\langle N \rangle$ o'tkazgich orqali o'tuvchi elektronlarning o'rtacha soni $\Delta N \rightarrow$ o'tkazgich orqali o'tuvchi elektronlar sonining fluktuatsiyasini bildiradi.

(3.1.11) va (3.1.12) ifodalarni tok fluktuatsiyalarini aniqlovchi (3.1.8) ifodaga qo'yib quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$DI = \frac{e^2}{L^2} \left(\sum_i \nu_{ix}^2 \right) - 2 \frac{e^2}{L^2} \sum_i \nu_{ix} \langle N \rangle \langle \nu_x \rangle + \frac{e^2}{L^2} \langle N \rangle^2 \langle \nu_x \rangle^2$$

Endi ushbu ifodaga kiruvchi har bir (3.1.13) qo'shiluvchisini o'rtacha qiymatini asosida alohida hisoblab quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} < \left(\sum v_{ix} \right)^2 > = < \left[< v_x > N + \sum v_{iUx} \right]^2 > = < v_x^2 > + 2 < v_x > < N > \sum v_{iUx} + \\ & + < \sum v_{iUx} \sum v_{iUx} > \end{aligned} \quad (3.1.13)$$

Biz bu ifodani olishda tok tashuvchilar tezliklarining va tok tashuvchilar sonlarining o'zgarishi bir-biriga bog'liq bo'lmagan tasodifiy qiymatlar qabul qilishini hisobga ildik yani bu holda ko'paytmaning o'rtacha qiymati ko'paytuvchilar o'rtacha qiymatining ko'paytmasiga teng.

U holda oxirgi ifodaning o'rtacha qiymatini quyidagi ko'rinish yozish mumkin:

$$\begin{aligned} < \left(\sum v_{ix} \right)^2 > = < v_x^2 > + 2 < N > \cdot < \Delta N > + < \Delta N^2 > + 2 < v_x > < N > + < \Delta N > + \\ & + \sum \sum < v_{iUx} v_{iUx} > = < v_x^2 > \left[N^2 + < \Delta N^2 > \right] + 2 < v_x > N + N < v_{iUx}^2 > \end{aligned} \quad (3.1.14)$$

Biz bu ifodani hosil qilishda issiqlik harakati tezligining o'rtacha qiymati (3.1.10)-da tengligini hamda tok tashuvchi zaryadlar o'rtacha soni o'zgarishining o'rtacha qiymati (0) - da tengligini inobatga olib yani:

$$< v_{iUx} > = 0 \quad < N(t) > = N \quad < \Delta N > = 0 \quad (3.1.15)$$

Shunga o'xshash tarzda keyingi ifodani o'rtacha qiymatini ham quyidagicha hisoblash mumkin.

$$\begin{aligned} < \sum v_{ix} \cdot < N > v_x > > = N \cdot < v_x > \left[< v_x > N + \sum v_{iUx} \right] = N < v_x > \cdot [< v_x > \cdot N + 0] \\ & = N^2 < v_x^2 > \end{aligned} \quad (16)$$

Bu yerda $< v_x >$ – elektronlarning tartibli harakati o'rtacha teligini bildiradi va nihoyat oxirgi ifodaning o'rtacha qiymatini topamiz:

$$< N^2 \cdot < v_x^2 > > = N^2 + 2 < N > \Delta N + \Delta N^2 \cdot < v_x^2 > = \left[N^2 + < \Delta N^2 > \right] < v_x^2 > \quad (3.1.17)$$

Endi topilganmos o'rtacha qiymatlarni (3.1.13) ifodaga qo'yib quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$DI = \frac{e^2}{L^2} = \left\{ \langle \mathcal{G}_x^2 \rangle [N^2 + \langle \Delta N^2 \rangle] + 2 \langle \mathcal{G}_x \rangle N + N \langle \mathcal{G}_{iux}^2 \rangle - 2 N^2 \langle \mathcal{G}_x^2 \rangle + \langle \mathcal{G}_x^2 \rangle [N^2 + \langle \Delta N^2 \rangle] \right\} =$$

$$= \frac{e^2}{L^2} \left\{ \langle \mathcal{G}_x \rangle^2 \right\} [2(N^2 + \langle \Delta N^2 \rangle) - 2 N^2] + 2 \langle \mathcal{G}_x \rangle N + N \langle \mathcal{G}_{iux}^2 \rangle$$

Ko'rinib turibdiki o'tkazgichdagi tok fluktuatsiyasi quyidagi ikkita hadning yig'indisi ko'rinishda yozish mumkin:

$$DI = \frac{e^2}{L^2} [\langle \Delta N^2 \rangle \cdot \langle \mathcal{G}_x^2 \rangle + N (2 \langle \mathcal{G}_x \rangle + \langle \mathcal{G}_{iux} \rangle)] \quad (3.1.19)$$

Natija:

Ko'rinib turibdiki har qanday o'tkazgichdagi tok fluktuatsiyasini quyidagi 2-ta turli fizikaviytabiatga ega bo'lgan 2-ta had ko'rinishida yozish mumkin.

1) had o'tkazgichdagi tok tashuvchilar soni o'zgarishi bilan bog'liq bo'lib shotki fluktuatsiyalari deyiladi. Bu fluktuatsiya faqat o'tkazgichdan tok o'tgandagina mavjud bo'ladi.

2) Had esa tok tashuvchilarning issiqlik harakati bilan bog'liq bo'lib odatdagi sharoitlarda uni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$N [2 \langle \mathcal{G}_x \rangle + \langle \mathcal{G}_u^2 \rangle] \approx N \cdot \mathcal{G}_{kv}^2 \quad (3.1.20)$$

Chunki tok tashuvchilarning o'rtacha kvadratik tezligi ularning tartiblangan harakat tezligiga nisbatan judaham katta bo'ladi. Tok fluktuatsiyalarining issiqlik harakat bilan bog'liq bu qismi Jon Son fluktuatsiyalari deyiladi.

Shunday qilib ixtiyoriy o'tkazgichda tok fluktuatsiyalarini quyidagi ikki had ko'rinishda yozish mumkin;

$$DI = DI_{sh} + DI_j \equiv \frac{e^2}{L^2} \langle \mathcal{G}_x \rangle^2 \langle \Delta N^2 \rangle + \frac{e^2}{L^2} N \cdot \mathcal{G}_{kv}^2 \quad (3.1.21)$$

Demak oxirgi ifodaga ko'ra Shottki fluktuatsiyalari Jon Son fluktuatsiyalarining nisbati quyidaga teng:

$$\frac{DI_{sh}}{DI_j} = \frac{\langle \Delta N^2 \rangle g_T^2}{N \cdot g_{kv}^2} \quad (3.1.22)$$

Bu yerda g_T - tok tashuvchilar tartiblangan harakatining o'rtacha tezligi, v_{kv} -tok tashuvchilar issiqlik harakatining o'rtacha kvadratik tezligi, N -o'tkazgichdan o'tuvchi tok tashuvchilarning o'rtacha soni, $\langle \Delta N^2 \rangle$ -tok tashuvchilar sonining fluktuatsiyasi.

Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki bu turli fizikaviy tabiatga ega bo'lgan tok fluktuatsiyalarning nisbati tok tashuvchilarning tartiblangan harakat tezligi ularning issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligi hamda tok tashuvchilar soni shuningdek tok tashuvchilar sonining nisbatiga bog'liq holda u yoki bu fluktuatsiya muhim ahamiyatga ega bo'ladi.

Biz bu savolga malakaviy bitiruv ishining keyingi bo'limlarida javob beramiz.

3.2. Shottki fluktuatsiyalarining xususiyatlari

Biz oldingi bo'limda keltirib chiqargan tok fluktuatsiyalarri aslini olganda nafaqat metal o'tkazgichlar uchun balki yarimo'tkazgichlar hamda o'ta o'tkazgichlar uchun ham o'rinlidir. Bu ifodalardan ko'rinib turibdiki tok fluktuatsiyalari o'tkazgich uzunligining kvadratiga teskari proporsionaldir. Ya'ni bunday fluktuatsiyalar kichik hajmga ega bo'lgan yarim o'tkazgich yoki o'ta o'tkazgichlarda judaham yorqin namoyon bo'ladi.

Bu bo'limda asosiy e'tiborni Shottki fluktuatsiyalarriga qaratamiz. Oldingi natijamizga ko'ra Shottki fluktuatsiyalarida hosil bo'luvchi tok fluktuatsiyasi kvadratining o'rtacha qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\langle \Delta I^2 \rangle = \Delta I_{sh} = \frac{e^2}{L^2} v_T^2 \langle \Delta N^2 \rangle \quad (3.2.1)$$

Demak shartli fluktuatsiyalariga mos keluvchi tokning o'rtacha kvadratik qiymatini topish uchun o'tkazgichdagi tok tashuvchilar sonining o'rtacha kvadratik fluktuatsiyasi ya'ni:

$$\langle \Delta N^2 \rangle \equiv \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 \quad (3.2.2)$$

N hisoblash mumkin bu yerda $\langle N^2 \rangle$ - tok tashuvchilar soni kvadratining o'rtacha qiymati va $\langle N \rangle$ - tok tashuvchilar soninig o'rtacha qiymatini bildiradi. Shuning uchun qat'iy qilib aytganda bu kattalikni hisoblash uchun o'tkazgichdagi tok tashuvchilarning energiyalar bo'yicha taqsimotini bilish lozim bo'ladi. Shuning uchun biz quyda uning ststistik fizika usullari yordamida olingan quyidagi ifodasidan foydalanamiz.

$$\langle \Delta N^2 \rangle = nV \quad (3.2.3)$$

Bu yerda n - o'tkazgichdagi erkin elektronlar yani tok tashuvchilar konsentratsiyasi, V - o'tkazgichning hajmi bu Shottki fluktuatsiyalariga mos keluvchi quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\langle \Delta I^2 \rangle = \frac{e^2}{L^2} nV v_\tau^2 \quad (3.2.4)$$

Endi bu ifodani amaliyotda qo'lash mumkin bo'lgan qulay ko'rinishda keltiramiz ya'ni tok tashuvchilar tartiblangan harakatinin o'rtacha tezligi.

$$v_\tau = \frac{L}{t} \quad (3.2.5)$$

Ifoda bilan aniqlanishni inobatga olamiz bu yerda L o'tkazgichning uzunligi t -tok tashuchilarning o'tkazgich ichidagi harakat vaqti shuningdek o'tkazgichning hajmi:

$$V = SL \quad (3.2.6)$$

Ifoda bilan aniqlashni yodga olamiz bu yerda S - o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi. L - o'tkazgichning uzunligi. Shunday qilib oxirgi belgilashlar yordamida Shottki fluktuatsiyalari bilan bog'liq tok kvadratining o'rtacha qiymati uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\langle \Delta I^2 \rangle = \frac{e^2}{L^2} nSL \cdot \frac{L^2}{t^2} \equiv \frac{e}{t} \cdot enV \quad (3.2.7)$$

Ammo har qanday o'tkazgichdagi. Bizga ma'lumki tok zichligi orqali quyidagicha yozish mumkin.

$$I = jS \equiv en v_T S \equiv \frac{enL}{t} S \equiv \frac{enV}{t} \quad (3.2.8)$$

Shunday qilib tok kvadratining o'rtacha qiymati uchun quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$\langle \Delta I^2 \rangle = I \cdot \frac{e}{t}$$

Natija demak Shottki fluktuatsiyalari bilan bog'liq tok kvadratining o'rtacha qiymati o'tkazgichdan o'tayotgan tokning qiymatiga to'g'ri proporsional hamda tik tashchilarning o'tkazgichdagi harakat vaqtiga teskati proporsional bo'lar ekan.

Endi (3.2.4) ifodada olingan tok fluktuatsiyalari tavsivlovchi ifodani tajribada o'lchash qulay bo'lgan ko'rinishga keltiramiz.

$$\langle \Delta I^2 \rangle = \frac{e^2}{L^2} nSL v_T^2 \equiv e \cdot \frac{enS v_T}{L} \cdot v_T \cdot v_T \quad (3.2.9)$$

Ammo o'tkazgichdan o'tuvchi tok $I = en v_T S$ (3.2.10) bo'lganligi uchun oldingi ifodani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin.

$$\langle \Delta I^2 \rangle = L \frac{e}{L} I v_T \quad (3.2.11)$$

Bu yerda e - elektronning zaryadi L - o'tkazgichning uzunligi v_T - elektronlarning tartiblangan harakat tezligi I - o'tkazgichdan o'tuvchi tok kuchi. Ammo boshqa tomondan

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (3.2.12)$$

bo'lganligi uchun bu ifodaga ko'ra

$$\frac{S}{L} = \frac{\rho}{R} \quad (3.2.13)$$

Bu yerda R - o'tkazgichning qarshiligi ρ - o'tkazgichning solishtirma qarshiligi va S - o'tkazgichning ko'ndalang kesimi uzunligi demak (3.2.13) ifodani (3.2.9) ifodaga qo'yib quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$\langle \Delta I^2 \rangle = e^2 n \frac{\rho}{R} v_T^2 \quad (3.2.14)$$

Natija: demak tok fluktuatsiyasining kvadrati tok tashuvchilar tartiblangan harakat tezligining kvadratiga to'g'ri proporsional hamda o'tkazgichning qarshiligiga teskari proporsional bo'lar ekan. Suning uchun tok fluktuatsiyasining kvadrating o'rtacha qiymati ma'lum kridek haroratda qarshiligi 0 - ga teng bo'ladigan o'ta-o'tkazgichlar uchun eng kuchli tarzda namoyon bo'ladi.

Demak biz olgan oxirgi natija muhim ilmiy hamda amaliy ahamiyatga ega bo'lib hozirgi vaqtda ko'plab dunyoning ko'plab mamlikatlarida olib kirilayotgan yuqori harakli o'ta-o'tkazgichdagi fluktuatsion hodisalarni o'rganishda muhim ahamiyatga egadir.

Olingan natijani tok tashuvchilar konsentratsiyasi $n \approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$ hamda solishtirma qarshiligi $\rho = 4 \cdot 10^{-7} \text{ Om}$ bo'lgan Niklin strukurali o'ta-o'tkazgichlar uchun quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$\begin{aligned}
< \Delta I^2 > &= \frac{2,56 \cdot 10^{-38} \cdot 10^{28} \cdot 4 \cdot 10^{-7}}{R} \nu_T^2 \\
&\equiv \frac{10^{-16} \nu_T^2}{Om}
\end{aligned}
\tag{3.2.15}$$

Demak tok tashuvchanlarning tartiblangan harakat tezligi

$$\nu_T = 1 \text{ mm / sek} \equiv 10^{-3} \text{ m / s}$$

Ekanligini inobatga olsak tok fluktuatsiyasi kvadratining o'rtacha qiymati uchun quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$< \Delta I^2 > \approx \frac{10^{-22}}{R} \tag{3.2.16}$$

Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki agar o'ta-o'tkazuvchanlik qarshiligi $R_{q1mk} = Om$ tartibida bo'lsa tok fluktuatsiyasining qiymati quyidagiga teng bo'ladi.

$$\Delta I = \sqrt{< \Delta I^2 >} \approx 10^{-8} \text{ A} \approx 10 \text{ nA}$$

Ammo o'ta-o'tkazuvchlardagi maksimal kiritik tok ham juda kichik bo'lib uning maksimal qiymati 5-10 mkA atrofida bo'ladi. Shuning uchun ham bunday strukturalarda bir tahlil qilgan tok fluktuatsiyalari muhim rol o'ynaydi

3.3. Jonson fluktuatsiyasiylarining xususiyatlari

Bu bo'limda bir tok fluktuatsiyasiylarining o'rtacha qiymati uchun keltirib chiqarilgan ifodaning ikkinchi hadi bilan aniqlanuvchi:

$$< \Delta I_j^2 > = \frac{e^2}{L^2} N \nu_{kv}^2 \tag{3.3.1}$$

va Jonson fluktuatsiyasiylari deb ataluvchi fluktuatsiyasiylarning xususiyatlarini tahlil qilmiz. Bu yerda e - elektronning zaryadi, L - o'tkazgichning uzunligi N - o'tkazgich orqali o'tuvchi elektronning issiqlik harakati tezligi.

Demak avval takidlaganimizdek Jonson tok fluktuatsiyasiyalari elektronlarning issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligi bilan aniqlanib, bizga ma'lumki u quyidagi ifoda orqali topiladi:

$$v_{kv}^2 = \frac{kT}{m}, \quad (3.3.2)$$

Bu yerda:

K - Bolsman doimiysi T - o'tkazgichning absalut harakati m – elektronning massasi u holda Jonson tok fluktuatsiyasiylarining o'rtacha qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle \Delta I_j^2 \rangle = \frac{e^2}{L^2} N \cdot \frac{kT}{m} \quad (3.3.3)$$

Endi o'tkazgich orqali o'tuvchi o'tkazgichlarning o'rtacha soni:

$$N = nv \quad (3.3.4)$$

ekanligini inobatga olsak Jonson tok fluktuatsiyasiylarining o'rtacha qiymati uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz.

$$\langle \Delta I_j^2 \rangle = \frac{e^2}{L^2} nSL \cdot \frac{KT}{m} \equiv \frac{e^2 k}{m} n \frac{S}{L} T \quad (3.3.5)$$

Bu yerda n - tok tashuvchilar konsentiratsiyasi L - o'tkazgichning uzunligi S -o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi.

Oxirgi ifodani avvalgi bo'limda keltirilgan (3.3.3) ifodani qo'yib quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$\langle \Delta I_j^2 \rangle = \frac{e^2 k}{m} n \cdot \frac{\rho}{R} T. \quad (3.3.6)$$

Natija: ko'rinib turibdiki Jonson tok fluktuatsiyasi ham o'tkazgichning qarshiligiga teskari proporsional ya'ni ular ham juda kichik bu ham ya'ni

qarshilikka ega bo'lgan o'tkazgichlar uchun muhim ahamiyatga ega ikkinchi tomondan esa Jonson tok fluktuatsiyasiyalari absalut haroratga to'g'ri proporsional endi oxirgi natijani avvalgi bo'limdan ko'rib chiqqan Nikelin uchun qo'llasak quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\langle \Delta I_j^2 \rangle = \frac{2,56 \cdot 10^{-38} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}}{9,1 \cdot 10^{-31}} \cdot \frac{4 \cdot 10^{-7}}{R} T \approx 10^{-37} \cdot \frac{T}{R} \quad (3.3.7)$$

Agar o'ta - o'tkazgichning qarshiligi $R = 10 \text{ nkOm} = 10^{-11} \text{ Om}$ hamda otkazgichning eng yuqori absalut harorati $T_{q175 \text{ k}}$ bo'lgan hol uchun Jonson tok fluktuatsiyasiyalarining o'rtacha qiymati quyidagiga tengligini topamiz.

$$\Delta I = \sqrt{\langle \Delta I_j^2 \rangle} \approx 10^{-12} \text{ A} \approx 1 \text{ nA}$$

demak bu holda ham Jonson tok fluktuatsiyasiyalari muhim ulushiga ega bo'ladi, chunki bunday hollarda o'ta-o'tkazuvchanlik toki ham juda kichik bo'ladi.

Yuqorida olingan natijani quyidagich ham talqin qilish mumkin:

Agar har bitta tok tashuvchi ekekronning harakati boshqalariga bog'liq emas deb qarasak u holda har qanday elektronning bir to'qnashuvidan ikkinchi to'qnashuvigacha bo'lgan harakat vaqtini quyidagicha yozish mumkin.

$$\tau = \frac{v - v_a}{a} \quad (3.3.8)$$

bu yerda v_0 - elektronning to'qnashuvigacha bo'lgan harakat tezligi.

$v = 0$ elektronning to'qnashuvdan keyingi holati a - elektroni elektr maydon kuchlanganligi tasirida oladigan tezlanishi bo'lib u quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$a = \frac{F}{m} = \frac{vE}{m} \equiv - \frac{eE}{m} \quad (3.3.9)$$

Demak tok tashuvchilarning bir to'qnashuvdan ikkinchi to'qnashuvgacha o'rtacha to'qnashuv vaqti barcha elektronlar uchun bir xil bo'lib u quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\tau = \frac{m v_a}{eE} \equiv \frac{2m}{eE} < v > \quad (3.3.10)$$

bu yerda $< v >$ elektronlarning bir to'qnashuvdan ikkinchi to'qnashuvgacha bo'lgan o'rtacha tezligi

$$< \Delta I_j^2 > \equiv \frac{e^2 k n S T}{m L \tau} \equiv \frac{e^2 k n S T}{m L \tau} \cdot \frac{2m}{eE} < v > \quad (3.3.11)$$

Endi o'tkazgichning o'tkazuvchanligi quyidagi ifoda bilan aniqlanishini inobatga olsak:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \equiv \eta e n \quad (3.3.12)$$

Bu yerda e - elektronning zayadi n -tok tashuvchlar Konsentiratsiyasi η -tok tashuvchilarning harakatchanligini bildiradi va quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\eta = \frac{e \tau}{2m} \quad (3.3.13)$$

Demak tok tashuvchilarning harakatchanligi ularning to'qnashuv vaqtlariga to'ri proportsional bo'lar ekan endi (3.3.12) va (3.3.13) ifodalarni (3.3.12) ifodaga qo'yib quyidagi natijani hosil qilamiz.

$$< \Delta I_j^2 > \equiv \frac{e^2 k}{m} n \frac{\rho}{R} T \equiv 2 \frac{KT}{R \tau} \quad (3.3.14)$$

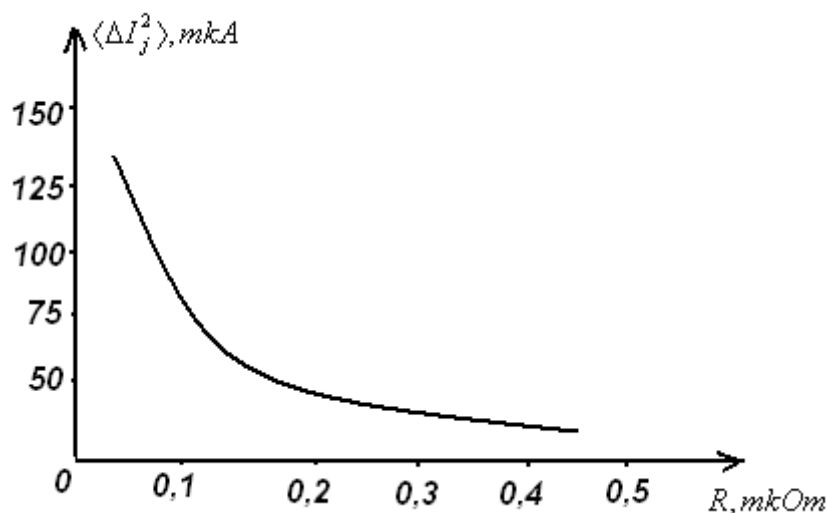
Natija: Demak Jonson tok fluktuatsiyasiylarining o'rtacha qiymati absalyut haroratda to'f'ri proporsional hamda tok tashuvchilarning o'rtacha to'qnashuv vaqtida teskari proporsional bo'lsa ekan (3.3.1-chizma) Demak

Jonson tok fluktuatsiyasialari o'lchash yordamida biz o'rtacha to'qnashuv vaqti τ - ni aniqlash imkoniyatiga ega bo'lamiz bu esa muhim fizikaviy ahamiyatga ega bo'lgan kattalik bo'lib uni odatdagi usullar bilan aniqlash juda ham qiyin muammolardan biri hisoblanadi.

Endi Jonson toklarining fluktuatsiyasining o'rtacha qiymatini xuddi avvalgidek konkret hol uchun baholaymiz.

Buning uchun yuqori haroratli o'ta-o'tkazgichlar uchun xarakterli absolyut harorat $T \approx 170 \text{ K}$ ekanligini hamda xarakterli qarshilik $R \approx 10 \text{ m}\Omega$, shuningdek elektronlarning to'qnashuvlar orasidagi o'rtacha harorat vaqti $\tau \approx 1 \text{ mksek}$ tartibida deb qarasak (3.3.14) formulaga ko'ra Jonson tok fluktuatsiyasining o'rtacha qiymati uchun quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} \langle \Delta I \rangle &= \sqrt{\langle \Delta I_j^2 \rangle} = \sqrt{2 \frac{KT}{R \tau}} = \sqrt{2 \cdot \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1,7 \cdot 10^2}{10 \cdot 10^{-12}}} \approx \\ &\approx 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ A} \approx 22 \text{ mA} \end{aligned} \quad (3.3.15)$$



3.3.1-chizma. Jonson tok fluktuatsiyasialari kvadrati o'rtacha qiymatining o'ta-o'tkazgich qarshiligiga bog'lanish grafigi. ($\tau = 1 \text{ mks}$, $T = 170 \text{ K}$)

Demak keltirilgan hisoblashdan ko'rinib turibdiki Jonson tok fluktuatsiyasiyalari ham muhim ahamiyatga ega bo'lib ular ayniqsa yuqori haroratli o'ta-o'tkazgichlar holida yorqin namoyon bo'ladi.

3.4.Soliton mexanizmli o'ta o'tkazuvchanlikning energetik tirqishi

Ma'lumki, o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish dielektrik tirqishning paydo bo'lishi va tok tashuvchilar uyg'onishlari energetik spektrining o'zgarishi oqibatida yuzaga keladi. Jumladan, quyi haroratli o'ta o'tkazuvchanlik Bardin-Kuper- Shriffer (BKSh) nazariyasi asosida ikki masala YuHO'O' holida hozircha o'zining to'la echimini topganicha yo'q. Shuning uchun quyida biz ushbu muammolarni kvazi bir o'lchovli bisoliton modeli asosida tadqiq etamiz. Bu nazariyaga ko'ra kvazi bir o'lchamli panjara (yoki zanjir)dagi uyg'onishlar ularning energiyasi Fermi energiyasiga yaqin bo'lganda spini nolga teng va ikki elektron zaryadiga ega bo'lgan nochizig'iy qo'zg'alishlar ya'ni biosolitonlar ko'rinishida tarqaladi. Ya'ni ular panjaraning deformatsion energiyasi hisobiga bisoliton o'ta o'tkazuvchan juftlashuvni yuzaga keltiradi. O'tkazilgan nazariy tadqiqotlar natijalariga ko'ra ular kvazi bir o'lchovli panjara bo'ylab bir xil tezlik bilan tarqaluvchi bisoliton kondensatini hosil qiladi.

Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchan juftlashuvni yuzaga keltiruvchi bisoliton mexanizmi ham mavjud bo'lib, ular panjara bo'ylab, tarqaluvchi davriy nochizig'iy to'lqinlar majmuasidan iboratdir. Yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikning bisoliton modelidan kelib chiquvchi eng muhim natijalardan biri yuqori qiymatga ega kritik temperaturaning mavjud bo'lish imkoniyatidir. Bunda dielektrik (yoki energetik) tirqish o'zining eng katta qiymatiga ega bo'ladi va bu holda BKSh nazariyasidan farqli ravishda juftlashuv parametri $\lambda \approx 0,5$ ga teng bo'ladi.

Yuqoridagi xulosalarni isbotlash uchun shuni inobatga olamizki o'ta o'tkazuvchan elektronlar majmuasining hosil bo'lishi elektronlarning kristall panjaradagi siljishlari o'ziga xos tortishuv maydonini hosil qiladi. Natijada elektronlarning bu effektiv maydondagi harakati quyidagi nochizig'iy Shryodenger tenglamasi bilan tavsiflanadi.

$$\left(\alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) + E + E_f - W \right) \psi(x) = 0$$

bu erda α - deformatsion o'zaro ta'sir doimiysi, $V(x)$ - effektiv tortishish maydoni potentsiali, E - elektron energiyasi, E_f - Fermi energiyasi va W - kristall panjaraning deformatsion energiyasi.

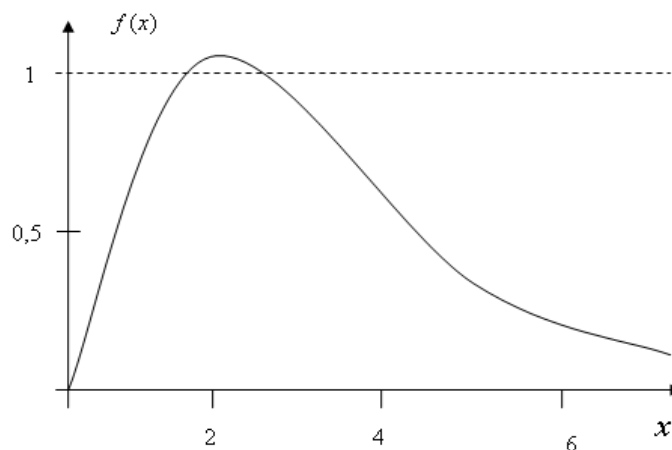
Bisoliton modelida effektiv o'zaro ta'sir potentsiali panjarada harakatlanuvchi elektronlarning to'lqin funktsiyasi kvadratiga proporsional bo'ladi. Shuning oqibatida mazkur holda elektronlarning qabul qilishi mumkin bo'lgan energiyalari odatdagi Bardin-Kuper-Shriffer modelidagiga qaraganda juda ham katta bo'ladi. Yuqoridagi tenglamadan ko'rinadiki o'zaro ta'sirning effektiv potentsiali etarlicha kichik bo'lsa bu tenglama BKSh modelini tavsiflovchi odatdagi Shryodenger tenglamasiga o'tadi.

Soliton mexanizmli yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikda energetik tirqish dielektrik tabiatga ega bo'lib, uning son qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$f(x) = \frac{x^2}{shx}$$

bu erda $x = \frac{\pi k_f}{g}$.

Bu ifodadan ko'rinadiki o'ta o'tkazuvchanlikning soliton modelida energetik tirqishning maksimal qiymati mavjud bo'lib, u taqriban $x = 2$ ga teng bo'lganda kuzatiladi.



3.4.1-chizma. Dielektrik tirqish energiyasining to'lqin soniga bog'liqligi grafigi.

Oxirgi ifoda o'zaro ta'sir doimiysi g birga nisbatan juda ham kichik bo'lganda odatdagi BKSh nazariyasi beradigan ifodaga o'tadi.

Xulosa

1. O'ta o'tkazuvchanlikning soliton modelida energetik tirqishning maksimal qiymati mavjud bo'lib, u taqriban $x = 2$ ga teng bo'lganda kuzatiladi.

2. Yuqoridagi tenglamadan ko'rinadiki o'zaro ta'sirning effektiv potentsiali etarlicha kichik bo'lsa bu tenglama BKSh modelini tavsiflovchi odatdagi Shryodenger tenglamasiga o'tadi.

3. Bisoliton modelida effektiv o'zaro ta'sir potentsiali panjarada harakatlanuvchi elektronlarning to'lqin funktsiyasi kvadratiga proporsional bo'ladi. Shuning oqibatida mazkur holda elektronlarning qabul qilishi mumkin bo'lgan energiyalari odatdagi Bardin-Kuper-Shriffer modelidagiga qaraganda juda ham katta bo'ladi

Xotima

Magistrlik ishida yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikning nohizig'iy mexanizmlari tadqiq etilib, ular asosida quyidagi natijalar olindi:

1. Fluktuatsion ko'ndalang dielektrik singdiruvchanlik o'ta o'tkazgichlarning fluktuatsion o'tkazuvchanligini belgilab beruvchi asosiy omil bo'lib, u quyidagi hollarda hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'ladi.

2. O'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik haroratiga juda ham yaqin bo'lsa normal metallarning o'tkazuvchanligi va diamagnitizmi keskin oshadi.

3. Agar o'tkazuvchanlik fluktuatsiyalari etarlicha katta bo'lsa, ma'lumki, bu holda Gauss yaqinlashuvi o'rinli bo'lmaydi.

4. O'ta o'tkazuvchanlikning soliton modelida energetik tirqishning maksimal qiymati mavjud bo'lib, u taqriban $x = 2$ ga teng bo'lganda kuzatiladi.

5. Yuqoridagi tenglamadan ko'rinadiki o'zaro ta'sirning effektiv potentsiali etarlicha kichik bo'lsa bu tenglama BKSh modelini tavsiflovchi odatdagi Shryodenger tenglamasiga o'tadi.

6. Bisoliton modelida effektiv o'zaro ta'sir potentsiali panjarada harakatlanuvchi elektronlarning to'lqin funktsiyasi kvadratiga proporsional bo'ladi. Shuning oqibatida mazkur holda elektronlarning qabul qilishi mumkin bo'lgan energiyalari odatdagi Bardin-Kuper-Shriffer modelidagiga qaraganda juda ham katta bo'ladi.

ADABIYOTLAR

1. I.A.Karimov “Yuksak manaviyat yengilmas kuch” Toshkent 2008y.
2. O’zbekiston Respublikasining ” Ta’lim to’g’risidagi qonuni ” Toshkent-1997-yil.
3. O’zbekiston Respublikasining “Kadrlar tayyorlash milliy dasturi” Toshkent-1997-yil.
4. I.G.Aramanovich, V.I.Lyevin. Uravnenie matematicheskoy fiziki Moskva. Nauka. 1969g.
5. T.R.Rashidov. Politehnika lug’ati Toshkent, O’zSE Bosh redaksiyasi, 1989y.
6. J.I.Alferov. Geliotekhnika Moskva, Nauka, energiya.1988g.
7. V.A.Kirillin, V.V.Sichyev, A.E.SHeyndlin. Texnikaviy termodinamika Toshkent, O’qituvchi, 1979, 512b.
8. Lebedyev N.N. Spetsialno’e funktsii i ih prilozheniya Fizmatgiz 1963g.
9. A.G.Galkanov, N.S.Mamedniyazova. o primenimosti formulo’ intensivnosti pryamoy solnechnoy radiatsii, postupayuxey na ploskost Tashkent, Geliotekhnika №4, 1994g.
10. WWW Ziyonet.O’z- axbarot ta’lim resurslar internet portali.
11. W.W.W Google. com. Ning tegiahli portali A. A. Babushkin i dr. Metodo’ spekralnogo analiza. Izdatelstva Moskovskogo Universiteta 1962 god. 146 – 152 betlar.
12. K.Botirov, K.Saidov, H.Elliyeu. Qiya sirtli kapillyar namlanadigan quyosh suv chuchitgichi Respublika ilmiy-amaliy anjumani materiallari. 2012 y., Qarshi. 122-123 b.
13. YU.S. Barash. Silo’ Van- der Vaalsa, M., Nauka, 1985, 280bet.
14. A.A. Abrikosov. Teoriya metallov, M., Nauka, 1987, 250bet
15. YU.S. Barash. Silo’ Van- der Vaalsa, M., Nauka, 1985, 280bet.
16. A.A. Abrikosov. Teoriya metallov, M., Nauka, 1987, 250bet
17. Tezisi dokladov Mejdunarodnoy konferentsii “ Fundamentalno’e problemo’ VTSP”, Moskva, FI RAN, 2004, 390 S.

18. A.S. Davo'dov. Solitono' v molekulyarno'h sistemah, Kiyev, Naukova Dumka, 1992, 250s.

19. Ataulloyev B., Jumayev M.R. "Yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning fluktuatsion ko'ndalang dielektrik sindruvchanligi" Yosh olimlar va talabalarning "XXI-intellektual avlod asri" ilmiy-amaliy anjuman to'plami, 256-bet.

20. Ataulloyev B., Jumayev M.R. "Saliton mehanizmli o'ta o'tkazuvchanlikning energetik tirqishi" Yosh olimlar va talabalarning "XXI-intellektual avlod asri" ilmiy-amaliy anjuman to'plami, 256- bet.