

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

Qo'lyozma huquqida

UDK 621.315.592

DAVLATOV ABROR BORIJON O'G'LINING

**MAVZU: « KUCHLI MAGNIT MAYDONDA OSTSILLYATSIYA
HODISALARINI HARORATGA BOG'LIQLIGINI MATEMATIK
MODELLASHTIRISH»**

**5A140202-fizika (yo'nalishlar bo'yicha) mutaxassisligi
bo'yicha magistr darajasini olish uchun taqdim etilgan**

DISSERTATSIYA

**Ilmiy rahbar:
prof. G'.G'ulomov**

Namangan – 2016

Mundarija.

Kirish.....	4
I-BOB. Kichik o'lchamli sistemalarda kvant holatlar taqsimoti	
I.1. Energetik holatlar zichligi.....	12
I.2. Kvant tekislikda energetik holatlar zichligi taqsimotining hususiyatlari.....	16
I.3. Kvant ipda energetik haolatlar zichligi taqsimoti.....	21
I.4. Kvant nuqtalar uchun energetik haolatlar zichligi taqsimoti.....	23
I.5. Fermi-Dirak taqsimoti. Zonalarda erkin elektronlar va erkin kovaklar zichligi(kontsentratsiyasi).....	25
I bob xulosasi.....	32
II-BOB. Kvantlovchi magnit maydonida kvazizarrachalarning energetik spektri	
II.1. Kvantlovchi magnit maydonda ekelektronlarning ideal gazi.....	33
II.2. Kvantlovchi magnit maydondagi kiristall panjarada elektronlar ideal gazining energetik spektri. Spinli ajralish.....	39
II.3. Magnit maydondagi elektron holatlar zichligi.....	46
II bob xulosasi.....	51
III-BOB. Kvantlovchi magnit maydonda termodinamik holatlar zichligiga haroratning ta'sirini matematik modellashtirish	
III.1. Kvantlovchi magnit maydonida kvazizarrachalarning energetik spektri...	52
III.2. Magnit maydondagi energetik holatlar zichligi	56
III.3. Magnit maydondagi energetik holatlar zichligiga haroratning ta'siri. Termodinamik holatlar zichligini matematik modellashtirish.....	57
III.4. Hisoblash va tajriba natijalarini solishtirish.....	60
III.5. Kuchli magnit maydonda ostsillyatsiya hodisalarini haroratga bog'liqligini matematik modellashtirish programmasi (Maple).....	62
UMUMIY XULOSA.....	66
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI.....	67

5A140202-Fizika (yo'nalishlar bo'yicha) magistratura mutahasisligi bitiruvchisi Davlatov Abror Borijon o'g'lining "Kuchli magnit maydonda ostsillyatsiya hodisalarini haroratga bog'liqligini matematik modellashtirish" mavzusidagi magistrlik dissertatsiya ishiga

Annotatsiya

Kvantlovchi magnit maydondagi termodinamik holatlar zichligini N_s haroratga bog'liqligini nazariy tomondan o'rganilgan. Harorat ortishi bilan Landau sathlarining termik kengayishi hisobiga termodinamik holatlar zichligi N_s silliqalanishi va yuqori temperaturalarda magnit maydoni bo'lmagan holdagi holatlar zichligiga aylanishi ko'rsatilgan. Holatlar zichligini haroratga bog'liqligini matematik modellashtirilgan. Taklif qilingan model asosida holatlar zichligini hisoblashni programmasi ishlab chiqilgan. Yuqori haroratlarda termodinamik holatlar zichligi uzluksiz spektr ko'rinishida past haroratlarda esa diskret spektrda bo'lishi ko'rsatib berildi. Jarayonni matematik modellashtirish yo'li bilan tajribada topilgan yuqori haroratdagi uzluksiz spektrdan Landau sathlarini aniqlash mumkinligi ko'rsatilgan. Modeldan foydalanib va adabiyotlarda PbS uchun olingan tajriba natijalari taxlil qilingan.

Kirish.

O'tgan 2015 yil bizning bosh maqsadimiz bo'lmish asosiy vazifa – odamlarimizning munosib hayot darajasi va sifatini tahminlash va rivojlangan demokratik davlatlar qatoridan o'rin egallash bo'yicha avvalo muhim islohotlarni amalga oshirish yo'lida katta qadam bo'ldi, deb aytishga to'liq asoslarimiz bor.

Bu borada gap, avvalo, har tomonlama puxta o'ylangan, uzoqni ko'zlaydigan keng ko'lamli Dasturni hayotga joriy etish haqida bormoqda. Ushbu dastur mohiyat ehtibori bilan chuqur tarkibiy o'zgarishlarni amalga oshirish, kichik biznes va xususiy tadbirkorlik manfaatlarini ishonchli himoya qilish, eng muhimi, Konstitutsiyamizda ko'zda tutilganidek, xususiy mulkning qonuniy, me'yoriy-huquqiy va amaliy jihatdan ustuvor rolini ta'minlash, O'zbekiston iqtisodiyotida davlat ishtirokini bosqichma-bosqich kamaytirishga qaratilgani sizlarga yaxshi ma'lum, albatta.

Ta'kidlash joizki, taraqqiyotimizning hozirgi bosqichida faqat uglevodorod homashyosi, qimmatbaho va rangli metallar, uran homashyosini qazib oladigan va qayta ishlaydigan korxonalarni, shuningdek, tabiiy monopoliyalarning strategik infratuzilma tarmoqlarini – temir va avtomobil yo'llari, aviatashuvlar, elektr energiya ishlab chiqarish, elektr va kommunal tarmoqlarini to'g'ridan-to'g'ri davlat boshqaruvida saqlab qolish maqsadga muvofiq, deb topildi.

2015 yilda korporativ boshqaruv tizimidagi prinsip va yondashuvlarni tubdan o'zgartirishimiz uning haqiqiy bozor xususiyatlariga ega bo'lishini ta'minlash va konservativ qarashlardan xalos bo'lishida katta hissa bo'ldi.

Barcha aksiyadorlik jamiyatlarining faoliyati to'liq inventarizatsiyadan o'tkazildi, natijada 462 ta jamiyatni yoki ularning 43 foizini tugatish yoki boshqa tashkiliy-huquqiy shaklga o'zgartirish to'g'risida qarorlar qabul qilindi.

Korxonalarni korporativ boshqarish bo'yicha ilg'or xalqaro tajribani o'rganish asosida aksiyadorlik jamiyatlarining yangi na'munaviy tuzilmasi ishlab chiqildi va tasdiqlandi. SHu tariqa, zamonaviy korporativ boshqaruv tizimi talablarini inobatga olgan holda, Lavoziim va kasblarning yangi klassifikatori

ishlab chiqildi va tasdiqlandi, unga bozor iqtisodiyoti talablariga mos keladigan 566 ta yangi toifa kiritildi.

Ana shu klassifikator asosida rahbarlar tarkibi attestatsiyadan o'tkazildi. Rahbar kadrlarning korporativ boshqaruvning zamonaviy usul va prinsiplari, menejment va marketing bo'yicha bilimlarini baholash ushbu sinovning asosiy maqsadi qilib qo'yildi. Uning natijalariga ko'ra, attestatsiya qilingan 721 nafar rahbar xodimning yarmi – 49 foizi attestatsiyadan o'tgan bo'lsa, ularning har uchinchisi attestatsiyadan shartli ravishda o'tkazilgan, 20 foizi yoki har beshinchi rahbar esa egallab turgan lavozimiga loyiq emas, deb topilgan.

Mamlakatimiz iqtisodiyotini tarkibiy o'zgartirish, tarmoqlarni modernizatsiya qilish, texnik va texnologik yangilashga doir loyihalarni amalga oshirish uchun investitsiyalarni jalb qilish borasida bajarilayotgan ishlar alohida ehtiborga loyiq.

2015 yilda ana shu maqsadlarga barcha moliyalashtirish manbalari hisobidan 15 milliard 800 million AQSH dollari miqdorida investitsiyalar jalb etildi va o'zlashtirildi. Bu 2014 yilga nisbatan 9,5 foiz ko'p demakdir. Jami investitsiyalarning 3 milliard 300 million dollardan ziyodi yoki 21 foizdan ortig'i xorijiy investitsiyalar bo'lib, shuning 73 foizi to'g'ridan-to'g'ri chet el investitsiyalaridir.

Investitsiyalarning 67,1 foizi yangi ishlab chiqarish quvvatlarini barpo etishga yo'naltirildi. Bu esa 2015 yilda umumiy qiymati 7 milliard 400 million dollar bo'lgan 158 ta yirik ishlab chiqarish ob'ekti qurilishini yakunlash va foydalanishga topshirish imkonini berdi.

Masalan, Toshkent issiqlik elektr stantsiyasida 370 megavatt quvvatga ega bo'lgan bug'-gaz qurilmasi barpo etildi, Chorvoq GESi gidrogeneratorlari modernizatsiya qilindi, Qo'ng'irot soda zavodida kaltsiylashtirilgan soda ishlab chiqarish kengaytirildi, «Samarqandkimyo» aksiyadorlik jamiyatida 240 ming tonna quvvatga ega bo'lgan murakkab tarkibli yangi o'g'itlar ishlab chiqarish korxonasi ishga tushirildi. Shuningdek, «Motor zavodi» aksiyadorlik jamiyatining faoliyat ko'rsatmayotgan ishlab chiqarish maydonlarida traktor tirkamalari,

jumladan, katta hajmli tirkamalar, maishiy texnika uchun tarkibiy qismlar va boshqa mahsulotlar ishlab chiqarish tashkil etildi.

Ana shunday muhim ob'ektlar haqida gapirganda, janubiy koreyalik investor va mutaxassislar bilan hamkorlikda Surg'il koni negizida barpo etilgan Ustyurt gaz-kimyó majmuasini alohida ta'kidlamoqchiman. Umumiy qiymati 4 milliard dollardan oshadigan ushbu majmua dunyodagi eng zamonaviy, yuqori texnologiyalar asosida ishlaydigan, yirik korxonalardan biri bo'ldi. Majmuaning ishga tushirilishi yiliga 83 ming tonna noyob polipropilen mahsulotini ishlab chiqarish imkonini beradi. Holbuki, bu mahsulot ilgari mamlakatimizga chetdan, katta valyuta hisobiga olib kelinar edi. Ayni vaqtda mazkur korxona polietilen ishlab chiqarish hajmini 3,1 barobar ko'paytirish, mingdan ziyod yuqori malakali mutaxassislarni ish bilan ta'minlash uchun imkoniyat yaratishi bilan ulkan ahamiyatga egadir.

Xorazm viloyatida «Jeneral motors – O'zbekiston» aktsiyadorlik jamiyatida umumiy qiymati qariyb 6 million dollarlik loyiha asosida «Shevrole Labo» kichik yuk mashinasi ishlab chiqarish yo'lga qo'yildi. Bu yerda yiliga fermerlarimiz va xususiy tadbirkorlarimiz uchun juda zarur bo'lgan 5 mingta ana shunday mashina ishlab chiqariladi. Shuni tahkidlash joizki, ushbu modelg' yangi «Xorazm avto» zavodida tayyorlanayotgan «Damas» va «Orlando» avtomobillaridan keyingi uchinchi turdagi avtomobilg' bo'ldi.

Namangan viloyatining Pop tumanida 130 kilovatt quvvatga ega bo'lgan quyosh fotoelektr stantsiyasi ishga tushirildi. Hozircha bu loyiha sinovdan o'tkazilmoqda. 2020 yilga borib mamlakatimizda har biri 100 megavatt quvvatga ega yana uchta quyosh elektr stantsiyasini foydalanishga topshirish rejalashtirilmoqda.

Samarqand – Qarshi temir yo'l uchastkasida yuqori tezlikda harakatlanadigan «Afrosiyob» elektr poezdi qatnovi yo'lga qo'yildi. Bu Toshkent – Qarshi yo'nalishi bo'yicha yo'lovchi tashish sifati va surhatini oshirish imkonini bermogda. Natijada poytaxtimizdan Qashqadaryo viloyatiga va Qarshidan Toshkentga yo'lovchilar tashish vaqti ikki barobar qisqardi.

Iqtisodiyot va xizmat ko'rsatish sohasining yuqori surhatlar bilan barqaror o'sishi biz uchun eng muhim ustuvor yo'nalish bo'lgan – **aholi bandligini tahminlash, avvalambor, kasb-hunar kollejlari va oliy o'quv yurtlari bitiruvchilarini ishga joylashtirish** uchun zarur sharoitlar yaratdi.

2015 yilda mamlakatimizda 980 mingdan ortiq ish o'zni tashkil qilingan bo'lsa, shuning 60 foizdan ziyodi qishloq joylarda yaratildi.

Kollejlarning 480 mingdan ortiq bitiruvchisi ish bilan tahminlandi. Tijorat banklari tomonidan ularga o'z biznesini tashkil qilish uchun 280 milliard so'mga yaqin imtiyozli kreditlar ajratildi va bu 2014 yilga nisbatan 1,3 barobar ko'pdir.

2015 yilda iqtisodi erishganimiz aholi daromadlarini yanada ko'paytirish, odamlarimizning hayot darajasi va sifatini oshirish uchun yotimizni yuqori surhatlar bilan barqaror rivojlantirishga mustahkam asos yaratdi.

O'tgan yili **ta'lim-tarbiya sohasini** yanada isloh etish va takomillashtirish masalasi ham diqqat markazimizda bo'ldi. Mamlakatimizda tahlim-tarbiya sohasiga har yili sarflanayotgan xarajatlar yalpi ichki mahsulotga nisbatan 10-12 foizni tashkil etmoqda. Bu YUNESKOning mamlakatni barqaror rivojlantirishni tahminlash uchun tahlimga yo'naltirilishi zarur bo'lgan investitsiyalar miqdori bo'yicha tegishli tavsiyalaridan, yahni 6-7 foizdan qariyb 2 barobar ko'pdir.

2015 yilda bu sohada 384 ta obhektning moddiy-texnik bazasini yanada rivojlantirish va mustahkamlash bo'yicha qiymati 423 milliard so'mlik ishlar amalga oshirildi, namunaviy loyihalar asosida 29 ta yangi umumtahlim maktabi barpo etildi, 219 ta maktab rekonstruktsiya qilinib, 136 tasi kapital tahmirlandi.

O'zbekiston davlat jahon tillari universitetida 2 ming 200 talabaga mo'ljallangan yangi zamonaviy o'quv korpusi, sport majmuasi, shuningdek, o'quv jarayoniga jalb etilgan xorijlik mutaxassislar uchun mehmonxona barpo etildi. Navoiy davlat konchilik institutida yangi o'quv binosi qurilishi nihoyasiga yetkazildi.

Oliy tahlim sohasida oliy o'quv yurtlarining professor-o'qituvchilarini muntazam qayta tayyorlash bo'yicha mutlaqo yangi, takomillashtirilgan tizim joriy qilindi. 15 ta tayanch oliy o'quv yurtida oliy tahlim muassasalari rahbarlari va

pedagog kadrlarini qayta tayyorlash hamda malakasini oshirish kurslari tashkil etildi. Mazkur kurslarda oliy o'quv yurtlarining 2 ming 700 ga yaqin o'qituvchisi malaka oshirdi.

O'tgan 2015 yilda amalga oshirgan keng ko'lamli ishlarimiz bilan faxrlanishga bugun bizning barcha asoslarimiz bor.

Biz ozod va obod Vatanimiz mustaqilligining qutlug' 25 yilligi keng nishonlanadigan 2016 yilga katta maqsad va rejalar bilan qadam qo'ydik. Yangi tariximizning eng yorqin sahifasini tashkil etadigan ana shu buyuk sanaga har tomonlama munosib va salmoqli hissa qo'shish O'zbekistonning har bir fuqarosi uchun ulkan sharaftir, desam, ayni haqiqatni aytgan bo'laman.

Albatta, 2016 yil biz uchun oson bo'lmaydi, ammo, ishonchim komil – ko'pni ko'rgan xalqimizning fidokorona mehnati, azmu shijoati bilan barcha ko'rsatkichlar bo'yicha yangi yilimiz 2015 yildan ziyoda bo'ladi, aslo kam bo'lmaydi. Bunga hech qanday shubha bo'lishi mumkin emas¹.

Dissertasiya mavzusining dolzarbligi va zarurligi. Jahonda o'ta yuqori chastotali asboblarda soxasida fundamental tadqiqotlarni rivojlantirish yarimo'tkazgichlar fizikasida muhim ilmiy muammolardan biri hisoblanadi. Yarimo'tkazgichli geterostrukturalar asosida xosil bo'ladigan past o'lchamli tuzilmalar: kvant qatlam, kvant ip va kvant nuqtalar hozirgi kunda nanotexnologiya yo'nalishidagi tadqiqotlarni asosiy ob'ektlari hisoblanadi.

Yarimo'tkazgich moddalarining xossalarini o'zgartirish va undan foydalangan holda yangi materiallarni tadqiq etish. Rivojlanib kelayotgan yangi yo'nalishlar, naoelektronika va spintronika uchun fizik asos bo'lib xizmat qiladi. Kvantlovchi magnit maydonda energetik holatlar zichligining haroratga bog'liqligi turli materiallar uchun tajribalarda o'rganilgan. Jumladan PbS na'muna uchun olingan tajriba natijalari va yaratilgan model natijalari bir-biriga yaqinligi. Yangidan-yangi magnit maydon hisobiga ishlaydigan asboblarda ishlab chiqarishda muhim ahamiyatga ega.

¹ O'zbekiston Respublikasi Prezidenti Islom Karimovning mamlakatimizni 2015 yilda ijtimoiy-iqtisodiy rivojlantirish yakunlari va 2016 yilga mo'ljallangan iqtisodiy dasturning eng muhim ustivor yo'nalishlariga bag'ishlangan Vazirlar Mahkamasi majlisidagi ma'ruzasi

Mavzuning o'rganilganlik darajasi. Ishlab chiqilgan model asosida kvantlovchi magnit maydonda energetik holatlar zichligi aniqlandi. Kvantlovchi magnit maydonda energetik holatlar zichligining haroratga bog'liqligi o'rganildi. Dispersiya qonuni parabolik bo'lgan kuchli magnit maydonidagi energetik holatlar zichligi harorat ortsa magnit maydon bo'lmagandagi energetik holatlar zichligi bilan mos kelishi ko'rsatildi. Harorat ortsa magnit maydonning ta'siri yo'qolib borishi o'rganildi. Landau satxlariga haroratning ta'siri magnit maydondagi termodinamik holatlar zichligi N_s yordamida ko'rsatildi.

Tadqiqot maqsadi. Kvantlovchi magnit maydonidagi yarimo'tkazgich materiallar xossalarini harorat va boshqa ta'sirlar natijasida boshqarish mumkinligini ko'rsatish. Kvantlovchi magnit maydonidagi yarimo'tkazgich materiallar xossalarini harorat va boshqa ta'sirlarga bog'liqligini energetik holatlar zichligi yordamida tushuntirish.

Tadqiqot vazifalari. Qo'yilgan maqsadga erishish uchun quyidagi vazifalar belgilandi.

1. Kvantlovchi magnit maydonda kvazizarra energetik holatlar zichligini matematik modellashtirish. Energetik holatlar zichligiga energiyaning bog'liqligi grafigini kompyuter eksperimentlari yordamida hosil qilish.
2. Kvantlovchi magnit maydonda kvazizarra termodinamik holatlar zichligini haroratga bog'liqligini matematik modellashtirish. Kompyuter eksperimentlari yordamida grafiklar olish.
3. Model yordamida kvantlovchi magnit maydonda kvazizarra termodinamik holatlar zichligini energiyaga bog'lanish grafigi va tajribalar natijasida olingan grafiklarni solishtirish.

Tadqiqot ob'ekti. Kuchli magnit maydonda energetik holatlar zichligi.

Tadqiqot natijalarining e'lon qilinganligi. Dissertatsiya mavzusi bo'yicha magistrning quyidagi maqolalari tezislari chop etilgan: О спектре электрона в квантовой точке Si-SiO₂. Молодой учёный. Ежемесячный научный журнал. 2014-yil. 16 (75), New Method of Determining the Landau Levels in Narrow-gap Semiconductors. Journal of Applied Sciences. 2015-yil. 5-son, Broadening

Thermal Energy Levels and Density States Quasi One-Dimensional Electron Gas. Journal of Applied Mathematics and Physics. 2016-yil. 4-son, Квазиодномерного электронного газа тепловое уширение энергетических уровней и плотность состояний. XXIII международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов” Москва 2016. 11-15 aprel. Тепловое уширение энергетических уровней и плотность состояний квазиодномерного электронного газа. Материал 54-й международной научной студенческой. Конференции МНСК–2016. 16–20 aprel, Kvantlovchi magnit maydonda termodinamik holatlar zichligiga haroratning ta'siri. Наманган Давлат Университети Илмий ахбороти. 2016-йил 2-сон.

Tadqiqot usullari. Tadqiqot jarayonida kvantlovchi magnit maydonda yarimo'tkazgich elektron va kovaklari uchun qo'yilgan masalalarni echish uchun nazariy hisoblar va kompyuterli modellashtirish usullari qo'llanilgan.

Tadqiqotninig ilmiy farazi. Yarimo'tkazgich moddalarning xossalarini o'zgartirish va undan foydalangan holda yangi materiallarni tadqiq etish. Rivojlanib kelayotgan yangi yo'nalishlar, naoelektronika va spintronika uchun fizik asos bo'lib hizmat qiladi.

Himoyaga olib chiqadigan asosiy holatlar. Yuqori haroratlarda termodinamik holatlar zichligi uzluksiz spektr ko'rinishida past haroratlarda esa diskret spektrda bo'lishini ko'rsatib berish. Jarayonni matematik modellashtirish yo'li bilan tajribada topilgan yuqori haroratdagi uzluksiz spektrdan Landau sathlarini aniqlash mumkinligi ko'rsatish. Modeldan foydalanib va adabiyotlarda PbS uchun olingan tajriba natijalari taxlil qilish.

Tadqiqot natijalarining ilmiy-amaliy ahamiyati. Yaratilayotgan magnitooptik asboblari ishlash aniqligini oshirish uchun hizmat qiladi. Yarimo'tkazgich moddalarning xossalarini o'zgartirish va undan foydalangan holda yangi materiallarni tadqiq etish. Rivojlanib kelayotgan yangi yo'nalishlar, naoelektronika va spintronika uchun fizik asos bo'lib hizmat qiladi.

Natijalarni amalga oshirilishi. Ishlash aniqligi yuqori bo'lgan yarimo'tkazgichli asboblari yaratishda hizmat qilishi mumkin.

Dissertatsiya tarkibining qisqacha tavsifi. Tadqiqot ishi kirish, 3 bob, 13 paragraf, boblar bo'yicha xulosalar, umumiy xulosa, ilova hamda foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan tashkil topgan. Tadqiqot ishi jami 70 sahifada bayon etilib, 27 ta rasm, 108 ta formula bilan boyitilgan. Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati 33 ta darslik va o'quv qo'llanmalar, 7 ta ilmiy jurnallardagi maqolalar va 3 ta Internet saytlaridan iborat.

I-BOB. Kichik o'lchamli sistemalarda kvant holatlar taqsimoti

1. Energetik holatlar zichligi.

Uch o'lchovli (3D) material hajmida ruxsat etilgan energiya qiymatlarini aniqlash uchun chegaraviy shartlarni Born-Karman siklik shartidan foydalanilsa, to'lqin vektori K uzluksiz emas balki diskret qiymatlarni qabul qiladi [33]. Bu,

$$K_x = \frac{2\pi}{L_x} n_1, \quad K_y = \frac{2\pi}{L_y} n_2, \quad K_z = \frac{2\pi}{L_z} n_3 \quad (1)$$

bunda $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; L_x, L_y, L_z - kristallning x, y va z yo'nalishdagi o'lchamlari (parallelepiped shaklda). Bunda K - fazoning bitta kvant holatga to'g'ri kelgan hajmi quyidagiga teng bo'ladi $(2\pi)^3/V$, bunda $V = L_x L_y L_z$ - kristall hajmi. Shunday qilib, $d^3K = dK_x dK_y dK_z$ hajm elementiga to'g'ri kelgan elektron holatlar soni quyidagiga teng [26].

$$dN = 2 \frac{d^3K}{(2\pi)^3/V} \frac{1}{V} = \frac{2d^3K}{(2\pi)^3} \quad (2)$$

bu yerda 2 soni spin yo'nalishini anglatadi. Shuni aytish kerakki, (2) tenglamaga asosan K -fazosining birlik hajmiga to'g'ri keluvchi holatlar soni $g(k)$ (holatlar zichligi) K ning qiymatiga bog'liq emas.

$$g(k) = \frac{dN}{d^3K} = \frac{2}{(2\pi)^3}$$

boshqacha aytganda, K fazoda ruxsat etilgan holatlar bir-xil taqsimlangan.

Biroq amalda, birlik energiya intervaliga to'g'ri keluvchi holatlar sonini yoki uning E energiyaga bog'liqligini bilish kerak (yoki $g(E)$ - holatlar zichligi). $g(E)$ funksiyani umumiy holda amalda aniq hisoblash mumkin emas, chunki izoenergetik sirtlar juda murakkab shaklda bo'lishi mumkin. Ammo ko'p hollarda $g(E)$ funksiyani zonaning qirg'og'i atrofida (yaqinida) bilish kifoya. Bunda effektiv massa yaqinlashuvidan foydalanib ruxsat etilgan holatlar spektrini topish masalasini yoki boshqacha aytganda E ni K ga bog'lanishini topish-Shredinger

tenglamasini yechish kifoya qiladi. Zarracha massasini effektiv massas m^* ga almashtiriladi. Masalan, oddiy izolatsiyalangan izotrop energetik zonalar uchun effektiv massa yaqinlashuvi Shredinger tenglamasini yechimi yassi to'lqin ko'rinishida bo'ladi.

$$\Psi(x, y, z) = (L_x L_y L_z)^{-1/2} \exp[i(K_x x + K_y y + K_z z)] \quad (3)$$

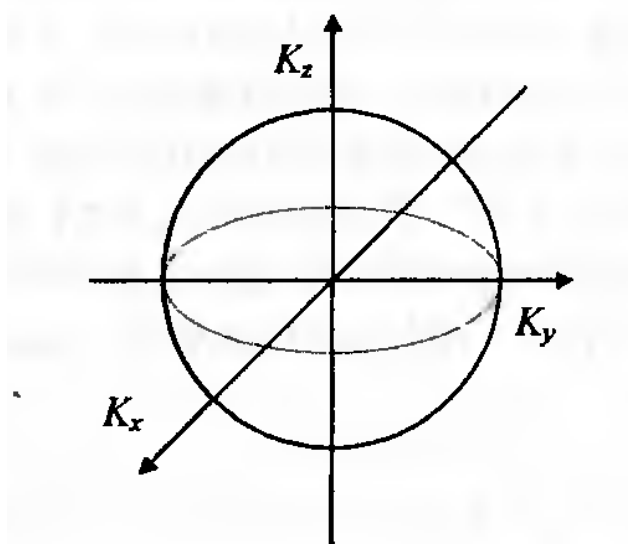
(Blox funksiyasi ko'rinishida emas), energiyaning to'lqin soni K ga bog'lanishi quyidagicha bo'ladi [33].

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (K_x^2 + K_y^2 + K_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m^*} K^2 \quad (4)$$

Bu yerda $K^2 = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2$.

Aytib o'tish kerakki (3) va (4) tenglamalarda energiya sanoq boshi E va K bog'lanishi ekstremum nuqtalaridan boshlanadi. Kelgusida energiya sanoq boshi (3D) hajmiy material o'tkazuvchanlik zonasining tubidan boshlanadi deb hisoblaymiz.

Eng sodda holda (4) tenglama dispersiya (izotrop parabolik) qonuni uchun izoenergetik sirt sfera ko'rinishida bo'ladi (1-rasm).



1-rasm. Izoenergetik sirt.

Bunda sfera hajmi quyidagiga teng.

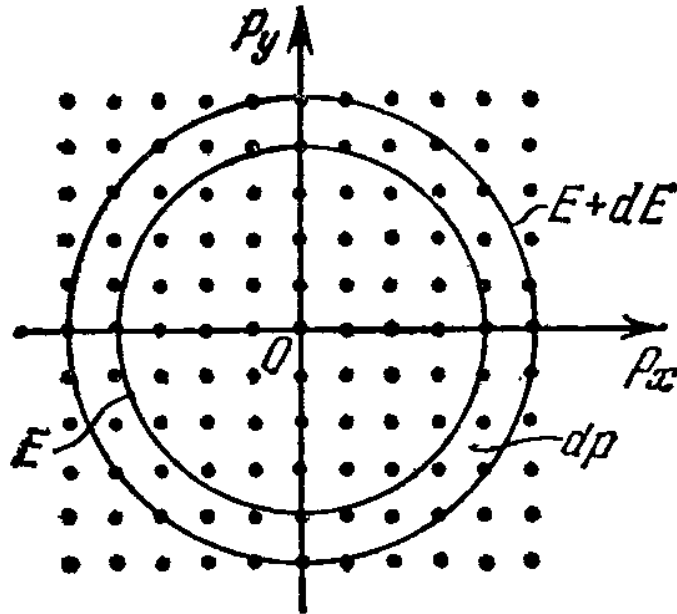
$$U = \frac{4}{3} \pi K^3 \quad (5)$$

Sfera radiusi K energiya E ga bog'liq bo'lib ushbu izoenergetik sirtning tenglamasi hisoblanadi va (4) formula orqali beriladi. (2) tenglamaga asosan K fazo hajmiga to'g'ri kelgan ya'ni kristallning birlik hajmiga to'g'ri kelgan elektron holatlar soni quyidagiga teng.

$$N = 2 \frac{U}{(2\pi)^3} = \frac{K^3}{3\pi^2} = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \tilde{E} \right)^{3/2} \quad (6)$$

Ushbu hisoblash birlik hajmga to'g'ri keladigan holatlar soni $\tilde{E}$ - energiyadan kichik bo'lgan holatlarga to'g'ri keladi.

Endi E va $E+dE$ energiyalarga to'g'ri keluvchi izoenergetik sirtlar orasida joylashgan sferik qatlam hajmiga to'g'ri keluvchi kvant holatlar sonini topaylik (2-rasm).



2-rasm. Sferik qatlam.

(5) tenglamaga asosan K fazodagi sferik qatlam hajmi

$$dU = 4\pi K^2 dK \quad (7)$$

Bu yerda, dK -qatlam qalinligi. Bu qatlamga to'g'ri keladi dn esa

$$dn = 2 \frac{4\pi K^2 dK}{(2\pi)^3} = \frac{K^2 dK}{\pi^2} \quad (8)$$

yoki (4) tenglamaga asosan K dan E ga o'tsak

$$dn = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} dE \quad (9)$$

kelib chiqadi.

Bundan holatlar zichligi quyidagiga teng bo'ladi [27].

$$g(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E} \quad (9a)$$

Ellipsoidal izoenergetik sirtlar uchun esa

$$E = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{K_x^2}{m_x^*} + \frac{K_y^2}{m_y^*} + \frac{K_z^2}{m_z^*} \right)$$

quyidagi almashtirish bajarib

$$k_x = \sqrt{m_x^*} k'_x, \quad k_y = \sqrt{m_y^*} k'_y, \quad k_z = \sqrt{m_z^*} k'_z$$

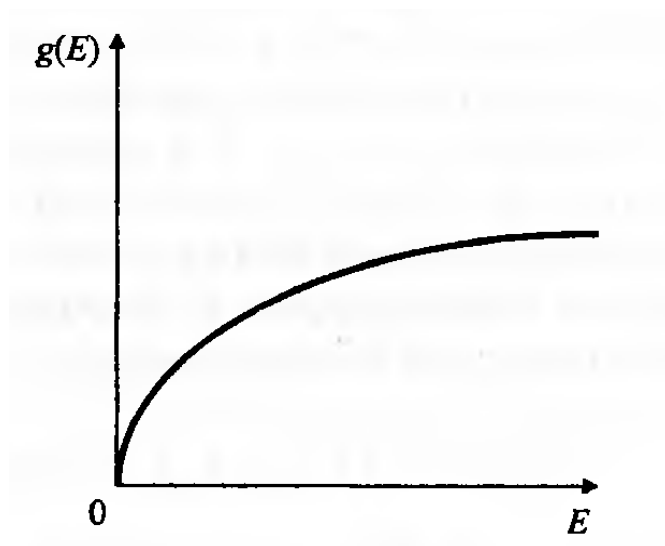
sferik ko'rinishga keltirish mumkin

$$E = \frac{\hbar^2}{2} K'^2$$

Natijada (2), (5) va (8) tenglamalarni hisobga olsak, holatlar zichligi uchun quyidagi ifoda kelib chiqadi.

$$g(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{(2m_x^* m_y^* m_z^*)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E} \quad (9b)$$

Shunday qilib, hajmiy (3D) kristallarda parabolik energetik spektr uchun energiya qiymati ortsa, ruxsat etilgan energetik satxlar zichligi (holatlar zichligi) $\sqrt{E}$ ga proporsional ravishda ortar ekan (3-rasm).



3-rasm. 3D sistemada holatlar
zichligining energiyaga bog'lanishi

2. Kvant tekislikda energetik holatlar zichligi taqsimotining hususiyatlari

Endi elektronni kristall panjara davriy potentsiali hamda z o'qi bo'yicha cheklovchi qo'shimcha potentsiali ta'sirida harakatini ko'raylik.

$$U(z) = \begin{cases} 0 & \text{bunda } 0 < z < W \\ \infty & \text{bunda } z < 0 \text{ va } z > W \end{cases}$$

Bunday sistemani ikkita keng zonali yarimo'tkazgichlar orasiga W qalinlikda o'stirilgan tor zonali yarimo'tkazgich qatlamda harakatlanuvchi zarralarni qo'pol model deb qarash mumkin.

Izotrop dispersiya qonuni zonani qirg'og'idagi energetik holatlarini qarash bilan cheklanib ($U(z) = 0 = \text{const}$ uchun $0 < z < W$) effektiv massa yaqinlashuvidan foydalanish mumkin. Bunday yaqinlashuvda o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarni x va y o'qlari bo'yicha (qatlam tekisligida) erkin harakatda bo'ladi, biroq m^* massa bilan, z o'qi bo'yicha esa $U(z)$ potentsial bilan cheklangan. (kvaziikkio'lchovli sistema (2D)).

Bunday profildagi potentsial uchun ($\Psi=0$ uchun $z=0$ va $z=W$) chegaraviy shartlarni hisobga olgan holda bitta elektronning normallashtirilgan to'lqin funksiyasi va energiya spektrini quyidagicha tanlash mumkin.

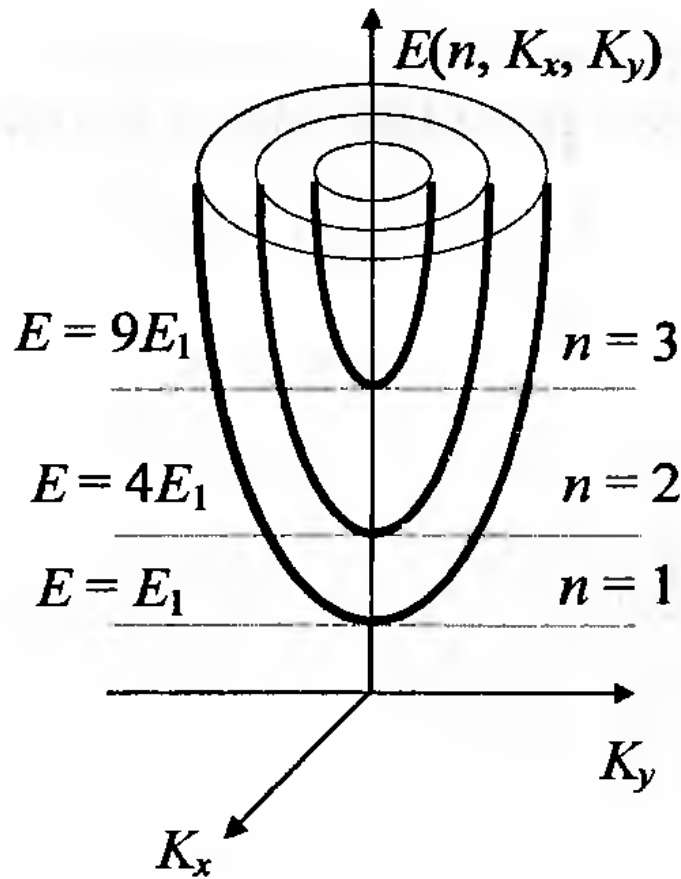
$$\Psi(x, y, z) = \left(\frac{2}{L_x L_y W} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{\pi}{W} z\right) \exp[i(K_x x + K_y y)] \quad (10)$$

$$E(n, K_x, K_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 n^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (K_x^2 + K_y^2) \quad (11)$$

Bu yerda L_x, L_y -qatlamning xy tekislikdagi o'lchamlari ($L_x, L_y \gg W$); $n=1,2,3,\dots$, K_x va K_y lar (1) da aniqlangan.

(11) tenglamaga asosan bunday kvaziikkio'lchovli sistemada o'tkazuvchanlik elektronining holatlari uchta son (n, K_x, K_y) orqali aniqlanadi, energiya spektri esa o'zaro qoplanib keluvchi lekin aloxida aloxida ikki o'lchovli minizonalar $E_n = E_n(K_x, K_y)$, spektrlarga bo'linadi; har bir n uchun aloxida minizona

chiziladi (4-rasm), doimiy energiya chiziqlari aylanadan iborat. Takidlab o'tamizki, energiyaning sanoq boshi hajmiy kristalning o'tkazuvchanlik zonasi tubidan hisoblandi.

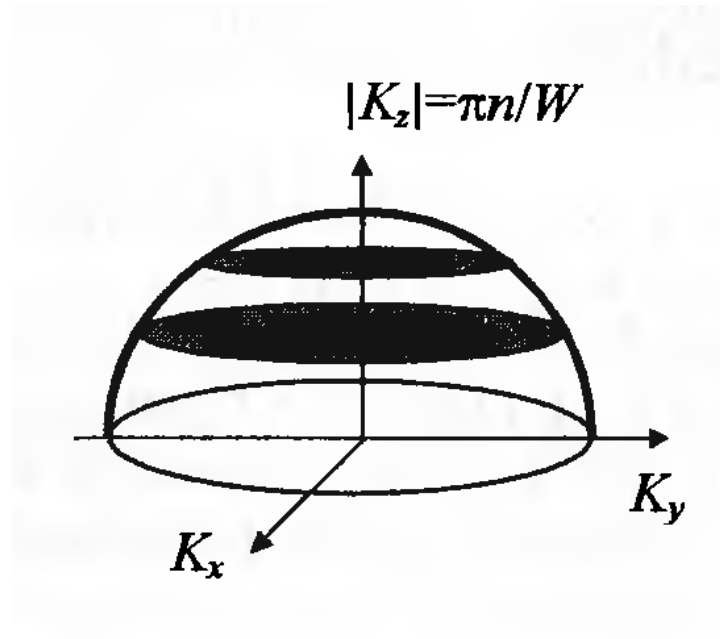


4-rasm. Zarra energetik spektri.

Agar har bir diskret kvant soni n uchun to'liq vektorining z komponentasi $|K_z| = (\pi/W)n$ bo'lsa, K fazoda kvant holatlar soni taqsimlanishi 5-rasmda ko'rsatilgandek faraz qilish mumkin. Rasmdan ko'rinadiki berilgan E energiya yopiq sirt bilan chegaralangan K fazoning hajmi qatlam uchun fiksirlangan n qiymatiga mos keluvchi qator kesimlarga bo'linadi. K fazoda kvant holatlar taqsimlanishi tasavvuridan foydalanib qatlam (2D) sistemaning holatlar zichligi energiyaga bog'lanishini aniqlaymiz. Buning uchun berilgan n uchun E va $E+dE$ energiyalarga mos keluvchi izoenergetik ikkita sirtlar bilan chegaralangan S xalqa yuzini topamiz.

$$S = 2\pi K_\rho dK_\rho$$

bunda $K_\rho = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$ -ikki o'lchovli to'lqin vektori, bu berilgan n va E da aniqlangan dK_ρ -xalqa qalinligi.



5-rasm. K fazoda kvant holatlar taqsimoti.

(K_x, K_y) tekislikdagi bitta holatga $dS = (2\pi)^2 / L_x L_y$ yuza mos kelgani uchun birlik hajmga to'g'ri kelga halqa ichidagi elektron holatlar soni quyidagiga teng bo'ladi.

$$dN = \frac{2S}{VdS} = \frac{K_\rho dK_\rho}{\pi W} = \frac{dK_\rho^2}{2\pi W} \quad (12)$$

(12) tenglamadagi 2 soni spinni bo'lishi mumkin bo'lgan 2 ta proeksiyasini bildiradi.

(11) tenglamaga asosan bizning model uchun

$$K_\rho^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} (E - E_n) \quad (13)$$

bo'ladi. Bu yerda $E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 n^2$ -energiya, u holda (12) va (13) tenglamalardan qatlam uchun holatlar zichligini ifodalash mumkin [1-3]. Yani

$$g(E) = \frac{\sum dN}{dE} = \frac{m^*}{\pi W \hbar^2} \sum_n \Theta(E - E_n) \quad (14)$$

bunda $\Theta(Y)$ -Hevisayd funksiyasi bo'lib, uning qiymati quyidagiga teng.

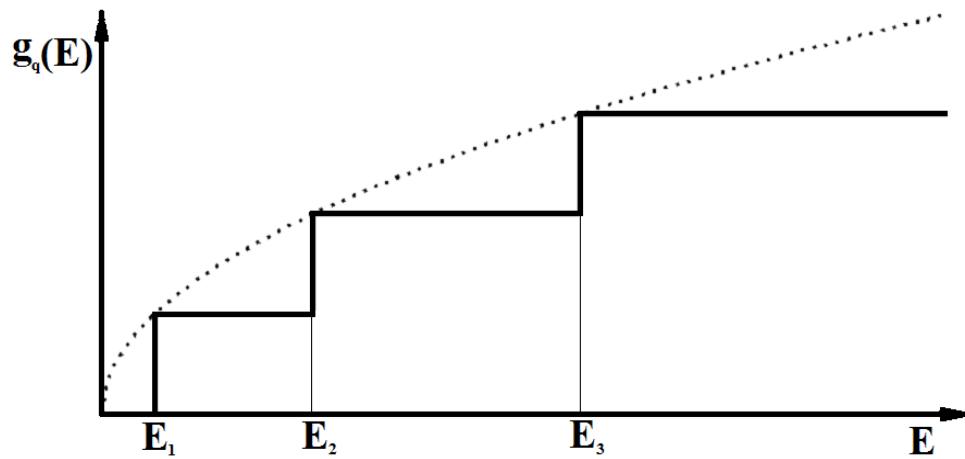
$$\Theta(Y) = \begin{cases} 1 & \text{bunda } Y \geq 0 \\ 0 & \text{bunda } Y < 0 \end{cases}$$

Yoki bo'lmasa qatlam uchun holatlar zichligini quyidagicha yozsa ham bo'ladi.[33]

$$g(E) = \frac{m^*}{\pi W \hbar^2} \left[\sqrt{E/E_1} \right] \quad (15)$$

bunda $\left[\sqrt{E/E_1} \right]$ -nisbat butun qismi.

(14) va (15) dan kelib chiqadiki, parabolik dispersiya qonuniga ega qatlam uchun ixtiyoriy minizonada holatlar zichligi doimiydir va energiyaga bog'liq emas; har-bir minizona umumiy holatlar uchun $g_q(E)$ -bir hilda hissa beradi; qatlam fiksirlangan qalinligida $g_q(E)$ -holatlar zichligi energiyaga bog'liq emas, agar $\left[\sqrt{E/E_1} \right]$ -kattalik 1 ga teng o'zgaradi, shuning uchun $g_q(E)$ -ning umumiy bog'lanishi pog'onasimon harakterga ega bo'ladi (6-rasm). Har safar E energiyaga navbatdagi minizonaning tubiga kelsa, yani $E = E_n = E_1 n^2$ bo'lsa, holatlar zichligi sakrab o'zgaradi.

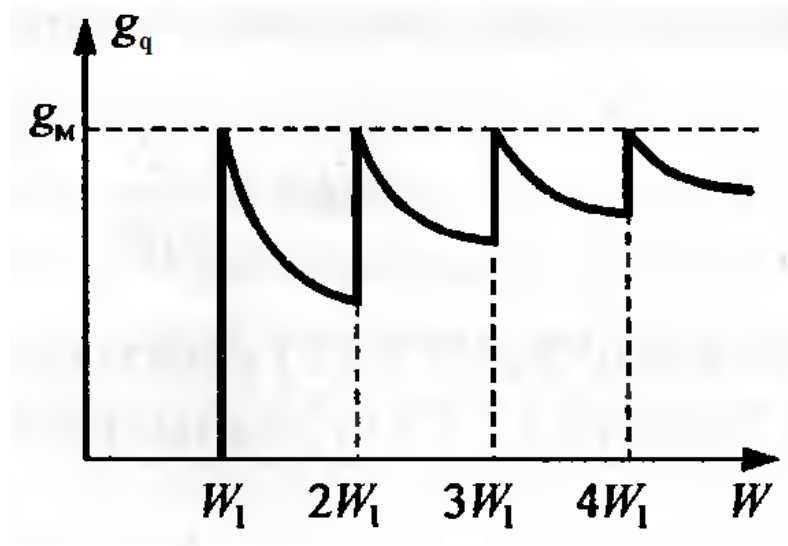


6-rasm. Qatlam holatlar zichligining energiyaga bog'lanishi.

(15) tenglamadagi $g_q(E)$ ni massiv kristall (9) holatlar zichligi $g_m(E)$ orqali ifodalaymiz. Izotrop hol uchun quyidagini olamiz.

$$g_q(E) = g_m(E) \frac{\left\lfloor \sqrt{E/E_1} \right\rfloor}{\sqrt{E/E_1}} \quad (16)$$

Bu yerda ko'rinadiki, $E=E_n$ da qatlamning holatlar zichligi massiv kristall holatlar zichligiga teng bo'ladi. (16) dan yana quyidagi kelib chiqadi: agar berilgan E energiya uchun qatlam qalinligi W ni oshirsak (yoki E ni kamaytirsak), u holda $\sqrt{E/E_1}$ butun son bo'lganda $g_q(E) = g_m(E)$. Qatlamning boshqa qalinliklarida holatlar zichligi $g_q(E) \sim 1/W$ qonun bo'yicha kamayadi, bu toki energiya E ni minizona tubiga yetib borgunicha davom etadi (7-rasm).



7-rasm. Qatlam holatlar zichligining qalinligiga bog'lanishi.

Aytish lozimki qatlam holatlar zichligi o'zgarishi monoton emas va massiv kristallnikidan kichik bo'ladi. Holatlar zichligini sakrab o'zgarishiga to'g'ri kelgan qalinlik qiymatini quyidagi formuladan aniqlash mumkin.

$$W_n = \frac{\hbar\pi}{\sqrt{2m^*E}} = W_1 n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (17)$$

Bu yerda W_1 shunday qalinlikki eng quyi minizona tubi E energiyaga teng bo'ladi.

(17) tenglama va 7-rasmda $g_q(E)$ funksiyaning qalinli davriyligiga bog'lanishidir, bunda ossilyatsiya davri $\Delta W = W_1 = 0,5\lambda$ ga teng (λ - E energiyali elektronning de-Broyl to'lqin uzunligi).

Anizotrop holatlar spektri

$$E(n, K_x, K_y) = \frac{\hbar^2}{2m_z^*} \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 n^2 + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{K_x^2}{m_x^*} + \frac{K_y^2}{m_y^*} \right) \quad (18)$$

doimiy energiya chizig'i ellips bo'ylab yo'nalgan. Quyidagicha o'zgartirish bajaramiz.

$$k_x = \sqrt{m_x^*} k'_x, \quad k_y = \sqrt{m_y^*} k'_y,$$

(18) tenglamani hajmiy material uchun izotrop holatda quyidagicha ifodalaymiz

$$E(n, K_x, K_y) = \frac{\hbar^2}{2m_z^*} \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 n^2 + \frac{\hbar^2}{2} K'^2 \quad (19)$$

bunda $K' = \sqrt{K_x'^2 + K_y'^2}$.

Shunday qilib (12) va (13) tenglamalar asosida anizotrop dispersiya qonuni holi uchun qatlam holatlar zichligini ifodalash mumkin [27].

$$g(E) = \frac{\sum dN}{dE} = \frac{(m_x^* m_y^*)^{1/2}}{\pi W \hbar^2} \sum_n \Theta(E - E_n) \quad (20)$$

3. Kvant ipda energetik haolatlar zichligi taqsimoti.

Zarrachaning harakatini kristal panjara davriy potensial ko'rinishi quyidagicha bo'lan sistemani ko'rib chiqaylik.

$$U(y, z) = \begin{cases} 0 & \text{bunda } 0 < y < d, \text{ va } 0 < z < W, \\ \infty & \text{bunda } y < 0, \text{ va } z < 0, \\ \infty & \text{bunda } y > d, \text{ va } z > W, \end{cases}$$

harakat y va z o'qlar bo'yicha cheklangan.

Kvant chuqurning tuzilishi, elektron harakati ikki yonalish bo'yicha cheklangan va bir yonalishda erkin (bir o'lchamli(1D)-sistema) bo'ladi, buni kvant ip (o'tkazgich) deb nomlanadi.

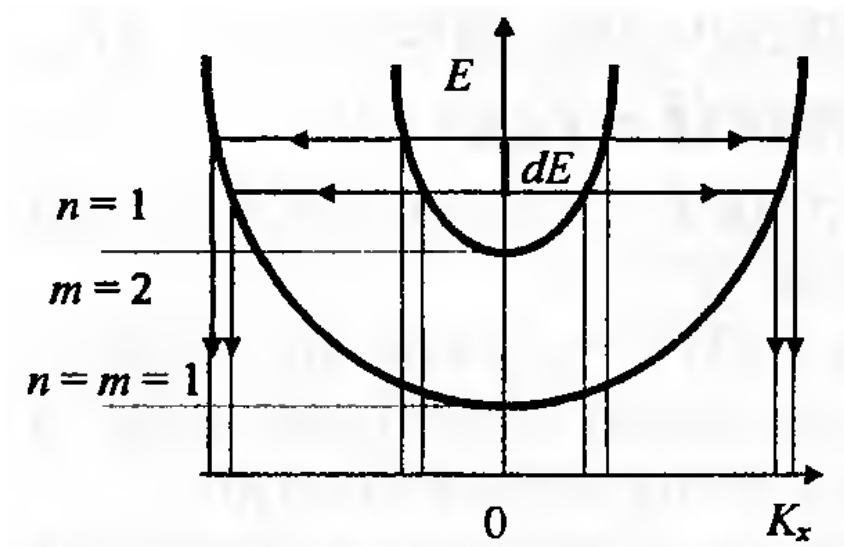
Energetik holatlarni faqat aynimagan, zona dispersiya qonuni izotrop parabolik bo'lgan potensial ipda ko'rib chiqamiz. Bir elektronli normallashtirib bajarib to'lqin funksiyasi va energiyasini quyidagi ko'rinishda tasvirlash mumkin

$$\Psi_{n,m}(x,y,z) = \left(\frac{4}{L_x d W} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{\pi}{d} y\right) \sin\left(\frac{\pi}{W} z\right) \exp(iK_x x) \quad (21)$$

$$E(n,m,K_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} K_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{\pi}{d}\right)^2 m^2 + \left(\frac{\pi}{W}\right)^2 n^2 \right] \quad (22)$$

x-o'qi bo'ylab yo'nalgan kvant ip, K_x -bir o'lchovli to'lqin vektor (1), d va W esa kvant ipning y va z yo'nalishlardagi qalinliklari, (bunda, $L_x \gg d$ va W) $m, n=1, 2, 3\dots$ -zona tubidan hisoblanadigan kvant harakterli sonlar.

(22) dan ko'rinadiki, kvant ip energetik spektri $E(n,m,K_x)$ ko'rinishda parchalab bir o'lchovli zona tubidan hisoblab 8-rasmni chizish mumkin(parabola). x-o'qi bo'yisha elektron harakati erkin massasi esa m^* ga teng va y, z o'qlari bo'yicha cheklangan.



8-rasm. Elektron energetik spektri.

Kvant ip uchun energetik holatlar zichligining energiyaga bog'liqligini aniqlaymiz. Hajm birligiga to'g'ri keladigan kvant holatlar soni quyidagiga teng

$$dN = \frac{dK_x}{V(2\pi/L)} = \frac{dK_x}{2\pi W d} \quad (23)$$

(22) tenglamaga muvofiq

$$K_x = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (E - E_{n,m})} \quad (24)$$

bundan

$$E_{n,m} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{\pi}{d} \right)^2 m^2 + \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 n^2 \right] \quad (25)$$

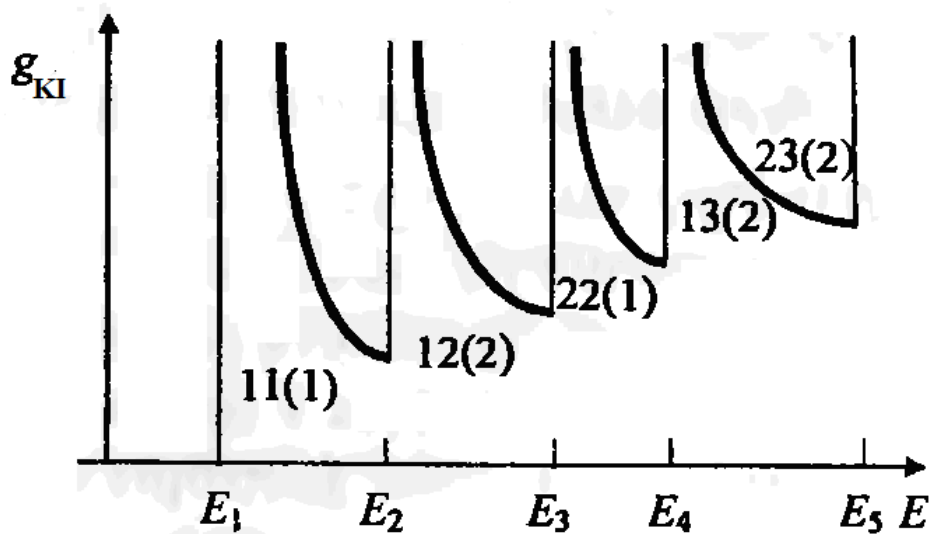
(24) tenglamani differensiallaymiz

$$dK_x = \frac{\sqrt{2m^*} dE}{2\hbar \sqrt{E - E_{n,m}}} \quad (26)$$

U holda kvant ip uchun holatlar zichligini energiyaga bog'lanishini quyidagicha ifodalash mumkin [1-3]

$$g_{ki}(E) = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi \hbar W d} \sum_m \sum_n \frac{\Theta(E - E_{n,m})}{\sqrt{E - E_{n,m}}} \quad (27)$$

$(E - E_{n,m}) > 0$ hol uchun (27) tenglama asosida 9-rasmni (grafikni) chizish mumkin.



9-rasm. Kvant ip holatlar zichligini energiyaga bog'lanishi

9-rasmda ko'rsatilgan kvant ipdagi holatlar zichligining energiyaga bog'lanish grafigi keltirilgan. Grafik egriligini kvant sonlari n va m ko'rsatadi.

(27) ga muvofiq, zona tubidan energiya ortsa, holatlar zichligi $1/\sqrt{E - E_{n,m}}$ qonun bo'yicha kamayadi. Agar $E = E_{n,m}$ bo'lsa, kvant ip holatlar zichligi cheksizga teng bo'ladi.

4. Kvant nuqtalar uchun energetik haolatlar zichligi taqsimoti.

Endi zarraning harakati uch tomonlama cheklangan holat, kvant nuqta yoki (0D) sistema uchun holatlar zichligini ko'rib o'tamiz. Kristall panjarada potensial o'zgarishi davriyligi quyidagicha bo'lgan holda zarra holatini o'rganamiz.

$$U(x, y, z) = \begin{cases} 0 & \text{bunda } 0 < x < h, \quad 0 < y < d, \quad \text{va } 0 < z < W, \\ \infty & \text{bunda } x < 0, \quad y < 0, \quad z < 0, \\ \infty & \text{bunda } x > h, \quad y > d, \quad z > W, \end{cases}$$

Bunda aynimagan izotrop parabolik zona chekkasida, effektiv massa yaqinlashuvidan foydalanib to'lqin funksiyani normallaymiz va (0D) sistema uchun to'lqin funksiyasi hamda energiya spektrini aniqlaymiz.

$$\Psi_{n,m,l}(x, y, z) = \left(\frac{8}{hdW} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{\pi}{h}x\right) \sin\left(\frac{\pi}{d}y\right) \sin\left(\frac{\pi}{W}z\right) \quad (28)$$

$$E(n, m, l) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{\pi}{h} \right)^2 l^2 + \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 m^2 + \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 n^2 \right] \quad (29)$$

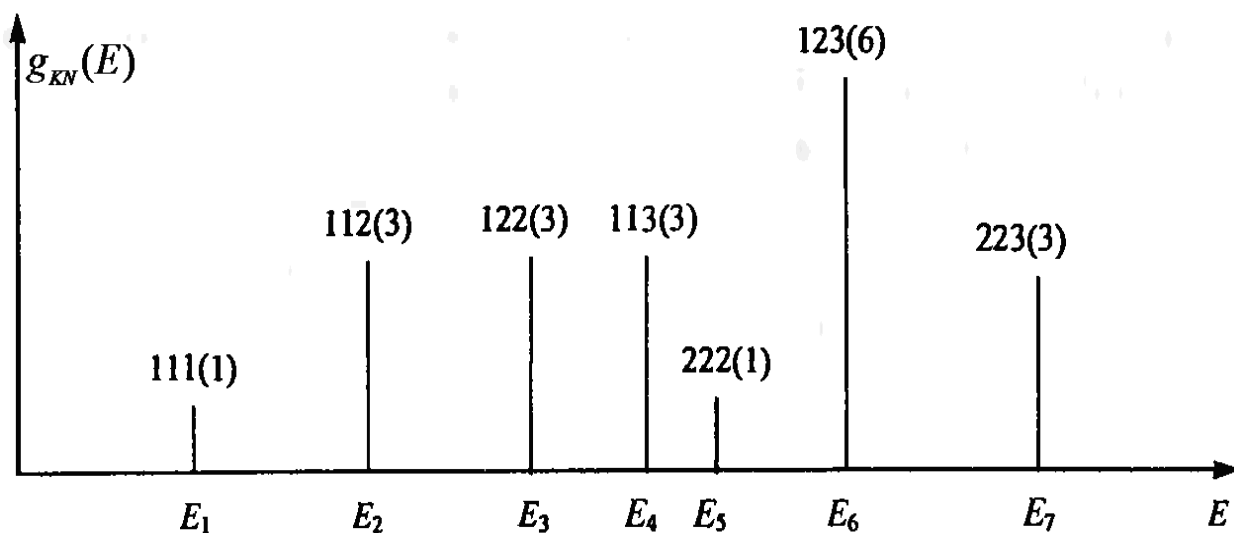
bunda h, d, W -kvant nuqtaning x, y, z - o'qlari bo'yicha o'lchamlari; $n, m, l=1,2,3,\dots$ -zona tubidan boshlab hisoblanuvchi sonlar.

(29) ga muvofiq kvant nuqta energiya spektri ruxsat etilgan diskret qiymatlarni qabul qiladi [26]. Kvant nuqta uchun holatlar zichligi quyidagi tenglama asosida aniqlanadi [27].

$$g_{KN}(E) = \sum_{l,m,n} \delta(E - E_{lmn}) \quad (30)$$

bunda, δ -Dirakning delta funksiyasi bo'lib uning qiymati $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$ ga teng.

Quyidagi 10-rasmda $h=d=W$ o'lchamli kub shakldagi kvant nuqtaning holatlar zichligini energiyaga bog'lanishi tasvirlangan.



10-rasm. $h=d=W$ o'lchamli kvant nuqtaning holatlar
zichligini energiyaga bog'lanishi.

Bunda grafikdagi E_1 energiyaga mos kelgan chiziq uchun 111(1) belgilarda $n=1$, $m=1$, $l=1$ ekanligini qavs ichidagi 1 soni esa bu sath aynimaganligini bildiradi ya'ni bu energiyaga faqat bitta holat to'g'ri keladi. E_2 energiyali nuqta uchun 3 ta holat mavjud ya'ni $(n=1, m=1, l=2)$, $(n=1, m=2, l=1)$, $(n=2, m=1, l=1)$.

5. Fermi-Dirak taqsimoti. Zonalarda erkin elektronlar va erkin kovaklar zichligi (kontsentratsiyasi)

Avvalgi bandda aytilganidek, metalda elektronlar harakati erkin bo'lsa ham, ular uchun Paulining man etish prinsipi taalluqli. Metallda ham atomlardagi kabi ikkita elektron bitta energetik holatga joylanishiga haqqi yo'q. Pauli prinsipiga bo'ysinadigan zarralar Fermi-Dirak statistikasiga ham bo'ysinadi. Berilgan kvant holatni elektron bilan band etilishi ehtimolini $f(E)$ desak, u holda 0 K temperaturada

$$\begin{cases} f(E) = 1, & \text{agar } E < E_F \text{ bo'lsa,} \\ f(E) = 0, & \text{agar } E > E_F \text{ bo'lsa,} \end{cases} \quad (31)$$

Noldan farqli temperatura uchun berilgan kvant holatni to'ldirilishi ehtimoli Fermi-Dirak taqsimoti formulasi bilan beriladi [11,12].

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \quad (32)$$

ushbu formulada E qaralayotgan kvant holatning energiyasi; E_F - Fermi energiyasi, k -Boltsman doiyimiysi. Rasmda T_0 temperaturada va undan yuqori bo'lgan ikkita T temperaturalarda $f(E)$ taqsimot funksiyasi tasvirlangan.

$E=E_F$ da $f(E)=1/2$ ga teng. Bu natija barcha temperaturalar uchun o'rinli. T -temperaturada E bilan $E+dE$ energiya oralig'idagi elektronlar soni

$$n(E)dE=p(E)dE \cdot f(E) \quad (32)$$

yoki

$$n(E)dE = \frac{V}{2\pi^2} \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^3} \frac{\sqrt{E}dE}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \quad (33)$$

$T=0$ K da $f(E)=1$ ga teng. $E < E_F$ da barcha energetik holatlar $E=E_F$ energetik sathlargacha elektronlar bilan to'ldirilgan va $\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) = 0$. Fermi energiyasi teng yoki kichik energiyalar uchun elektronlar soni

$$N = \int_0^{E_F} n(E)dE = \frac{V}{2\pi^2} \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^3} \int_0^{E_F} \sqrt{E}dE \quad (34)$$

yoki

$$N = \frac{2}{3} \left[\frac{V}{2\pi^2} \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2} E_F\right)^3} \right] \quad (35)$$

formula bilan aniqlanadi.

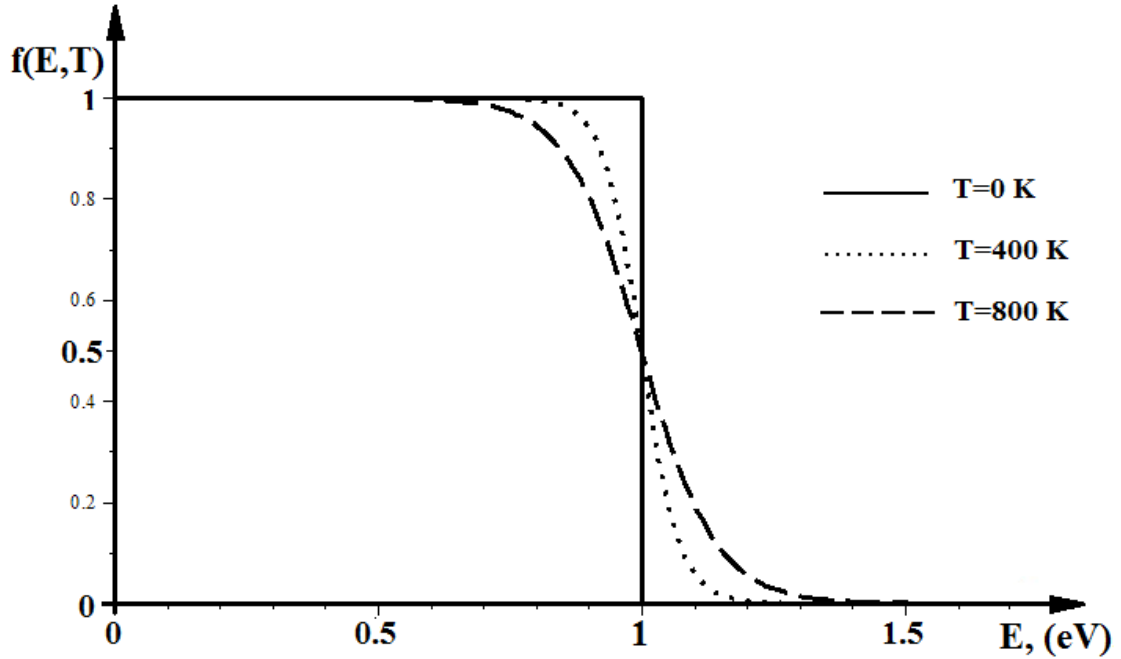
$T=0$ K temperatura uchun Fermi energiyasi

$$E_F(0) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \sqrt{\left(\frac{3N}{\pi V}\right)^3} \quad (36)$$

Klassik nazariyaga binoan, $T=0$ K temperaturada barcha elektronlarning energiyasi nolga teng bo'lishi kerak. Lekin (34) va (36) formulalarga ko'ra, noldan to E_F gacha maksimal energiyaga ega bo'lgan elektronlar mavjud. Shu sababli, metallarda elektronlar gazining effektiv temperaturasi degan tushuncha kiritiladi. Va u formula bilan aniqlanadi, uni Fermi temperaturasi deb atashadi [28].

$$T_F = \frac{E_F}{k} \quad (37)$$

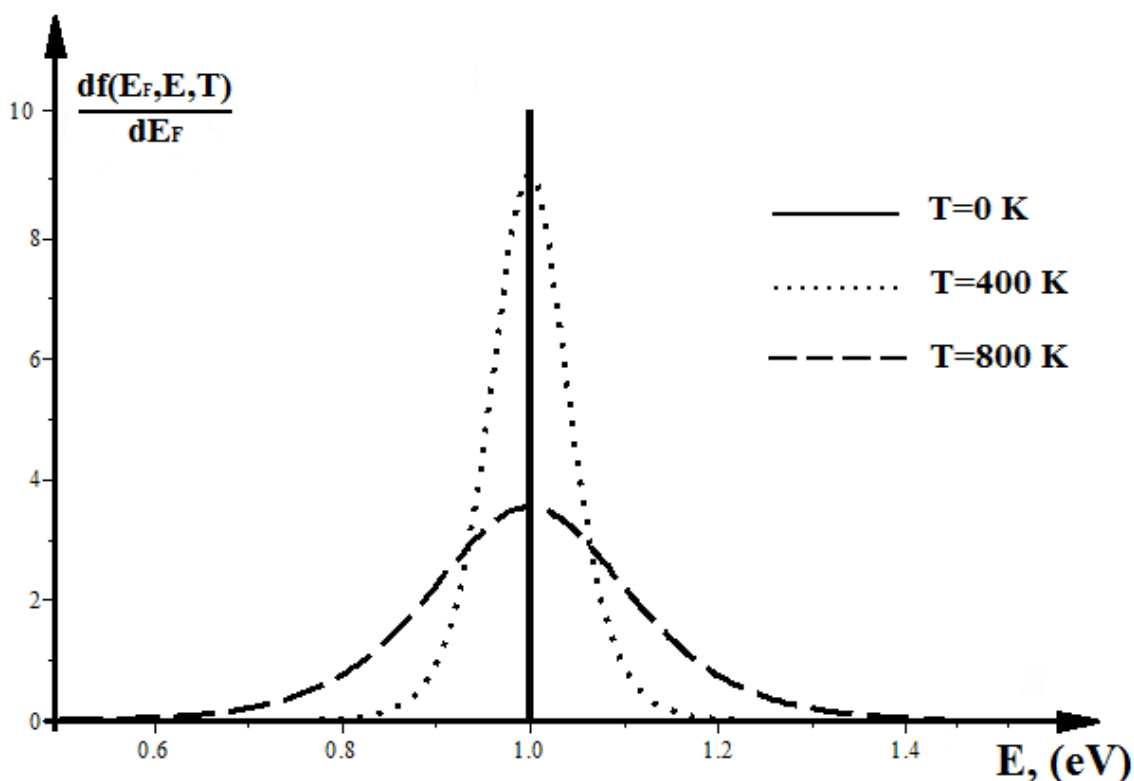
Quyidagi rasmda Fermi-Dirak taqsimot funksiyasining turli haroratlar uchun ko'rinishi tasvirlangan.



11-rasm. Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi

Fermi-Dirak taqsimot funksiyasidan Fermi energiyasi bo'yicha hosila olamiz va quyidagi natijaga kelimiz.

$$\frac{df(E_F, E, T)}{dE_F} = \frac{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}{\left(\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1\right)^2 kT}$$



12-rasm. Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi hosilasi

O'tkazuvchanlik zonasida E energiya sathi yaqinida kichkina dE energiya oralig'idagi erkin elektronlarning holatlar soni $g(E)dE$ bo'ladi. Shu energiya holatlarining har birida elektronning bo'lish ehtimolligi $f_0(E, T)$ bo'lishi ma'lum. Demak, dE energiya oralig'ida elektronlar soni $f_0(E, T)g_n(E)dE$. Bu ifodadan butun o'tkazuvchanlik zonasi bo'yicha olingan integral ushbu zonadagi elektronlarning muvozanatliy zichligini beradi [28]

$$n_0 = \int_E f_0(E, T)g_n(E)dE \quad (38)$$

Uni hisoblashda integralning pastki chegaraviy energiyasi uchun o'tkazuvchanlik zonasining tubini sanoq boshi ($E_c=0$) deb olamiz. Energiya hiymati oshgan sari $f_0(E)$ funksiya tez kamayib borishligi ko'rinib turibdi. Binobarin, E ning katta qiymatlarining to'liq funksiya tenglamasiga qo'shadigan hissasi juda kichik bo'ladi. Shuning uchun mazkur integralning yuqorigi chegarasini cheksiz (∞) deb olsak bo'ladi.

Demak, (9b) va (32) larni (38) ga qo'ysak

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{E}}{\exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) + 1} dE \quad (39)$$

Huddi shunday yo'l bilan valent zonadagi kovaklarning p_0 muvozanatiy zichligining ifodasini hosil qilish mumkin. Mazkur energiya sathida elektronning bo'lmalik ehtimolligi, ya'ni kovakning bo'lish ehtimolligi quyidagicha bo'ladi:

$$f_{0p}(E, T) = 1 - f_0(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{F - E}{kT}\right) + 1} \quad (40)$$

Bu ifodada E energiya o'tkazuvchanlik zonasi tubi ($E_c=0$) dan boshlab hisob qilinadi. Taqiqlangan zona kengligi E_g deb belgilanadi. Valent zonada ham elektronning energiyasi yuqoriga tomon o'sib boradi. Buning teskarisicha, kovakning energiyasi zona shipidan pastga tomon o'sib boradi, shuning uchun kovak energiyasi sanog'ini valent zona shipidan boshlab pastga tomon davom ettiramiz. Yuqoridagi 27- rasmdan ko'rinishicha, $E=E_g-E'$ bo'lib, bunda E' -kovakning valent zona shipidan hisoblangan energiyasidir. Demak,

$$f_{0p}(E, T) = f_{0p}(E', T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{F + E_g - E}{kT}\right) + 1} \quad (41)$$

Valent zonadagi kovaklarning muvozanatiy zichligini (38) ifoda singari, quyidagi integral orqali ifodalanadi [4,5]:

$$p_0 = \int_E f_{0p}(E', T) g_p(E') dE' \quad (42)$$

U holda,

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{E}}{\exp\left(\frac{F - E}{kT}\right) + 1} dE \quad (43)$$

hosil bo'ladi, quyida biz muhim ikki holni ko'rib chiqamiz.

Aynimagan yarim o'tkazgich. O'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar zichligi va valent zonadagi kovaklar zichligi etarlicha kichik bo'lsa (siyrak elektronlar va kovaklar gazi), bunday yarim o'tkazgichni, qisqacha, aynimagan yarim o'tkazgich

deyiladi. U klassik statistikaga bo'ysunadi, ya'ni elektronlar va kovaklarning energiya holatlari bo'yicha taqsimotini Maksvell-Boltsman taqsimot qonuni tavsiflaydi. Aynimaganlik sharti

$$\exp\left(\frac{F}{kT}\right) \gg 1 \quad (44)$$

ko'rinishda bo'lib, bu holda F Fermi sathi taqiqlangan zona ichida bo'ladi. U holda quyidagi natijaga kelimiz: Demak,

$$n_0 = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{F}{kT}\right) = N_c \exp\left(\frac{F}{kT}\right) \quad (45)$$

$$p_0 = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g + F}{kT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{E_g + F}{kT}\right) \quad (46)$$

bo'ladi. Bunda

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad \text{va} \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (47)$$

N_c va N_v kattaliklar holatlarning effektiv zichligi hisoblanadi.

Shunisi qiziqki, aynimagan yarim o'tkazgichda muvozanatli zichliklar ko'paytmasi xususiy yarim o'tkazgichdagi zaryad tashuvchilar zichligining kvadratiga teng [30]:

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (48)$$

Aynigan yarim o'tkazgich. Elektronlar yoki kovaklar zichligi etarlicha katta bo'lgan yarim o'tkazgich aynigan yarim o'tkazgich deyiladi. Asosiy zaryad tashuvchilar elektronlar bo'lgan (n-tur) yarim o'tkazgichda erkin elektronlar gazining ayniganlik sharti F Fermi sathining o'tkazuvchanlik zonasida bo'lishligidir, ya'ni

$$\exp\left(-\frac{F}{kT}\right) < 1 \quad \text{yoki} \quad F > 0 \quad (49)$$

Bunday yarim o'tkazgichda erkin elektronlar zichligi katta, ammo valent zonadagi kovaklar zichligi nisbatan ancha kam bo'ladi. U ni aynigan p-tur yarim o'tkazgich deyiladi.

Asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar bo'lgan (p-tur) yarim o'tkazgichda erkin kovaklar gazining ayniganlik sharti F Fermi sathining valent zonasida bo'lishligidir, ya'ni [30]

$$\exp\left(\frac{E_g + F}{kT}\right) < 1 \quad \text{va} \quad F < E_g \quad (50)$$

Bunday yarim o'tkazgichda erkin kovaklar zichligi katta, ammo o'tkazuvchanlik zonasida elektronlar zichligi nisbatan ancha kam bo'ladi. Uni aynigan p- tur yarim o'tkazgich deyiladi.

Toza yarim o'tkazgichlarda muvozanat sharoitida har handay temperaturada ham elektronlar gazining, ham kovaklar gazining bir vaqtda aynigan bo'lishligi mumkin emas.

Ammo, nomuvozanat sharoitda (katta tok o'tkazib turilganda, kuchli yoritilishda) erkin elektronlarning va erkin kovaklarning katta zichliklari hosil bo'lishi mumkin.

Yana shuni aytish kerakki, aynish darajasining ortib borishi bilan kirishmalarning ayrim sathlari parchalanib, elektronlar uchun kirishmaviy holatlar zonasi paydo bo'lishi va uning ruxsat etilgan energiya zonalari bilan tutashib, so'ngra ular ustiga qoplanishi ham mumkin.

Xulosa.

Bu bobda kvant ip, kvant tekislik va kvant nuqtalarda energetik sathlar aniqlangan. Ular asosida energetik holatlar zichligi ifodalari keltirib chiqarilgan. Keltirilgan tenglamalar asosida maple 15 hisoblash programmasi yordamida grafiklar chizilgan. Chizilgan grafiklar tahlil qilingan. Fermi-Dirak statistik taqsimot funksiyasi va uning hosilasi grafiklari keltirilgan. Aynigan va aynimagan yarimo'tkazgich moddalar uchun konsentratsiya tenglamalari keltirilgan va Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi yordamida ifodalangan.

II-BOB. Kvantlovchi magnit maydonida kvazizarrachalarning energetik spektri

Kvantlovchi magnit maydonida kvazizarrachalarning energetik spektrini hosil qilish uchun metallarda kvazizarrachalar spektrini hosil qilishda qo'llaniladigan usuldan foydalanamiz: Zaryadli zarrachalar spektri ideal gaz uchun hosil qilinadi, keyin esa zarralar orasidagi ta'sirlar e'tiborga olinadi. Bu holatda elektronlar holatlar klassifikatsiyasi saqlanadi ya'ni energiya bo'yicha ruxsat etilgan holatlar taqsimotining tavsifi va fazodagi kvaziimpulslar o'zgarmaydi, natijada Fermi sirti bilan chegaralagan hajmi va shakli o'zgarmaydi. Bu g'oya asosida Fermisuyuqlikning qo'zg'algan holati hosil qilinadi. Qo'zg'algan holat Fermi sirtiga bevosita yaqinlikda yetarli darajada uzoq vaqt yashovchi fermi elektroanlari, "zarra" va "antizarra" ko'rinishidagi elementar qo'zg'alishlar noideal gazi sifatida ifoda etilgan. Fermi sirtining ichidagi holatlar o'ziga xosligini yo'qotgan. Endi tahlil qilib ko'ramiz: eng avval kvantlovchi magnit maydonda elektronlarning ideal gazini qarab chiqamiz. Kayin esa ideal gazning kvatlashgan holatlar sistematikasi Fermi- suyuqlik holatiga o'tish mobaynida saqlanishi bilan birgalikda ementar qo'zg'alishlarning energetik spektrlarini ham ko'rib chiqamiz.

1. Kvantlovchi magnit maydonda ekektronlarning ideal gazi

Eng avval x, y va z o'qlari bo'ylab L_x , L_y va L_z o'lchamli to'g'ri burchakli qutini eslatuvchi elektronlarning ideal gazini qarab chiqamiz. Ideal gazda elektronlar o'zaro ta'sirlashmaydi shuning uchun barcha sistemalarning energetik spektrini bir elektron yaqinlashishda hosil qilish ya'ni faqat bitta elektronning harakatini tahlil qilish orqali tushuntirish mumkin.

Yuqoridagi aytilganidek, potensial qutidagi ekektron impulsining tashkil etuvchi kattaliklari [33]

$$k_x = \frac{2\pi m_x}{L_x}, \quad k_y = \frac{2\pi m_y}{L_y}, \quad k_z = \frac{2\pi m_z}{L_z},$$

$$p^2 = \frac{(2\pi\hbar)^2 n_x^2}{L_x^2} + \frac{(2\pi\hbar)^2 n_y^2}{L_y^2} + \frac{(2\pi\hbar)^2 n_z^2}{L_z^2}$$

$$n_x, n_y, n_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

edi. Zarra energiyasi esa [7,8]

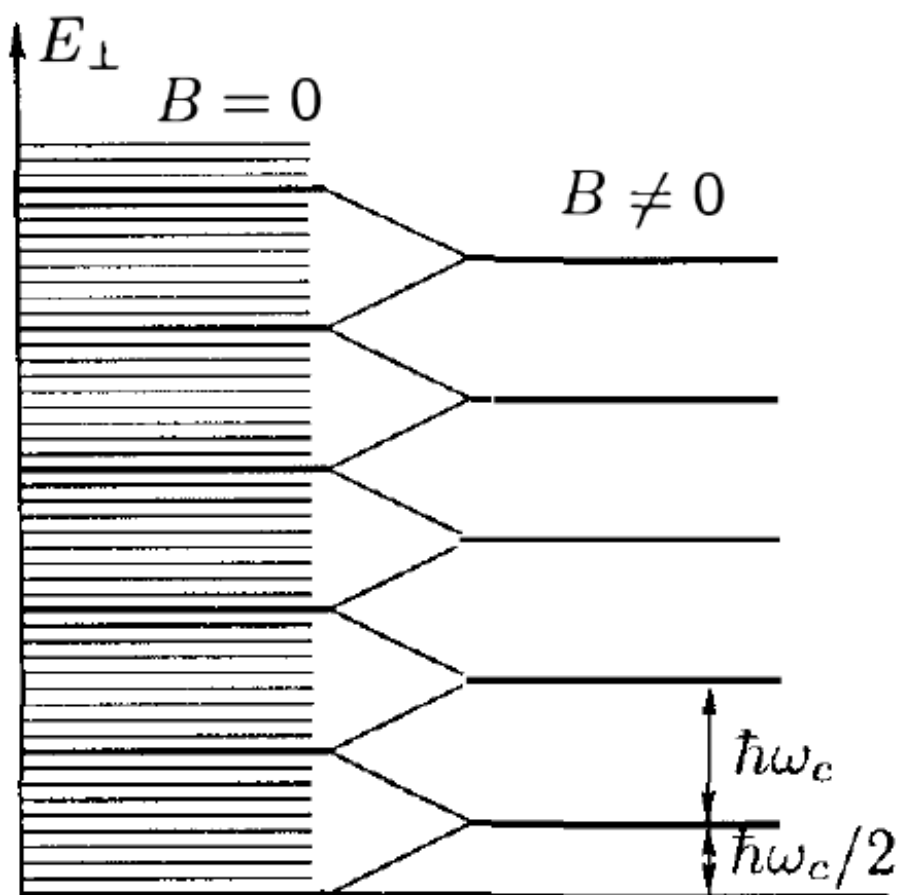
$$E(n_x, n_y, n_z) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\frac{2\pi n_x}{L_x} \right)^2 + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\frac{2\pi n_y}{L_y} \right)^2 + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\frac{2\pi n_z}{L_z} \right)^2 \quad (1)$$

ko'rinishda ekanligini hisobga olsak

$$E = E(p_x, p_y, p_z) = \frac{p_x^2}{2m_0} + \frac{p_y^2}{2m_0} + \frac{p_z^2}{2m_0} \quad (2)$$

formula orqali ifodalansada elektronning energiyasi impulsning kvaziuzluksiz funksiyaisi sifatida tushuntiriladi. Elektron energiyasini xy tekislikdagi elektron harakati va z o'qi yo'nalishi bilan bog'liq ikkita tashkil etuvchiga ajratamiz [31]:

$$E = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_0} + \frac{p_z^2}{2m_0} = E_{\perp} + E_{\parallel} \quad (3)$$



13–rasm. B magnit maydondagi kvatlashuv energiyasi diagrammasi.

XY tekislikdagi elektron harakati ikki o'chovli fazodagi zarralar harakatiga o'xshash. Yuqorida aytib o'tilganidek ikki o'lchovli fazodagi erkin elektronlarning $g(E)$ holatlar zichligi $dN_p'' = \frac{4\pi Sp dp}{(2\pi\hbar)^2}$ fomula bilan aniqlanadigan doimiy kattalik hisoblanadi. Bunday holatlar elektron energiyasining ruxsat etilgan energiyalari kvaziuzluksiz darajalarining tizimini hosil qiladi (13–rasmning chap qismi)

Sistemaning har bir energetik darajasi kuchli aynishga ega: energiyaning bir xil qiymati elektron holatlarning katta qismiga mos keladi. Biroq bu degani Pauli tamoyili bajarilmaydi degani emas chunki berilgan energiyali holatda p_x va p_y impuls asoslarining turli qiymatlariga ya'ni n_x va n_y kabi turli kvant sonlariga elektronlar joylashadi.

z o'qi bo'ylab yo'nalgan doimiy magnit maydon B da elektron holatini ko'rib o'tamiz. Bunda elektronning magnit maydoni yo'nalishidagi energiyasi o'zgarmaydi $E_{11} = p_z^2 / 2m_0$, lekin x va y o'qlardagi energiyasi $E_{\perp}$ o'zgaradi.

Magnit maydoni B yo'nalishiga perpendukilyar tekislikda elektron $r_B = m_0 \mathcal{G}_{\perp} / |e|B$ -radiusli aylana bo'ylan $\omega_c = |e|\hbar / m_0$ -siklotronli chastota bilan harakatlanadi. Kvant mehanikasidan ma'lumki: $E_{\perp} = \hbar\omega_c(n + 1/2)$, $n = 0, 1, 2, \dots$

U holda hozircha elektron spini bilan bog'liq xususiy magnit momentini e'tiborga olmay tursak va ossilyator energiyasi uchun kvant mexanikasidagi ma'lum ifodalardan foydalansak, u holda (3) ifodani quyidagi ko'rinishda tasvirlash mumkin [32];

$$E = E_{\perp} + E_{11} = \hbar\omega_c(n + 1/2) + \frac{p_z^2}{2m_0}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Demak, magnit maydoni yo'nalishiga perpendukilyar tekislikda elektron faqat ruxsat etilgan diskret qiymatdagi energiyaga ega bo'lar ekan. Bo'ylama energiya esa

$$E_{11} = \frac{p_z^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\frac{2\pi\hbar}{L_z} \right)^2 n_z^2$$

$B=0$ dagi uzluksiz spektr $B \neq 0$ da diskret $E_{\perp}(p_x, p_y)$ spektriga aylanadi (13-rasm) [33].

$$E_{\perp} = \hbar\omega_c(n+1/2) \quad (5)$$

$E_{\perp}$ kvaziuzluksiz spektrining chiziqlari $B=0$ holatdagi va $\hbar\omega_c$ kenglikdagi $E_{\perp}$ diskret energetik satxlar bilan tutashtiriladi. Bu holatda har bir chiziqning "og'rlik markazi" o'z joyida qoladi. Magnit maydondagi har bir n energetik satxning buzilish darajasi $B=0$ holatda E buzilish satxlari bilan taqqoslaganda ancha katta qiymat hosil qiladi: n satxda $B=0$ holatda $\hbar\omega_c$ kenglikdagi barcha kvaziuzluksiz satxlarda topish mumkin bo'lgan barcha elektronlar joylashadi. $\hbar\omega_c$ chiziqdagi N_L elektronlar soni $g(E) = Sm_0/(\pi\hbar^2)$ ($S=L_x$ va L_y chiziqli o'lchamga ega kiristall yuzasi) holatlarning doimiy zichligini $\hbar\omega_c$ chiziqlar kengligiga ko'paytmasiga teng:

$$N_L = \frac{L_x L_y m_0 \hbar \omega_c}{\pi \hbar^2} \quad (6)$$

N_L soni magnit maydondagi $E_{\perp}$ energetik satxlarning buzilish darajasini aniqlaydi. Magnit maydondagi elektronlarning $E_{\perp}$ energiyasi diskret satxlari Landau satxlari nomini olgan. Har bir Landau satxlari $n=0, 1, 2, \dots$ kvant soning ma'lum bir qiymatidga mos keladi [33].

Energiyaning diskret qiymatlari (5) davriy harakat uchun kvaziklassik yaqinlashishga muvofiq, r_{Bn} ham n ga bog'liq holda diskret qiymatlarni qabul qiladi. $\lambda_B \ll r_{Bn}$ shartdan $\hbar\omega_c \ll E_F$ tengsizlik bilan ekvivalent. Orbita radiusi r_{Bn} kvant soni n ga bo'g'liq holda diskret qiymatda aniqlangan bo'ladi. Zarraning klassik $E_{\perp}^{kl}$ va kvant $E_{\perp}^{kv}$ energiyalarini solishtirib r_{Bn} ni ifodalaymiz.

$$E_{\perp}^{kl} = \frac{m_0 \omega_c^2 r_{Bn}^2}{2} \quad \text{va} \quad E_{\perp}^{kv} = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (7)$$

Bu ikki tenglamalarni tenglab quyidagi tenglikka kelimiz.

$$r_{Bn} = \sqrt{\frac{2\hbar}{m_0 \omega_c} \left(n + \frac{1}{2} \right)} = \sqrt{\frac{2\hbar}{|e|B} \left(n + \frac{1}{2} \right)} \quad (8)$$

Demak, elektronning r_{Bn} radiusli orbitadan r_{Bn+1} radiusli orbitaga o'tkazish uchun unga berilishi kerak bo'lan energiya, $\hbar\omega_c$ -kvant energiyasiga teng bo'ladi. Elektron n ning ixtiyoriy bitta qiymatida bir r_{Bn} orbita radiusida harakatlanadi va (5) tenglama asosida aniqlanuvchi bir energiyaga ega bo'ladi.

Endi, elektron energetik spektri (3) spinni kiritsak qanday o'zgaradi buni, aniqlaymiz. Ma'lumki, elektron spini μ magnit momentiga bog'lanishi Bor magnetoni $\mu_B = |e|\hbar/(2m_0) = 9,724 \cdot 10^{-24} \text{ J/Tl}$, $\mu_B = |e|\hbar/(2m_0c) = 0,9274 \cdot 10^{-20} \text{ erg/Gs}$. B maydonda magnit moment energiyasi $-(\mu B)$ ga teng.

Magnit maydondagi μ xususiy magnit momenti $+\mathbf{B}$ yo'nalishida qanday bo'lsa $-\mathbf{B}$ yo'nalishida ham shunday bo'lishi mumkin. $(-\mu B)$ energiyani hisobga olish B vektorga nisbatan μ ning ikkita satxosti satxlardagi Landau satxlarining uzilib qolishiga olib keladi. Bunday kam energiyaga ega bo'lgan satxosti satxlardan elektronning magnit momenti μ o'z yo'nalishi bo'ylab B bilan mos tushishini aniqlash mumkin.

Enrgiya satxlarining spinli uzilishlari hisobga olingan magnit maydondagi elektronning E energiyasi uchun (3) ifoda quyidgicha ko'rinish oladi [30]:

$$E = E(n, s, k_z) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + s\mu_B B + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_0} \quad (9)$$

bunda, s -spin kvant soni bo'lib uning qiymati ± 1 ga teng.

Shu tarzda magnit maydondagi elektronning energetik spektri bosh kvant soni n , spinli kvant soni s va kvant soni n_z bilan aniqladigan magnit maydon yo'nalishidagi impulsi p_z proyeksiyasining kattaligi sifatida aniqlanadi.

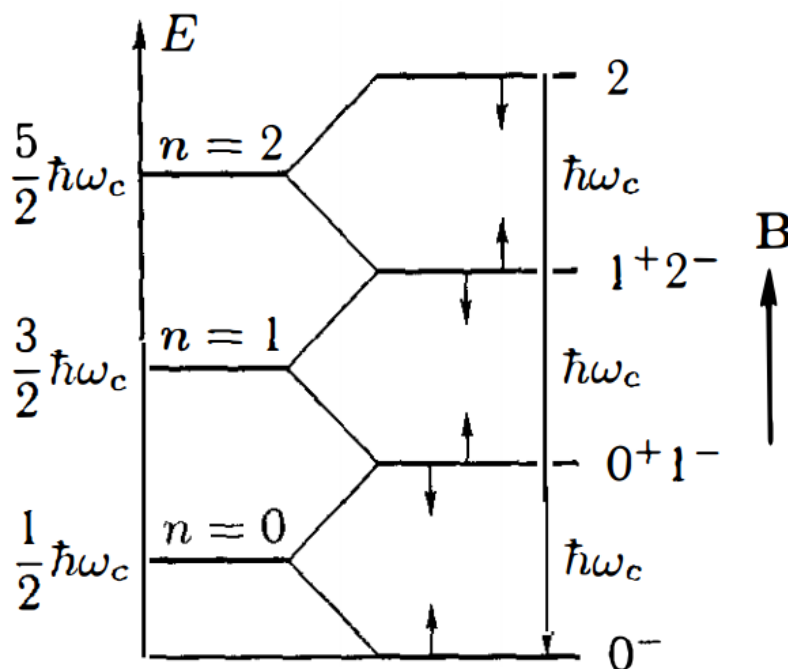
Elektron spini e'tiborga olingan Landau satxlardagi raqamlanish ikki sonlar n va s yodamida hosil qilinadi. $s = +1$ va $s = -1$ qiymatlar odadta n raqamiga mos tushadigan $+$ va $-$ begilari orqali ifodalash qabul qilingan. Bunday ifodalashda eng quyi satx 0^- satx hisoblanadi.

Endi e'tiborimizni satxlarning spinli uzilishlari $2s\mu_B B$ ga teng elektron spinini hisobga olinmay hosil qilingan Landau satxlari orasidgi masofa $\hbar\omega_c$ mos tushadigan erkin elektronga qaratamiz (orbita bo'ylab sodir bo'layotgan

elektronning harakati bilan bog'liq Landau satxlar orasidagi $\hbar\omega_c$ masofa ba'zan orbital uzilish deb ataladi).

O'z-o'zidan o'ziga xos vaziyat sodir bo'ladi: spinli uzilish n ning bir xil qiymatiga ega Landau satxlarining buzilishida ishtirok etadi, biroq bu holatda $(n, s = +1)$ va $(n = +1, s = -1)$ kvant sonlari bilan mos tushuvchi satxlarning buzilishi ham ro'y beradi. Spini e'tiborga olinmagan Landau satxlarning sistemasidan spinli uzilish hisobga olingan satxlar sistemasiga o'tish 14-rasmدا tasvirlangan. Ko'rinib turibdiki, spin bilan bog'liq buzilish 0^- satxdagina mavjud emas.

Magnit maydondagi elektron energiyasining ruxsat etilgan qiymatlari spektri $\hbar\omega_c$ ga teng masofada energiya o'qi bo'ylab bir-biriga nisbatan siljigan $\frac{p_z^2}{2m_0}$ parabolalarning yaxlitligini hosil qiladi. Landau satxlari kabi paraboladagi har bir holatda buzilish sodir bo'ladi. Aynan shu biz uchun muhim ekanligini ta'kidlab o'tamiz. Magnit maydondagi elektron energiyasi impuls p_z ning bitta koordinatasigagina uzluksiz bog'liq bo'ladi. Buning natijasida magnit moydondagi elektronlar sistemasi bir o'lchamli sistemaning ko'rinishidagi holatlariga ega bo'ladi.



14-rasm Landau satxlarining spinli uzilishlari.

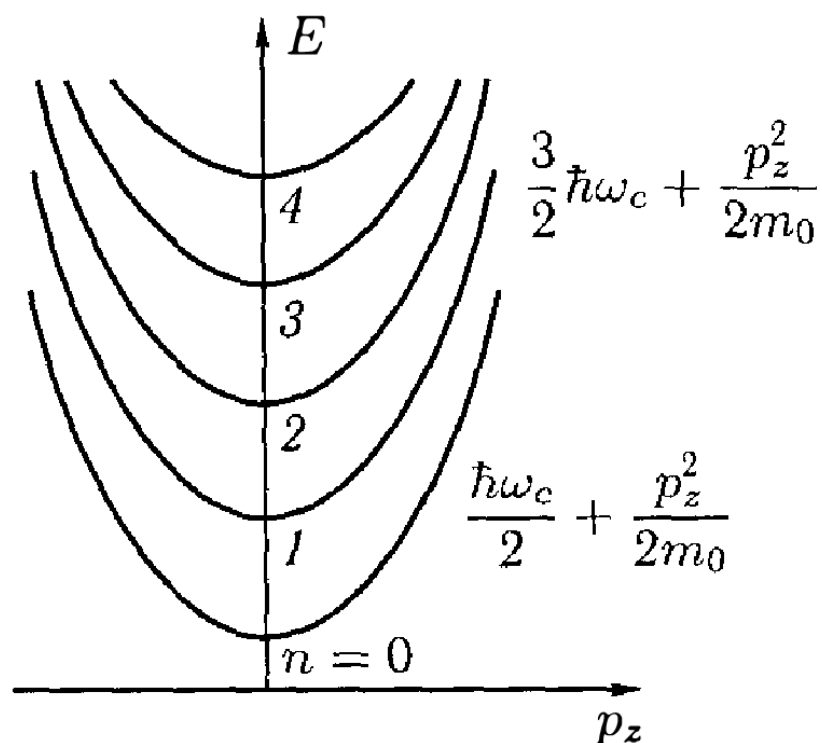
2. Kvantlovchi magnit maydondagi kiristall panjarada elektronlar ideal gazining energetik spektri. Spinli ajralish.

Kvantlovchi magnit maydondagi metallda elektroning harakati o'ziga hos jihatlarga ega [7,10].

Birinchidan, elektronlarning siklik harakati magnit maydonga perpendikulyar tekislikda elektron orbitasining o'lchamlari $\frac{p_{\perp}}{|eB|}$ dan ularning erkin yugurish yo'li L ustun bo'lgan taqdirdagina ahamiyatga ega bo'lishi mumkin. Buning natijasida kvantlovuchi magnit maydonning kattaligi L ga bog'liq B , ning ba'zi qiymatlari tomonidan quyi qiymat hisobida chegaralanadi. Bu holatda orbitaning o'ziga xos $\frac{p_{\perp}}{|eB|}$ o'lchami L bilan taqqoslanadi. Endi quyidagi formulani

e'tiborga olamiz: $B > \frac{a}{l} \frac{\hbar}{|e|a^2} \approx \frac{a}{l} B_1 \approx \frac{a}{l} (10^4 - 10^5) \text{ Tl}$. Bundan kelib chiqadiki,

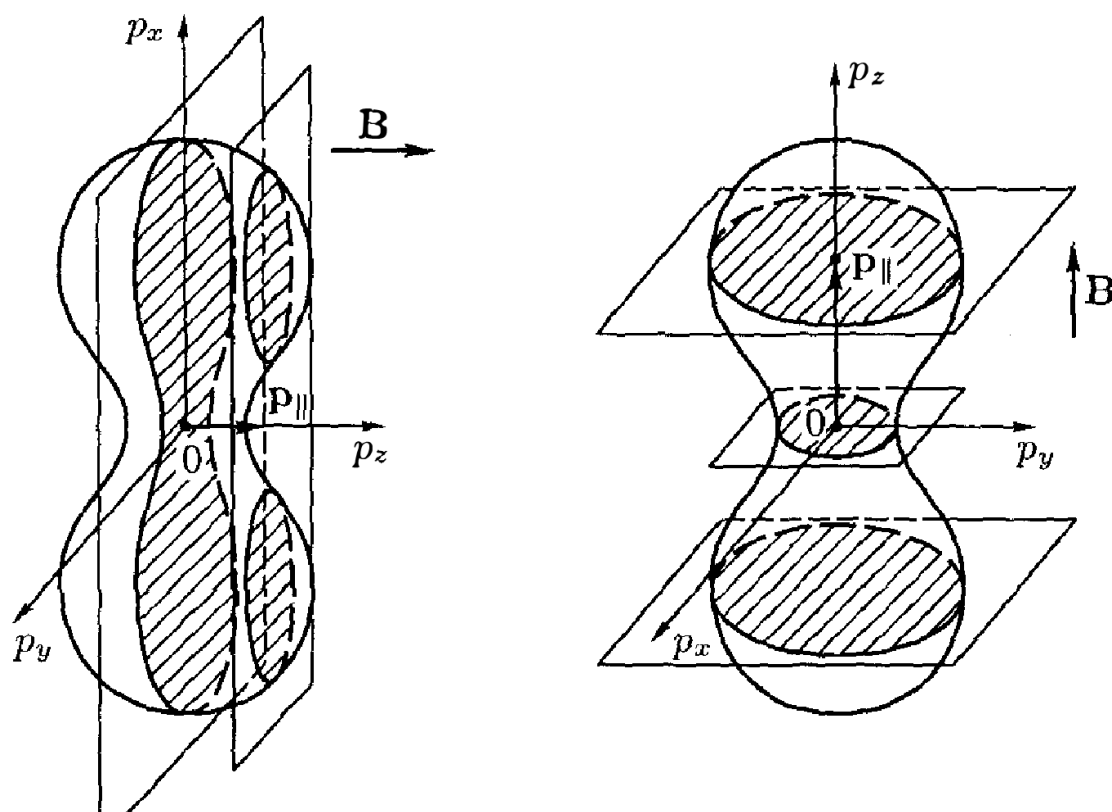
elektronlar harakati sabab hosil bo'lgan magnit maydondagi tartibsizlik maydonning absolyut qiymati sifatida emas, balki uning effektiv qiymati sifatida aniqlanadi. Odatda bu holatda magnit maydonlar kuchli effektiv va sust effektiv maydonlarga bo'linadi: kuchli effektiv maydon uchun $B < B_L$ kuchsiz effektiv maydon uchun esa $B > B_L$ tengsizlik bajariladi.



15–rasm. Kvantlovchi magnit maydonda energiya va impulsning bog’liqligi

Ikkinchidan, metalldagi elektron harakatining trayektoriyasi shakli B ga perpendikulyar tekiskildagi Fermi ko’ndalang sirti sifatida aniqlanadi. Maydonning har bir yo’nalishidagi yetarli bo’lgan izoenergetik sirt uchun shakli va o’lchamlari bilan farq qiluvchi turli xil orbitalar mavjud bo’ladi. Bu holda orbitalar shakli nafaqat $p_z = \text{const}$ qiymatga balki dispersiya natijasida hosil bo’lgan Fermi energiyasiga ham bog’liq bo’ladi. Orbitalarning har birida ro’y beradigan zichlanish chastotasi $\omega_c = \frac{|e|B}{m_0}$ siklotron massaning mos kelgan qiymatlari bilan aniqlanadi. Siklotron massa kattaligi p_z va energiyaga bog’liq bo’ladi: $m_c = m_c(p_z, E)$. Maydonning aniqlangan nuqtalarining o’zgarishida orbitalar tavsifi o’zgaradi (masalan 16–rasmga qarang). Elektronning zichlashuvi yo’nalishi siklotron massa m^* ning ishorasiga bog’liq bo’ladi. Elektron ko’rinishidagi ($m_c^* > 0$) yakka aloqali izoenergetik sirtlar uchun harakat yo’nalishi erkin elektronning zichlashuv yo’nalishiga mos keladi. Kovak ko’rinishidagi ($m_c^* < 0$) yakka aloqali sirtlar uchun elektronlar qarama–qarshi yo’nalishda zichlashadi. Ko’p tarmoqli (“toroid” ga o’xshash) da elektron va kovak ko’rinishidagi

trayektoriyalar bir vaqtda mavjud bo'ladi. Shu holatda elektronlar qarama-qarshi yo'nalishlarda zichlashadi. Tashkil etuvchi energiya $E_{\parallel}$ ning p_z ga bog'liqligi magnit maydonning aniq nuqtalari funksiyasiga aylanadi va umumiy tarzda murakkab ko'rinishga ega bo'lishi mumkin.



16-rasm. Gantel ko'rinishidagi Fermi sirtida kvazizarra traektoriyasi.

Uchinchidan, har bir zonada zona tubiga mos tushuvchi energiyani hisoga olib Landau sathlarining yagona sistemasini hosil qilish mumkin emas. Zonaning yuqori qismidan pastga va zona tubidan yuqoriga uzoqlashishda zarrachalarning effektiv massasi absolyut ortadi va mos ravishda zona o'rtasida $+\infty$ va $-\infty$ ga intiladi. Elektron ko'rinishidagi yopiq energetik sirtlar bilan o'ralgan zona tubidagi energiya minimumga kovak ko'rinishidagi yopiq izoenergetik sitlar bilan o'ralgan yuqori nuqtadagi energiya maksimumga o'tish ochiq izoenergetik sirtlar orqali amalga oshadi (energiyalar zona yaqin joyda mos keladi) [29].

To'rtinchidan, metallarda spin orbital ta'sirlashuv natijasida hosil bo'lganda Landau satxlarining ΔE_s spinli uzilish kattaligi erkin elektronlar uchun $2\mu_B B$ kattaligidan ko'p miqdorda farq qilishi mumkin. Murakkab izoenergetik

sirtlarda ΔE_s kattaligi magnit maydon yo'nalishi va p_z funksiyasi hisoblanadi. Bu elektronning har bir trayektoriyasi ΔE_s ning aniq kattaligiga mos kelishini anglatadi.

$$\Delta E_s = \Delta E_s \left(p_z, \frac{\mathbf{B}}{B} \right) \quad (10)$$

Oddiy spinli uzilish ΔE_s ning $g\mu_B B$ birliklarda ifodalaydi.

$$\Delta E_s = g\mu_B B \quad (11)$$

Erkin elektron uchun $g=2$. Metallardagi elektrolarning g -faktor 2 dan qancha farq qilishiga qarab kichik yoki katta tomonga og'ishiga qarab xulosa chiqarishimiz mumkin; g -faktor bir xil metalldagi elektronlarning turli guruhlariga uchun farqlanadi; g -faktor odatda magnit maydon yo'nalishi B ga va p_z kattaligiga kuchli bog'langan bo'ladi. Shu yo'nalishda g -faktor metalldagi elektronlarning yangi tavsifi hisoblanadi va boshqa tavsiflar qatorida eksperimental anqilangan natijalar bilan tushuntiriladi. Masalan, effektiv massa, Fermi sirtining o'lchami va shakli va hokazo.

Yuqorida aytib o'tilganlardan shuni xulosa qilish mumkini, dispersiyaning ixtiyoriy qonunlariga ega elektronlar energiyasining kvatlanish manzarasi noodatiy tarzda murakkabdir. Bu jumboqni nazariy ifodasini topish murakkab vazifa sababi uning umumiy yechimi hozirgi vaqtda ham topilmagan. Magnit maydondagi elektronlar energiyasi uchun analitik ifoda spektrning oddiy modellari uchungina olinishi mumkin.

Shunday modellardan birini ko'rib chiqamiz. Bunda dispersiya qonuni kvadratlashgan, Fermi sirti esa ucho'qli ellipsoid deb olinadi (1-formulaga qarang). Ixtiyoriy yo'nalishli B magnit maydondagi dispersiya qonuniga ega elektronning energiyasi B ga perpendikulyar tekislikdagi $E_{\perp}$ harakatning kvant energiyasi va bo'ylama harakat energiyasi $E_{\parallel}$ sining kvaziuzluksiz tashkil etuvchisi yigindisiga ajratiladi. Ellipsoid bosh o'qlariga nisbatan ixtiyoriy tanlangan B holatda magnit maydomdagi Landau satxlari orasidagi $\hbar\omega_c$ masofani anqilovchi siklotron massasi m_c

$$(m_c^*)_h = \sqrt{\frac{m_x m_y m_z}{m_x \cos^2 \alpha + m_y \cos^2 \beta + m_z \cos^2 \gamma}} \quad (13)$$

(13) ifoda orqali yoziladi. Bundan shunday xulosa chiqadiki, m_c B nuqtaga tushirilgan α, β, γ burchaklarigagina bog'liq bo'lib, B yo'nalishdagi elektronning impuls proyeksiyasi p_z kattaligiga bo'g'liq bo'lmaydi. Bu kvadratik anizotropik spektridagi barcha Fermi elektronlari bir xil siklotron chastotga ega bo'lishini anglatadi. Magnit maydon yo'nalishi bo'ylab ketayotgan elektron harakati energiyasi $E_{II} = \frac{p_{II}^2}{2m_{II}^*}$ ni bo'ylama effektiv massa m_{II}^* aniqlaydi [31].

$$m_{II}^* = m_x \cos^2 \alpha + m_y \cos^2 \beta + m_z \cos^2 \gamma \quad (14)$$

m_{II}^* massa ham m_c kabi B magnit maydonning ma'lum bir nuqtasiga bog'liq.

Endi esa holatlar zichligining effektiv massasi

$$m_d = (m_x m_y m_z)^{1/3} \quad (15)$$

(13) va (14) ga binoan elektronlarning m_c , m_{II}^* va m_d uchta effektiv massalari o'zaro quyidagicha bog'lanadi.

$$m_d^3 = m_{II}^* m_c^2 \quad (16)$$

Shu yo'sinda magnit maydondagi parabolik dispersiya qonuniga ega elektronning energetik spektri (spinni e'tiborga olmasak) quyidagi ko'rinishni oladi.

$$E(n, p_{II}) = \hbar \frac{|e|B}{m_c} \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{p_{II}^2}{2m_{II}^*} \quad (17)$$

bu yerda $n = 0, 1, 2, \dots$

Landau satxlarining spin uzilish (11) ifodani olish uchun erkin elektronlar holatidagi kabi (17) energiya uchun ifodaga $\frac{1}{2} s g \mu_B B$ had qo'shish zarur, bu yerda $s = \pm 1$ qiymatlarni qabul qiladigan spin kvant soni. Dispersiyaning kvadratik qonuni bajarilishi jarayonida g-faktorning kattaligi faqat B magnit maydonning belgilangan nuqtasigina aniqlab p_z impuls proyeksiyasining kattaligiga bog'liq bo'lmaydi. Magnit maydondagi dispersiyaning kvadratik ellipsoidal qonuniga ega elektronning E energiyasining magnit maydon yo'nalishidagi p_{II} impuls

proyeksiyasi, spinli kvant soni s va bosh kvant soni n ga bog'liqligi quyidagi ko'rinishda yoziladi [32]:

$$E(n, s, p_{II}) = \hbar \frac{|e|B}{m_c} \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} sg \mu_B B + \frac{p_{II}^2}{2m_{II}^*} \quad (18)$$

bu yerda $m_c^* = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S}{\partial E}$ va m_{II}^* esa (14) ko'rinishida bo'ladi.

Shu yo'sinda elementar qo'zg'alishlar ideal gazni ko'rib chiqishda kvadratik dispersiya qonuniga ega barcha elektronlarning energiyasi (18) ifoda bilan aniqlanishini bilib olamiz.

Spinli uzilish ΔE_s uchun (11) ifodani boshqa bir qancha amallar bilan tushunish mumkin. Buning uchun g -faktor bilan bog'langan massa o'lchamligiga ega m_s kattalik kiritiladi.

$$g = \frac{2m_0}{m_s} \quad (19)$$

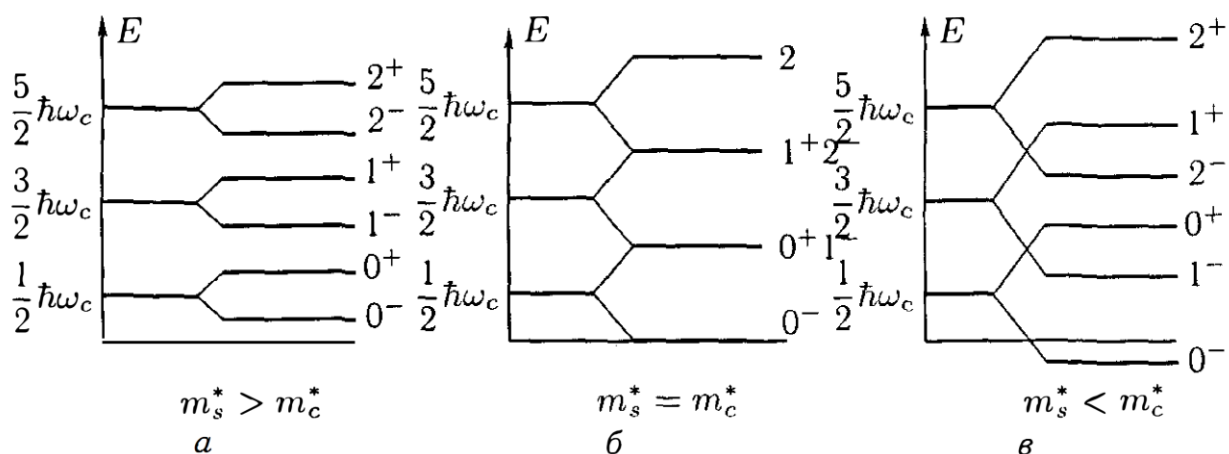
m_s kattaligi spinli effektiv massa deyiladi. Uning yordamida ΔE_s erkin elektron uchun ifodalanadigan formula kabi yozish mumkin [31].

$$\Delta E_s = \frac{2|e|\hbar B}{2m_s} = 2\mu_B^* B \quad (20)$$

Effektiv spinli massa m_s metalldagi elektronlarning $\mu_B^* = \frac{|e|\hbar}{2m_s}$ effektiv magnit momentining kattaligini aniqlaydi (effektiv magneton).

Effektiv spinli massadan foydalanish spinli va orbital uzilish kattaliklarini bir-biriga moslashtirish uchun juda qulay hisoblanadi. $m_s = m_c$ holatda spinli uzilish orbital uzilish bilan mos tushadi. Bunda metalldagi elektronlarning Landau satxlari erkin elektron uchun satx sistemasi bilan bir xil ma'no anglatadi.

17-rasmda uch xolat $m_s > m_c$, $m_s = m_c$ va $m_s < m_c$ uchun 2-rasmdagi analogik diagrammalar keltirilgan. $m_s < m_c$ holatda spinli uzilish holatidan n^+ satxdagi $p_{II} = 0$ va holat energiyasi $(n+1)^-$ satxdagi holat energiyasidan katta bo'lib qoladi.

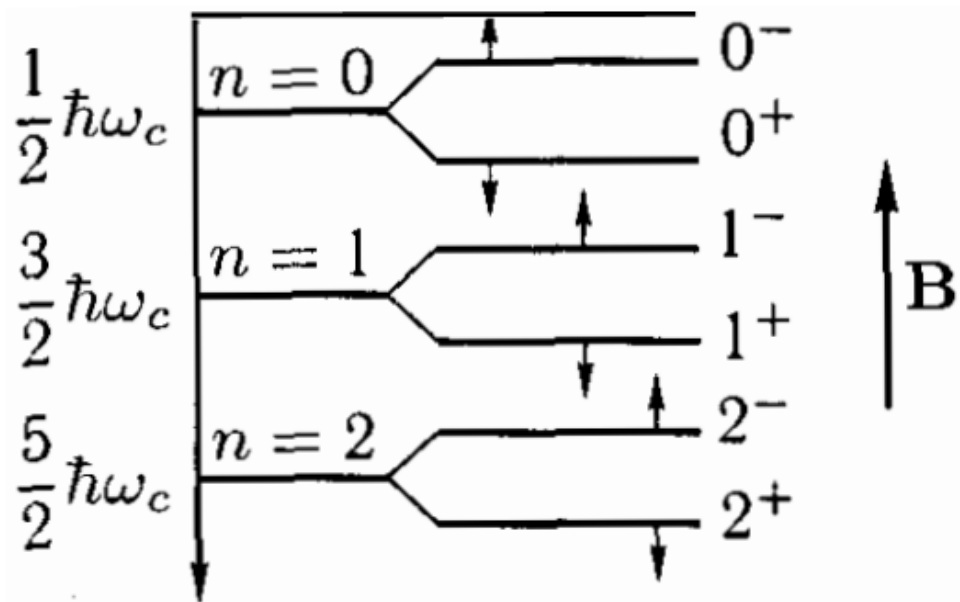


17-rasm. Spinli va siklotron massalarning turli xil munosabatlari uchun

Landau satxlarining yoyilishi.

Endi ma'lum bir zonadagi energiyaning maksimumi atrofida elektronlarning kvantlanishi ya'ni kovakli izoenergtik sirtidagi elektronning kvantlanish energiyasi haqida to'xtilib o'tamiz. Bu elektronlarning siklik harakati elektronli sirtida elektronlar harakatiga qarama-qarshi yo'nalishda ro'y beradi ya'ni ularning siklotron massalari manfiy bo'ladi. Yuqorida ta'kidlanganidek kovakli sirtlardagi elektronlar energiyasi zonaning yuqori qismidan tubiga qadar bo'lgan holatida hisobga olinadi. Landau satxlarining bu tartiblanishi tepadan pastga qarab ro'y beradi.

18-rasmda $p_{II}=0$ holatdagi kovakli sirtlar uchun energetik diagramma tasvirlangan. Diagramma orbital uzilish spinli uzilishidan ustun kelgan holatdagi shartga mos keladi. 5 va 6-rasmlar uyg'unligi kovaklar va elektronlar mos bo'ladigan energetik diagrammalari bir-biridan faqatgina energiyaning sanoq yo'nalishi bilangina farqlanishini ko'rsatadi. Satxlarning spinli uzilishi e'tiborga olingan magnit maydondagi kovakli sirtlarda elektronlar energiyasini ko'rsatuvchi ifoda (18) ifodaning ayni o'zidir.



18–rasm. Spinli yoyilishni inobatga olingandagi kovakli sirt uchun energetik satxlar. Ko'rsatkichlar spinlar yo'nalishini ko'rsatadi.

Bu yerda E , m_c va m_{II}^* atamaları ostida kovakli izoenergetik sirtlardagi elektronlarning siklotron va bo'yalma massalari energiyasining absolut qiymatlarini tushunish kerak. Ma'lumki zonaning yuqori qismidan boshlab energiyani hisoblash yoki energiyani minimal qiymatidan hisoblashni boshlab zonadagi energiyani kvant satxlardagi to'la sistemalarni xosil qilish mumkin emas chunki zona o'ratsida taxminiy olingan siklotron massasi chesizlikka intiladi. Ochiq trayektoriyaga o'tishda magnit maydondagi elektronlar harakatining siklotron chastotalari nolga intiladi: orbita bo'ylab aylanish davrlari cheksizlikkacha ortadi, harakat chegaralanishdan to'xtaydi, energiyani kvantlashuvi buziladi va magnit maydonga perpendikulyar tekislikdagi harakatga mos tushuvchi tok tashuvchilarning energetik spektri kvaziuzluksiz holatga o'tadi.

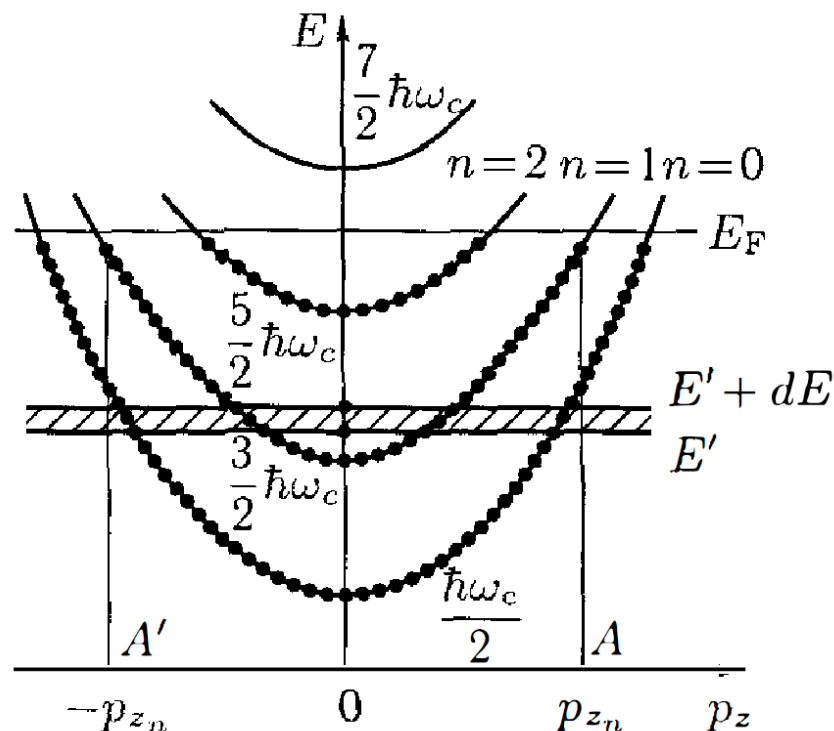
3. Magnit maydondagi elektron holatlar zichligi.

Energiya bo'yicha $\hbar\omega_c$ kattalikka bir–biriga nisbatan siljuvchi parabolalar yaxlitligi ko'rinishidagi magnit maydonda ta'sirlashmaydigan elektronlarning

energetik spektri bo'yicha tasavvurlarga yana qaytamiz. Har bir parabola p_z ning bir xil qiymatlariga ega holatlar bir-biridan $2\pi\hbar$ masofada yotuvchi p_z o'qi bo'ylab joylashgan. (19-rasm) $E < E_F$ da parabolalardagi nuqtalar shartli ravishda band holatlarni tasvirlaydi.

n nomerli parabola p_{z_n} ning ba'zi qiymatlarida Fermi satxlarini kesib o'tadi. Parabolaning n raqami qancha katta bo'lsa p_{z_n} ning qiymati shuncha kam bo'lib E_F ga teng energiyaga mos tushadi. Har bir parabola barcha ruxsat etilgan holatlarning buzilishidagi qisqa vaziyati Landau satxlarining buzilishidagi qisqa vaziyatga mos keladi va $L_x L_y |e| B / \pi \hbar$ ga teng. Fermi sferasi chegarasidagi n raqamli silindir uzunligi Fermi satxiga ega kesishdagi ikkita simmetrik nuqtalar orasidagi p_z o'qi bo'yicha hosil qilingan parabolalar o'lchamiga mos tushadi (masalan 10-rasmdagi A va A' nuqtalar orasidagi).

Natijada Fermi satxidan pastda joylashgan n -paraboladagi holatlarning umumiy soni Fermi sferasi chegarasidagi n -silindirda joylashgan N_n holatlarning umumiy soni bilan mos tushadi. Holatlarning bu soni magnit maydonning o'sishiga qarab kamayadi, parabola yuqoriga ko'tariladi, elektronlar bilan to'lgan bir qismi qisqaradi.



19–rasm. Magnit maydonida energetik satxlar. Paraboladagi
nuqtalar shartli holatlar qiymati

Har bir paraboladagi elektron energiyasi (kvant raqami n ning aniq qiymatida) impulsning bitta tashkil etuvchisiga bog'liq bo'ladi va bu impuls bir o'lchamli elektron sistemasida o'rniga ega. Paraboladagi elektronlar holatlar zichligini ifodalash uchun [32]

$$g(E) = \frac{L\sqrt{m^*}}{\sqrt{2\pi\hbar}\sqrt{E}} \quad (29a)$$

ifodadan foydalaniladi. Bunda paraboladagi elektronlar energiyasi $E = 0$ ni emas

$E = \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right)$ e'tiborga olish kerak (ya'ni parabolalar tubidagi). Bu (29a)

formuladagi argument sifatida $E - \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right)$ farqini olish kerakligini anglatadi.

Bundan tashqari magnit maydondagi p_z bo'yicha olingan har bir holat $L_x L_y |e|B/\pi\hbar$ qisqa vaziyatga ega ekanligini ham e'tiborga olish zarur.

Yuqoridagi fikrlarni bir joyga jamlab aytish mumkinki, birlik o'lchamli ($L_x = L_y = L_z = 1$) kiristall uchun Landauning n -parabolasidagi $g_n(E)$ holatlar zichligi uchun kerak bo'ladigan formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$g_n(E) = \frac{|e|B}{\pi\hbar} \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{2\pi\hbar}} \frac{1}{\sqrt{E - \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right)}} \quad (29)$$

Bundan ko'rinib turibdiki, berilgan E energiya qiymati uchun kerak bo'ladigan magnit maydondagi elektron sistema holatining to'la zichligi $g_B(E)$ ni topish uchun barcha parabolalar bo'ylab $g_n(E)$ uchun ifodani yetarli darajada yig'indisini olish kerak. Ushbu parabolalar uchun $E - \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right)$ argument musbat kattalik hisolanadi. Masalan $E = E'$ (19–rasm) energiya qiymati uchun E' dan dE gacha energiya intervalidagi holatlarning to'la soni $n = 0$ va $n = 1$ vaziyatga ega ikki parabola joylashgan holatlarni ushbu intervalda ko'rish mumkin. Shuning uchun holatlar to'la zichligi $g_B(E')$ ga ega bo'lishi uchun $g_0(E)$ va $g_1(E)$ ni e'tiborga olish

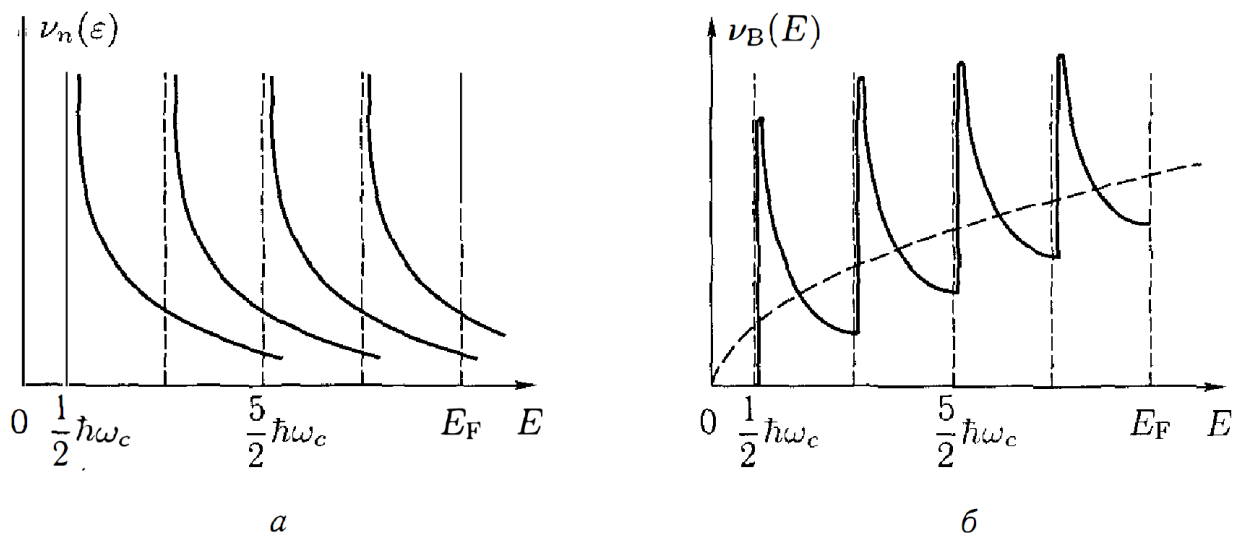
kerak. Landau satxlarining spinli uzilishlarni e'tiborga olmagan vaziyatdagi kvadratik izotrop dispersiya qonuniga ega elektron sistemaning magnit madonidagi holatlar to'la zichligi $g_B(E)$ quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$g_B(E) = \frac{\sqrt{m^3 \hbar \omega_c}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \sum_{n=0}^{n_E} \frac{1}{\sqrt{E - \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right)}} \quad (30)$$

(30) dagi yig'indi indeksining yuqori qiymatlarini aniqlaydigan energiya satxi uchun parabolaning maksimal soni n_E ikkilangan tengsizlik bilan ifodalanadi

$$n_E + 1 > \frac{E - \frac{1}{2} \hbar \omega_c}{\hbar \omega_c} > n_E \quad (31)$$

n -paraboladagi $g_B(E)$ holatlar zichligi $p_z = 0$ da cheksiz qiymatga ega boshqacha aytganda $E = \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right)$ da ham bir xil holat ro'y beradi. $n = 0, 1, 2, \dots$ uchun $g_n(E)$ funksiya 20.a-ramda ko'rsatilgan. Holatlarning to'la zichligi esa 11.b da tasvirlangan.



20-rasm. a) Landau satxlaridagi holatlar zichligi. b) Kvantlovchi magnit maydondagi uch o'lchamli metall holatlarining to'la zichligi.

Bu rasmda punktr bilan $B=0$ da holatlarning zonaviy zichligi $g'''(E)$ ning energiyaga bog'liqligi tasvirlangan. Magnit maydon buning kamayish jarayoniga

bog'liqligi tasvirlangan. Magnit maydon B ning kamayish jarayonida Landau parabolalarining zichligi ortadi. Ko'rinib turibdiki, $B \rightarrow 0$ da biz Landauning diskret parabollaridan uch o'lchamli sistemaning kvaziuzluksiz spektri $E = E(p_x, p_y, p_z)$ ga qaytadan o'tishimiz kerak. Bunday sistemaning holat zichligi

$$g^{III}(E) = \frac{\sqrt{2} \sqrt{m_x m_y m_z} \sqrt{E}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (32)$$

formula orqali topiladi.

Xulosa.

Bu bobda kvantlovchi magnit maydonda elektron energetik sathlari aniqlangan. Kvantlovchi magnit maydonda Landau sathlari aniqlandi. Magnit maydonda kvantlanish shartlari terkshirib chiqilgan. Kvantlovchi magnit maydonda Fermi sirtlari shakli va funksiyalari keltirilgan. Sathlarning spinli uzilishi o'rganilgan. Kvantlovchi magnit maydonda kvazizarra energetik holatlar zichligi ifodasi keltirib chiqarilgan. Energetik holatlar zichligi ifodasidan foydalanib grafiklar chizilgan.

III-BOB. KVANTLOVCHI MAGNIT MAYDONDA TERMODINAMIK HOLATLAR ZICHLIGIGA HARORATNING TA'SIRI

Energetik holatlar zichligi yarimo'tkazgichlarning asosiy strukturaviy xarakteristikalaridan biri hisoblanadi. [33] ishda sirt holatlar zichligining energiyaga bo'lanishida haroratning ta'siri chuqur o'rganilgan. Bunda holatlar zichligini GN-funktsiya bo'yicha qatorga yoyishdan foydalanilgan. Natijada turli yarimo'tkazgichli materiallar uchun ta'qiqlangan zona kengligini haroratga nisbatan o'zgarishi aniqlangan va tajriba natijalari bilan solishtirilgan [26,27].

Ushbu ishning maqsadi [33] da keltirilgan model yordamida magnit maydondagi energetik holatlar zichligiga haroratning ta'sirini o'rganishdan iborat.

1. Kvantlovchi magnit maydonida kvazizarrachalarning energetik spektri

Kvantlovchi magnit maydonida kvazizarrachalarning energetik spektrini hosil qilish uchun metallarda kvazizarrachalar spektrini hosil qilishda qo'llaniladigan usuldan foydalanamiz [29]. Zaryadli zarrachalar spektri ideal gaz uchun hosil qilinadi, keyin esa zarralar orasidagi ta'sirlar e'tiborga olinadi. Bu holatda elektronlar holatlar klassifikatsiyasi saqlanadi ya'ni energiya bo'yicha ruxsat etilgan holatlar taqsimotining tavsifi va fazodagi kvaziimpulslar o'zgarmaydi, natijada Fermi sirti bilan chegaralagan hajmi va shakli o'zgarmaydi. Bu g'oya asosida Fermisuyuqlikning qo'zg'algan holati hosil qilinadi. Qo'zg'algan holat Fermi sirtiga bevosita yaqinlikda yetarli darajada uzoq vaqt yashovchi fermi elektroanlari, "zarra" va "antizarra" ko'rinishidagi elementar qo'zg'alishlar noideal gazi sifatida ifoda etilgan. Fermi sirtining ichidagi holatlar o'ziga xosligini yo'qotgan. Kvantlovchi magnit maydonda elektronlarning ideal gazini qarab chiqamiz.

Klassik fizikada impulslar va koordinatalar orqali ifodalangan to'la energiyani Gamilton funksiyasi deyiladi. $\hat{T}$ kinetik energiya operatori kvant mexanikasida impuls operatorlari orqali berilgan, shuning uchun $\hat{H}$ operator

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(x, y, z) \quad (1)$$

ni Gamilton funksiyasining operatori yoki qisqacha qilib gamiltonian deyiladi.

Kvant mexanikasida gamiltonianni tuzishda ikkita holni ko'rib chiqish kerak. Birinchi holda zarrachaga ta'sir etuvchi kuchlar zarrachaning tezligiga bog'liq emas, demak $\mathbf{F}$ kuch zarracha koordinatasi hamda vaqtning funksiyasi bo'lib, biror $U(x, y, z, t)$ fuksiyaning gradiyenti sifatida berilishi mumkin:

$$\mathbf{F} = -\nabla U(x, y, z) \quad (2)$$

Agarda ta'sir etuvchi kuchlar vaqtga bog'liq bo'lmasa, u holda zarrachaning potensial energiyasining o'zginasi. Bu holda Gamilton funksiyasi zarrachaning to'la energiyasi bilan mos keladi va $T + U(x, y, z)$ ga teng. Umumiy holda esa Gamilton funksiyasi T kinetik energiya va U kuch funksiyasining yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni $H = T + U(x, y, z, t)$ va bu holda potensial energiya bo'lmaganligi uchun H ham sistemani to'la energiyasi bo'la olmaydi.

Endi ikkinchi holni ko'rib chiqaylik, ya'ni ta'sir etuvchi kuchlar zarrachaning tezligiga bog'liq bo'lsin. Misol sifatida elektromagnit maydonda harakatlanayotgan zaryadli zarrachaning gamiltonianini ko'rib chiqaylik. Klassik nazariyada elektromagnit maydonidagi zaryadli zarrachaning Gamilton funksiyasi

$$H = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{P} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + eV \quad (3)$$

ko'rinishga ega. Bunda e -zarrachaning zaryadi, V - maydonning skalar potentsiali, m -zarrachaning massasi, $\mathbf{p}$ -umumlashgan impuls bo'lib, $\mathbf{P} - \frac{e}{c} \mathbf{A} = m\mathbf{v}$ ga teng bo'ladi. Bunda $\mathbf{A}$ - vektor potentsial. Kvant mexanikasida gamiltonianni olish uchun, $\mathbf{p}$ vektor o'rniga $\hat{\mathbf{P}} = -i\hbar\nabla$ impuls operator yoziladi va bu hol uchun gamiltonian quyidagicha bo'ladi:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{P}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + eV \quad (4)$$

Agarda elektromagnit kuchlardan tashqari U funksiya bilan ifodalangan boshqa kuchlar ham mavjud bo'lsa, u holda gamiltonianning umumiy ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{P}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + eV + U \quad (5)$$

(5) ifodadagi $\left(\hat{\mathbf{P}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2$ operator quyidagi ko'rinishda ochib chiqiladi:

$$\left(\hat{\mathbf{P}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 = \left(\hat{P}_x - \frac{e}{c} A_x \right)^2 + \left(\hat{P}_y - \frac{e}{c} A_y \right)^2 + \left(\hat{P}_z - \frac{e}{c} A_z \right)^2 \quad (6)$$

Operatorlar ko'paytmasining ta'rifi asoslanib, (6) tenglikning o'ng tomonidagi birinchi hadi hisoblaniladi:

$$\left(\hat{P}_x - \frac{e}{c} A_x \right)^2 = \left(\hat{P}_x - \frac{e}{c} A_x \right) \left(\hat{P}_x - \frac{e}{c} A_x \right) = \hat{P}_x^2 - \frac{e}{c} \hat{P}_x A_x - \frac{e}{c} A_x \hat{P}_x + \frac{e^2}{c^2} A_x^2$$

Ma'lumki, Geyzenberg munosabatlari

$$\hat{P}_x A_x - A_x \hat{P}_x = i\hbar \frac{\partial A_x}{\partial x}$$

ko'rinishga ega, ulardan foydalanib, quyidagi ifoda hosil qilinadi:

$$\left(\hat{P}_x - \frac{e}{c} A_x \right)^2 = \hat{P}_x^2 - \frac{2e}{c} A_x \hat{P}_x + i\hbar \frac{e}{c} \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{e^2}{c^2} A_x^2$$

(6) formuladagi qolgan ikki had uchun shunga o'xshash hisoblashlarni bajarib, olingan natijalarni qo'shgandan so'ng

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \hat{\mathbf{P}}^2 - \frac{e}{c} \mathbf{A} \hat{\mathbf{P}} + i\hbar \frac{e}{2mc} \text{div} \mathbf{A} + \frac{e^2}{2mc^2} \mathbf{A}^2 + eV + U \quad (7)$$

gamiltonian olinadi. Shunday qilib, Gamilton funksiyasi (yoki energiya) operatori ikkita muhim xususiyat bilan bog'liq, birinchisi, zarrachalarning tabiati bilan bog'langan bo'lsa, ikkinchisi esa, ularga ta'sir etuvchi kuchlarning tabiati bilan bog'liqdir.

Kvant mexanikasi uchun (7) da olingan operator asosiy hisoblanadi, chunki kuzatilayotgan sistemaning barcha xususiyatlarining matematik ifodasini shu operator orqali hosil qilinadi.

Bir jinsli magnit maydonida Gamiltonianni quyidagicha ifodalangan [32].

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \hat{\mathbf{P}}^2 - \frac{e}{2mc} \left(\hat{\mathbf{P}} \mathbf{A} + \mathbf{A} \hat{\mathbf{P}} \right) + \frac{e^2}{2mc^2} \mathbf{A}^2 + eV - \frac{\mu}{s} \hat{s} H \quad (8)$$

Bir jinsli doimiy magnit maydonda zarra energiyasini birinchi bo'lib, 1930-yilda Landau aniqlagan. Magnit maydon z o'qi bo'ylab yo'nalgan deb hisoblasak, u holda Gamiltonianni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{p}_x + \frac{eH}{c} y \right)^2 + \frac{\hat{p}_y^2}{2m} + \frac{\hat{p}_z^2}{2m} - \frac{\mu}{s} \hat{s}_z H \quad (9)$$

Spin operatorini z o'qidagi proeksiyasi o'zgarmas bo'ladi va uni $\hat{s}_z = \sigma$ deb belgilash mumkin. U holda Shredinger tenglamasini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$\frac{1}{2m} \left[\left(\hat{p}_x + \frac{eH}{c} y \right)^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 \right] \psi - \frac{\mu}{s} \sigma H \psi = E \psi \quad (10)$$

bu tenglamaning yechimini quyidagi ko'rinishdagi funksiyadan topamiz.

$$\psi = e^{\frac{i}{\hbar}(p_x x + p_z z)} \chi(x) \quad (11)$$

(11) tenglamani (10) ga qo'yamiz va quyidagi ifodani olamiz.

$$\chi'' + \frac{2m}{\hbar^2} \left[\left(E + \frac{\mu\sigma}{s} H - \frac{p_z^2}{2m} \right) - \frac{m}{2} \omega_H^2 (x - x_0)^2 \right] \chi = 0 \quad (12)$$

bunda

$$x_0 = -\frac{cp_x}{eH} = -\frac{\hbar k_y}{m\omega_H} \quad \text{va} \quad \omega_H = \frac{|e|H}{mc} \quad (13)$$

kabi belgilashlar kiritib oldik. (12) ko'rinishidagi tenglama chiziqli ossilyator tenglamasi hisoblanadi va tebranish chastotasi ω_H ga teng. U holda uning yechimi $(n+1/2)\hbar\omega_H$, bunda $n=0, 1, 2, \dots$ ko'rinishda bo'ladi.

Zarraning bir jinsli doimiy magnit maydondagi energiyasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$E = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_H + \frac{p_z^2}{2m} - \frac{\mu \sigma}{s} H \quad (14)$$

tenglamaning birinchi hadi energiya diskret qiymatlarni qabul qilishini bildiradi va energiyaning bunday sathlarini Landau sathlari deyiladi. Elektron uchun $\mu/s = -|e|\hbar/mc$ tenglik o'rinli ekanligini hisobga olsak (14) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$E = \left(n + \frac{1}{2} + \sigma \right) \hbar \omega_H + \frac{p_z^2}{2m} \quad (15)$$

2. Magnit maydondagi energetik holatlar zichligi matematik modeli.

Magnit maydonda energetik holatlar zichligini ifodalash uchun [30] da keltirilgan usuldan foydalanamiz.

$$Z = \frac{1}{V} \sum_{n\sigma k_y k_z} \rightarrow \frac{L_2 L_3}{V(2\pi)^2} \sum_{n\sigma} \int dk_y dk_z \quad (16)$$

Bunda $V = L_1 L_2 L_3$ hajmdagi elektron gaz uchun L_2, L_3 - chiziqli o'lchamlar.

(15) tenglamada energiyaning (n, σ, k_z) kvant sonlariga bog'liqligi kelib chiqqan $(p_x = \hbar k_x, p_y = \hbar k_y, p_z = \hbar k_z)$, lekin k_y kvant soniga bo'liq emas. Shuning uchun (16) integralni hisoblashda (20) tenglamadan foydalanamiz.

$$\int dk_y = \frac{m\omega_H}{\hbar} \int_{-L_1/2}^{-L_1/2} dx_0 = \frac{m\omega_H}{\hbar} L_1 \quad (17)$$

(17) ni hisobga olib (16) tenglamani quyidagicha ko'rinishda yozamiz.

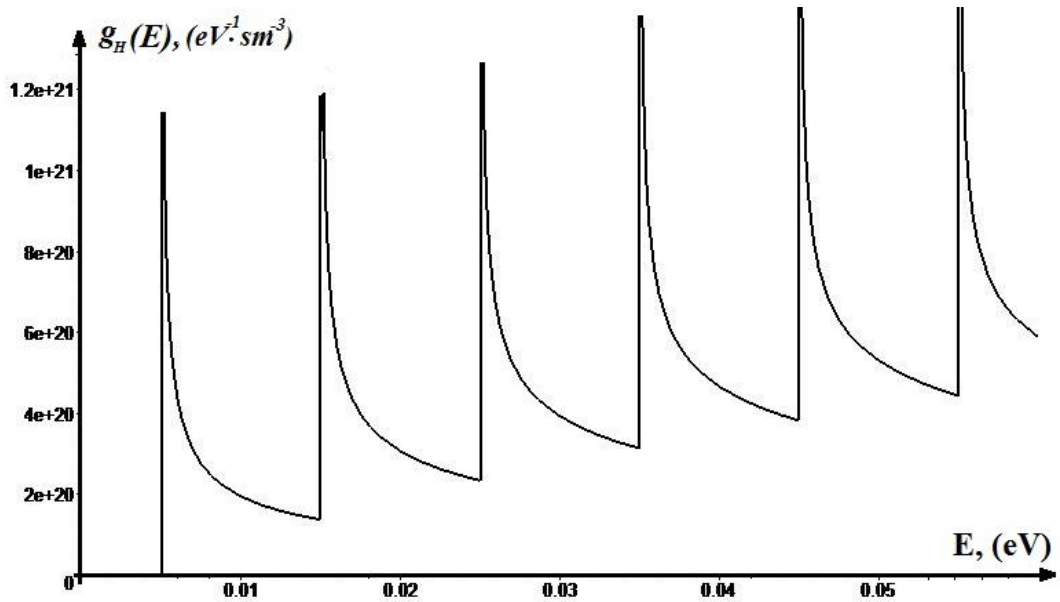
$$Z = \frac{2m\omega_H}{(2\pi)^2 \hbar} \sum_{n\sigma} \int \frac{dk_z(E, n, \sigma)}{dE} dE = \int g_H(E) dE \quad (18)$$

Bunda

$$g_H(E) = \frac{2m\omega_H}{(2\pi)^2 \hbar} \sum_{n\sigma} \frac{dk_z(E, n, \sigma)}{dE} \quad (19)$$

(19) tenglamadagi differensialni hisoblashda (22) tenglamadan foydalanamiz.

$$g_H(E) = \frac{\sqrt{m^3 \hbar \omega_H}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \sum_n \frac{1}{\sqrt{E - \hbar \omega_H \left(n + \frac{1}{2} \right)}} \quad (20)$$



21-rasm. Kvantlovchi magnit maydondagi uch o'lchamli metall uchun energetik holatlar zichligi[29].

3. Magnit maydondagi energetik holatlar zichligiga haroratning ta'siri. Termodinamik holatlar zichligi.

Magnit maydonda termodinamik holatlar zichligi ifodasini keltiramiz.

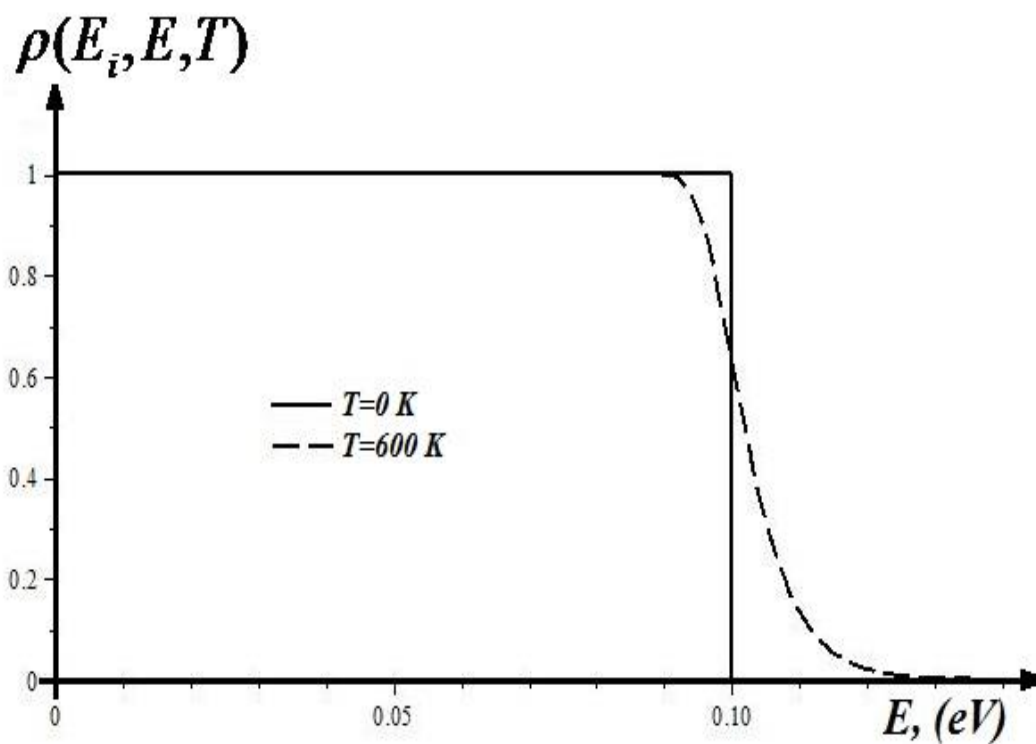
$$N(E, T) = \frac{dn}{dE_i} \quad (21)$$

Bunda n elektron konsentratsiyasi bo'lib u quyidagiga teng

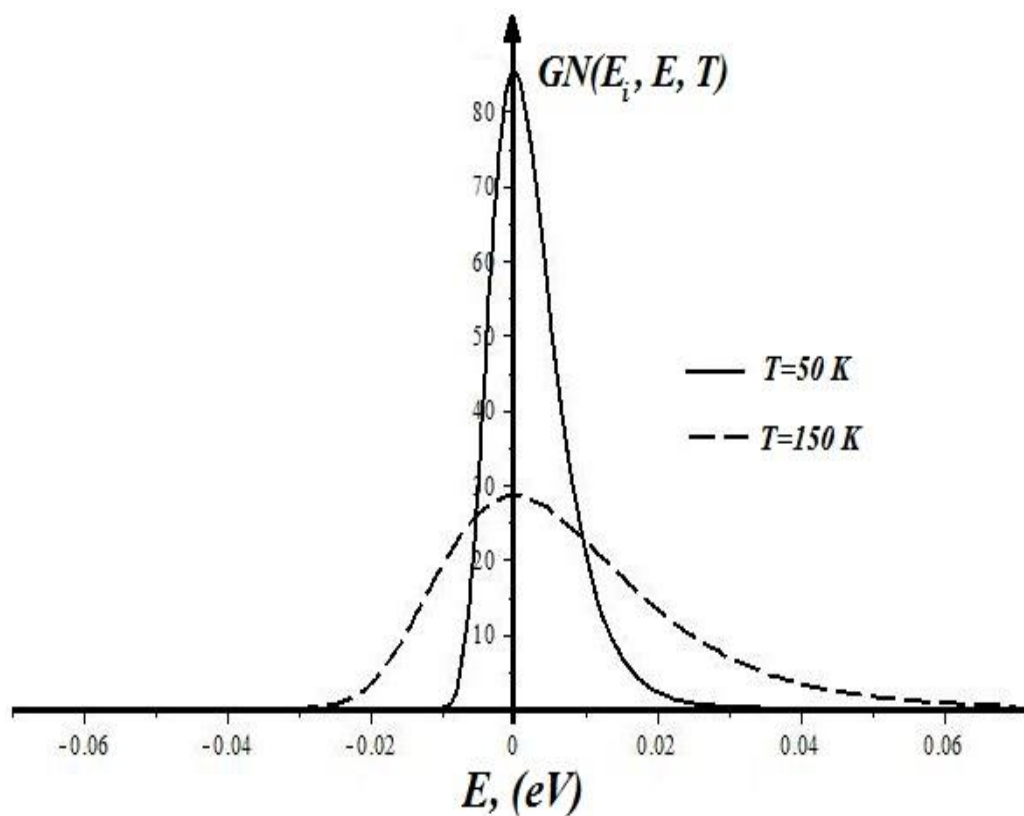
$$n = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_H(E) \rho(E_i, E, T) dE \quad (22)$$

(22) da $g_H(E)$ - nol haroratda magnit maydondagi energetik holatlar zichligi, $\rho(E_i, E, T)$ -Shokli-Rid-Xoll statistik taqsimot funksiyasi bo'lib, u quyidagiga teng[33].

$$\rho(E_i, E, T) = 1 - \exp\left(-\exp\left(\frac{E_i - E}{kT}\right)\right) \quad (23)$$



22-rasm. Shokli-Rid-Xoll statistik taqsimot funksiyasi



23-rasm. GN-funksiya

Hosil qilingan (21), (22) va (23) tenglamalarni umumlashtirib

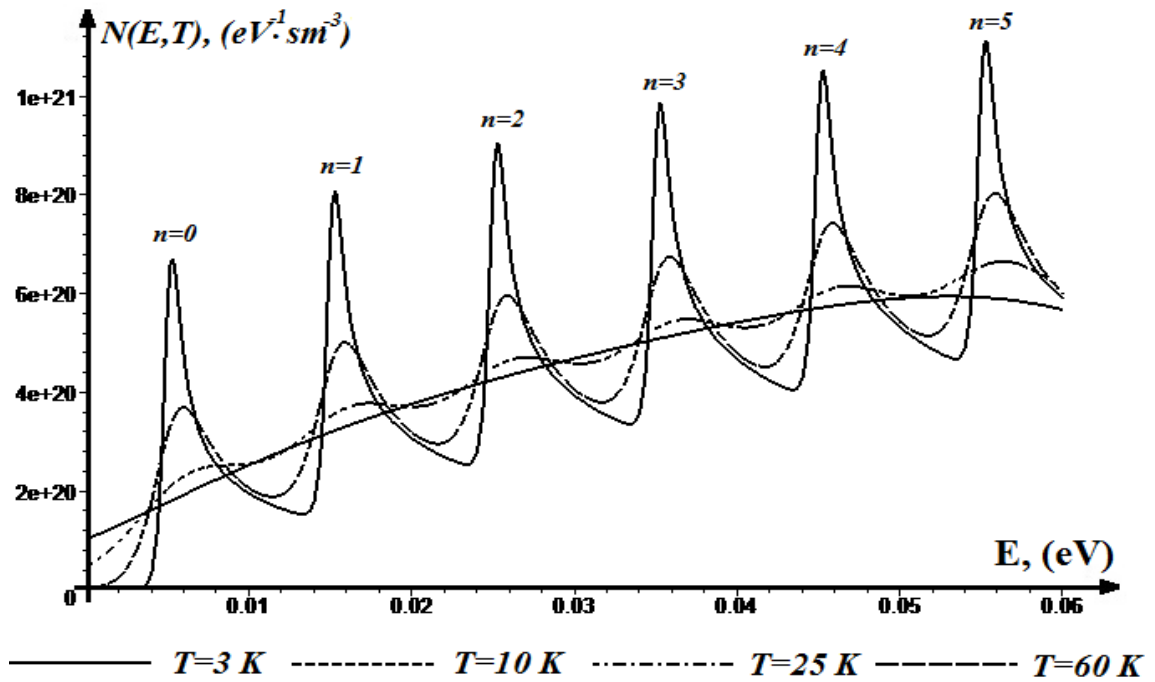
$$N(E, T) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_H(E) \frac{\partial \rho(E_i, E, T)}{\partial E_i} dE = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_H(E) GN(E_i, E, T) dE \quad (24)$$

tenlamaga kelamiz. Bunda $GN(E_i, E, T) = \partial \rho(E_i, E, T) / \partial E_i$ kabi belgilash kiritib olamiz. Shunda GN-funksiyaning ko'rinishi esa quyidagicha bo'ladi.

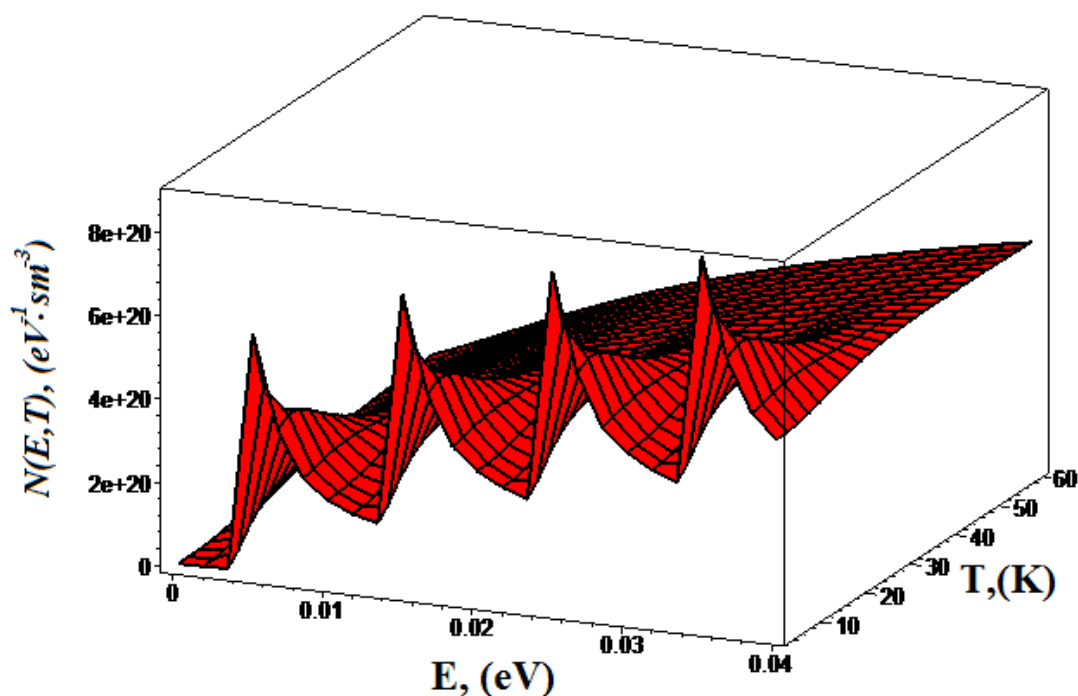
$$GN(E_i, E, T) = \frac{\partial \rho}{\partial E_i} = \frac{1}{kT} \exp \left[\frac{E_i - E}{kT} - \exp \left(\frac{E_i - E}{kT} \right) \right] \quad (25)$$

(24) tenglamaga (20) va (25) larni qo'yib kvantlovchi magnit maydonda termodinamik holatlar zichligi uchun ifoda olishimiz mumkin.

$$N(E, T) = \frac{\sqrt{m^3 \hbar \omega_H}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \sum_n \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\exp \left[\frac{E_i - E}{kT} - \exp \left(\frac{E_i - E}{kT} \right) \right]}{kT \sqrt{E - \hbar \omega_H \left(n + \frac{1}{2} \right)}} dE \quad (26)$$



24-rasm. Kvantlovchi magnit maydondagi energetik holatlar zichligiga haroratning ta'siri

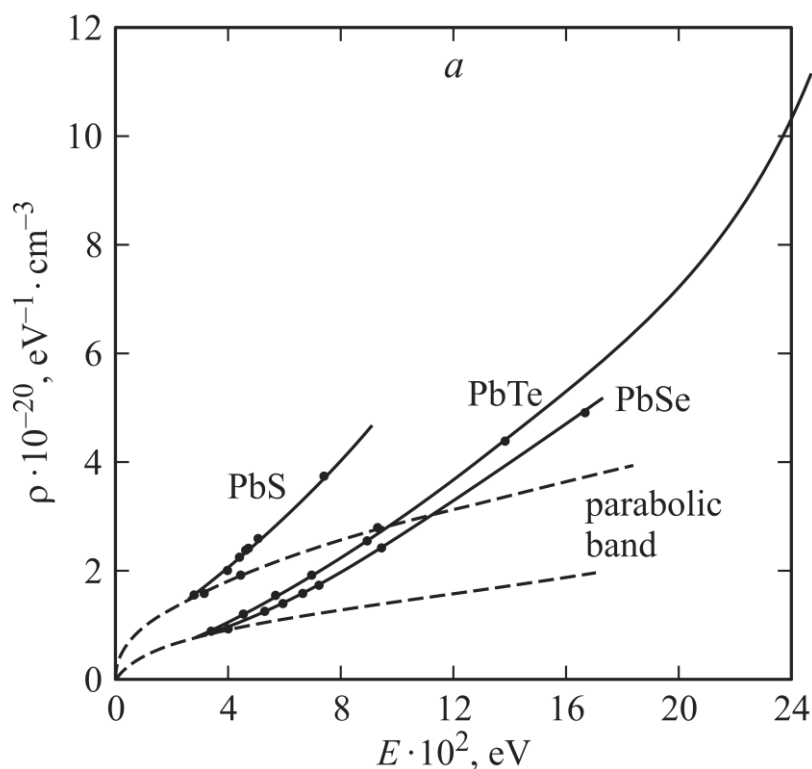


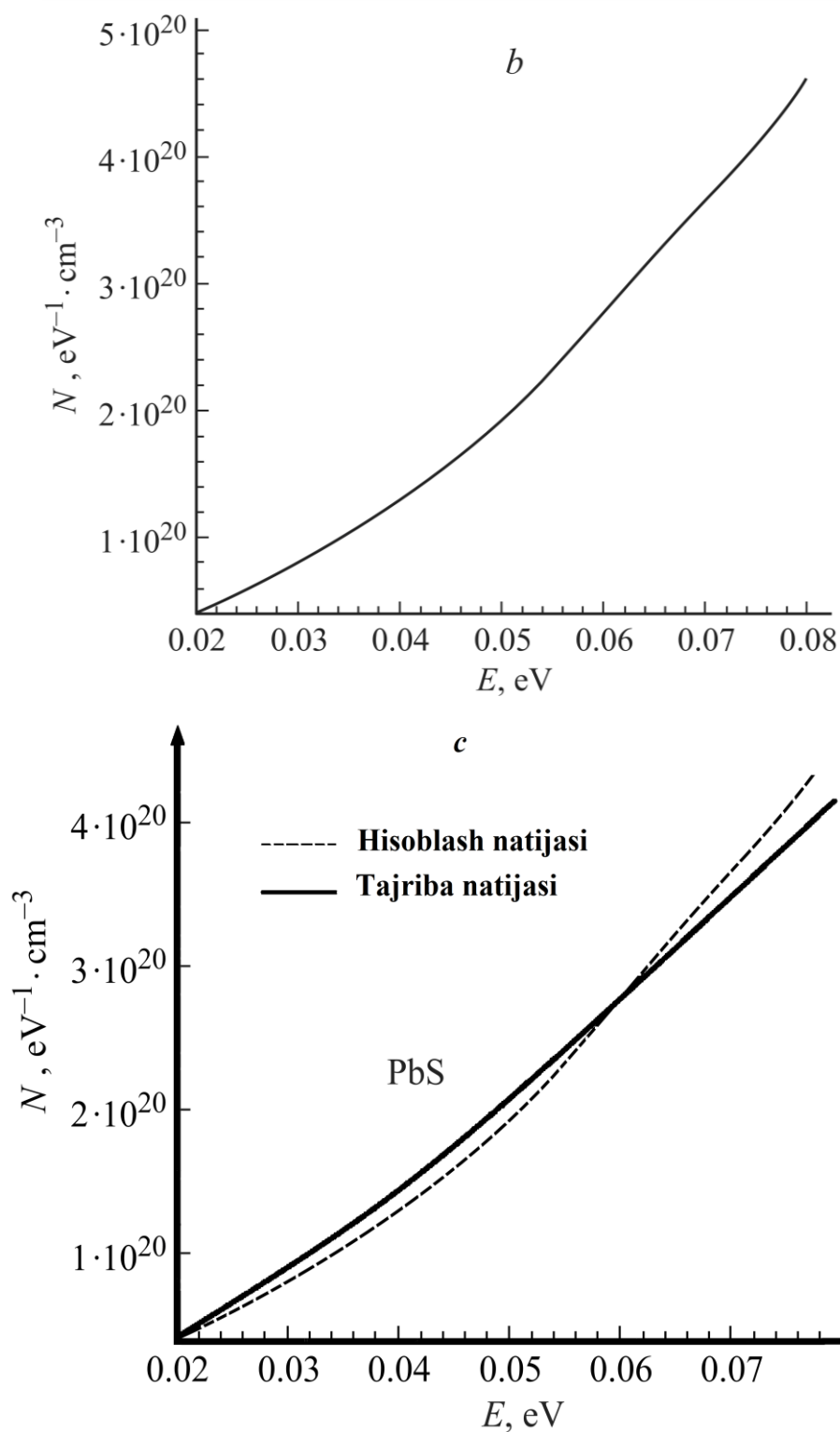
25-rasm. Kvantlovchi magnit maydondagi energetik holatlar zichligiga haroratning ta'siri (3D)

Termodinamik holatlar zichliginingi tenglamasi (19) $T \rightarrow 0$ da energetik holatlar zichligi (20) ga aylanar ekan. Shuning uchun kichik haroratlarda 24-rasmdagi grafik 21-rasmdagi grafikka yaqinlashmoqda. $\hbar\omega_H = 0,01 \text{ eV}$ bo'lgan hol uchun $T = 0,3 \text{ K}$ da $kT = 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ bo'ladi, u holda $\frac{\hbar\omega_H}{kT} \approx 380$ kelib chiqadi. Demak, $\hbar\omega_H \gg kT$ bo'lgan kvantlovchi magnit maydonda energetik spektr diskret bo'lar ekan. Haroratni orttirib borsak $T = 60 \text{ K}$ da $kT = 5,2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ bo'ladi, u holda $\frac{\hbar\omega_H}{kT} \approx 2$ kelib chiqadi. $\hbar\omega_H \approx kT$ da esa, kvantlovchi magnit maydonda energetik spektr uzluksiz bo'lar ekan. Dispersiya qonuni parabolik bo'lgan kuchli magnit maydonidagi energetik holatlar zichligi harorat ortsa magnit maydon bo'lmagandagi energetik holatlar zichligi bilan mos kelishini ko'rish mumkin. Harorat ortsa magnit maydonning ta'siri yo'qolib borishi kelib chiqdi.

4. Hisoblash va tajriba natijalarini solishtirish.

Kvantlovchi magnit maydonda $T=77\text{ K}$ va $H=30\text{ kOe}$ da PbS, PbTe va PbSe moddalari uchun tajriba asosida olingan energetik holatlar zichligining energiyaga bog'lanish grafiklari [21,22] adabiyotlarda keltirilgan (6.a-rasm). $T=77\text{ K}$ haroratda kuchlanganligi $H=30\text{ kOe}$ bo'lgan maydonda PbS modda uchun yuqorida keltirilgan (19) tenglamani qo'llab 6.b-rasmdagi grafikni oldik. Biz yaratgan model va tajriba natijasi $\hbar\omega_H \approx kT$ bo'lgan hol uchun deyarli bir-hil bo'lib chiqdi[23]. Tajribada olingan grafik va bizning modelimiz asosida chizilgan grafikni 6.c-rasmda ustma-ust qo'yildi.





6-rasm. $T=77$ K va $H=30$ kO bo'lgan hol uchun. a-tajriba natijasi, b-model asosidagi hisoblash natijasi. c-Tajriba va hisoblash natijalarini taqqoslash.

5. Kuchli magnit maydonda ostsillyatsiya hodisalarini haroratga bog'liqligini matematik modellash tirish programmasi (Maple)

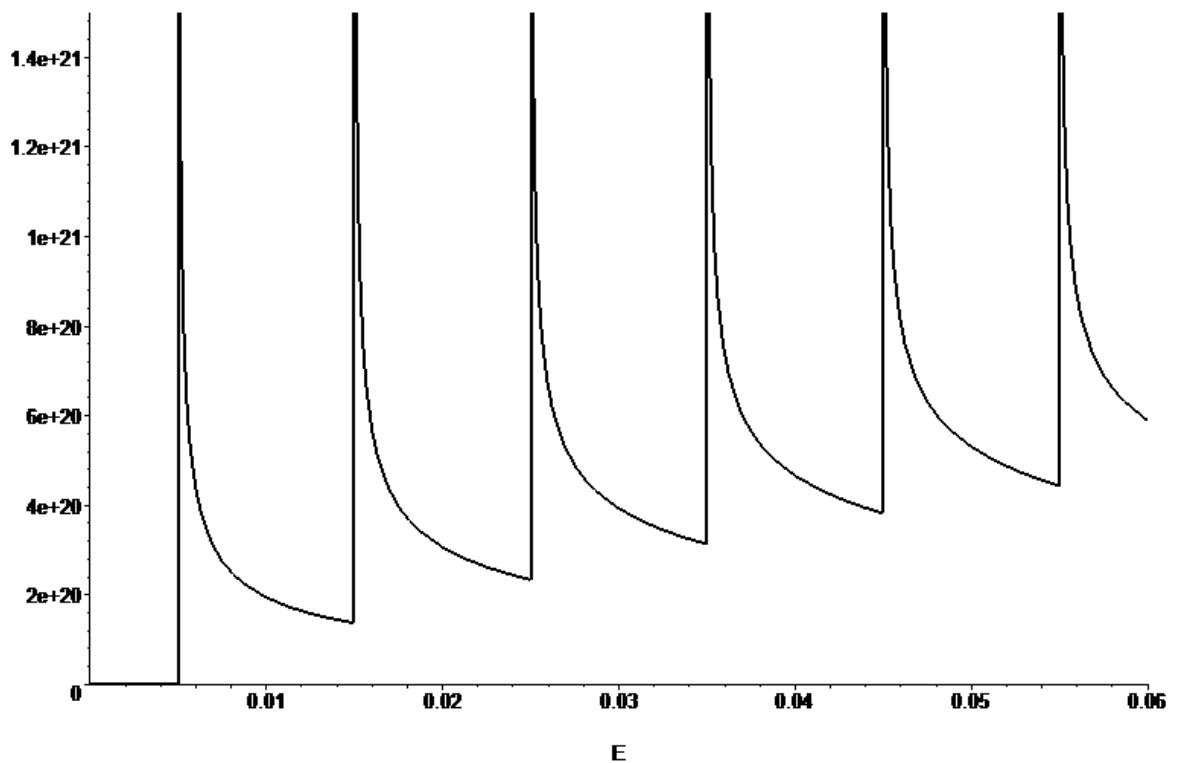
Kvantlovchi magnit maydonda elektron energetik holatlar zichligi.

```
restart;
```

```
NET:=0.0001*(t^3*(m/t)^(3/2)*E1)/(2^(1/2)*Pi^2*h^3)*S  
um(Heaviside(E-E1*(n+1/2))/sqrt(E-E1*(n+1/2)),  
n=0..5);
```

$$NET := .000050000000000 \frac{t^3 \left(\frac{m}{t}\right)^{(3/2)} E1 \sqrt{2} \left(\sum_{n=0}^5 \left(2 \frac{\text{Heaviside}\left(E - E1 \left(n + \frac{1}{2}\right)\right)}{\sqrt{4 E - 4 E1 n - 2 E1}} \right) \right)}{\pi^2 h^3}$$

```
k:=1.38e-23: h:=6.62e-34: t:=1.6e-19: m:=9.1e-31:  
E1:=0.01: plot( NET, E=0..0.06, 0..1.5e+21, color=black,  
thickness=2);
```

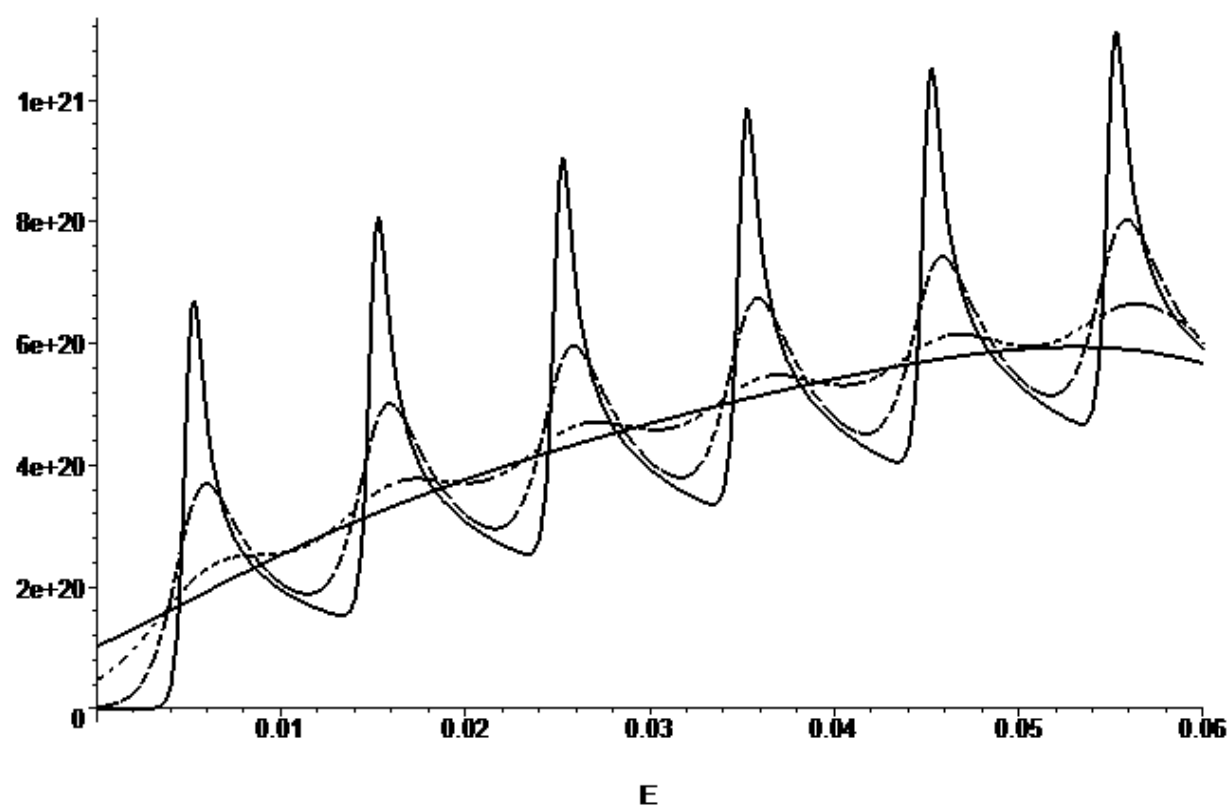


Kvantlovchi magnit maydonda elektron uchun turli haroratlarda termodinamik holatlar zichligi.

```
restart; NET:=(T) -
>0.0001*(t^3*(m/t)^(3/2)*E1)/(2^(1/2)*Pi^2*h^3)*Sum( In
t( t*exp(t*(E-x)/(k*T))/(exp(t*(E-
x)/(k*T))+1)^2*k*T)*1/sqrt(x-E1*(n+1/2)),
x=E1*(n+1/2)..0.3, n=0..5);
```

$$\frac{t^3 \left(\frac{m}{t}\right)^{(3/2)} E1 \sqrt{2} \left(\sum_{n=0}^5 \int_{E1(n+1/2)}^{.3} \frac{t e^{\left(\frac{t(E-x)}{kT}\right)}}{\left(e^{\left(\frac{t(E-x)}{kT}\right)} + 1 \right)^2 kT \sqrt{x - E1 \left(n + \frac{1}{2}\right)}} dx \right)}{\pi^2 h^3}$$

```
k:=1.38e-23: h:=6.62e-34: t:=1.6e-19: m:=9.1e-31:
E1:=0.01: plot( [NET(3),NET(10),NET(25),NET(60)],
E=0..0.06, color=black, linestyle=[1,3,4,5],
thickness=2);
```

Xulosa

Ushbu dissertatsiya ishida kvantlovchi magnit maydonda elektron energiyasi aniqlanib, termodinamik holatlar zichligi ifodasi Shokli-Rid-Xoll statistik taqsimot funksiyasi yordamida keltirib chiqarilgan. Ishlab chiqilgan model asosida kvantlovchi magnit maydonda energetik holatlar zichligi aniqlandi. Kvantlovchi magnit maydonda energetik holatlar zichligining haroratga bog'liqligi o'rganildi. Maple hisoblash programmasi yordamida termodinamik holatlar zichligi grafigi olingan. Dispersiya qonuni parabolik bo'lgan kuchli magnit maydonidagi energetik holatlar zichligi harorat ortsa magnit maydon bo'lmagandagi energetik holatlar zichligi bilan mos kelishi ko'rsatildi. Harorat ortsa magnit maydonning ta'siri yo'qolib borishi o'rganildi. Landau satxlariga haroratning ta'siri magnit maydondagi termodinamik holatlar zichligi N_s yordamida ko'rsatildi. Modeldan olingan natijalar PbS [31] uchun olingan tajriba natijasi bilan solishtirildi.

Adabiyotlar ro'yxati.

1. O'zbekiston Respublikasi Prezidenti Islom Karimovning mamlakatimizni 2015 yilda ijtimoiy-iqtisodiy rivojlantirish yakunlari va 2016 yilga mo'ljallangan iqtisodiy dasturning eng muhim ustivor yo'nalishlariga bag'ishlangan Vazirlar Mahkamasi majlisidagi ma'ruzasi
2. Karimov I.A. "Bosh maksadimiz - keng ko'lamli islohatlar va modernizatsiya yo'lini qa'iat bilan davom ettirish" O'zbekiston Respublikasi Prezidenti Islom Karimovning 2012 yilda mamlakatni ijtimoiy – iqtisodiy rivojlantirish yakunlari xaqida 2013 yilda mo'ljallangan iqtisodiy dasturning eng muxim ustivor yakunlariga bag'ishlangan Vazirlar Maxkamasining majlisidagi ma'ruzasi. Xalq so'zi gazetasi 2013 yil 19yanvarg'.
3. Uzbekiston Respublikasi Prezidentining 2011 yil 20 maydagi "Oliy ta'lim muassasarining moddiy – texnik bazasini mustaxkamlash va yukori malakali mutaxassislar tayerlash sifatini tubdan yaxshilash chora tadbirlari tugrisidi"gi karori. XALK SO'ZI gazetasi 2011 yil 21 may.
4. Karimov I.A. «Milliy istiqlool mafkurasi –xalk e'tiqodi va buyuk kelajakka ishonchdir» Toshkent-2000 yil.
5. Karimov I.A. «Uzbek xalki xech kachon xech kimga karam bulmaydi» Toshkent 2005 yil 150 bet.
6. Karimov I.A. «Mamalkatimizni modernizatsiya kilish kuchli fuqorolik jamiyati barpo etish - ustivor maqsadimizdir » Toshkent 2010 yil.
7. Karimov I.A. «Asosiy vazifamiz vatanimiz taraqqiyoti va xalqimiz farovonligini yanada yuksaltirishdir » Toshkent 2010 yil.
8. Karimov I.A. «Bu muqaddas vatanda azizdir inson» Toshkent 2010 yil.
9. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С. А. Физика низкоразмерных систем. - СПб.: Наука, 2001.
10. В. П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин. Основы наноэлектроники. Физматкнига.Москва.2006.

- 11.А. Я. Шик. Квантовые нити. Соросовский образовательный журнал, №5, 1997
- 12.Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. Москва. 1977.Наука.-672 с.
- 13.Бонч-Бруевич Л., Звиягин И.П., Кайпер Р., Миронов Г., Эндерлайн Р., Эссер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. Москва. 1981. Наука. 384 с.
- 14.S. Zaynobiddinov, A. Teshaboyev, Yarimo'tkazgichlar fizikasi. O'qituvchi. Toshkent.1999
- 15.Н.Б. Брандт, В.А.Кульбачинский. Квазичастицы в физике конденсированного состояния. Физматлит. М. 2007 стр. 254.
- 16.Б.М.Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука.физ.-мат. лит., 1985.— 320 с.
- 17.Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., Электронная теория металлов. Москва. 1971. Наука.-418с.
- 18.Д. Шенберг. Магнитные осцилляции в металлах. (М., Мир, 1986) гл.1, с.25.
- 19.Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. (М.,Наука, 1976) чЛ, гл.3, с. 109.
- 20.А.А.Абрикосов. Основы теории металлов. (М.,Наука, 1987) гл.10, с. 156.
- 21.Yu.I. Ravich. J. de Physique, 29, 114 (1968).
- 22.Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS (М., Наука, 1968) гл. 5, с. 229.
- 23.Г. Гулямов, У.И. Эркабоев, Н.Ю. Шарибаев. ФТП, 48, 10 (2014).
- 24.Ландау.Л.Д.,Лифшиц. Е. М. Теоретическая физика! Квантовая механика (нерелятивистская теория). Наука. 1989, 768
- 25.Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев. ФТП. 45, 2 (2011) стр. 178-182.
- 26.Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев. Поверхность. 2012 г, №9, стр. 13-17.

- 27.Г.Гулямов, Н.Ю.Шарибаев, У.И.Эркабоев. ФИП. 2012 г, Т.10, №4, стр.366-370.
- 28.А.Н.Wilson. The Theory of Metals. Cambridge University Press, Cambridge, 1953.
- 29.Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках. Мир, М. (1986).
- 30.В.Б.Бонч-Бруевич, и др. Электронная теория некристаллических полупроводников. 384 с. Наука, М.(1981).
- 31.А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Наука, М. (1978)
- 32.Дж. Займан. Принципы теории твердого тела. (М., Мир, 1974) гл.9, с.349.
- 33.И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов. (М.Наука, 1971) част 2, с. 119.
34. www.google.ru
35. www.yandex.ru
36. www.gov.uz

Dissertatsiya mavzusi bo'yicha magistrning quyidagi maqolalari chop etilgan:

1. Gulyamov G. Erkaboev U. Davlatov A. New Method of Determining the Landau Levels in Narrow-gap Semiconductors. Journal of Applied Sciences. 2015-yil. 5-son. 771-775-betlar
2. P.Baymatov A.Gulyamov A. Davlatov B.Uzakov. Broadening Thermal Energy Levels and Density States Quasi One-Dimensional Electron Gas. Journal of Applied Mathematics and Physics. 2016-yil. 4-son. 706-710-betlar.
3. Gulyamov A. Davlatov A. Квазиодномерного электронного газа тепловое уширение энергетических уровней и плотность состояний. XXIII международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов” Москва 2016. 11-15 aprel 2016-yil. 139-140 betlar
4. Gulyamov A. Davlatov A. Тепловое уширение энергетических уровней и плотность состояний квазиодномерного электронного газа. Материал 54-й международной научной студенческой. Конференции МНСК–2016. 16–20 aprel. 2016-yil. 14-bet
5. Gulyamov A. Davlatov A. Kvantlovchi magnit maydonda termodinamik holatlar zichligiga haroratning ta'siri. Наманган Давлат Университети Илмий ахбороти. 2016-йил 2-сон. 12-18- betlar
6. Baymatov P. Po'latov A. Davlatov A. О спектре электрона в квантовой точке Si-SiO₂. Молодой учёный. Ежемесячный научный журнал. 2014-yil. 16 (75). 5-7- betlar