

**RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
ALISHER NAVOIY nomidagi SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

Qo'l yozma huquqida

UDK 539.125.1

SHOIMOV MURODJON TOJIDDINOVICH

**YARIMO'TKAZGICHLARDA KUCHLI ELEKTR MAYDONIDA
TOVUSHNING KUCHAYISHI**

5A140201-Nazariy fizika

Magistr

**akademik darajasini olish uchun yozilgan
dissertatsiya**

Ilmiy rahbar:

dotsent Pardayev O.P.

Samarqand-2014

ANNOTATSIYA

Pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda kuchli tashqi elektr maydonida uzun to'liqlik ($ql \ll 1$) va qisqa to'liqlik ($ql \gg 1$) tovushning kuchayishi tadqiq qilingan. Elektr maydonining bunday sohalarida elektronlarning taqsimot funksiyasi sezilarli darajada anizotrop hisoblanadi. Kuchayish koeffitsiyentining elektr maydoniga o'ziga xos ravishda bog'lanishiga ana shu anizotropiya bilan bog'liq bo'lishi aniqlandi.. Xususan, $ql \gg 1$ chegarada kuchayishning elektr maydonga proporsionalligining buzilishi mumkin ekan..

ANNOTATION

Distribution of a sound wave in the semiconductors placed in external electric field to which a certain conditions ($ql \ll 1$) and ($ql \gg 1$) imposed is considered. Iterative procedure solved the kinetic equation for fast-changing part of nonequilibrium function of distribution and drift speed is calculated. It is shown that drift speed depends on frequency and the mechanism of dispersion of electrons. Thereby it is defined changes of a threshold of strengthening for this sound.

Mundarija

Kirish	4
1-bob. Pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda tovush to'liqini tarqalishining makroskopik nazariyasi.....	7
1.1. Zaryad tashuvchilar tomonidan yuzaga keltiriladigan akustik hodisalar	7
1.2. Tovush to'liqini maydonida elektronlarning qayta taqsimlanishi	10
1.3. Tarqalayotgan tovush uchun dispersiya qonuni	17
1-bob bo'yicha xulosalar	24
Foydalanilgan adabiyotlar	25
2 bob. Qaynoq elektronli yarimo'tkazgichlarda tovushning kuchayishi. Uayt nazariyasidan chetlanish	26
2.1. Oraliq chastotadagi tovush haqida tushuncha	26
2.2. Elektronlar taqsimot funksiyasi va Boltsmanning kinetik tenglamasi	28
2.3. To'qnashuv operatorining xossasi. Impulsning relaksatsiya vaqti	.31
2.4. Energiyaning relaksatsiya vaqti	36
2.5. Tovushning yutilishi	41
2.6. Tashqi elektr maydonida tovushning kuchayishi	47
2-bob bo'yicha xulosalar	52
Foydalanilgan adabiyotlar	52
3 bob. Kuchli tashqi elektr maydonida tovushning kuchayishi	54
3.1. Elektronlarning taqsimot funksiyasi	54
3.2. Tovushning kuchayish koeffitsiyenti	57
3-bob bo'yicha xulosalar	65
Foydalanilgan adabiyotlar.....	66

Kirish

Mavzuning asoslanishi va uning dolzarbligi.Keyingi yarimasr davomida yarimo'tkazgichlarning akustik xossalarini o'rganishga katta e'tibor berib kelinmoqda.Bu narsa bir tomondan bu hodisalarning texnika juda katta qo'llanish imkoniyatlarining mavjudligidan bo'lsa,ikkinchi tomondan ultratovush yordamida yarimo'tkazgichlarning turli xossalarini o'rganish mumkinligi bilan bog'langandir.

Tashqi elektr maydoniga joylashtirilgan pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda tovush kuchayishi effektining 1962 yilda ochilganiga uncha ko'p vaqt o'tmagan bo'lsada,tovushning kuchayish nazariyasida ancha yutuqlarga erishilganligini ko'ramiz,lekin shunga qaramasdan bu nazariya o'zining yakunlanishidan ancha uzoqda deyishimiz mumkin. Masala shundaki,tovushning kuchayish jarayonida uning intensivligi birnecha tartibda oshib ketishi mumkin .Intensivlikning bunday oshuvi shunga olib keladiki,tovushning chiziqli nazariyasi ishlamay qolishi mumkin.Ana shu munosabat bilan fan oldida shunday masala paydo bo'ldiki,tovushni qanchalik darajada kuchaytirish mumkin bo'ladi va uning intensivligi haddan tashqari oshib borsa nima sodir bo'ladi yoki boshqacha qilib aytganda tadqiqotchilar oldida akustik kuchaytirgichning dinamik diapazoni to'g'risidagi masala yuzaga keldi.Ana shu munosabat bilan tovushni kuchaytirishning nochiziqli nazariyasi rivojlana boshladi.Hozirgi vaqtda eksperimentatorlar kristallga shunaqa katta intensivlikdagi tovush to'lqinini kirita olishadiki,tovushni kuchaytirmasdan bunday tovushning modda o'tkazuvchan elektronlari bilan o'zaro ta'siri nochiziqli bo'lib qoladi.Shu sababdan,yarimo'tkazgichlarda nochiziqli effektlarni o'rganish tovushning kuchayishiga bog'liq bo'lmagan ravishda alohida ahamiyat kasb etadi.Bunday nochiziqli effektlarni o'rganish shuni ko'rsatadiki,ular yarimo'tkazgich to'g'risida va unda kechayotgan elektron jarayonlar to'g'risida qimmatli ma'lumotlarni berishi mumkin hisoblanadi.

Tadqiqot ob'yekti va predmetining belgilanishi. Ushbu magistrlik dissertatsiyasi pyezoelektrik xossaga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarda kuchli elektr maydonida tovush to'lqinining kuchayishi o'rganildi va kuchayish ko'effitsiyentida tashqi elektr maydoniga kuzatiladigan turli bog'lanishlar tadqiq qilindi.

Tadqiqot maqsadi va vazifalari. Agar tadqiqot ob'yekti hisoblangan pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarning tashqi kuchli elektr maydoniga kiritilsa, unda tarqalayotgan tovush to'lqinining, albatta, kuchayishi yuzaga keladi. Anashunday kuchayish o'rganilayotgan ob'yektning akustik xossalari qanday ta'sir etadi va bu ta'sir qanday oqibatlarga olib keladi? Ana shunday muammolarni o'rganish tadqiqot maqsadi hisoblanadi. Olib borilgan tadqiqotning vazifalari shundan iboratki, bu masalalarni nazariy o'rganishga to'g'ri keladi va buning uchun bundan oldingi o'tkazilgan tadqiqotlar natijasini bilish va oldimizga qo'yilgan vazifani yechish hamda olingan natijalarni oldingi natijalar bilan solishtirishdan iboratdir.

Tadqiqotda qo'llanilgan uslublarning qisqacha tavsifi. Dissertatsiya oldiga qo'yilgan masalada yarimo'tkazgichlarda tarqalayotgan tovush to'lqini undagi elektronlarning qizishiga olib kelganligi tufayli sistemada taqsimot funksiyasi sezilarli darajada nomuvozanat holga keladi va shu tufayli berilgan masalani yechish uchun Boltsmanning kinetik tenglamasi va uning yechimidan foydalanishga to'g'ri keldi

Dissertatsiya tarkibining qisqacha bayoni. Dissertatsiya uch bobdan iborat bo'lib, uning dastlabki ikki bobi dissertatsiyada qo'yilgan masalaning o'rganilishiga, uchinchi bobi esa dissertatsiya oldiga qo'yilgan masala va uning yechimiga bag'ishlangandir.

Dissertatsiyaning birinchi bobi pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda uzun to'lqinli tovushning o'tkazuvchan elektronlar bilan ta'siri va bunday ta'sir natijasida uning yutilishi va kuchayishining chiziqli nazariyasini qarab chiqishga bag'ishlangan. Bu nazariya Uayt tomonidan ishlab chiqilgan va tovush uzun to'lqin hisoblanganligi uchun uning to'lqin uzunligi masofasida elektronlar ko'plab

marataba o'zaro to'qnashuvga uchrashganlari tufayli ularning energiyalari o'rtachalanib barchasi bir xil o'rtacha energiyaga ega bo'ladilar hamda ularga electron gaz deb qarash mumkin bo'ladi. Shu tufayli tovush va elektronlar o'rtasidagi ta'sirni klassik tenglamalar-elastiklik nazariyasi tenglamasi, Puasson tenglamasi, uzluksizlik tenglamasi hamda tok zichligi tenglamasi bilan ifodalab bo'ladi. Bu tenglamalar sistemasini birgalikda yechish orqali tovushning dispersiya qonuni va undan tovushning yutilish (kuchayish) koeffitsiyenti topilgandir.

Dissertatsiyaning ikkinchi bobi ham obzor bo'lib, unda pyezoelektrik yarimo'tkazgichda tarqalayotgan tovush $\omega\tau_e \gg 1, \omega\tau_{ee} \gg 1, q l \ll 1$ shartlarni qanoatlantirganda yarimo'tkazgichda tovush paydo etgan pyezoelektrik maydonda elektronlarning qizuvi yuzaga keladi, natijada sistema sezilarli darajada nomuvozanat holatga keladi. Bunday holatda tovush to'lqinining elektronlar bilan o'zaro ta'sirini oldingi bobdagidek klassik tenglamalar sistemasi bilan ifodalab bo'lmaydi, masalani Boltsmanning kinetik tenglamasi orqali yechishga to'g'ri keladi. Shu boisdan bu bobda Gulyayev va Pardayevlar tomonidan elektronlarning qizuv mexanizmiga asosan berilgan nochiziqli nazariya qarab chilgan.

Dissertatsiyaning uchinchi bobida tashqi elektr maydonining ikki holida $eE\tau_p \gg \bar{p}$ va $eE\tau_p \ll \bar{p}$ tengsizliklar bajarilganda tovushning pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda kuchayishi o'rganildi. Bulardan $eE\tau_p \ll \bar{p}$ shart amal qilganda tovushning kuchayishi uzun to'lqinli va qisqa to'lqinli tovush uchun tadqiq qilindi. Bu sohalarda elektronlarning taqsimot funksiyasining sezilarli darajada anizotropik bo'lishligi aniqlandi. Shu bilan birga kuchayish koeffitsiyentining tashqi elektr maydoniga o'ziga xos bog'liqligi ana shu anizotropiya bilan bevosita bog'liqligi ko'rsatildi. Qisqa to'lqinli tovush holida kuchayish koeffitsiyentining elektr maydoniga bog'liqligining buzilishi aniqlandi. $eE\tau_p \gg \bar{p}$ shartini qanoatlantiruvchi kuchli elektr maydonida kuchayish koeffitsiyentining elektr maydoniga bog'liq bo'lishi electron temperature orqali amalgam oshishi aniqlandi. Ayniqsa, $q^2 \leq \zeta^2$ sharti bajarilganda kuchayish koeffitsiyentining elektr maydoniga bog'liq bo'lish shakli Uayt formulasidagi

bunday bog'lanishga mutlaqo o'xshamasligi ko'rsatildi. Agar $\frac{eE}{q\varepsilon}$ parametrining qizish parametri g ga nisbati katta bo'lsa, Uayt formulasidan chetlanish elektronlarning qizishiga olib keladigan elektr maydonining qiymatidan ancha past maydonlarda ham yuzaga kelishi mumkin ekanligi ko'rsatildi.

1- bob.

PYEZOELEKTRIK YARIMO'TKAZGICHLARDA TOVUSH TO'LQINI TARQALISHINING MAKROSKOPIK NAZARIYASI

Tovush to'lqinining yarimo'tkazgich o'tkazuvchan elektronlari bilan o'zaro ta'sirini odatda ikki chegaraviy hollarda, ya'ni $ql \ll 1$ va $ql \gg 1$ hollarda, o'rganish qulay ekan. Bu yerda $q = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – to'lqin uzunlikka ega bo'lgan tovushning to'lqin vektori, l – elektronlarning erkin chopish uzunligi. Agar yarimo'tkazgichda tarqalayotgan tovush ultratovush bo'lsa, uning to'lqin uzunligi yetarlicha katta bo'ladi va $ql \ll 1$ shart bimalol bajariladi. Bu yaqinlashuvda tovushning pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda tarqalish nazariyasi Xatson va Uayt [1] hamda Uayt [2] tomonidan ishlab chiqilgan. Bu nazariya makroskopik nazariya hisoblanadi, chunki tovush to'lqini o'zi tarqalayotgan moddada tarqalishida elektronlar taqsimlanishiga ta'sir qiluvchi klassik to'lqin deb qaraladi. Biz ushbu bobda tovush tarqalishida elektronlarning qayta taqsimlanishi, bu elektronlar tomonidan yuzaga keltiriladigan akustik hodisalar-tovush to'lqinining berilgan moddada yutilishi, agar bu modda tashqi doimiy elektr maydoniga kiritilsa, ma'lum shartlar bajarilganda tovush to'lqinining kuchayishi mumkinligi to'g'risida qisqacha to'xtalib o'tamiz.

1.1. Zaryad tashuvchilar tomonidan yuzaga keltiriladigan akustik hodisalar

Yarimo'tkazgichlar dielektrlardan shu bilan farq qiladiki, chekli temperaturada yarimo'tkazgichlarda ma'lum miqdorda erkin zaryad tashuvchilar mavjud bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarda kuzatiladigan akustik samaralarning o'ziga xos xususiyatlari tovush to'lqinining ana shu zaryad tashuvchilar bilan o'zaro ta'siriga asoslangandir. Albatta bunday samaralar kristallik panjaralar tomonidan ham chaqirilishi mumkin. Bu turdagi samaralar tovush to'lqinining panjarasi

issiqlik tebranishlari, ulardagi nuqsonlar va hokazolar bilan o'zaro ta'siriga asoslangan bo'ladi. Lekin yarimo'tkazgichlardagi panjaraviy samaralar dielektrlarda kuzatiladigan ana shunday samarlardan deyarli farq qilmagani uchun biz asosiy e'tiborimizni erkin zaryad tashuvchilar - elektronlar bilan bo'lgan akustik samarlarga qaratamiz. Tovush to'lqinining o'tkazuvchanlik elektronlari bilan o'zaro ta'sirining qanday amalga oshirilishini qarab chiqaylik. Biz ko'rgan tovush to'lqini kristalldagi hosil bo'ladigan davriy deformatsiya to'lqin deb hisoblanadi. Kristall deformatsiyasi uning zonalar strukturasi o'zgarishiga olib keladi. Natijada deformatsiya vaqtida $\vec{p}$ kvaziimpulsga ega bo'lgan elektron energiyasi o'zgaradi. Deformatsiya kichik bo'lganida, tabiiyki, bunday o'zgarish ham kichik bo'ladi va aytish mumkinki u deformatsiya tenzori U_{ik} -ga proporsional bo'ladi. Shunday qilib, deformatsiyalangan kristallda elektron energiyasini

$$\varepsilon(\vec{p}) = \varepsilon_0(\vec{p}) + \Lambda_{ik} U_{ik}$$

tariqasida ifodalasa bo'ladi. Bu yerda $\varepsilon_0(\vec{p})$ deformatsiyalanmagan kristallda elektron energiyasi, Λ_{ik} ikkinchi rang tenzor bo'lib, deformatsiya vaqtida elektron energiyasining o'zgarishini ifodalaydi. Deformatsiya tenzori o'lchamli kattalik bo'lganidan Λ_{ik} energiya o'lchamiga va atom energiyasi tartibidagi qiymatga ega bo'ladi. Shuning uchun tartibi birga teng bo'lgan deformatsiya paytida elektron energiyasi o'zining kattaligi tartibida o'zgarmog'i lozim bo'ladi. Λ_{ik} tenzori komponentalarning xarakterli qiymati bir necha elektron volt atrofida bo'ladi. Bu tenzor deformatsion potentsial tenzori deyiladi. Umuman aytganda Λ_{ik} tenzori elektron kvaziimpulsi $\vec{p}$ ga bog'liq bo'ladi.

Lekin yarimo'tkazgichlarda bu bog'lanish muhim ahamiyatga ega emas, chunki ularda erkin elektronlar metallardagiga nisbatan ancha kam miqdorda bo'ladi va ular zonalar ekstremumlari yaqinidagi $\vec{p}$ fazoning ozgina qismida taqsimlangan bo'ladi. Λ_{ik} o'zgarishining xarakterli masshtabi Brilluyen zonasi chegaraviy kvaziimpulsi tartibida, ya'ni $\frac{h}{a}$ tartibida bo'ladi (a - kristall panjara doimiysi, h - Plank doimiysi). Shuning uchun zonalar ekstremumi yaqinida Λ_{ik} ni

qatorga yoyib, qatorning birinchi hadi $\Lambda_{ik} = \text{const}$ bilan chegaralansak bo'ladi. Metallarda bunday yaqinlashuv noo'rin bo'ladi, chunki ularda $\Lambda_{ik} = \Lambda_{ik}(\bar{p})$ bog'lanish muhim hisoblanadi.

Deformatsion o'zaro ta'sir barcha yarimo'tkazgichlarda mavjud bo'ladi. Lekin u o'zaro ta'sirning yagona manba'si bo'lib hisoblanmaydi. Bundan tashqari, pyezoelektrik xossaga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarning deformatsiya paytida yuzaga keladigan pyezoelektrik maydonlar bilan o'zaro ta'siri deformatsion o'zaro ta'siriga nisbatan muhimroq hisoblanadi. Kirishda qayd qilganimizdek, pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda 50 MHz chastotada akustoelektron o'zaro ta'sir nopyezoelektrik yarimo'tkazgich (masalan, Ge da) hosil bo'ladigan akustoelektron o'zaro ta'sirdan 10^{-5} tartibida kuchliroq namoyon bo'ladi.

Elektronlar tomonidan yuzaga keltiriladigan akustik hodisalar ichida birinchi navbatda tovushning yutilishini eslatib o'tamiz. Bu hodisani kuzatish bunchalik ham oson emas, chunki tajribada elektron tomonidan tovushning yutilishini panjara tomonidan bo'ladigan yutilishdan farq qilish oson bo'lmaydi. Ularni bir biridan farq qilish maqsadida fotoo'tkazuvchan yarimo'tkazgichlardan foydalaniladi, chunki ularda yorug'lik intensivligini oshirish yordamida o'tkazuvchan elektronlar kontsentratsiyasini ko'paytirish imkoni mavjud bo'ladi. Boshqa xil yarimo'tkazgichlarda esa elektron tomonidan bo'ladigan yutilishni ayrim tekshirish uchun o'tkazgichni tashqi elektr va magnit maydonlariga kiritib, yutilishning o'zgarishini o'rganish mumkin bo'ladi. Chunki bu maydonlar tovushning panjaraviy yutilishini o'zgarmasdan elektronli yutilishga kuchli ta'sir ko'rsatadi. Kelgusida biz faqat elektronli yarimo'tkazgichlardagi akustik hodisalarni qaraymiz (kovakli yarimo'tkazgichdagi akustik samaralar elektronli samaralarga o'xshash bo'ladi). Bizni qiziqtiradigan elektron kontsentratsiyalari $10^{11} - 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ atrofidagi qiymatlarga ega bo'ladi.

O'tkazuvchan elektronlar bilan bog'liq bo'lgan navbatdagi akustik samara tovush tezligining biz tekshirayotgan yarimo'tkazgichlarda o'zgarishidir. Odatda bunday o'zgarish o'tkazuvchan elektronlar kontsentratsiyasi o'zgarsa yoki magnit maydon kuchlanganligi o'zgarganida ro'yobga kelishi mumkin.

Nihoyat, biz qaraydigan uchinchi akustik samara o'tkazgichda akustoelektrik tokning hosil bo'lishi va natijada o'tkazgich solishtirma qarshiligining o'zgarishidir. Odatda oxirgi samara dielektrlarda kuzatilmaydi. Bu samaraning mohiyati qisqacha quyidagidan iboratdir.

Yarimo'tkazgichda tarqalayotgan tovush to'liqini hosil qilgan potentsial chuqurchalarga o'tkazuvchan elektronlar bir qismi joylashib oladi va tovush bilan birga tarqala boshlaydi. Natijada o'tkazgich ulangan yopiq zanjirda doimiy tok hosil bo'ladi. Ana shu tok akustoelektrik tok hisoblanadi. Agar zanjir uzilsa, o'tkazgich uchlarida potentsiallar farqi - akusto EYuK hosil bo'ladi.

1.2.Tovush to'liqini maydonida elektronlarning qayta taqsimlanishi

Yarimo'tkazgichlarda pyezoelektrik maydon bilan o'tkazuvchanlik elektronlarning qanday o'zaro ta'sir qilishini qarab chiqaylik.

Faraz qilaylikki, dastlab qandaydir vaqt momentida o'tkazgichda fazoviy davriy statik deformatsiya

$$\vec{u} = \vec{u}_0 \cos kx$$

yaratilgan bo'lsin. Qulaylik uchun x_1 o'q kristall simmetriya o'qi bo'ylab yo'nalsin, $\vec{u}$ vektor esa x_1 ga parallel bo'lsin. Bu holda $\beta_{i,kj}$ tenzorining faqatgina bitta komponentasi muhim hisoblanadi va bu komponentasi skalyar kattalik bo'lib, uni β orqali belgilaylik. Kelgusida ana shu holni qaraymiz va barcha joyda β skalyar kattalik deb hisoblaymiz. Pyezoelektrik uchun Puasson tenglamasi

$$\varepsilon_0 E - 4\pi\beta \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

dan

$$E = \frac{4\pi\beta}{\varepsilon_0} \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.1)$$

tenglikka ega bo'lamiz. $E = -\frac{\partial \varphi_0}{\partial x}$ bo'lgani uchun

$$\varphi_0 = -\frac{4\pi\beta}{\varepsilon_0} u \quad (2.2)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Pyezoelektrik o'rnida pyezoelektrik yarimo'tkazgich bo'lsa, o'tkazuvchan elektronlar hulqi qanday bo'ladi? Bu holda tovush yaratgan pyezoelektrik maydonda elektronlar fazoda qayta taqsimlanadi, ular potentsial cho'qqilardan tushib, potentsial «o'ra»larni to'ldirishga harakat qiladi. Buning natijasida boshlang'ich potentsial φ kamayadi yoki boshqacha qilib aytganda bu potentsialning o'tkazuvchan elektronlar tomonidan to'silishi yuzaga keladi. Shuning uchun biz birinchi savol, u ham bo'lsa, elektronlarning qayta taqsimlanishi qanday sodir bo'ladi va qanday qilib potentsial elektronlar tomonidan to'siladi, degan savolga javob topishimizga to'g'ri keladi. Buning uchun biz elektronning tovush to'lqini maydonida qanday harakat qilishini

aniqlashimizga to'g'ri keladi. Bu masalaning yechimi tovush to'lqini uzunligi $2\frac{\pi}{k}$

va elektronlar erkin chopish yo'li uzunligi l o'rtasidagi munosabatga, yoki kl parametrning kattaligiga juda bog'liq bo'ladi. Bu parametr umuman o'tkazgichlar akustik xossalari nazariyasida muhim parametr hisoblanadi, uning turli qiymatlarida elektronlar tovush bilan turlicha o'zaro ta'sir qilishadi. Biz bu bo'limda uzun to'lqinlar diapazonini qaramoqchi bo'lganimiz uchun

$$ql \ll 1 \quad (l \ll \lambda)$$

hol bilan chegaralanamiz.

Bu shart shuni ko'rsatadiki, tovush to'lqin uzunligi tartibidagi masofalarda elektronlar juda ko'p marta o'zaro to'qnashib ulguradi. Bunday to'qnashuvlar natijasida elektronlar taqsimotida muvozanat holat hosil bo'ladi - elektronlarga

elektr o'tkazuvchanlik σ_0 va diffuziya koeffitsienti D bilan harakatlanuvchi hajmiy zaryad tariqasida qarash mumkin bo'ladi. Natijada tok zichligini

$$j_x = \sigma_0 E_x - eD \frac{\partial \delta n}{\partial x} \quad (2.3)$$

ko'rinishida yozishimiz mumkin. Bu yerda δn elektronlar konsentratsiyasining o'zgarishi ($\delta n = n_0 - n$), e - elektron zaryadi. (2.3) ning birinchi hadi oddiy Ohm qonuni bilan ifodalanuvchi tok, ikkinchisi fazoda elektronlarning bir jinsli bo'lmagan taqsimoti tufayli yuzaga kelgan diffuzion tokdir.

Tashqi elektr maydoni bo'lmaganida statsionar holatda tok zichligi j_x nolga teng bo'lmog'i zarur. Shuning uchun bunday holatda (2.3) dan

$$\delta n = - \frac{\sigma_0}{eD} \varphi$$

Bu yerda biz pyezoelektrik maydon E_x ni φ orqali ifodaladik:

$$E_x = - \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

Yarimo'tkazgich holida Puasson tenglamasi.

$$\frac{\partial D}{\partial x} = 4\pi e \delta n$$

ko'rinishda yozilgani va induktsiya.

$$D = -\varepsilon_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} - 4\pi\beta \frac{\partial u}{\partial x}$$

bo'lgani uchun Puasson tenglamasi endi

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{4\pi\sigma_0}{D} \varphi = -4\pi\beta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.4)$$

ko'rinishni oladi. Deformatsiya bo'lmagan vaqtda (2.4)

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon_0 D} \varphi = 0$$

va bu yerda $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$ hosilaning o'lchami $\frac{\varphi}{R^2}$ (R-uzunlik o'lchami) bo'lganidan potentsial φ ning fazoviy o'zgarishini aniqlovchi xarakterli uzunlik bo'lib,

$$R = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 D}{4\pi\sigma_0}} \quad (2.5)$$

kattalik hisoblanadi. Muvozanat holatda elektr o'tkazuvchanlik σ_0 , diffuziya koeffitsienti D o'zaro Eynshteyn munosabati deb ataluvchi munosabat bilan bog'langan bo'ladi. Bu munosabat muvozanat holatda to'liq tokning mavjud bo'lmasligi talabidan kelib chiqadi. Muvozanat holatida elektronlar konsentratsiyasi n ning faqat kimyoviy potentsial ζ ga bog'liq bo'lgani uchun (2.3) tenglik

$$j_x = \sigma_0 \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) - eD \frac{\partial n}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (2.6)$$

ko'rinishni oladi. Muvozanat holatda elektrokimyoviy potentsial $\varphi + \frac{\zeta}{e}$ doimiy qiymatga ega bo'lishligidan

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = -e \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

tenglikka ega bo'lamiz va $j_x = 0$ bo'lganidan (2.6) dan

$$\sigma_0 = e^2 D \frac{\partial n_0}{\partial \zeta} \quad (2.7)$$

(muvozanat holatida $n = n_0$). (2.7) ni (2.5) ga qo'yamiz:

$$R = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{4\pi e^2 \frac{\partial n_0}{\partial \zeta}}} \quad (2.8)$$

Boltsman statistikasi holida

$$\frac{\partial n_0}{\partial \zeta} = \frac{n_0}{kT}$$

(k - Boltsman doimiysini bundan keyin $k = 1$ deb olamiz) bo'lgani uchun

$$R = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T}{4\pi e^2 n_0}} \quad (2.9)$$

bo'ladi va u Debay-Xyukkel to'silish radiusi deyiladi.

Fermi statistikasi holida

$$\frac{\partial n_0}{\partial \zeta} = \frac{3n_0}{2\zeta}$$

va

$$R = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \zeta}{6\pi e^2 n_0}} \quad (2.10)$$

Tomas - Fermi to'silish radiusi deyiladi. Biz qarayotgan holda

$$\varphi, u \sim \cos kx$$

qonuni bilan o'zgarayotgani uchun (2.4) tenglamaning yechimi

$$k^2 \varphi + \frac{1}{R^2} \varphi = k^2 \varphi_0$$

yoki

$$\varphi = \varphi_0 \frac{(kR)^2}{1 + (kR)^2} \quad (2.11)$$

ko'rinishda beriladi va bu yerda φ_0 (2.2) formula bilan aniqlanadi. Shunday qilib, pyezoelektrik potensialning elektronlar tomonidan to'silishi tovush to'lqin uzunligi

$\frac{2\pi}{k}$ va to'silish radiusi R lar o'rtasidagi munosabatga bog'liq bo'lar ekan. Agar $kR \ll 1$ (ya'ni $R \ll \lambda$) bo'lsa, $\varphi \ll \varphi_0$ bo'ladi-pyezoelektrik potentsial to'liq to'silib qolinadi, ya'ni o'tkazgichning pyezoelektrik xossasi yo'qoladi va u o'zini pyezoelektrik dielektrik kabi his etadi. Aksincha, $R \gg 1$ bo'lsa, elektronlarning fazodagi qayta taqsimlanish qisqa to'lqinli tovushni sezmaydi. (2.11) munosabatni yana quyidagicha ham tushinish mumkin: statsionar holatda maydon tomonidan yuzaga keltirilgan o'tkazuvchanlik toki bilan fazoda elektronlarning qayta

taqsimlanishi tufayli hosil bo'lgan diffuzion tokning muvozanati mavjud bo'ladi. Shuning uchun elektr o'tkazuvchanlikning diffuziya koeffitsientiga nisbati qancha katta bo'lsa, elektronlarning qayta taqsimlanishi shuncha ko'p bo'ladi yoki berilgan k ning qiymatida R shuncha kichik bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda fazoda qancha ko'p elektronlar qayta taqsimlansa, boshlang'ich potentsial φ_0 ning to'silishi shuncha samarali bo'ladi.

Tipik hollarda to'silish radiusining xarakterli qiymatlarini keltiramiz. CdS kristalida uy temperaturasi $T \sim 10^{-14}$ erg, $n_0 \sim 10^{12} \text{ sm}^{-3}$ bo'lganida $R \cong 5 * 10^{-4} \text{ sm}$;
 $n_0 \sim 10^{14} \text{ sm}^{-3}$ da $R \cong 5 * 10^{-5} \text{ sm}$ ($\varepsilon_0 \sim 9,4$)

Faraz qilaylikki, endi kristallda tarqalayotgan tovush to'lqini kristallning har bir nuqtasida ω chastota bilan davriy o'zgaruvchi elektr maydon yaratayotgan bo'lsin. Savol tug'iladi: yuqorida bayon etilgan statik to'silish qanday vaqt ichida amalga oshadi? Bu savolni oydinlashtirish uchun nostatsionar holatda tok zichligi doimiy bo'la olmasligini va uning koordinataga bog'liq bo'lishligini hisobga olamiz.

Odatda bunday bog'lanish uzluksizlik tenglamasi

$$e \frac{\partial \delta n}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$$

bilan aniqlanadi. Bu tenglama bilamizki, elektr zaryadining saqlanish qonuni hisoblanadi. Bu tenglamadagi j o'rniga (2.3) tenglamadagi qiymatni qo'yib, barcha o'zgaruvchi kattaliklarni fazoviy bog'lanishi $\exp[ikx]$ qonuni bilan berilishini eslasak,

$$e \frac{\partial \delta n}{\partial t} + e^2 D k^2 \delta n + \sigma_0 k^2 \varphi = 0 \quad (2.12)$$

tenglamaga ega bo'lamiz. (2.12) dagi δn o'rniga Puasson tenglamasi

$$-\varepsilon_0 k^2 \varphi_0 + \varepsilon_0 k^2 \varphi = 4\pi e \delta n$$

dagi δn qiymatini qo'yish natijasida topamiz:

$$\varphi = \varphi_0 \frac{-i\omega\tau_M + (qR)^2}{1 + (qR)^2 - i\omega\tau_M} \quad (2.13)$$

Agar $qR \ll 1$ deb olsak, elektronlarning muvozanat quyqasining xarakterli relaksatsiya vaqti bo'lib

$$\tau_M = \frac{\varepsilon_0}{4\pi\sigma_0} \quad (2.14)$$

hisoblanadi va u maksvellcha relaksatsiya vaqti deyiladi. (2.14) dan ko'rinadiki, τ_M elektr o'tkazuvchanlik σ_0 ga teskari proporsional bo'ladi, chunki elektr o'tkazuvchanlik jarayonlari tufayli o'tkazuvchanlik elektronlari fazoda qayta taqsimlana oladi. Agar $\omega\tau_M$ kattalik kichik bo'lsa, tovush davri ichida statik to'silish to'la amalga oshadi hamda elektronlarning fazodagi taqsimlanish manzarasi statik holdagi taqsimlanishdan deyarli farq qilmaydi. Bu holda φ potensial φ_0 dan

$$\frac{(qR)^2}{1 + (qR)^2}$$

ko'payuvchi bilan farq qiladi. Xuddi ana shunday ko'payuvchi pyezoelektrik samara tufayli yarimo'tkazgichda tarqalayotgan tovush tezligida ham ishtirok etadi:

$$w = w_0 \left\{ 1 + \frac{\chi}{2} \frac{(qR)^2}{1 + (qR)^2} \right\}$$

Teskari chegaraviy holda ya'ni $\omega\tau_M \gg 1$ bo'lganda, to'silish hosil bo'lib ulgurmaydi va pyezoelektrik yarimo'tkazgichda tovush tezligi uning pyezoelektrikdagi tezligi w_d ga teng bo'ladi:

$$w = w_d = w_0 \left\{ 1 + \frac{\chi}{2} \right\}$$

Chastotalarning keng intervalida tovush tezligi

$$w = w_0 \left\{ 1 + \frac{\chi}{2} \frac{(qR)^2 [1 + (qR)^2] + (\omega\tau_M)^2}{[1 + (qR)^2]^2 + (\omega\tau_M)^2} \right\}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

1.3. Tarqalayotgan tovush uchun dispersiya qonuni

Yarimo'tkazgichdagi elektronlarning unda tarqalayotgan tovush to'liqiniga javobini sifat jihatidan qarab chiqqanimizdan keyin endi biz tovushning yutilishi va kuchayishini hisoblashga kirishamiz.

Yarimo'tkazgichlarda tovush to'liqiniga o'tkazuvchanlik elektronlari bilan o'zaro ta'siri qanday paydo bo'lishini qarab chiqaylik. Dastlab faraz qilaylikki, tovushning to'liqin uzunligi $\frac{2\pi}{q}$ (bu yerda q - tovush to'liqin vektorining absolyut qiymati) berilgan yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilarning erkin chopish uzunligi ℓ dan juda katta bol'sin: $\frac{2\pi}{q} \gg \ell$ yoki $q\ell \ll 1$. Qo'laylik uchun tovush to'liqini uchunchi tartibli simmetriya o'qidan past bo'lmagan simmetriya o'qi bo'ylab berilgan o'tkazgichda tarqalayotgan bo'lsin. Bu o'qni x - o'qi deb olaylik. Bu holda kristallga xos bo'lgan barcha tenzor kattaliklar, masalan elastiklik moduli tenzori - c_{ijkl} (bu tenzor 4-rang tenzor umumiy holda, pyezoelektr modul tenzori - β_{ijk} lar (3- rang tenzor)) skalyar kattaliklarga aylanadi va pyezoelektrik yarimo'kazgichda tarqalayotgan tovush to'liqini elastiklik nazariyasi tenglamasi bo'lgan

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (3.1)$$

tenglama bilan,

$$\frac{\partial D}{\partial x} = 4\pi n \quad (3.2)$$

Puasson tenglamasi bilan,

$$e \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0 \quad (3.3)$$

uzluksizlik tenglamasi bilan hamda tok zichligi j ni konsentratsiya n

gradiyenti va elektr maydoni $\varepsilon = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ bog'lovchi

$$j = -en_0\mu \frac{\partial \varphi}{\partial x} - eD \frac{\partial n}{\partial x} + enV_d \quad (3.4)$$

temglama bilan ifodalanadi. Bu yerda ρ, D, μ, V_d lar mos ravishda modda zichligi, diffuziya koeffitsiyenti, elektronlar ildamligi, dreyf tezligi, n_0 - tovush bo'lmagandagi elektronlar konsentratsiyasi, u - tovush to'lqinidagi siljish.

Elektr maydoning muhitdagi induksiya vektori pyezoeffekt xossa nazarga olinganida

$$D = -\varepsilon_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} - 4\pi\beta \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.5)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu yerda φ - tovush to'lqini yaratgan elektr maydoniga to'g'ri keluvchi effektiv potensial, ε_0 - kristallning dielektrik o'tkazuvchanligi.

Pyezoyarimo'tkazgichda davriy deformatsiya hosil qiluvchi tovush to'lqini ta'siri ostida elektr maydoni yuzaga keladi. Bu maydon potentsiali (2-5) tenglamalar sistemasidan oson topiladi. Agar tovush to'lqinidagi siljishni

$$u = u_0 e^{i(qx - \omega t)}$$

garmonik qonun bilan davriy o'zgaradi deb hisoblasak, shuningdek elektronlar ildamligi μ va diffuziya koeffitsiyenti $\bar{A}$ o'rtasida Eynshteyn munosabati

$$e \bar{A} = \mu T$$

(bu yerda T - panjara temperaturasi energiya birligida, yani kT da $k = 1$ deb hisoblaganda) o'rinli deb hisoblasak, elektr maydoninig potentsiali [5]

$$\varphi = \varphi_0 \frac{(\omega - qV_d)\tau_M + i(q/\eta)^2}{(\omega - qV_d)\tau_M + i[1 + (q/\eta)^2]} \quad (3.6)$$

yoki

$$|\varphi|^2 = |\varphi_0|^2 \frac{(q/\eta)^4 + [(\omega - qV_d)\tau_M]^2}{[1 + (q/\eta)^2]^2 + [(\omega - qV_d)\tau_M]^2} \quad (3.7)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda

$$\varphi_0 = - \frac{4\pi\beta}{\varepsilon_0} u_0 -$$

pyezodielektrikda elektr maydoni amplitudasi,

$$\eta = (4\pi e^2 n_0 / \varepsilon T)^{1/2} - \text{debaycha radius,}$$

$\tau_M = \varepsilon_0 / 4\pi e\mu$ - Maksvellcha relaksatsiya vaqti,

$$V_d = \mu E -$$

-elektronlarning E maydondagi tezligi yoki dreyf tezligi, ω, q - mos ravishda tovush chastotasi va to'lqin vektori.

Yarimo'tkazgichda yuzaga kelgan pyezoelektrik maydon ta'siri ostida zaryad tashuvchilarning fazoda qayta taqsimlanishi sodir bo'ladi. Natijada boshlang'ich potensial kamayadi, yani erkin zaryadlar tomonidan maydonning to'silishi (ekranlashuvi) yuzaga keladi. Bunday to'silish darajasi tovush to'lqin vektori q va debaycha ekranlashuv radiusi $\approx$ o'rtasidagi munosabatga bog'liq bo'ladi. (6-7) lardan osongina ko'rishimiz mumkinki, agar $(q/\eta)^2 \ll 1$ bo'lsa, fazoda kuchli to'silish yuzaga keladi va zaryad tashuvchilarning sezilarli qayta taqsimlanishi sodir bo'ladi. Aksincha, qisqa to'lqinlar sohasi $(q/\eta)^2 \gg 1$ da esa zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishi deyarlik sodir bo'lmaydi va ekranlashuv amalda mavjud bo'lmaydi. (3.6-3.7) dagi τ_M aynan shunday vaqt hisoblanadiki, φ potensial yo'q qilingandan keyin zaryad tashuvchilarning fazoda muvozanatli taqsimoti yuzaga kelgancha o'tgan vaqtni bildiradi. (1-5) tenglamalar sistemasi tovushning dispersiyasi qonunini topish uchun to'liq sistemani tashkil etadi. Agar bu tenglamalarda ishtirok etayotgan barcha o'zgaruvchilar $\exp[i(qx - \omega t)]$ garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi deb hisoblansa, (3.1-3.5) sistema algebraik tenglamalar sistemasiga aylanadi. Bu tenglamalar noldan farqli yechimga determinantning

$$\begin{vmatrix} cq^2 - \rho\omega & -\beta q^2 & 0 \\ -4\pi\beta q^2 & -\varepsilon_0 q^2 & 4\pi e \\ 0 & e n_0 \mu q^2 & -ie[\omega + q(iq\mathcal{D} - V_d)] \end{vmatrix} = 0 \quad (3.8)$$

bo'lganida ega bo'ladi.

Tovush to'lqinlarining zaryad tashuvchilar bilan o'zaro ta'sirini xarakterlovchi tovush to'lqin vektoriga qo'shiladigan elektron tuzatma χ bo'yicha chiziqli yaqinlashuvda (8) dan osonlik bilan topiladi:

$$\Delta q = -\chi \frac{q_0}{2} \left[1 - \frac{1 + (q/\eta)^2 - i(\omega - qV_d)\tau_M}{[1 + (q/\eta)^2]^2 + [(\omega - qV_d)\tau_M]^2} \right] \quad (3.9)$$

Bu yerda $\chi = \frac{4\pi\beta^2}{\varepsilon_0 c}$ - elektromexanik bog'lanish doimiysi,

$q = \frac{\omega}{w}$, $q_0 = \frac{\omega}{w_0}$; w_0 , w - mos ravishda pyezoelektrik dielektrikda va pyezoelektrik yarimo'tkazgichda tovushning faza tezliklari.

(3.9) dan tovush tezligining o'zgarishi $\Delta w = w_0 - w$ ni va tovushning yutilish koeffitsiyenti G ni quyidagicha topamiz:

$$\Delta w = w_0 \operatorname{Re} \frac{\Delta q}{q_0}, \quad G = \operatorname{Im} \Delta q \quad (3.10)$$

U holda (3.9) dan osonlik bilan bu kattaliklarni topa olamiz:

$$w = w_0 \left\{ 1 + \frac{\chi}{2} \frac{(q/\eta)^2 [1 + (q/\eta)^2] + [(\omega - qV_d)\tau_M]^2}{[1 + (q/\eta)^2]^2 + [(\omega - qV_d)\tau_M]^2} \right\} \quad (3.11)$$

$$G = \frac{\chi q_0}{2} \frac{(\omega - qV_d)\tau_M}{[1 + (q/\eta)^2]^2 + [(\omega - qV_d)\tau_M]^2} \quad (3.12)$$

Shunday qilib tovush to'lqinining zaryad tashuvchilar bilan o'zaro ta'sir effekti [12] tovushning yutilishiga va uning tezligining o'zgarishiga olib keladi.

Bundan tashqari, zaryad tashuvchular bir qismining tovush to'liqini yuzaga keltirgan porenial chuqurliklarga joylashib olishi va bu to'liqin bilan ergashib ketishi natijasida akustoelektrik tokning paydo [13] bo'lishi ham mumkin bo'ladi. Bunday effekt nochiziqli effekt hisoblanadi.

Yutilish koeffitsiyentining chastotaga bog'liqligini sifat jihatdan quyidagicha tushuntirsa bo'ladi.

Tovush to'liqini yuzaga keltirgan elektr maydoni o'zgaruvchan elektr maydoni bo'lgani uchun u o'zgaruvchan tok zichligi j ni hosil qiladi. Bu tok koordinataga bog'liq bo'lganidan erkin elektronlarning qayta taqsimlanishini yuzaga keltiradi. Qayta taqsimlangan zaryadlar o'z navbatida qo'shimcha elektr maydonini yaratadi. Bu maydon boshlang'ich pyezoelektrik maydonga teskari yo'nalgan bo'ladi, demak, umumiy tok zichligining kamayishiga olib keladi. Zaryadlarning qayta taqsimlanishi τ_M vaqt ichida sodir bo'ladi. Statik deformatsiyada zaryadlar shunday qayta taqsimlanadiki, ularning maydoni pyezoelektrik maydonni to'lasincha kompensatsiyalangan bo'ladi, shu boisdan tok zichligi nolga teng bo'ladi. Agar deformatsiya $\omega \ll 1/\tau_M$ chastota bilan o'zgarib borsa, to'liq kompensatsiya yuzaga kelib ulgurmaydi va katta bo'lmagan ayirma maydon qolgan bo'ladiki, u ω ga proporsional bo'ladi. Demak, bunga mos ravishda elektr toki j ham ω ga proporsional bo'ladi, yutilish koeffitsiyenti G esa tok zichligi kvadratining o'rtacha qiymati bilan aniqlangani uchun ω^2 ga proporsional bo'ladi. Teskari holda, yani $\omega \gg 1/\tau_M$ bo'lganda, hajmiy zaryadlar maydoni tovush to'liqini ichida umuman yuzaga kelib ulgurmaydi. Shuning uchun j va elektr maydoni o'rtasidagi proporsionallik koeffitsiyenti chastotaga bog'liq bo'lmaydi. Xuddi shunday yutilish koeffitsiyenti G ham chastotaga bog'liq bo'lmaydi. (12) ning mahrajida joylashgan $(\omega \tau_M)^2$ had G ning vaqt bo'yicha dispersiyasini aniqlaydi hamda bir chegaraviy holdan ikkinchi chegaraviy holda o'tishi ta'minlaydi.

Tovush yutilishini kamaytirishiga ko'mak beruvchi omillardan biri bo'lib diffuziya hisoblanadi. Diffuzion tok konsentratsiya gradiyentiga proporsional

bo'lib, bu gradiyent yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda yo'nalgan bo'ladi. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi kam bo'lgan holga uzun to'lqinlar to'g'ri keladi, ular uchun diffuzion tok ham kichik bo'ladi. Bu tok o'tkazuvchan tokka $q \approx \eta$ bo'lganda solishtirarli darajada bo'ladi, $q \gg \eta$ bo'lganda esa j ni to'lasincha kompensatsiyalangan bo'ladi. Bu holat (3.12) ning mahrajida joylashgan va tovush yutilishining fazoviy dispersiyasini aniqlovchi $\left(\frac{q}{\eta}\right)^2$ had orqali berilgandir. Yutilish koeffitsiyenti G ning chastotaga bog'lanish xarakteri (3.12) ning mahrajidagi $(\omega \tau_M)^2$ hadningmi yoki $\left(\frac{q}{\eta}\right)^2$ hadningmi birinchi bo'lib birga tenglashiga bog'liq bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda $\left(\omega \tau_M \frac{\eta}{q}\right)^2$ parametrining kattaligiga bog'liq bo'ladi.

Agar

$$\left(\omega \tau_M \frac{\eta}{q}\right)^2 \ll 1 \quad (3.13)$$

bo'lsa, (3.12) ning mahrajidagi $(\omega \tau_M)^2$ ning baxridan o'tish mumkin. Yutilish koeffitsiyenti o'zining maksimal qiymatiga

$$\omega = \omega_{\max} = \omega \eta$$

bo'lganda, yani tovush to'lqini uzunligi $2\pi R$ (bu yerda R -Debay-Xyukkel radiusi) ga teng bo'lganda. Bu maksimum nisbatan keskin ko'rinishda bo'ladi [].

(3.13) shartga teskari chegaraviy holda yutilish koeffitsiyenti ω^2 ga proporsional bo'lib, to $\frac{1}{\tau_M}$ tartibdagi chastotagacha oshib boradi, $\frac{1}{\tau_M}$ keyin bu oshish sekinlashadi. Yutilish koeffitsiyenti $\omega = \omega_{\max}$ da yana o'zining maksimal qiymatiga erishadi, lekin bu holda kuzatiladigan maksimum uncha keskin bo'lmaydi. Bu koeffitsiyent $\omega \gg \omega_{\max}$ da ω^2 ga teskari proporsional ravishda o'zgaradi.

Biz qarab chiqqan tovush yutilishining nazariyasi chiziqli nazariya hisoblanadi, yani bunda tovush intensivligi hamma joyda kichik deb faraz etiladi. Bu nazariyaga ko'ra, yarimo'tkazgichda tovushning tarqalish tezligi uning amplitudasiga bog'liq bo'lmaydi, tovushning intensivligi s esa fazoda

$$S = S_0 e^{-Gx}$$

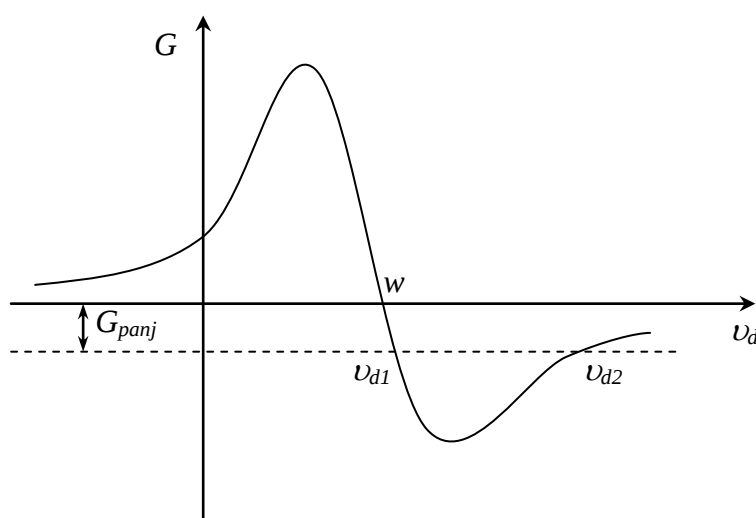
qonuni bilan kamayib boradi. Bu yerda s_0 -kristallga "kirishdagi" intensivlik.

(12) formuladan ko'rinadiki, agar

$$\omega - q V_d = q \left(\frac{\omega}{q} - V_d \right) > 0$$

yani dreyf tezligi v_d tovush tezligi $w = \frac{\omega}{q}$ dan kichik bo'lsa, $G > 0$ bo'ladi va

tovushning muhitda yutilishi sodir bo'ladi. Agarda yarimo'tkazgichga $E > \frac{w}{\mu}$



bo'lgan elektr maydoni bilan ta'sir etilsa, tovushning yutilishi uning kuchayishiga almashadi.

Elektr maydonida tovush to'liqlinining kuchayishi muhitda Cherenkov nurlanishiga o'xshash bo'lgan effect

hisoblanadi, yani elektronlar elektr maydonida tovushning muhitdagi tezligidan katta bo'lgan tezlik bilan dreyflansa, ular fononlar nurlantirishi mumkin bo'ladi.

Bu holda yutilish koeffitsiyenti $G < 0$ bo'lib qoladi hamda tovushning intensivligi eksponensial qonun bo'yicha oshib ketadi:

$$S = S_0 e^{|G|x}$$

Yutilish koeffitsiyentining dreyf tezligiga bog'liqlik qrafikasi quyida berilmoqda. Bu rasmdan ko'rinadiki, koeffitsiyent G uchun egrilk noldan $v_d = w$ bo'lganda o'tadi. $G(v_d)$ bog'lanish egriligi $v_d = w$ chiziqqa nisbatan antisimmetrik hisoblanadi. Bu yerda muhim bir holni qayd qilib o'tishga to'g'ri keladi: dreyf yo'nalishi bo'yicha tarqalayotganda tovush kuchayishi kuzatilsa, uning teskari yo'nalishda tarqalishida tovushning albatta susayishi sodir bo'ladi.

Chastota ω ning berilgan qiymatida yutilish koeffitsiyenti o'zining ekstremal qiymatiga erishadi:

$$G_{\max} = \frac{\chi}{4w} \frac{\omega}{1 + \left(\frac{q}{\eta}\right)^2}$$

Bu holda dreyf tezligi o'zining maksimal qiymatiga ega bo'ladi:

$$V_d^{\max} = w \left[1 + \frac{1 + \left(\frac{q}{\eta}\right)^2}{\omega \tau_M} \right]$$

Zaryad tashuvchilar-elektronlarning kichik konsentratsiyasida, yani $\left(\frac{q}{\eta}\right)^2 \gg 1$ bo'lganda, konsentratsiyaga proporsional osha boradi.

Elektronlar tomonidan tovushning yutilishi bilan bir vaqtda panjara angarmonizmi bilan bog'liq bo'lgan va panjara yutilishi deb ataluvchi tovush yutilishi ham sodir bo'ladi. Bunday yutilish rasmda G_p deb belgilangan va u G ga additiv qo'shilgan bo'ladi. Natijada yutilish koeffitsiyentining qiymati kattaroq, kuchayish koeffitsiyenti esa kichikroq bo'ladi. Kuchayishning to'liq koeffitsiyenti dreyf tezligining ikki V_{d_1} va V_{d_2} qiymatlarida nolga aylanadi (rasmga qarang!)

1-bob bo'yicha xulosalar

Uzun to'liqinli ($ql \ll 1$) tovushning pyezoelektrik xossaga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarda yutilishi va kuchayishining Uayt tomonidan asoslangan nazariyasi qarab chiqildi. Berilgan shart bajarilganda tovushning to'liqin uzunligi masofasida sodir bo'ladigan to'qnashuvlar o'tkazuvchan elektronlarga electron gazi deb qarashga imkoniyat beradi va uning harakatini klassik tenglamalar bilan ifodalash mumkin bo'ladi. Tovushning bunday moddalarda yutilishi va kuchayishi formulasi berilib, qaralayotgan akustik effektlar mexanizmi tahlil qilindi.

Adabiyot

1. A.R. Xutson, J. H. McFee, D. L. White. Phys. Rev., **7**, 237, 1961
2. A.R. Xutson. Phys. Rev. Lett., **9**, 296, 1962
3. A.R. Xutson, D. L. White. Journ. Appl. Phys., **33**, 40, 1962
4. В.Л. Гуревич. ФТП, **2**, 1557, 1968
5. В.И. Пустовойт. УФН, **97**, 257, 1966
6. В.Л. Гуревич. ФТТ, **5**, 1222, 1963
7. В.Л. Гуревич, Б.Д. Лайхтман. ЖЭТФ, **46**, 598, 1964
8. В.Л. Гуревич, Б.Д. Лайхтман. ЖЭТФ, **49**, 960, 1967
9. А.В. Адхамов, Ю.М. Гальперин, А.П. Пардаев. Физические основы акустоэлектроники, Душанбе, 1986
10. O. Pardayev. Yarimo'tkazgichlarda akusto-elektron hodisalar. Samarqand, SamDU, 2006

2- bob.

QAYNOQ ELEKTRONLI YARIMO'TKAZGICHLARDA TOVUSHNING KUCHAYISHI

2.1. Oraliq chastotadagi tovush haqida tushuncha

Oldingi bobda pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda tovush to'lqini tarqalishining fenomenologik nazariyasini qarab chiqdik. Endi biz bu nazariyaning qo'llanishi chegarasini muhokama qilamiz. Tarqalayotgan tovush to'lqini yaratgan g'alayonga o'tkazuvchanlik elektronlar bergan javobini tekshirgan vaqtimizda biz bu javobni σ va D kabi makroskopik koeffitsientlar bilan xarakterlanadi deb hisoblagan edik. Bu koeffitsientlarni statik va bir jinsli maydonlarda qanday bo'lsa tekshirgan holimizda ham, xuddi shunday deb qabul qildik. Masalaga bunday yondoshish shuni nazarda tutadiki, to'lqin uzunligi tartibida bo'lgan masofalarda hamda tovush to'lqini davri tartibidagi vaqtda bizning tekshirayotgan sistemada termodinamik muvozanat yuzaga kelib ulgurgan bo'ladi. Ana shu fikrlardan kelib chiqib, fenomenologik nazariyaning qo'llanish me'yori bo'lib,

$$\omega\tau_M \ll 1, q l \ll 1 \quad (1.1)$$

shartlar hisoblanadi. Amalda bu me'yorlarga ma'lum aniqliqlar kiritish lozim bo'ladi. (1.1) me'yorlarni yozganimizda biz nooshkor ravishda nomuvozanat taqsimot yagona relaksatsiya vaqti bilan xarakterlanadi deb faraz etdik. Haqiqatda esa bu farazimiz bajarilmasligi mumkin. Faraz qilaylikki, elektronlar neytral yoki zaryadlangan aralashmalarda sochilayotgan bo'lsin. Bunday sochilish elastik bo'lgani uchun elektron energiyasining relaksatsiyasiga olib kelmaydi. Demak, impulsning relaksatsiyasi vaqti τ_p ichida elektron doimiy energiya qiymatiga ega bo'lgan sirt bo'yicha «aralashib» ketadi, lekin ularning energiya bo'yicha taqsimoti sezilarli nomuvozanat holatda bo'lishi mumkin bo'ladi. Energiya bo'yicha nomuvozanat bo'lgan relaksatsiyasi faqatgina noelastik jarayonlar, masalan

fononlar bilan to‘qnashuv tufayli sodir bo‘lishi mumkin. Past temperaturalarda issiqlik fononlari soni kam bo‘lganidan energiya bo‘yicha nomuvozanat taqsimotning relaksatsiya vaqti τ_{ε} (uni energiya relaksatsiya vaqti deb ataydilar) yetarlicha katta bo‘lishi mumkin. Shuning uchun τ_{ε} va τ_{ρ} vaqtlar o‘rtasida ..

$$\tau_{\varepsilon} \gg \tau_{\rho} \quad (1.2)$$

tengsizlikning maydonga kelishi mumkin (2) shart bajarilgan vaqtda sochilish kvazielastik sochilish deb aytiladi. Oldingi bo‘limda berilgan makroskopik nazariyaning o‘rinli bo‘lishi uchun (2) shartdan tashqari yana

$$\omega \tau_{\varepsilon} \ll 1 \quad (1.3)$$

shartning ham bajarilishi talab etiladi. Bu yerda bitta muhim cheklanish mavjud bo‘ladi. Uni tushunish uchun fazoda energiya bo‘yicha nomuvozanat taqsimotning relaksatsiyasini qaraymiz. Impulysning relaksatsiya vaqtidan ancha katta bo‘lgan vaqtda berilgan energiyasi elektronlar harakati diffuziyali xarakterda bo‘ladi va u diffuziya koeffitsienti $D(\varepsilon)$ bilan xarakterlanadi. Energiyaning relaksatsiya vaqti τ_{ε} ichida elektron quyqalari $\sqrt{D(\varepsilon)\tau_{\varepsilon}}$ ga teng bo‘lgan xarakterli uzunlikka siljiydi. Albatta, makroskopik nazariyaning amal qilishi uchun bu siljish uzunligi tovush to‘lqini uzunligidan ancha kichik bo‘lishi talab etiladi. Bu fikrimizdan yana bir cheklash hosil bo‘ladi:

$$q^2 D(\varepsilon) \tau_{\varepsilon} \ll 1$$

yoki

$$(ql)^2 \frac{\tau_{\varepsilon}}{\tau_{\rho}} \ll 1 \quad (1.4)$$

Bu meyyoriy cheklash (1.3) shartga nisbatan ancha qattiq cheklash hisoblanadi. Shunday qilib, shunday chastotalar sohasi mavjud bo‘lishi mumkinki , unda (1.1)

shart bajariladi, lekin (1.3), (1.4) shartlar bajarilmaydi. Bunday chastotalar sohasini oraliq chastotalar sohasi deb ataymiz.

Shuni aytish kerakki, oraliq chastotalar sohasi nisbiy olinadi, chunki u material xossasiga juda bog'liq bo'ladi; birgina tovush berilgan material uchun past chastotali tovush bo'lishi, ikkinchi material uchun esa oraliq chastotalar sohasiga tushishi mumkin.

Oraliq chastotali tovush to'liqlarining pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda tarqalishini qarab chiqish uchun mikroskopik nazariyaga murojaat etishimizga, to'g'ri keladi. Shuning uchun biz bu bo'limda ana shu nazariya asoslarini qarab chiqamiz.

2.2. Elektronlar taqsimot funksiyasi va Boltsmanning kinetik tenglamasi

Tovush to'liqlarining elektronlar bilan o'zaro ta'sirini mikroskop tavsiflash elektronlar taqsimot funksiyasi tushinchasiga asoslangandir. Kristalldagi elektron kvaziklassik yaqinlashuvi energetik zona indeksi, $\vec{p}$ kvaziimpuls va $\vec{r}$ kordinata bilan xarakterlanadi. Kelgusida shunday samaralarni qaraymizki, ular uchun zonalar o'rtasidagi o'tishlar muhim sanalmaydi shuning uchun zona indeksini tushirib qoldiramiz.

Elektronlar taqsimot funksiyasini $F(\vec{p}, \vec{r})$ desak, u quyidagicha aniqlanadi: hajmi $d^3 p d^3 r$ bo'lgan fazali fazodagi elektronlar soni

$$F(\vec{p}, \vec{r}) \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} d^3 p d^3 r \quad (2.1)$$

formula bilan aniqlanadi. Ma'nosi jihatidan $F(\vec{p}, \vec{r})$ funksiya elektronlar to'liq soniga normallashtirilgan bo'ladi:

$$\frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int F(\vec{p}, \vec{r}) d^3p d^3r = nV \quad (2.2)$$

(V - kristall hajmi).

Moddalarida muvozanatli taqsimotlarni statistik fizika o'rganishini bilamiz. Tovush to'liqida hosil bo'ladigan o'zgaruvchan deformatsiya termodinamik muvozanatning buzilishiga olib kelgani uchun bizni nomuvozanatli taqsimotlar qiziqtiradi.

Nomuvozanatli taqsimotlar fizikaviy kinetikada o'rganilgani uchun biz bunday kinetikaning asosiy holatlarini qarab chiqamiz.

Deformatsiya va tashqi ta'sirlar natijasida elektronlarning fazo va vaqt bo'yicha taqsimoti o'zgaradi. Bunday o'zgarishlar qanday tenglama asosida tasvirlanishini qaraylik.

Taqsimot funksiyasining vaqt bo'yicha to'liq hosilasi

$$\frac{dF(\vec{p}, \vec{r})}{dt}$$

Bu funksiyaning xususiy hosilalardan $\frac{\partial F(\vec{p}, \vec{r})}{\partial t}$, $\frac{\partial F(\vec{p}, \vec{r})}{\partial \vec{r}} \frac{d\vec{r}}{dt}$ va $\frac{\partial F(\vec{p}, \vec{r})}{\partial \vec{p}} \frac{d\vec{p}}{dt}$

lar yig'indisidan iborat bo'ladi. Bu yerdagi $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ - elektron tezligi, $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{f}$ -

elektronga tashqi maydondan ta'sir etayotgan kuch hisoblanadi. Demak,

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} + \vec{f} \frac{\partial F}{\partial \vec{p}} \quad (2.3)$$

bo'lmog'i kerak. Fazali fazoda trayektoriya bo'ylab elektronlar soni saqlanish lozimligidan (mexanikada Liuvill teoremasi shuni ko'rsatadi) (2.3) tenglikni nolga tenglashtirishimiz lozim edi. Ammo bu tenglamada bir narsa hisobga olinmagan. Masala shundaki, tashqi maydon ta'siri ostida elektron holatining tekis

o'zgarishidan tashqari berilgan elektronning boshqa elektron, aralashma yoki tebranib turgan panjarada elementar uyg'onishlarini ifodalovchi fononlar bilan to'qnashuvi natijasida holatning keskin o'zgarishi ham yuzaga kelishi mumkin. To'qnashuv kvant jarayoni bo'lganidan u (2.3) tenglamadagi diferensial hadlar kabi hadlar bilan tavsiflanishi mumkin emas. To'qnashuvni quyidagicha tavsiflashga harakat qilamiz.

Faraz qilaylikki, bizga berilgan sistemada to'qnashuv natijasida $\vec{p}$ kvant impulsli holatdan $\vec{p}'$ kvaziimpulsli holatga o'tishning kvantmexanika ehtimoli $W_{\vec{p}\vec{p}'}$ ma'lum bo'lsin. U holda fazali fazoning bizni qiziqtirayotgan sohasidan vaqt birligida chiqib ketayotgan elektronlar soni

$$\frac{2}{(2\pi\hbar)^3} d^3 p d^3 r \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int d p' W_{\vec{p}\vec{p}'} F(\vec{p}) [1 - F(\vec{p}')]]$$

ifoda bilan aniqlanadi (biz bu yerda Pauli prinsipini hisobga oldik!). Xuddi shu vaqtda $\vec{p}$ sohaga teskari o'tishlar ham sodir bo'lishi mumkinligini hisobga olsak, $\vec{p}$ sohadagi elektronlar sonining o'zgarishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$- d\gamma_{\vec{p}} d^3 r \int d\gamma_{\vec{p}'} W_{\vec{p}\vec{p}'} F(\vec{p}') [1 - F(\vec{p})],$$

bu yerda qulaylik uchun

$$d\gamma_{\vec{p}} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} d^3 p$$

belgilash kiritildi. Natijada to'qnashuvlar tufayli taqsimot funksiyasining o'zgarishi quyidagicha ifodalanadi:

$$- I\{F(\vec{p})\} = \int d\gamma_{\vec{p}'} \{F(\vec{p}') [1 - F(\vec{p})] - W_{\vec{p}\vec{p}'} F(\vec{p}') [1 - F(\vec{p})]\},$$

bu yerda $-I\{F(\vec{p})\}$ to'qnashuv operatori (yoki integrali) deb ataladi.

Endi taqsimot funksiyasining o'zgarishi uchun yozilgan (2.3) tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} + \vec{f} \frac{\partial F}{\partial \vec{p}} + I\{F\} = 0 \quad (2.4)$$

Ana shu tenglama Boltsmanning kinetik tenglamasi deb ataladi va klassik kinetikaning asosiy tenglamasi hisoblanadi.

2.3. To'qnashuv operatorining xossasi.

Impulsning relaksatsiya vaqti

Boltsmanning kinetik tenglamasi umumiy holda yechib bo'lmaydigan integral - differentsial tenglama hisoblanadi. Shuning uchun uning yechimi tizimini tushunib olish maqsadida avvalo to'qnashuv operatorining ayrim xossalarini qarab chiqamiz. Birinchidan, Fermining muvozanat taqsimot funksiyasiga bu operator ta'siri nol bo'lmog'i kerak, chunki muvozanat holatiga tegishli taqsimot funksiyasi statsionar bo'ladi. Bu funksiya

$$F_0(\vec{p}) = \left(e^{\frac{\xi - E_{\vec{p}}}{T}} \right)^{-1}; \quad 1 - F_0(\vec{p}) = e^{\frac{\xi - E_{\vec{p}}}{T}} \left(1 + e^{\frac{\xi - E_{\vec{p}}}{T}} \right)^{-1}$$

bo'lganidan

$$W_{\vec{p}\vec{p}'} e^{-\frac{\varepsilon_{\vec{p}'}}{T}} = W_{\vec{p}'\vec{p}} e^{-\frac{\varepsilon_{\vec{p}}}{T}} \quad (3.1)$$

(bu yerda Boltzman doimiysi $k=1$ deb olindi) detal muvozanat tamoyili deb ataluvchi muhim xossaga ega bo'lamiz. Sochilishning ahamiyatli turi elastik

sochilish bo‘ladi, unda $\varepsilon_{\vec{p}} = \varepsilon_{\vec{p}'}$ bo‘ladi. Masalan, elektronlarning kristall aralashmalaridan sochilishi elastik sochilish bo‘ladi. Bu sochilish uchun

$$W_{\vec{p}\vec{p}'} = W_{\vec{p}'\vec{p}} \quad (3.2)$$

tenglama o‘rinli bo‘ladi va to‘qnashuv operatori

$$I\{F(\vec{p})\} = \int d\gamma_{\vec{p}'} W_{\vec{p}\vec{p}'} [F(\vec{p}) - F(\vec{p}')] \quad (3.3)$$

ko‘rinishida yoziladi. Bu integral nafaqat muvozanatli taqsimot funksiyasi $F_0(\vec{p})$ uchun, shuningdek energiyaning ixtiyoriy funksiyasi uchun nolga teng bo‘ladi. Haqiqatan, o‘tish ehtimoli $W_{\vec{p}\vec{p}'} \delta(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'})$ ga proporsional bo‘lgani uchun

$$\sum_{\vec{p}} [F(\varepsilon_{\vec{p}}) - F(\varepsilon_{\vec{p}'])] \delta(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'}) = 0 ,$$

bu hol muhim faktlardan biri hisoblanadi va uni esda saqlab qolamiz, chunki kelgusida, bu holni ko‘p uchratamiz.

Endi biz ikkilamchi, lekin muhim masalani qarab chiqamiz. Doimiy elektr maydonida joylashgan kristallni elektr o‘tkazuvchanligini hisoblaymiz. Boltsman kinetik tenglamasi elastik sochilish uchun

$$e\vec{E} \frac{\partial F}{\partial \vec{p}} + \int d\gamma_{\vec{p}'} W_{\vec{p}\vec{p}'} [F(\vec{p}) - F(\vec{p}')] = 0 \quad (3.4)$$

(bu yerda $\vec{E}$ - elektr maydoni kuchlanganligi).

Elektr maydonini kuchsiz maydon deb hisoblaymiz. U holda (3.4) tenglamani tabiiy ravishda ketma-ket yaqinlashish usuli bilan echamiz. Taqsimot funksiyalari uchun

$$F(\vec{p}) = F(\varepsilon_{\vec{p}}) + F^{(1)}(\vec{p}), \quad F^{(1)}(\vec{p}) \ll F(\varepsilon_{\vec{p}})$$

munosabatlar o‘rinli deb hisoblaymiz. Sohilish elastik bo‘lgani uchun $F(\varepsilon_{\vec{p}})$ funksiya to‘qnashuv operatorini nolga aylantiradi, shuning uchun

$$eE \frac{\partial \varepsilon_{\vec{p}}}{\partial \vec{p}} \frac{\partial F(\varepsilon_{\vec{p}})}{\partial \varepsilon_{\vec{p}}} + \int d\gamma_{\vec{p}'} W_{\vec{p}\vec{p}'} [F^{(1)}(\vec{p}) - F^{(1)}(\vec{p}')] = 0 \quad (3.5)$$

tenglamaga ega bo‘lamiz. Endi biz masalani ancha yengillashtiruvchi fikrni qabul qilamiz, chunonchi, sohilishni izotrop deb hisoblaymiz. Bu holda $W_{\vec{p}\vec{p}'}$ ehtimol faqatgina $|\vec{p} - \vec{p}'|$ ayirmaga bog‘liq bo‘ladi. Sohilish elastik bo‘lganidan $|\vec{p}| = |\vec{p}'|$ ekanligini hisobga olsak,

$$W_{\vec{p}\vec{p}'} = W(\varepsilon_{\vec{p}}, \cos \alpha) \delta(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'})$$

tenglik o‘rinli bo‘ladi (α - $\vec{p}$ va $\vec{p}'$ o‘rtasidagi burchak). Berilgan holda (5)ning yechimini quyidagicha axtarishga to‘g‘ri keladi:

$$F^{(1)}(\vec{p}) = eEv \frac{dF(\varepsilon_{\vec{p}})}{d\varepsilon_{\vec{p}}} \chi(\varepsilon_{\vec{p}}) \cos \theta \quad (3.6)$$

bu yerda θ - $\vec{E}$ maydon va kvaziimpuls $\vec{P}$ o‘rtasidagi burchak. (6) ni (5) ga qo‘yib

$$\cos \theta = -\chi(\varepsilon_{\vec{p}}) \int d\gamma_{\vec{p}'} W(\varepsilon_{\vec{p}}, \cos \alpha) \delta(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'}) (\cos \theta - \cos \theta') \quad (3.7)$$

(7)-ifodani δ -funksiyani hisobga olgan holda $d\gamma_{\vec{p}}$ bo‘yicha integrallaymiz va $\vec{p}$ -kvaziimpulsning barcha yo‘nalishlarini e‘tiborga olib, koordinata o‘qini $\vec{p}$ yo‘nalishda olamiz. U holda

$$\cos \theta' = \cos \theta \cos \alpha + \sin \theta \sin \alpha \sin \varphi$$

tenglikka ega bo‘lamiz. Oxirgi tenglik o‘ng tomonidagi ikkinchi had φ bo‘yicha integrallanganda nolga teng bo‘ladi, chunki φ davriy koordinata hisoblanadi. Natijada

$$\chi^{-1}(\varepsilon_{\vec{p}}) = - \int d\gamma_{\vec{p}} W(\varepsilon_{\vec{p}}, \cos \alpha) \delta(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'})(1 - \cos \alpha) \quad (3.8)$$

bu integralning o'ng tomoni transport relaksatsiya vaqti deyiladi va $1 / \tau_{\vec{p}}$ bilan belgilanadi. Boshqacha qilib uni quyidagicha yozish ham mumkin:

$$\frac{1}{\tau_{\vec{p}}} = \int d\gamma_{\vec{p}'} W_{\vec{p}\vec{p}'} [1 - \cos(\vec{p}, \vec{p}')]]$$

Shunday qilib, (3.5) tenglama yechimi

$$F^{(1)}(\vec{p}) = eEv \left(- \frac{dF(\varepsilon_{\vec{p}})}{d\varepsilon_{\vec{p}}} \right) \tau_{\vec{p}}(\varepsilon_{\vec{p}}) \cos \theta$$

Sistemadagi tok esa $F^{(1)}(\vec{p})$ orqali ifodalanadi:

$$e \int d\gamma_p v_x F^{(1)}(p) = e^2 E \int d\gamma_p \left(- \frac{dF(\varepsilon_p)}{d\varepsilon_p} \right) v^2 \cos^2 \theta \tau_p(\varepsilon_p)$$

Bu integralni hisoblash uchun $F(\varepsilon_p)$ funksiyani bilish zarur. Bu funksiyani aniqlash uchun birgina elastik to'qnashuvni hisobga olish yetarli bo'lmaydi, chunki bunday to'qnashuv operatori energiya funktsiyasiga ta'sir etmaydi. Lekin kuchsiz maydonlarda bu funksiyani muvozanat holat funktsiyasiga mos keladi deb hisoblasak bo'ladi. Natijada

$$\vec{j} = \sigma_0 \vec{E}$$

ifodani olamiz. Bu yerda σ_0 statik o'tkazuvchanlik va

$$\sigma_0 = e^2 \int d\gamma_p \left(- \frac{dF_0}{d\varepsilon_p} \right) \tau_p(\varepsilon_p) v^2 \cos^2 \theta \quad (3.9)$$

Endi biz τ_p kattalikning ma'nosini aniqlaymiz. Buning uchun (3.9) formula bilan almashuvchi o'tkazuvchanlikni erkin elektronlar gazi o'tkazuvchanligini ifodalovchi Drudening klassik formulasi bo'lgan

$$\sigma_0 = \frac{n_0 e}{m} \tau \quad (3.10)$$

bilan solishtiramiz. Bu yerda τ to‘qnashuv natijasida elektron o‘z impulsini yo‘qotadigan vaqtni xarakterlaydi. Agar (9) dagi $\tau_p(\varepsilon_p)$ ni energiyadan bog‘liq emas deb hisoblasak, (3.9) ifoda (3.10) ifodadan unchalik muhim bo‘lmagan ko‘paytuvchiga farq qiladi, xolos. Bundan $\tau_p(\varepsilon)$ ning ma’nosi kelib chiqadi - u energiyasi ε bo‘lgan elektron kvaziimpulsning relaksatsiya vaqtini ifodalaydi. Berilgan hisobni o‘tkazgan vaqtimizda nimalarni e’tiborga olmaganligimizni yodimizga keltiraylik. Avvalo, biz sochilishni izotrop deb hisobladik. Ana shu yaqinlashuv bizga to‘qnashuv operatorini

$$I\{F\} = \frac{F(\vec{p}) - F(\varepsilon)}{\tau_p(\varepsilon)} \quad (3.11)$$

ko‘rinishida yozish imkonini berdi. Umumiy holda bu operatorni (3.11) ko‘rinishida yozib bo‘lmaydi, natijada integralli tenglamani jiddiy yechishga to‘g‘ri keladi. Biz tenglamani yechib o‘tirmasdan boshqacha yo‘l tutamiz. Bizning vazifamiz kinetik koeffitsientlarni hisoblab o‘tirmasdan, yarimo‘tkazgichlar akustik xarakteristikalarini kinetik koeffitsientlarining tajribadan olingan qiymatlari orqali ifodalashdir. Shuning uchun norasmiy ravishda teskari operator I^{-1} ni quyidagicha kiritamiz

$$X_p = I^{-1} Y_p,$$

bu yerda Y_p funksiya

$$Y_p = I\{X_p\}$$

shartni qanoatlantiradi.

Shunday qilib, integralli tenglama yechimi bizga ma’lum deb hisoblaymiz. Kelgusida ... operatorining konkret ko‘rinishi bizga talab etilmaydi. Lekin bir narsa biz uchun muhimdir: elastik to‘qnashuvlar operatori electron energiyasi funksiyasiga ta’sir etmagani uchun bu operatorni shunday funksiyalar klassida

aniqlashimiz lozimki, bu funksiyalarning doimiy energiya sirti bo'yicha olingan o'rtacha qiymati nol bo'lsin, ya'ni

$$\int d\gamma_p \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) X_p = 0, \quad \int d\gamma_p \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) Y_p = 0$$

ikkinchidan, $\hat{I}_e^{-1}$ operator normasini τ_p tartibda deb hisoblash lozim bo'ladi. Biz bu yerda operatorga «e» idneks kiritdik, chunki to'qnashuvda asosan elastik sochilish ulushi qaraladi.

2.4. Energiyaning relaksatsiya vaqti

Endi biz oldingi paragrafda ko'rgan $F(\varepsilon_p)$ funksiyaning muvozanatli funksiya $F_0(\varepsilon)$ dan qanchalik farq qilishini qaraylik. Shu maqsadda (5) tenglamani elektr maydoni bo'yicha ikkilamchi yaqinlashuvda yechishga harakat qilamiz, $\hat{I}_e^{-1}$ teskari operator yordamida $F^{(1)}(\vec{p})$ funksiya quyidagicha yoziladi:

$$F^{(1)}(\vec{p}) = I_e^{-1} (e \vec{E} \vec{v}) \left(- \frac{dF(\varepsilon_{\vec{p}})}{d\varepsilon_{\vec{p}}} \right),$$

bu funksiyaning (11-§, 4) tenglamaga qo'yamiz

$$e \vec{E} \frac{\partial F^{(1)}(\vec{p})}{\partial \vec{p}} + I \{ F^{(2)}(\vec{p}) \} = 0 \quad (4.1)$$

Bu yerda biz $F(\vec{p})$ taqsimot funksiyasini

$$F(\vec{p}) = F_0(\varepsilon_p) + F^{(1)}(\vec{p}) + F^{(2)}(\vec{p})$$

ko‘rinishida ifodaladik, $F^{(1)}(\vec{p}) \sim \vec{E}$, $F^{(2)}(\vec{p}) \sim E^2$ bo‘lgan funksiyalar, (1)dan $F^{(2)}(\vec{p})$ ni aniqlaymiz. Buning uchun (1) tenglamani energiyasi doimiy bo‘lgan sirt bo‘yicha o‘rtachalaymiz

$$\left\langle e\vec{E} \frac{\partial F^{(1)}(\vec{p})}{\partial \vec{p}} \right\rangle_p + \left\langle \hat{1} \{F^{(2)}(\vec{p})\} \right\rangle_p = 0, \quad (2)$$

bu yerda

$$\langle A \rangle_p = \frac{\int d\gamma_p A(\vec{p}) \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}})}{\int d\gamma_p \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}})}$$

ixtiyoriy $A(\vec{p})$ ning ana shunday sirt bo‘yicha olingan o‘rtachasidir. O‘rtachalaganimizda (2) tenglamada elastik sochilish tushib qoladi:

$$\left\langle I_e \{F(\vec{p})\} \right\rangle_p = \int d\gamma_p \int d\gamma_{p'} \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}) W(\varepsilon_{\vec{p}}, \cos \alpha) \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}'}) [F(\vec{p}) - F(\vec{p}')] = 0$$

Shuning uchun (2) da faqatgina to‘qnashuv operatorining noelastik qismigina, ya’ni $\langle I_i \rangle_p$, ishtirok etadi. Endi (1) tenglamadan (2) ni ayiramiz:

$$e\vec{E} \frac{\partial F^{(1)}}{\partial \vec{p}} - \left\langle e\vec{E} \frac{\partial F}{\partial \vec{p}} \right\rangle_p + I_e [\{F^{(2)} - \langle F^{(2)} \rangle_p\}] + I_i \{F^{(2)}\} - \langle I_i \{F^{(2)}\} \rangle_p = 0 \quad (3)$$

Biz bu yerda I operatorni I_e elastik va I_i noelastik operatorlar yig‘indisidan iborat deb hisobladik hamda $I_e \langle F^{(2)}(p) \rangle_p = 0$ bo‘lgani uchun tashlab ketdik.

Amalda hamma vaqt, ayniqsa past temperaturalarda, $\langle I_i \rangle_p$ ga xos qiymat I_e ga xos qiymatdan ancha kichik bo‘ladi. Chunki, masalan, noelastik sochilish

fononlarda sodir bo'lishi mumkin, past temperaturalarda esa bunday fononlar soni juda kam miqdorda bo'ladi. Elastik sochilishlar aralashmalarda sodir bo'lishi mumkin, ular esa temperaturaga bog'liq bo'lmaydi. Bundan tashqari, elektronlar sochilishida faqat fononlar ishtirok etganida ham $\langle I_i \rangle_p \ll I_e$ bo'ladi. Shu sababli sochilishning kvazielastiklik sharti bizda bajarilgan deb hisoblash mumkin. Sochilishning kvazielastikligi (3) tenglamadagi I_i operatorni o'z ichiga olgan hadlarni tashlab yozishga imkon beradi. Shu sababli (3) tenglama tartib jihatdan

$$F^{(2)}(\vec{p}) - \langle F^{(2)}(\vec{p}) \rangle_p \approx \frac{eE \tau_{\vec{p}}}{\bar{p}} \langle F^{(2)}(\vec{p}) \rangle_p$$

ko'rinishdagi ayirma bilan ifodalanadi (bu yerda $\bar{p}$ kvaziimpulsning o'ziga xos qiymati). Amaldagi barcha hollarda

$$\frac{eE \tau_{\vec{p}}}{\bar{p}} \ll 1 \quad (4)$$

hisoblanadi.

Ana shu shart bajariladi deb hisoblaymiz. Bu shartning fizikaviy ma'nosi quyidagidan iborat: elektronlarning to'qnashuvlar orasida elektr maydondan olgan impulsi uning o'ziga xos qiymati $\bar{p}$ dan ancha kichik bo'ladi. Demak, $F^{(2)}(\vec{p})$ ni $\langle F^{(2)}(\vec{p}) \rangle_p = F^{(2)}(\varepsilon_{\vec{p}})$ ga almashtirib yozish mumkin, ya'ni $F^{(2)}$ funksiya faqat energiyaga bog'liq bo'ladi va uni (2) tenglamadan aniqlash mumkin bo'ladi. $\langle F^{(1)}(\vec{p}) \rangle_p = 0$ bo'lgani uchun (2) tenglamani quyidagicha yozish mumkin

$$e^2 E_i E_k \left\langle \frac{\partial}{\partial p_i} I_e^{-1} v_k \left(- \frac{dF(\varepsilon_{\vec{p}})}{d\varepsilon_{\vec{p}}} \right) \right\rangle_p + \langle I_i \{ F(\varepsilon_{\vec{p}}) \} \rangle_p = 0 \quad (5)$$

Bu yerda

$$F(\varepsilon_{\vec{p}}) = F(\varepsilon_{\vec{p}}) + F^{(2)}(\varepsilon_{\vec{p}})$$

(5) tenglamani yozishda $F^{(1)}(\vec{p})$ funksiyaning qiymatidan foydalandik va $\hat{I}_i \{F_0(\varepsilon_{\vec{p}})\} = 0$ ekanligini hisobga oldik.

Endi biz (5) ning ikkala hadini ham hisoblaymiz. Uning birinchisidan boshlaylik. Bunda

$$\left\langle \frac{\partial A(\vec{p})}{\partial p_i} \right\rangle_p = \frac{\int d\gamma_p \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}) \frac{\partial}{\partial p_i} A(\vec{p})}{\int d\gamma_p \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}})} = \frac{\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int d\gamma_p v_i A(\vec{p}) \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}})}{\int d\gamma_p \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}})}$$

ekanligini e'tiborga olamiz va uni bo'laklab integrallaymiz. U holda birinchi had:

$$- e E_i E_k \frac{1}{\rho(\varepsilon)} \frac{d}{d\varepsilon} \rho(\varepsilon) D_{ik}(\varepsilon) \frac{dF}{d\varepsilon} \quad (6)$$

ko'rinishini oladi. Bu yerda

$$\rho(E) = \int d\gamma_p \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}) - \text{holatlar zichligi,}$$

$$D_{ik}(\varepsilon) = \left\langle v_i I^{-1} v_k \right\rangle_p - \text{berilgan } \varepsilon \text{ energiyali elektronlar uchun diffuziya tenzori.}$$

(6) ifodaning fizikaviy ma'nosi shundan iboratki, u elektr maydoni tomonidan ε energiyali elektronlarga berilayotgan quvvatni bildiradi.

Statsionar bo'lgan holda bu quvvat (5)ning ikkinchi hadi bilan ifodalanadigan energiyaning relaksatsiya tezligiga teskari ishora bilan teng bo'ladi.

Endi (5)ning ikkinchi hadini qarab chiqamiz:

$$\left\langle I_i \{F(\vec{p})\} \right\rangle_p = \frac{1}{\rho(\varepsilon)} \int d\gamma_p d\gamma_{p'} \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}) \{W_{\vec{p}\vec{p}'} F(\varepsilon_{\vec{p}}) - W_{\vec{p}'\vec{p}} F(\varepsilon_{\vec{p}'})\}$$

Bu integral o'ng tomonida $\vec{p} \Leftrightarrow \vec{p}'$ almashtirish o'tkazib, uning yarim yig'indisini olamiz. Natijada

$$\begin{aligned} \left\langle I_i \{F(\vec{p})\} \right\rangle_p &= \frac{1}{2\rho(\varepsilon)} \int d\gamma_p d\gamma_{p'} \{W_{\vec{p}\vec{p}'} F(\varepsilon_{\vec{p}}) - W_{\vec{p}'\vec{p}} F(\varepsilon_{\vec{p}'})\} [\delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}) \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}'})] = \\ &= \frac{1}{2\rho(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \int d\gamma_p d\gamma_{p'} (\varepsilon_{\vec{p}'} - \varepsilon_{\vec{p}}) \delta(\varepsilon - \varepsilon_{(\vec{p})}) \{W_{\vec{p}\vec{p}'} F(\varepsilon_{\vec{p}}) - W_{\vec{p}'\vec{p}} F(\varepsilon_{\vec{p}'})\} \end{aligned}$$

Endi

$$W_{\vec{p}'\vec{p}} = W_{\vec{p}\vec{p}'} e^{-\frac{\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'}}{T}}$$

ekanligini hisobga olamiz va olingan ifodani $\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'}$ bo'yicha qatorga yoyib yozamiz. Natijada

$$\left\langle I_i \{F(\vec{p})\} \right\rangle_p = -\frac{1}{\rho(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial E} \rho(\varepsilon) \frac{T}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} \left(1 + T \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \right) F(\varepsilon) \quad (6)$$

tenglikka ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\frac{1}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} = \frac{1}{2\rho(\varepsilon)} \int d\gamma_p d\gamma_{p'} \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}) W_{\vec{p}\vec{p}'} \left(\frac{\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}'}}{T} \right)^2$$

ε energiyali elektronlar energiyasi relaksatsiyasining teskari vaqti deb ataladi.

Ma'lumot uchun bu yerda biz izotrop spektr holida elektronlarning akustik fononlardan sochilishi uchun energiyaning relaksatsiya vaqtini keltiramiz.

O'lchamsiz o'zgaruvchi $x = \frac{\varepsilon}{T}$ kiritsak, (6) ifoda quyidagi ko'rinishda beriladi:

$$\left\langle I_i \{F(\vec{p})\} \right\rangle_p = -\frac{\sqrt{\pi}}{2\tau_\varepsilon} \frac{1}{\sqrt{x}} \frac{d}{dx} x^2 \left(1 + \frac{d}{dx} \right) F(x)$$

Bu yerda

$$\tau_\varepsilon = \pi^{3/2} \hbar^4 \rho / (4\sqrt{2} \wedge m^{5/2} \sqrt{T})$$

Agar bu yerdagi τ_ε qiymatini fononlarda impulsning relaksatsiya vaqti bilan solishtirsak,

$$\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_{\vec{p}}} \approx \frac{1}{m \omega^2} \gg 1$$

ekanligiga iqrор bo‘lamiz. Bu esa sochilishining kvazielastiklik xarakterda ekanligini yana bir bor isbotlaydi.

Endi elektr maydonining kuchsizlik sharti nimani anglatishni qaraylik. Maydon kuchsizligini $((eE)^2 D \tau_\epsilon / T^2)$ parametri aniqlaydi. Bu parametr elektr maydonining unchalik katta bo‘lmagan qiymatlarida ham, agar τ_ϵ katta qiymatlarga ega bo‘lsa, birga yaqin bo‘lgan qiymatga ega bo‘lishi mumkin. Bu holda $F(\epsilon)$ funksiya muvozanatli qiymatidan keskin farq qiluvchi ko‘rinishga ega bo‘lishi mumkin (bu paytda, odatda, elektronlarning “qizishi” yuzaga keladi deb aytishadi). Bu holda taqsimot funksiyasining konkret ko‘rinishi elektronlar sochilishining mexanizmlariga bog‘liq bo‘ladi.

Shunday qilib, biz to‘qnashuv operatorining asosiy xarakteristikalarini ustida to‘xtaldik hamda kvazielastik sochilish uchun uning ko‘rinishini aniqladik. Endi biz tovush yutilishi va uning kuchayishining mikroskopik nazariyasini qurishga kirishamiz.

2.5. Tovushning yutilishi

Berilgan masalani qarash uchun oldingi mavzuda ko‘rib chiqqan holni tovush mavjud bo‘lgan holga umumlashtirishimiz lozim bo‘ladi. Berilgan holda elektronlar taqsimot funksiyasi koordinatalar va vaqtga bog‘liq bo‘ladi. Elektronlarga o‘zgaruvchan elektr maydon ta’sir qilayotganda kinetik tenglama

$$\frac{\partial F(\vec{p})}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial F(\vec{p})}{\partial \vec{r}} + e\vec{E} \frac{\partial F(\vec{p})}{\partial \vec{p}} + I\{F(\vec{p})\} = 0 \quad (5.1)$$

ko‘rinishida yoziladi. Bu yerda $\vec{E} = \vec{E}(x, t)$ - tovush yaratgan elektr maydoni kuchlanganligi. (5.1) dagi $F(\vec{p})$ funksiyani impuls bo‘yicha $F^+(\vec{p})$ juft va $F^-(\vec{p})$ toq qismlarga ajratamiz:

$$F(\vec{p}) = F^+(\vec{p}) + F^-(\vec{p})$$

Bunda

$$F^\pm(\pm \vec{p}) = \pm F^\pm(\vec{p})$$

Taqsimot funksiyasining toq qismi $F^-(\vec{p})$ uchun yoziladigan tenglamada to'qnashuv operatorining faqat elastik qismini qoldiramiz, chunki biz ko'rdikki, kvazielastik sochilishda $\tau_\varepsilon \gg \tau_{\vec{p}}$ bo'ladi. Natijada

$$\frac{\partial F^-}{\partial t} + v_k \frac{\partial F^+}{\partial x_k} + eE_k \frac{\partial F^+}{\partial p_k} + I_e \{F^-\} = 0 \quad (5.2)$$

F^+ -funksiya uchun bunday qilib bo'lmaydi. Haqiqatan, $F^+(\vec{p})$ ning asosiy qismi faqat energiya ε dan bog'liq bo'ladi, natijada elastik sochilish energiyaning relaksatsiyasini ta'minlay olmaydi. Shuning uchun tenglamada $F^+(\vec{p})$ uchun shuningdek noelastik sochilishni ham hisobga olishga to'g'ri keladi. Natijada

$$\frac{\partial F^+}{\partial t} + v_k \frac{\partial F^-}{\partial x_k} + eE_k \frac{\partial F^-}{\partial p_k} + I \{F^+\} = 0 \quad (5.3)$$

tenglamaga ega bo'lamiz.

Fenomenologik nazariyaning qo'llanilish chegarasi $ql \ll 1$ bajariladi deb hisoblab, norasmiy ravishda I^{-1} operator kiritish bilan (masalan, $I^{-1} I F = F$) F^- ni F^+ ga almashtirib yozamiz:

$$F^-(\vec{p}) = I_e^{-1} v_k \frac{\partial F^+}{\partial x_k} + eE_k I_e^{-1} \frac{\partial F^+}{\partial p_k} \quad (5.4)$$

(4)ni (3)ga qo'yamiz va $F^+(\vec{p})$ uchun olingan natijani energiyasi doimiy bo'lgan sirt bo'yicha o'rtachalaymiz hamda olingan tenglamani oldingi tenglama bilan solishtiramiz. Ko'rsatish mumkinki,

$$\left| \frac{F^+(\vec{p}) - F(\varepsilon)}{F(\varepsilon)} \right| \approx \max \left[\frac{eE \tau_{\vec{p}}}{\vec{p}}, (ql)^2 \right] \quad (5.5)$$

bo‘ladi. Bu yerda $F(\varepsilon)$ energiyasi doimiy sirt bo‘yicha o‘rtachalangan $F^+(\bar{p})$ hisoblanadi:

$$F(\varepsilon) = \frac{\int d^3 p \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{p}}) F^+(\bar{p})}{\int d^3 p \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\bar{p}})}$$

(5) ning o‘ng tomoni kichik kattalik hisoblanadi, chunki $ql \ll 1$ hamda barcha ahamiyatga molik hollarda $eE \tau_p \ll \bar{p}$. Shuning uchun $F^-(\bar{p}) - F(\varepsilon)$ ayrimaga e‘tibor bermasdan $F(\varepsilon)$ funksiyani o‘rtachalashgan tenglamadan aniqlaymiz. Bu tenglamani ε bo‘yicha chiziqli yaqinlashishda yozamiz. Buning uchun $F(\varepsilon)$ funksiyani

$$F(\varepsilon) = F_0(\varepsilon) + F^{(1)}(\varepsilon, x, t)$$

ko‘rinishida olamiz. Bu yerda $F_0(\varepsilon)$ - muvozanatli funksiya, $F^{(1)}(\varepsilon, x, t)$ - E ga proporsional bo‘lgan $F_0(\varepsilon)$ ga nostatsionar qo‘shimcha funksiya. Aytganlar asosida $F^{(1)}$ uchun tenglama quyidagicha bo‘ladi:

$$\frac{\partial F^{(1)}}{\partial t} - D_{ik}(\varepsilon) \frac{\partial^2 F^{(1)}}{\partial x_i \partial x_k} + \left\langle I_i \{F^{(1)}\} \right\rangle_p = e D_{ik}(\varepsilon) \frac{\partial E_k}{\partial x_i} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \quad (5.6)$$

Bizni $\omega \tau_\varepsilon \gg 1$, $q^2 D_{ik} \tau_\varepsilon \gg 1$ hollar qiziqtirgani uchun (6) ning chap tomonidagi uchinchi hadni e‘tiborga olmasa ham bo‘ladi. (6) tenglama yechimini $\exp[i(qx - \omega t)]$ ko‘rinishdagi yassi to‘lqin tariqasida axtaramiz. Qulaylik uchun $\sum q_k q_i D_{ik}(\varepsilon) = q^2 D_k(\varepsilon)$ belgilash kiritamiz va (6) o‘rnida

$$[-i\omega + q^2 D_k(\varepsilon)] F^{(1)} = e \varphi_k q D_k(\varepsilon) \frac{dF_0}{d\varepsilon} \quad (5.7)$$

tenglamaga ega bo‘lamiz. Bundan ko‘rinadiki, $F^{(1)}$ funksiya $e \varphi_k$ ga proporsional bo‘ladi. Shuning uchun elektronlar kontsentratsiyasining nomuvozanat qismi ham $e \varphi_k$ ga proporsional bo‘lmog‘i lozim bo‘ladi. Bunday bog‘lanishni

konsentratsiyaning Furrye-komponentasi bo'lgan $n_k(\omega)$ ni $e\varphi_k$ bilan bog'lovchi $K_k(\omega)$ funksiya orqali ifodalash qulay bo'ladi. $K_k(\omega)$ funksiyani elektronlar konsentratsiyasining tashqi g'alayonlantiruvchi $e\varphi_k$ ga javob funksiyasi ham deb ataydilar

$$n_k(\omega) = -e\varphi_k K_k(\omega) \quad (5.8)$$

Bizda

$$\frac{n_k(\omega)}{n_0} = \frac{\int_0^\infty d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} F^{(1)}(\omega)}{\int_0^\infty d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} F_0(\varepsilon)} \quad (5.9)$$

bo'lgani uchun (5.7,5.8,5.9) lardan $K_k(\omega)$ ko'rinishini topamiz:

$$\frac{4\pi e^2}{n_0} K_k(\omega) = -\frac{T}{(qR)^2} \frac{\int_0^\infty d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} [-i\omega + q^2 D_k(\varepsilon)]^{-1} q^2 D_k(\varepsilon) \frac{dF_0}{d\varepsilon}}{\int_0^\infty d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} F_0(\varepsilon)} \quad (5.10)$$

Dispersion tenglamada $K_k(\omega)$ funksiya $\frac{4\pi e^2}{n_0} K_k(\omega)$ ko'rinishida ishtirok etgani uchun biz bu funksiyani (5.10) ko'rinishida berdik. Puasson tenglamasidan foydalanib, φ_0 uchun

$$\varphi_k = \varphi_0 \left[1 + \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 q^2} K_k(\omega) \right]^{-1} \quad (5.11)$$

formulani olamiz. Bizda φ_0 pyezoelektrik maydon potentsiali

Elastiklik nazariyasi tenglamasidan (5.11) ni e'tiborga olib, tovush to'lqinlari uchun quyidagi dispersion tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\frac{q^2 - q_0^2}{q_0^2} = \chi [1 + aK_k(\omega)]^{-1} \quad (5.12)$$

Bu yerda $q_0 = \omega / w_0$, w_0 - pyzoelektrik o'zaro ta'sir hisobiga olinmaganidagi tovush tezligi, $a \equiv \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 q}$; (12) dagi parametrning kichik qiymatlarida, ya'ni $\chi \ll 1$ bo'lganda, tovush yutilish koeffitsienti va uning tezligining nisbiy o'zgarishi uchun quyidagi formulalarni olamiz:

$$G = q\chi \frac{a \operatorname{Im} K_k^-(\omega)}{[1 + a \operatorname{Re} K_k^-(\omega)] + [a \operatorname{Im} K_k^-(\omega)]^2}, \quad (5.13)$$

$$\frac{\Delta w}{w_0} = \chi \frac{1 + a \operatorname{Re} K_k^-(\omega)}{[1 + a \operatorname{Re} K_k^-(\omega)]^2 + [a \operatorname{Im} K_k^-(\omega)]^2} \quad (5.14)$$

Agar o'rtachalashtirilgan to'qnashuvning teskari operatorining energiyadan bog'lanishini $(\varepsilon / T)^s$ kabi, ya'ni darajali desak, u holda

$$D_k^-(x) = D(T) x^{1+s}, \quad (5.15)$$

bu yerda $x = \varepsilon / T$, $D(T) = D_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2\Gamma(s + 3/2)}$, D_0 - oddiy diffuziya koeffitsienti,

$2\Gamma(s + 3/2)$ -oddiy gamma-funksiya.

(5.10), (5.15)larni (5.13)ga qo'yib yutilish koeffitsienti uchun fenomenologik yutilish koeffitsientidan tamoman farq qiluvchi formulani olamiz.

Haqiqatan, $\omega \gg q^2 D(T)$ bo'lganida tovushning yutilish koeffitsienti

$$G = \chi q \frac{\omega \tau_M}{1 + (\omega \tau_M)^2 + 2(qR)^2 \alpha_1} \quad (5.16)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda

$$\tau_M = \frac{\varepsilon_0}{4\pi\sigma}; \quad \sigma = \frac{e^2 n_0 D(T)}{T} \frac{\Gamma(s + 5/2)}{\Gamma(3/2)}; \quad \alpha_1 = \frac{\Gamma(3/2)\Gamma(2s + 7/2)}{\Gamma^2(s + 5/2)}$$

(5.16) yutilish koeffitsienti fenomenologik yutilish koeffitsientdan berilgan holda faqatgina sonli ko'paytiruvchi α_1 ga farq qiladi, xolos.

$\omega \ll q^2 D(T)$ holi e'tiborga loyiq hol hisoblanadi. Bu holda

$$G = \chi q \frac{\omega \tau_M}{[1 + (qR)^2]^2} \alpha_2 \quad (5.17)$$

$\alpha_2 = \frac{\Gamma(1/2 - s)\Gamma(5/2 + s)}{\Gamma^2(3/2)}$ Berilgan holda ham (5.17) koeffitsient fenomenologik koeffitsientdan juda kam farq qiladi. Ammo (5.17)da ishtirok etuvchi ko'paytuvchi α_2 sohilish mexanizmiga bog'liq bo'ladi. Agar sohilish mexanizmini ko'rsatuvchi $s < 1/2$ bo'lsa, α_2 (5.17) dagi yutilish koeffitsienti fenomenologik qiymatidan juda kam farq qiladi. Agarda $s \geq 1/2$ bo'lsa fenomenologik manzaradan tamoman farq qiluvchi holat yuzaga keladi. (10) formuladagi integral ω bo'yicha uzoqlashuvchi integral bo'lib qoladi. Bu integral energiyaning

$$T \left[\frac{\omega}{q^2 D(T)} \right]^{\frac{1}{1+s}}$$

tarkibidagi kichik qiymatlariga sezilarli bog'liq bo'ladi, natijada yutulish koeffitsientining tovush chastotasidan noanalitik bog'lanishi yuzaga keladi.

$$G = \chi q \frac{\omega \tau_M}{[1 + (qR)^2]^2} \left[\frac{q^2 D(T)}{\omega} \right]^{\frac{s-1/2}{1+s}} \alpha_3 \quad (5.18)$$

Bu yerda

$$\alpha_3 = \frac{\Gamma(s + 5/2)}{\Gamma^2(3/2)} \int_0^\infty \frac{x^{s+1/2}}{1 + x^{2(1+s)}} dx$$

Shunday qilib, oraliq chastotalar sohasida tovush yutilish koeffitsientining chastotaga bog'lanishligi makroskopik nazariya natijalariga nisbatan muhim farq qiladi. Bunday farqning sifat manzarasi quyidagidan iborat. Fenomenologik holdan farqli o'laroq,

$$\omega, q^2 D(T) \gg 1/\tau_\epsilon$$

shartlarga ko'ra energiya bo'yicha elektronlar taqsimot funksiyasi mutlaqo nomuvozanatli bo'lib qoladi. Bu funksiyaning muvozanatli funksiyadan farqi

$$[-i\omega + q^2 D_k(\epsilon)]^{-1}$$

ko‘paytuvchi orqali beriladi. Bu ko‘paytiruvchi esa energiyani ma’lum sohasida elektronlar toshmasi (izbitka)ning so‘rilishini aniqlaydi. Ayrim sochilish mexanizmlarda $D_k(\varepsilon)$ kattalik energiyani kamayishi bilan juda tez kamayib ketadi. Demak, kichik energiyali elektronlar quyqasi sust so‘riladi, natijada elektronlar toshmasi yuzaga keladi va ularni xarakterlovchi energiya T (ya’ni kT) dan tamoman farq qiladi. Shuning uchun, tabiiyki, gidrodinamik tenglamalarga o‘xshash biror tenglamani bu yerda yozib bo‘lmaydi, ya’ni fenomenologik nazariya bu yerda o‘rinli bo‘lmay qoladi.

Bundan ko‘rinadiki, biz qarayotgan chastotalar sohasida yutilish koeffitsienti sochilish mexanizmiga sezilarli bog‘lanishda bo‘lar ekan. Shuning uchun yutilish koeffitsientining tovush chastotasiga va intensivligiga bog‘lanishini o‘rganish orqali elektronlar energiyasi va impulsining relaksatsiya mexanizmlarini aniqlash imkoniyati tug‘ilar ekan.

2.6 Tashqi elektr maydonida tovushning kuchayishi

Endi biz tashqi elektr maydonida tovushning kuchayishini qarab chiqamiz. Tovush kuchayishining deyarli barcha hollarida bo‘lganidek elektr maydoni $\vec{E}$ bo‘yicha chiziqli yaqinlashish bilan chegaralanib bo‘lmaydi, chunki tovushning kuchayishi yuzaga keluvchi maydonlarda, oldingi mavzuda ko‘rganimizdek, elektronlarning qizishi yuzaga keladi. Shuning uchun $\vec{E}$ maydon bo‘yicha elektronlarning bunday qizishini hisobga oluvchi kvadratik hadlarni ham e’tiborga olishga to‘g‘ri keladi. Elektronlar qizishini aniqlovchi o‘lchamsiz parametrlar

$$\frac{(eE)^2 D \tau_\varepsilon}{T^2} = \frac{\sigma E^2 \tau_\varepsilon}{n_0 T} \quad (6.1)$$

hisoblanar edi. Bu yerda σE^2 yarimo‘tkazgichda yutiladigan quvvat, $\sigma E^2 \tau_\varepsilon$ energiyani relaksatsiya vaqti τ_ε ichida elektronlar tomonidan beriladigan

energiya, $n_0 T$ -elektron sistemaning o'rtacha energiyasi. Agar (6.1) parametr katta qiymatga ega bo'lsa, elektronlar tomonidan elektr maydonidan olinayotgan energiya relaksatsiya qilib ulgurmaydi hamda elektronlar taqsimoti muvozanatli taqsimotdan keskin farq qilmog'i lozim bo'ladi.

Berilgan holda $eE \tau_{\bar{p}} \ll \bar{p}$ (sochilishning kvazielastikligi) sharti bajarildi deb hisoblaymiz. Demak, taqsimot funksiyasining anizotrop qismi $F^+(\bar{p})$ ning kichikligi ta'minlangan bo'ladi.

Taqsimot funksiyasini

$$F(\bar{p}) = F^{(0)}(\bar{p}) + f(\bar{p}, x, t)$$

ko'rinishda olamiz ($F^{(0)}(\bar{p})$ - tovush mavjud bo'lmaganda kinetik tenglama yechimi, $f(\bar{p}, x, t)$ - tovush to'liqini amplitudasiga proporsional bo'lgan nostatsionar taqsimot funksiyasi). Oldingi paragraf natijalariga ko'ra $F^{(0)}(\bar{p})$ funksiyani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F^{(0)}(\bar{p}) = \bar{F}(\varepsilon_{\bar{p}}) - eE_i I_e^{-1} v_i \frac{d\bar{F}(\varepsilon_{\bar{p}})}{d\varepsilon_{\bar{p}}} \quad (6.2)$$

Bu yerdagi $\bar{F}(\varepsilon_{\bar{p}})$ quyidagicha aniqlanadi:

$$-eE_i E_k \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} \sqrt{\varepsilon} D_{ik}(\varepsilon) \frac{d\bar{F}(\varepsilon_{\bar{p}})}{d\varepsilon_{\bar{p}}} + \langle I_i \{ \bar{F}(\varepsilon_{\bar{p}}) \} \rangle_p = 0 \quad (6.3)$$

Oldingi paragrafda ko'rganimizdek, taqsimot funksiyasining simmetrik qismi $f(\varepsilon)$ uchun quyidagi tenglamaga kelimiz:

$$\begin{aligned} & -i\omega f(\varepsilon) + q^2 D_k^-(\varepsilon) f(\varepsilon) - \left[\frac{ieE_i q_u}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} (D_{iu}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon}) \right] f(\varepsilon) - \\ & - 2iq_i E_u D_{iu}(\varepsilon) \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} - \frac{e^2 E_i E_u}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} \left[D_{iu}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right] + \\ & + \langle I_i \{ f(\varepsilon) \} \rangle_p = q^2 D_k^-(\varepsilon) e\varphi_k^- \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} - \frac{e\varphi_k^-}{\sqrt{\varepsilon}} 2iek_i E_u \frac{d}{d\varepsilon} \left[D_{iu}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} \right] = 0 \end{aligned} \quad (6.4)$$

Bu tenglamaning ayrim hadlarini tahlil etaylik. Tenglama chap tomonining oxirgi hadi τ_{ε}^{-1} tartibidagi kattalik bo'lib, chap tomondagi birinchi va ikkinchi hadlarga nisbatan juda kichik bo'ladi. Chap tomondagi beshinchi had ham $\langle I_i \{ f(\varepsilon) \} \rangle_p$ tartibidagi qiymatga ega bo'lgani uchun bu hadni ham hisobga olmaslik mumkin. Shunday qilib, $f(\varepsilon)$ funksiya uchun (4) tenglama birinchisi tartibli differentsial tenglama hisoblanadi (tenglamaning uchinchi va to'rtinchi hadlarida energiya bo'yicha hosilalar ishtirok etadi). Bu tenglamani aniq yechimini topib bo'ladi. Lekin biz buni qilib o'tirmaymiz va biz uchun qiziqarliroq bo'lgan

$$q^2 D_k^-(\bar{\varepsilon}) \gg \omega, \quad \frac{eq_i E_u D_{iu}(\bar{\varepsilon})}{\bar{\varepsilon}}$$

hollarnigina qaraymiz ($\bar{\varepsilon}$ bu yerda xarakterli energiya). U holda differentsial tenglamani iteratsiya usuli bilan yechamiz: dastlab $\bar{E} = 0$ deb hisoblaymiz va nolinci yaqinlashishda oldingi paragrafda topilgan taqsimot funksiyaga mos keluvchi taqsimot funksiya topiladi; keyin topilgan bu funksiyani uchinchi va to'rtinchi hadlarga qo'yib va ularni (6.4) ning o'ng tomoniga o'tkazib, ikkinchi yaqinlashishni aniqlaymiz. Bunday hisoblar elektronlar javob funksiyasi $K_k^-(\omega)$ uchun quyidagi natijani beradi:

$$aK_k^-(\omega) = \frac{1}{(kR)^2} \frac{T}{\int_0^\infty d\varepsilon' \sqrt{\varepsilon'} \bar{F}(\varepsilon')} \int_0^\infty d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} \left(-\frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} \right) \left[1 + \frac{i\omega - \frac{ik_i e E_u}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} (D_{iu}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon})}{k^2 D_k^-(\varepsilon)} \right] \quad (6.5)$$

(6.5)dan ko'rinadiki, javob funksiyasining ko'rinishi kuchli elektr maydonidagi elektronlar taqsimot funksiyasi $\bar{F}$ orqali aniqlanadi. Keyingi funksiyani aniqlash uchun (6.3) tenglamani yechishga to'g'ri keladi. Bu funksiyani aniqlash qizdirilgan elektronlar nazariyasida o'zi bir mustaqil masala hisoblanadi. Bu yerda biz $\bar{F}$ funksiyani qanday topishni qisqacha muhokama etamiz. (3) tenglama o'lchamsiz o'zgaruvchi $x = \varepsilon / T$ orqali quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d}{dx} \left[hx^{\frac{3}{2}+s} \frac{d\bar{F}}{dx} + x^2 \left(1 + \frac{d}{dx} \right) \bar{F} \right] = 0 \quad (6.6)$$

Bu yerda $h = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{e^2 E^2 D(T) \tau_\varepsilon}{T^2}$ - qizitish parametri deb aytiladi. (6.6) tenglamaning integrali o'rta qavs ichida turgan ifodaning doimiy songa tengligi bilan aniqlanadi, doimiy son esa bizning holda nol hisoblanadi. Haqiqatan, $\bar{F}$ funksiya energiyaning katta qiymatlarida yetarlicha tez kamayib borishi kerak, aks holda u normallashtirmagan bo'lar edi. Shunday qilib, $\bar{F}$ funksiya

$$\left(hx^{\frac{3}{2}+s} + x^2 \right) \frac{d\bar{F}}{dx} + x^2 \bar{F} = 0 \quad (6.7)$$

ko'rinishidagi birinchi tartibli tenglama orqali aniqlanadi. (6.7) dan

$$\bar{F} = \exp \left(- \int_A^x d\zeta \frac{\zeta^2}{\zeta^2 + h\zeta^{\frac{3}{2}+s}} \right) \quad (6.8)$$

Bu holda A doimiy son bo'lib, u $\bar{F}$ funksiyaning elektronlar to'liq soniga normallashtiruvchi topiladi. (8) funksiya yetarlicha murakkab funksiya hisoblanadi va biz eng sodda hol-elektron temperaturasi yaqinlashuvini qaraymiz. Bu yaqinlashuvda

$$\bar{F}(\varepsilon) \approx \exp \left(- \frac{\varepsilon}{T_e} \right) \text{ yoki } \bar{F}(x) \approx \exp \left(- \frac{T}{T_e} x \right)$$

deb qaraladi. Berilgan holda barcha natijalar sodda ko'rinishda bo'ladi, chunki taqsimot funksiyasi Boltsman taqsimoti orqali beriladi. (6.8)dan ko'rinadiki, agar $s = 1/2$ bo'lsa (ko'ndalang magnit maydonida akustik fononlarda sochilish holi) elektron temperatura $T_e = T(1 + h)$ orqali aniqlanadi.

Lekin bu hol yagona hol emas. Masala shundan iboratki, elektronlararo sochilish ham mavjud bo'ladi (hozirgacha biz bunday to'qnashuvni hisobga olmagan edik). Garchand bunday sochilish to'liq energiya relaksatsiyasiga olib kelmasada, taqsimot funksiyani Boltsman funksiyasiga aylantirishga intiladi.

Shuning uchun agar $\tau_{ee} \ll \tau_e$ (bu yerda τ_{ee} -elektronlararo to'qnashuv vaqti) o'rinli bo'lsa, $\bar{F}$ funksiya barcha hollarda ham samarali temperaturali Boltsman funksiyasi bo'ladi. Bunday funksiyada T_e temperaturani energiya balansi tenglamasidan topish mumkin bo'ladi. Bunday tenglamani (6.7) tenglamani x ga ko'paytirib, uni x bo'yicha noldan cheksizgacha integrallab hosil qilsa bo'ladi. Oldingi paragrafda tovush yutilish koeffitsientidan foydalanib, tashqi elektr maydonida uning ko'rinishini yozamiz:

$$G = \chi q \frac{\left[\omega - \frac{eq_i E_u D_{iu}(T_e)}{T_e} \right] \tau_M}{[1 + (qR)^2]^2} \alpha_4, \quad (6.9)$$

bu yerda

$$\alpha_4 = \frac{\Gamma(3/2)\Gamma(3+2s)}{\Gamma(1/2-s)}$$

(6.9)dan ko'rinadiki, yutilish koeffitsiyenti makroskopik nazariyadan α_4 ko'paytiruvchidagina farq qilgandek ko'rinsada, berilgan holda dreyf tezligining ostonaviy qiymati $\omega\tau_e \ll 1$ bo'lgan holdagi ostonaviy qiymatidan miqdor jihatidan farq qiladi va (6.9) formula $s < 1/2$ bo'lgan hollardagina to'g'ri hisoblanadi. Agar $s > 1/2$ bo'lsa (6.9) formula o'rnida

$$G = \frac{\chi q}{[1 + (qR)^2]^2} \left\{ \alpha_5 \omega \tau_M \left(\frac{q^2 D(T_e)}{\omega} \right)^{\frac{s-1/2}{1+s}} - \alpha_6 \frac{eq_i E_u D_{iu}(T_e)}{T_e} \tau_M \right\} \quad (6.10)$$

Bu yerda

$$\alpha_5 = \frac{\Gamma(s+5/2)}{(s-1/2)\Gamma^2(3/2)}, \quad \alpha_6 = \alpha_2 \alpha_4 = \frac{(3+2s)\Gamma(s+5/2)}{\Gamma(3/2)}$$

(6.10) ifodada yutilish va kuchayishning chastotaga bog'lanishi har xil hisoblanadi, bu esa tashqi elektr maydoni ostonaviy qiymatining chastotaga bog'liq bo'lishiga olib keladi.

Shuni alohida qayd qilamizki, biz qarab chiqqan barcha hollarda elektronlararo sochilishni tashlab ketildi. Agar u muhim bo'lsa ($q^2 D \tau_{ee} \ll 1$) va ayni vaqtda $q^2 D \tau_{ee} \gg 1$ bo'lsa, taqsimot funksiyasining o'zgaruvchan qismi temperatura T_e ga bog'liq bo'lgan Boltsman taqsimoti kabi bo'ladi. Bu holda kristalda tarqalayotgan tovush to'lqiniga unga fazoviy va vaqt davriyligiga mos davriylikka ega bo'lgan elektron temperaturasi to'lqini qo'shiladi. Bu holdagi tovush yutilishi va kuchayishining nazariyasi akademik Yu.V.Gulyaev va uning xodimlari tomonidan rivojlantirilgan.

2-bob bo'yicha xulosalar

Pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda tarqalayotgan tovush to'lqini uchun $ql \ll 1, \omega \tau_{ee} \gg 1, \omega \tau_{ee} \gg 1$ shartlari bajarilganda moddada tovush yuzaga keltirgan effektiv elektr maydonida (hatto tovush intensivligi konsentratsion noxiziqlikni yuzaga keltira olmaydigan qiymatlarida ham) o'tkazuvchan elektronlarning qizuvi natijasida paydo bo'ladigan noxiziqli effektlar moddada tovush yutilishi (kuchayishi)ni tamoman o'zgartirib yuborar ekan. Tovushning kuchayish koefitsiyenti Uayt nazariyasida kuchayishdan butunlay farq qilib, bunday koefitsiyent elektronlarning sochilish mexanizmlariga bog'liq bo'lar ekan. Shuningdek kuchayish ostonasi sochilish mexanizmlariga bog'liq ravishda siljir ekan.

Berilgan bobda kafedrada 2011-2012 yillar tahsil olgan magistrnlarning dissertatsion ishlaridan foydalanildi.

Foydalanilgan adabiyotlar

11. Ю.М.Гальперин, И.Л.Дричко, Б.Д.Лайхтман. ФТТ, **12**, 1437, 1970
12. Ю.В.Гуляев. ФТП, **2**, 628, 1968
13. Б. Shodiyev. Magistrlik dissertatsiyasi. SamDU, 63, 2011
14. О'. Haqberdiyev. Magistrlik dissertatsiyasi. SamDU, 68, 2012

15.В.Л.Гуревич,В.Д.Каган.ФТТ,**4**,9,1963

16.В.Д.Каган.ФТТ,**16**,222,1974

17.А.Пардаев,П.Мусаев.ФТТ,**15**,1299,1973

18.Ю.М.Гальперин,В.Пардаев.ФТТ,**15**,640,1973

3- bob.

KUCHLI TASHQI ELEKTR MAYDONIDA TOVUSHNING KUCHAYISHI

Yarimo'tkazgichlarda tovush to'liqliningkatta kuchayish ko'rsatishiga erishish istagi kuchli dreyf maydonlaridan foydalanishni taqozo etadi. Hozirgi vaqtda eksperimentatorlar kristalga shunday kattalikdagi elektr maydonlarini kiritadilarki kristaldagi elektronlar dreyf tezligi v_d (tovush o'zi bilan olib ketayotgan elektron «quyqalari» ning bunday maydonlardagi effektiv tezliga) elektronlarning effektiv tezliklari tartibidagi katalikda bo'lishi mumkin bo'ladi. Bunday hollarda elektronlar taqsimot funksiyasini kata izotrop va kichikanizotrop qisimlarga ajratib bo'lmaydi. Aksincha, taqsimot funksiyasining har ikala qismi ham birxil tartibdagi funksiyalar hisoblanadi xamda anizotrop qismi barcha siferik garmonikalarni o'z ichiga olgan bo'ladi. Bizning maqsadimiz berilgan holatda tovush kuchayishini qarab chiqish hamda taqsimot funksiyasidagi bunday anizotropik tovush kuchayish ko'rsatishiga dreyf maydoni E ga nisbattan yangidan-yangi bog'lanishlarni keltirib chiqarishini ko'rsatishdir.

Anizotrop funksiya bilan-hisop-kitob o'tkazishning murakkabligi sabab zaryad tashuvchilar relaksatsiyasining sodda modelini-impuls relaksatsiya vaqtini energiyaga bog'liq emas (yoki juda sust bog'liq) dep, ularning energiyasini kuchli elektronlararo o'zaro ta'sir sharoitida optik fononlarga relaksatsiya qiladi dep faraz qilamiz. Bizningcha bunday modelni suyuq azot temperaturasi ga yaqin temperaturalarga joylashgan $n - InSb$ turidagi yarimo'tkazgichlarga qo'llab bo'ladi.

3.1.Elektronlarning taqsimot funksiyasi

Tovush to'liqini mavjud bo'lmaganida elektronlarning taqsimot funksiyasi

$$eE \frac{\partial F_p}{\partial p} + \hat{I} F_p = 0 \quad (3.1)$$

ko'rinishdagi kinetik tenglamadan topiladi. Bu yerda

$$\widehat{IF}_p = \frac{F_p - F(\varepsilon_p)}{\tau_p} + I_\varepsilon F(\varepsilon_p), \quad \widehat{I}_\varepsilon - \text{to'qnashuv operatorining}$$

noelestik qismi, $F(\varepsilon_p) = \frac{\int d^3 p \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) F_p}{\int d^3 p \delta(\varepsilon - \varepsilon_p)}$, τ_p - impulsning relaksatsiya vaqti.

Agar sochilishi kvazielastik deb hisoblasak,

$$\widehat{I}_\varepsilon F(\varepsilon_p) \ll \frac{F(\varepsilon_p)}{\tau_p}$$

tengsizligini o'rinli deyishimiz mumkin bo'ladi. U holda (3.1) tenglamani yechimi

$$F_p = \int_{-\infty}^0 F(\varepsilon_p) \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) dt \quad (3.2)$$

desak bo'ladi. Biz kuchayish koeffitsiyentini elektr maydoni E ga bog'lanishining umumiy xarakterini o'rganishga intilayotganimiz uchun elektron temperaturasi yaqinlashuvidan foydalanamiz, ya'ni taqsimot funksiyasini elektron temperaturasi T_e ga Maksvelcha taqsimot funksiyasi deb olamiz

$$F(\varepsilon_p) \sim \exp\left(-\frac{p^2}{2mT_e}\right)$$

U holda (3.2) ni integrallab topamiz:

$$F_p = \frac{(2\pi\hbar)^3}{2\pi p_T^3} \exp\left[-\left(\frac{p_\perp}{p_T}\right)^2\right] \frac{\exp(-\beta z)}{I(\beta)} [1 + \Phi(z)], \quad (3.3)$$

Bu yerda

$$\beta = \frac{p_T}{eE\tau_p}, \quad p_T = \sqrt{2mT_e}, \quad z = \frac{p_z}{p_T} - \frac{\beta}{2}, \quad p_\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad \Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-x^2) dx,$$

$$I(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta z) [1 + \Phi(z)], \quad \Phi(z) - \text{ehtimoliyat integrali.}$$

Elektron temperaturani aniqlash uchun quyidagicha fikrlashlardan kelib chiqamiz. Elektronlarning elektr maydonidan oladigan energiyasi ular o'rtasida sodir bo'ladigan tez-tez to'qnashuvlar natijasida qayta taqsimlanib, taqsimot funksiyasini T_e effektiv temperaturali Maksvell taqsimot funksiyasiga yaqinlashtirishga harakat qilishadi. Elektronlarning qizuvi bilan T_e osha

boradi, demak optic fononlar energiyasi $\hbar \omega_0$ dan katta ε energiyalik elektronlar soni ham osha boradi. Lekin bu elektronlar 10^{-12} sek tartibdagi vaqt ichida optic fononlarni nurlantiradi. Bu vaqt esa elektronlararo to'qnashuv vaqtidan ancha kichik bo'ladi. Natijada bunday elektronlar soni T_e temperaturali maksvell taqsimoti bo'yicha aniqlanadigan elektronlar sonidan ancha kam bo'ladi. Elektronlararo to'qnashuv Maksvell taqsimotini tiklashga harakat qilib, $\varepsilon > \hbar \omega_0$ energiya sohasini elektronlar oqimi bilan ta'minlaydi. Shunday qilib, energiyaning relaksatsiya mexanizmi kombinatsiyalashgan bo'ladi: electron-electron to'qnashuvlar elektronlarni energiyasi yuqori sohada olib kelsa, u yerdan elektronlar optic fononlarni nurlantirib o'zlari yana past energiyalik sohada ketadi. Bunday mexanizmni aniq tavsiflash Kulon to'qnashuvlari uchun nochiqliq integr-differensial tenglamalarni yechishga olib keladi. Lekin biz bu yerda electron temperatura yaqinlashuvi bilan cheklanamiz. Bu yaqinlashuv elektronlar o'rtacha energiyasini elektr maydoniga qanday bog'liqligini aniqlash imkoniyatini beradi.

E; elektronlararo to'qnashuvda energiyaning uzatilishi kam bo'lgani uchun $\hbar \omega_0$ dan katta energiya olgan hajm birligidagi elektronlar soni $\hbar \omega_0$ energiyalik energetik qatlam va energiya fazosida elektronlar tezligiga teng bo'lgan qalinlikdagi elektronlar soni tartibida bo'ladi. $d\varepsilon$ qalinlikdagi qaplamdagi elektronlar soni

$$n_0 \frac{(\hbar \omega_0)^{1/2}}{T_e^{3/2}} \frac{\exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{T_e}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2}, \frac{\hbar \omega_0}{T_e}\right)} d\varepsilon \quad (3.4)$$

Ga teng bo'ladi. Bu yerda $\Gamma\left(\frac{3}{2}, x\right)$ - to'liq bo'lmagan gamma-funksiya (energiyasi $\hbar \omega_0$ dan katta bo'lgan elektronlar soni juda kichik deb hisoblanadi). Energetik fazoda elektronlar tezligi $\frac{T_e}{\tau_{ee}}$ tartibida bo'ladi. Bularni bilgach, endi energiyaning

balans tenglamasini tuzish mumkin bo'ladi

$$e E \frac{\int d^3 p V_z F_p}{\int d^3 p F_p} \sim \left(\frac{\hbar \omega_0}{T_e} \right)^{1/2} \frac{\hbar \omega_0}{\tau_{ee}} \exp \left(- \frac{\hbar \omega_0}{T_e} \right) \quad (3.5)$$

Shuni qayd qilamizki, biz qaragan mexanizm uchun energiyaniq relaksatsiya vaqti $\tau_{ee} \exp \left(\frac{\hbar \omega_0}{T_e} \right) \gg \tau_p$ tartibida bo'ladi (barcha joyda biz $\hbar \omega_0 > T_e$ deb hisoblaymiz). Hisobga olmaslik darajada kichik deb qaraladi. Energetik fazoda elektronlar soni tartibli bo'ladi. Endi energiyaniq balans tenglamasini tuzsa bo'ladi. (3.3) ni (3.6) ga qo'yib, T_e uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$\left[1 - \frac{2}{\beta} \frac{\partial}{\partial \beta} \ln I(\beta) \right] = \frac{\tau_p}{\tau_{ee}} \left(\frac{\hbar \omega_0}{T_e} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{\hbar \omega_0}{T_e} \right) \quad (3.6)$$

Bundan logarifmik aniqlikda

$$\frac{T}{T_e} = - \frac{T}{\hbar \omega_0} \left\{ \ln \frac{\tau_{ee}}{\tau_p} \left(\frac{T}{\hbar \omega_0} \right)^{3/2} + \ln \left[1 - \frac{2}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial \beta_0} \ln I(\beta_0) \right] \right\} \quad (3.7)$$

tenglikka ega bo'lamiz (bu yerda $\beta_0 = \frac{\sqrt{2mT}}{eE \tau_p}$). Shunday qilib, biz qarayotgan mexanizmga elektron temperatura β_0 parametrga logarifmik bog'liq bo'ladi (demak, elektr maydoniga ham bog'liq bo'ladi). Shu sababdan kelgusida biz bunday kuchsiz bog'lanishni kinetik koeffitsiyentlarga kiruvchi keskin darajali bog'lanishlarga nisbatan hisobga olmaymiz.

3.2. Tovushning kuchayish koeffitsiyenti

Endi biz tovushning kuchayish koeffitsiyentini hisoblashga kirishaylik. Dastlab $q l \ll 1$ holni qaraylik. O'z-o'zidan tushunarliki, bu holda tovushning kuchayish koeffitsiyenti Uaytning formulasi bilan aniqlanadi. Pyezoelektrik yarimo'tkazgichda OZ-o'qi bo'yicha tashqi elektr maydoni yo'nalishida tarqalayotgan tovush uchun bunday formula quyidagicha yozilar edi:

$$G = \frac{\chi}{2} q \frac{(\omega - qV_d)\tau_M}{(1 + q^2 D \tau_M)^2 + [(\omega - qV_d)\tau_M]^2} \quad (4.1)$$

Bu formulada ishtirok etuvchi diffuziya koeffitsiyenti D , dreyf tezligi V_d va o'tkazgich o'tkazuvchanligi σ (bu kattalik maksvellcha relaksatsiya vaqti $\tau_M = \varepsilon_0 / 4\pi\sigma$ orqali formulaga kiradi) lar quyidagicha formulalar bilan aniqlanadi:

$$D = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3 n_0} \int d^3 p V F_p ; \quad (4.2)$$

$$V_d = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3 n_0} \int d^3 p V_z \hat{J}^{-1}(V_z - V_d) F_p ; \quad (4.3)$$

$$\sigma = - \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3 n_0} \int d^3 p V_z \hat{J}^{-1} \frac{\partial F_p}{\partial p_z} \quad (4.4)$$

Bu yerda $\hat{J}$ operator bo'lib, u

$$\hat{J} = eE \frac{\partial}{\partial p} + \hat{I} \quad (4.5)$$

ko'rinishga ega. Quyida biz yuqoridagi integrallarni hisobini keltiramiz. $\hat{J}^{-1}$ operatorining ixtiyoriy funksiyaga ta'sirini quyidagicha aniqlaymiz:

$$\hat{J} y_p = z_p, \quad y_p = \hat{J}^{-1} z_p \quad (4.6)$$

yoki

$$eE \frac{\partial y_p}{\partial p} + \hat{I} y_p = z_p \quad (4.7)$$

Oxirgi tenglamaning yechimi quyidagicha ko'rinishda yoziladi:

$$y_p = \int_{-\infty}^0 z_p \Big|_{p+eEt} \exp\left(\frac{t}{\tau_p}\right) dt \quad (4.8)$$

Bu yerda (4.8) ni (4.4) va (4.3) lar bilan solishtirib ko'ramizki, (4.4) integral holida

$z_p = \frac{\partial F_p}{\partial p_z}$ bo'ladi, (4.3) integral holida esa $z_p = (V_z - V_d) F_p$ bo'ladi. Oldingi

mavzuning (3.3) formulasidan foydalanib, (4.8) ni qayta yozaolamiz

$$y_p = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_0}{2\pi p^4 \tau I(\beta)} e^{-\frac{p_z^2}{p_T^2}} \int_{-\infty}^0 \exp\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \frac{\partial}{\partial z} \exp(-\beta z) [1 + \Phi(z)] \Big|_{z+t/\beta\tau_p} dt \quad (4.9)$$

(4.8) da $x = z + \frac{t}{\beta \tau_p}$ almashtirish o'tkazamiz. Natijada

$$y_p = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_0 \beta \tau_p}{2\pi p^4 I(\beta)} e^{-\frac{p^2}{2\tau_p}} \int_{-\infty}^0 \exp(\beta x - \beta z) \frac{\partial}{\partial x} \exp(-\beta x) [1 + \Phi(x)] dx \quad (4.10)$$

(4.10)ni (4.4) ga qo'yib, topamiz

$$\sigma = -\frac{e^2 n_0 \beta \tau_p}{m I(\beta)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} \exp(-\beta z) \cdot \left(-\frac{z}{\beta} - \frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{2} \right) dz \int_{-\infty}^z \exp(\beta x) \cdot \frac{\partial}{\partial x} \exp(-\beta x) [1 + \Phi(x)] dx$$

Bu integralni ikki marta bo'laklab integrallab, ega bo'lamiz

$$\sigma = \sigma_0 = \frac{e^2}{m} n_0 \tau_p \quad (4.11)$$

Olgan bu natijamiz o'tkazuvchanlik uchun uning klassik ifodasi hisoblanadi. U boshqacha ham bo'la olmaydi, chunki bu yerda τ_p energiyaga bog'liq bo'lmaydi.

Endi (4.8) dan foydalanib, (4.3) ning o'rnida

$$D = \frac{\beta \tau_p V_T}{I(\beta)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} \exp(-\beta z) \cdot \left(-\frac{z}{\beta} - \frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{2} \right) dz \int_{-\infty}^z \left(\frac{\beta}{2} + x - \frac{V_d}{V_T} \right) [1 + \Phi(x)] dx \quad (4.12)$$

Bu tenglikni bo'laklab integrallab, quyidagini topamiz:

$$D = V_T^2 \tau_p \left\{ \frac{1}{I(\beta)} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} I(\beta) - \left[\frac{\partial}{\partial \beta} \ln I(\beta) \right]^2 \right\} \quad (4.13)$$

V_d uchun integral oddiy hisoblanadi va quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$V_d = V_T \left[\frac{\beta}{2} - \frac{\partial}{\partial \beta} \ln I(\beta) \right] \quad (4.14)$$

Diffuziya koeffitsiyenti va dreyf tezligidagi integrallar sonli hisoblandi. Endi $\beta \gg 1$, $\beta \ll 1$ holler uchun $I(\beta)$, V_d , D larning asimptotikasini keltiramiz. $\beta \gg 1$ holida

$$I(\beta) \cong \frac{2}{\beta} \exp\left(\frac{\beta^2}{4}\right), \quad V_d \cong V^0_d = \frac{V_T}{\beta}, \quad D \cong D^0 = \bar{V}^2 \tau_p. \quad (4.15)$$

$\beta \ll 1$ holida esa

$$I(\beta) \cong \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{\beta^2}{6} \right), \quad V_d \cong V^0_d \frac{\beta}{6} = \frac{V_T}{6}; \quad D \cong \frac{2}{3} D^0. \quad (4.16)$$

Bu yerda V^0_d , D^0 mos ravishda kuchsiz elektr maydonidagi kattaliklardir. Shu alohida qayd qilmoq kerakki, barcha yozilgan natijalar

$$\left(\frac{\hbar \omega_0}{T} \right)^{3/2} \gg \frac{1}{3} \frac{\tau_{ee}}{\tau_p}$$

tengsizligi bajarilgandagina o'rinalidir.

Shunday qilib, $eE \tau_p / \sqrt{2mT}$ kattalik 1 (bir) ga yaqinlashgandanoq, electron quyqalarining dreyf tezligi birdan kamayib ketadi, bu esa kuchayish ostonasining va oqibatda kuchayishning pasayishiga olib keladi. Bu hodisa butunlayin taqsimot funksiyasining anizotropiyasi bilan bog'langan bo'ladi va τ_p ning energiyaga bog'liq bo'lmaganida yuzaga keladi.

Endi biz yanada qiziqroq hol bo'lgan $q l \gg 1$ holni qaraymiz. Statsionar faza usuli bilan tovush to'liqlinining o'zgaruvchan maydonida taqsimot funksiyasini hisoblashda ko'rsatish mumkinki, agar $eE \tau_p / q l \cdot \sqrt{2mT} \ll 1$ bo'lsa, tashqi g'alayonlanish $e \varphi_q(\omega)$ ga electron konsentratsiyasining bergan javob funksiyasi quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$K_q(\omega) = \frac{n_q(\omega)}{e \varphi_q(\omega)} = \frac{2}{(2\pi \hbar)^3} \int \frac{d^3 p}{V_z - w - iS} \frac{\partial F_p}{\partial p_z} = \frac{2}{(2\pi \hbar)^3} \left[\int \frac{d^3 p}{V_z - w} \frac{\partial F_p}{\partial p_z} + i m \pi^2 p_T^2 \frac{\partial F_p}{\partial p_z} \Big|_{V_z=w, V_z=0} \right]$$

Elastiklik nazariyasi tenglamasi va Puasson tenglamalaridan foydalanib, tovushning kuchayish ko'effitsiyentini javob funksiyasi orqali ifodalab bo'ladi:

$$G = \frac{\chi}{2} q \frac{A \operatorname{Im} K_q(\omega)}{(1 - A \operatorname{Re} K_q(\omega))^2 + (A \operatorname{Im} K_q(\omega))^2} \quad (4.17)$$

Bu yerda $A = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 q^2}$, ε_0 - dielektrik singdiruvchanlik. Yuqoridagi $K_q(\omega)$ ning ifodasidan $\operatorname{Re} K_q(\omega)$, $\operatorname{Im} K_q(\omega)$ larni topamiz

$$-A \operatorname{Re} K_q(\omega) = \left(\frac{\varsigma}{q} \right)^2 \psi_1(\beta); \quad A \operatorname{Im} K_q(\omega) = \left(\frac{\varsigma}{q} \right)^2 \psi_2(\beta)$$

Bu yerda $\varsigma = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_0}{\varepsilon_0 T}}$ - debaycha radius, $\psi_1(\beta)$ va $\psi_2(\beta)$ lar quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladilar:

$$\psi_1(\beta) = \frac{\exp\left(\frac{\beta^2}{4}\right)}{4\pi I(\beta)} \int_0^\infty \frac{dz}{z} \cdot \frac{d}{dz} \left\{ \left[\operatorname{ch} \beta z + \Phi\left(z - \frac{\beta}{2}\right) - \Phi\left(z + \frac{\beta}{2}\right) \right] - \operatorname{sh} \beta z \left[\Phi\left(z - \frac{\beta}{2}\right) + \Phi\left(z + \frac{\beta}{2}\right) \right] \right\}$$

$$\psi_2(\beta) = \frac{\pi}{2} \frac{\exp\left(\frac{\beta^2}{2}\right)}{I(\beta)} \left[-\beta \left(1 - \Phi\left(\frac{\beta}{2}\right) \right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\beta^2}{4}\right) \right]$$

Bu yerda keltirilgan barcha integrallar $\beta = \frac{P_T}{eE \tau_p}$ parametrlarning funksiyasi

bo'lib, analitik yechimini topib bo'lmaydigan integrallardir. Ularning faqat sonli yechimlarini topish mumkin. Shuni qayd qilamizki, elektronlarning dreyf tezligi ularning issiqlik tezligi tartibida bo'lganda taqsimot funksiyasining anizotropiyasi tufayli tashqi elektr maydoniga bo'lgan proporsionalligi sezilarli ravishda buziladi. Bizningcha ana shu sababdan [] ishlarda kuchayish koeffitsiyentining tashqi elektr maydonidan noxiziqli bog'lanishi kuzatilgan. Bu ishlarda kuchsiz elektr maydoni uchun to'g'ri bo'lgan nazariyadan kuzatilgan chetlanish elektronlarning tashqi maydonda qizuvi bilan tushuntiriladi (bunday qizishda elektron temperaturasi oshadi, lekin taqsimot funksiyasi o'z ko'rinishini o'zgartmaydi). Lekin qayd qilingan bu eksperimental ishlarda shunday maydonlar ishlatilganki, bizning parametrimiz $\beta \sim 1$ atrofida bo'ladi. Shuning uchun bizning natijalarning Spektor [] nazariyasidan chetlanishini asosiy sababi taqsimot funksiyasining anizotropligi hisoblanadi.

Endi biz

$$\bar{p} \gg e E \tau_p \gg q \bar{\varepsilon} \tau_p \quad (4.18)$$

shartni qanoatlantiruvchi tashqi elektr maydoniga kiritilgan pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda tovush to'lqinining tarqalishini qaraylik (tovush $q l \ll 1$ shartni qanoatlanadi, q – tovush to'lqin vektori, l – elektronlarning erkin chopish uzunligi).

Yarimo'tkazgich elektronlari bilan o'zaro ta'sirlashayotgan tovush to'lqini uchun dispersion tenglama elastiklik nazariyasi tenglamasi, Puasson tenglamasi, uzluksizlik tenglamasi hamda tok zichligi, pyezoelektrik maydon

kuchlanganligi $\tilde{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}$ va ochiqcha elektronlar konsentratsiyasi n ning gradiyenti bilan bog'lovchi tenglamalar sistemasidan topiladi. Bunday tenglamani Bolsmanning kinetik tenglamasidan topishimiz mumkin. Taqsimot funksiyasining izotrop qismi f quyidagi ko'rinishda

$$f = \bar{F} + n_q(x, t) f(\varepsilon, x, t), \quad n_q(x, t) = \exp [i(qx - \omega t)] \quad (4.19)$$

ega deb qabul qilsak, tok uchun tenglamani gidrodinamik rejimdagi tokka o'xshatib yoza olamiz:

$$j_q = e n_q(x, t) V(x, q) - e n_0 \mu(\omega, q) \tilde{E}_q - i q e D(\omega, q) n_q(x, t) \quad (4.20)$$

Bu yerda

$$D(\omega, q) = A \int_0^\infty D(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} f d\varepsilon,$$

$$\mu(\omega, q) = -\frac{e}{n_0} A \int_0^\infty D(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} d\varepsilon,$$

$$V(\omega, q) = -eE A \int_0^\infty D(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} d\varepsilon.$$

Bu yerda

$$A = \frac{(2m)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 \hbar^2}; \quad D(\varepsilon) = \frac{\int_0^\infty d^3 p \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) V_x \hat{I}^{-1} V_x}{\int_0^\infty d^3 p \delta(\varepsilon - \varepsilon_p)},$$

$\hat{I}$ -kinetik tenglamada elastik to'qnashuvlar operatori. Ko'rsatish mumkinki, taqsimot funksiyaning izotrop qismi uchun tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$-eED(\varepsilon) \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial \varepsilon} - \frac{eE}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \sqrt{\varepsilon} D(\varepsilon) \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{(eE)^2}{\sqrt{\varepsilon}} D(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} - \frac{2e^2 E \tilde{E}}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} D(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial \bar{F}}{\partial \varepsilon} -$$

$$-eD(\varepsilon) \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} \frac{d\bar{F}}{d\varepsilon} = \hat{I}_\varepsilon[\bar{F}] + \hat{I}_\varepsilon[f] + \hat{I}_{ee}[\bar{F}, \bar{F}] + \hat{I}_{ee}[f, f] \quad (4.21)$$

Bu yerda $\hat{I}_\varepsilon, \hat{I}_{ee}$ –fononlar bilan noelastik to'qnashuvlar va elektronlarning o'zaro to'qnashuv operatorlari.(4.21) ni tovush tebranish davri bo'yicha o'rtachlab, keyin undan o'rtachalangan tenglamlarni ayrib topamiz:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \varepsilon^2} + \frac{\gamma + 3/2}{\varepsilon} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = - \frac{2\tilde{E}}{E} \left[\frac{d^2 \bar{F}}{d \varepsilon^2} + \frac{\gamma + 3/2}{\varepsilon} \frac{d \bar{F}}{d \varepsilon} \right]. \quad (4.22)$$

(4.22)ni chiqarishda $\omega \tau_{\varepsilon} \gg 1$, $\omega \tau_{ee} \gg 1$ shuningdek $D(\varepsilon) = D(T) \left(\frac{\varepsilon}{T} \right)^{\gamma+1}$ deb olindi,

bunda γ – impulsning sochilish mexanizmiga bog'liq bo'lgan son. Normallik shartini qanoatlantiruvchi (4.22) ning yechmi quyidagicha bo'ladi:

$$f = - \frac{2\tilde{E}_q}{En_q} \bar{F} \quad (4.23)$$

Bu yerda $\bar{F}$ funksiya vaqt bo'yicha o'rtachalangan quyidagi tenglamadan aniqlanadi:

$$-e^2 E^2 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d}{d \varepsilon} D(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \frac{d \bar{F}}{d \varepsilon} = \hat{I}_{\varepsilon}[\bar{F}] + \hat{I}_{ee}[\bar{F}, \bar{F}] \quad (4.24)$$

Soddalik uchun bu yerda shunday holni qaraylikchi, qachonki taqsimot funksiyasining ko'rinishi elektronlararo to'qnashuv tomonidan nazoratda bo'lsin va

$$\bar{F} = C \exp \left(- \frac{\varepsilon}{T_e} \right)$$

ko'rinishga ega bo'lsin. Bu yerda electron temperatura T_e energiyaning balans tenglamasidan topiladi.

$$\left(\frac{T_e}{T} \right)^{u-\gamma-1} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) = g, \quad (4.25)$$

Bunda g -qizuv parametri bo'lib,

$$g = \frac{\sqrt{\pi} (eE)^2 \tau_{\varepsilon}(T) \tau_p(T)}{3 m T} \frac{\Gamma(\gamma + 2)}{\Gamma(u + 1/2)} \quad (4.26)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda biz

$$\tau_{\varepsilon}(\varepsilon) = \tau_{\varepsilon}(T) \left(\frac{\varepsilon}{T} \right)^u$$

deb oldik u -energiyaning relaksatsiya mexanizmini aniqlovchi son. (4.23)

dagi $\frac{\tilde{E}_q}{n_q}$ nisbatni uzluksizlik tenglamasi va Puasson tenglamasini birgalikda

yechib toppish mumkin

$$\frac{\tilde{E}_q}{n_q} = -\frac{4\pi e}{\varepsilon_0 q} \omega \tau_M ; \quad \tau_M = \frac{\varepsilon_0}{4\pi e n_0 \mu(\omega, q)} \quad (4.27)$$

Bu yerda ε_0 - dielektrik singdiruvchanlik, τ_M - elektronlar qizishini hisobga oluvchi maksvellcha relaksatsiya vaqti. (4.27) va (4.23)larni diffuziya koeffitsiyenti hamda dreyf tezligi formulalariga qo'yib, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$q^2 D(\omega, q) \tau_M = \frac{2\omega q^2}{V_0 \zeta^2 \left(\frac{T_e}{T} \right)^{1-\gamma}} \frac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(\gamma + 5/2)}$$

$$V(\omega, q) = 2\omega \quad ()$$

Bu yerda $v_{0,\zeta}$ - qizuv bo'lmaganida mos ravishda dreyf tezligi va debaycha impuls, ω - tovush tezligi. Topilganlar asosida tovushning kuchayish koeffisienti uchun quyidagi formulani olamiz:

$$G = -\frac{\chi}{2} q \frac{\omega \tau_M}{\left(1 + \frac{q^2}{\zeta^2} \right)^2 + (\omega \tau_M)^2},$$

$$\tau_M = \tau_0^M \left(\frac{T_e}{T} \right)^{-\gamma} \frac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(\gamma + 5/2)}$$

$$\zeta^2 = \zeta_0^2 \frac{V_0}{2\omega \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\gamma-1}} \frac{\Gamma(\gamma + 5/2)}{\Gamma(3/2)}$$

Chiqarilgan natijalarni qisqacha mulohaza qilaylik. Kattaligi (4.18) shartlar bilan aniqlanuvchi kuchli elektr maydonida tovushning kuchayish koeffisienti maydon kuchlanganligi E dan electron temperatura orqali bog'liq bo'ladi. Bu holda agar $q^2 \leq \zeta^2$ bo'lsa kuchayish koeffisientining elektr maydonidan bog'liqlik shakli Uayt

nazariyasidagi kuchayishini maksimal qiymatiga mos keluvchi elektr maydonlariga bog'liqlik shaklidan sezilarli darajada farq qiladi. Qayd qilib o'tamizki, eE/q parametrining qizuv parametri g ga nisbati tartib kattaligi

bo'yicha $\left(\frac{1}{q l}\right) \sqrt{\frac{\tau_p}{\tau_\varepsilon}}$ ga teng bo'ladi hamda bu kattalik katta ham, kichik ham bo'lishi mumkin. Agar bu nisbat katta bo'lsa, Uaytcha bog'lanishdan chetlanish kichikroq elektr maydonlarida ham sodir bo'lishi mumkinki, bu maydonlarda elektronlarning qizuvi hali boshlanmagan bo'ladi.

Endi qisqacha qilib Uayt bog'lanishidan chetlanishining sababini sifat jihatdan tushuntirishga harakat qilamiz. Tovushning (yutilishi) kuchayishi hajmiy zaryadning tovush to'liqini maydonida qayta taqsimlanishi natijasi hisoblanadi. Muvozanatga yaqin bo'lgan holatlarda dinamik ekranlashuv va diffuziya xalaqqit qiladi. Bu to'sqinlikni Uayt formulasining maxrajida turgan

$$\left(1 + q^2 R^2\right)^2 + (\omega - qV_d)^2 \tau_M^2$$

pad aniqlaydi. Biz qarayotgan holda esa tovush to'liqini tomonidan yuzaga keltirilgan potensial o'ralardan dreyf maydoni tomonidan elektronlarning chiqarilishi muhim rol o'ynaydi. Bu esa hajmiy zaryad qayta taqsimlanishining tamoman boshqacha manzarasiga olib keladi, electron "quyqalari" ning dreyf tezligi muvozanatdagi trzlikdan farq qilishiga olib keladi, demak, tovushning (yutilishi) kuchayishi o'zgaradi.

3-bob bo'yicha xulosalar

Tashqi elektr maydonining ikki holida $eE \tau_p \gg \bar{p}$ va $eE \tau_p \ll \bar{p}$ tengsizliklar bajarilganda tovushning pyezoelektrik yarimo'tkazgichlarda kuchayishi o'rganildi. Bulardan $eE \tau_p \ll \bar{p}$ shart amal qilganda tovushning kuchayishi uzun to'liqinli va qisqa to'liqinli tovush uchun tadqiq qilindi. Bu sohalarda elektronlarning taqsimot funksiyasining sezilarli darajada anizotropik bo'lishligi aniqlandi. Shu bilan birga kuchayish ko'effitsiyentining tashqi elektr maydoniga o'ziga xos bog'liqligi ana shu anizotropiya bilan bevosita bog'liqligi ko'rsatildi. Qisqa to'liqinli tovush holida kuchayish ko'effitsiyentining elektr maydoniga bog'liqligining buzilishi aniqlandi.

$eE \tau_p \gg \bar{p}$ shartini qanoatlantiruvchi kuchli elektr maydonida kuchayish ko'effitsiyentining elektr maydoniga bog'liq bo'lishi electron temperature orqali amalgam oshishi aniqlandi. Ayniqsa, $q^2 \leq \zeta^2$ sharti bajarilganda kuchayish ko'effitsiyentining elektr maydoniga bog'liq bo'lish shakli Uayt formulasidagi bunday bog'lanishga mutlaqo o'xshamasligi ko'rsatildi. Agar $\frac{eE}{q \varepsilon}$ parametrining qizish parametri g ga nisbati katta bo'lsa, Uayt formulasidan chetlanish elektronlarning qizishiga olib keladigan elektr maydonining qiymatidan ancha past maydonlarda ham yuzaga kelishi mumkin ekanligi ko'rsatildi.

Shunday qilib, ushbu magistrlik dissertatsiya oldiga qo'yilgan masala yechimiga dissertatsiyaning ushbu bobi bag'ishlandi va olingan ilmiy natijalar ikkita ilmiy maqolalar [] tariqasida matbuotda e'lon qilindi/

Foydalanilgan adabiyotlar

- 1.Э.Маделунг.Математический аппарат физики,Москва,872,1960
- 2.Н.Н.Спектор.Phys.Rev.,127,1084,1963
- 3.М.Шоимов,О.Пардаев.**Замонавий fizikaning dolzarb muammolari. BuxDU.Respublika ilmiy-amaliy konf.materiallari.**2012,155-156 betlar.
- 4.К.Ҳахшиликӯв,М.Шоимов,О.Пардаев.СамДУ илмий тадқиқотлар ахборотномаси.Физика.2012,5-сон,35-37 бетлар
- 5.К.Ҳахшиликӯв,М.Шоимов,О.Пардаев.**Harbiy kadrlarni tayyorlashda tabiiy-ilmiy va texnik fanlarining roli.**Samarqand harbiy avtomobil qo'mondonlik muxandislik bilim yurti.2013,114-117 betlar