

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ**  
**BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ**

*Əlyazma hüququnda*

**AŞAĞIÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMLƏRİNDƏ**  
**ANİZOTROP KİNETİK HADİSƏLƏR**

**2211.01**

**Bərk cismlər fizikası**

**FİZİKA**

**Elmlər doktoru elmi dərəcəsi almaq üçün təqdim edilmiş**

**DİSSERTASIYA**

**İddiaçı:** f.–r.e.n., dosent Hüseynağa İbrahim oğlu Hüseynov  
**Elmi məsləhətçi:** f.–r.e.d., professor Sofya Rüstəm qızı Fiqarova

**BAKİ – 2022**

## MÜNDƏRİCAT

	Səh.
<b>Giriş</b> .....	5
<b>I Fəsil. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziiki-ölçülü elektron sistemlərində maqnit sahəsi olmadıqda kinetik hadisələr</b> .....	25
1.1. Enerji spektri və hal sıxlığı .....	31
1.2. Fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında relaksasiya müddəti .....	38
1.3. Aşqar ionlarından səpilmə halında elektrikkeçiriciliyi və onun anizotropluğu .....	46
1.4. Aşqar ionlarından səpilmə halında elektron istilikkeçiriciliyi və onun anizotropluğu .....	53
<b>II Fəsil. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziiki-ölçülü elektron sistemlərində eninə maqnit sahəsində qalvanomaqnit effektlər</b> .....	58
2.1. Eninə maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün qalvanomaqnit tenzorun komponentlərinin ümumi ifadələri....	61
2.2. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında Holl effekti.....	66
2.3. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə maqnitmüqaviməti .....	68
2.4. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında qalvano- maqnit effektlər .....	76
<b>III Fəsil. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziiki-ölçülü elektron sistemlərində uzununa maqnit sahəsində qalvanomaqnit effektlər</b> .....	78
3.1. Aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində qalvanomaqnit tenzorunun ümumi ifadələri .....	86

3.2. Aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində Holl effekti .....	89
3.3. Aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində maqnitmüqaviməti .....	93
3.4. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində qalvanomaqnit əmsalların anizotropluğu .....	105
<b>IV Fəsil. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron sistemlərində eninə maqnit sahəsində eninə Nernst–Ettingshauzen effekti .....</b>	<b>112</b>
4.1. Eninə maqnit sahəsində termomaqnit tenzorun komponentləri və Nernst – Ettingshauzen əmsalının ümumi ifadələri .....	115
4.2. Eninə maqnit sahəsində fononlardan səpilmə halında eninə Nernst–Ettingshauzen effekti .....	119
4.3. Eninə maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə Nernst–Ettingshauzen effekti ...	123
4.4. Eninə maqnit sahəsində güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə NE effekti	126
<b>V Fəsil. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron sistemlərində uzununa maqnit sahəsində eninə Nernst–Ettingshauzen effekti .....</b>	<b>131</b>
5.1 Uzununa maqnit sahəsində termomaqnit tenzorunun komponentləri və Nernst–Ettingshauzen əmsalının ümumi ifadələri.	133
5.2. Uzununa maqnit sahəsində fononlardan səpilmə halında eninə Nernst–Ettingshauzen effekti .....	138
5.3. Uzununa maqnit sahəsində aşqar ionlarından səpilmə halında eninə Nernst–Ettingshauzen effekti .....	148
5.4. İfratqəfəslərdə eninə Nernst–Ettingshauzen effektinin anizotropluğu	157

<b>VI Fəsil. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziiki-ölçülü elektron sistemi üçün uzununa Nernst–Ettingshauzen effekti (Termoelektrik hərəkət qüvvəsi–termoehq) ...</b>	167
6.1. Eninə maqnit sahəsində uzununa Nernst–Ettingshauzen effekti.....	169
6.2. Uzununa maqnit sahəsində uzununa Nernst–Ettingshauzen effekti .....	175
6.3. Eninə maqnit sahəsində elektron istilikkeçiriciliyi – Madji–Riqi–Ledyuk effekti .....	187
6.4. İfratqəfəslərdə uzununa Nernst–Ettingshauzen effektinin anizotropluğu .....	196
<b>VII Fəsil. Asimmetrik kvant çuxurunda maqnit sahəsi olmadıqda köçürmə hadisələri .....</b>	205
7.1. Asimmetrik (yarımparabolik) kvant çuxurunda enerji spektri və hal sıxlığı	207
7.2. Asimmetrik (yarımparabolik) kvant çuxurunda elektron qazının Fermi enerjisi	212
7.3. Asimmetrik kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının elektrikkeçiriciliyi .....	217
7.4. Asimmetrik kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termoehq)	228
<b>Nəticə.....</b>	240
<b>İstifadə olunan ədəbiyyat siyahısı .....</b>	245
<b>İxtisarların və şərti işarələrin siyahısı.....</b>	272

## GİRİŞ

**Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi.** Müasir nanoelektronikanın sürətli inkişafı nazik təbəqələr, təbii ifratqəfəslər (məsələn  $InSe_2$ ,  $GaSe$ ,  $TaS_2$ ,  $NbTe_2$ ) və süni ifratqəfəslər (məsələn  $GaAs/AlGaAs$ ,  $Si/Ge$ ), kvant məftilləri, kvant çuxurları kimi aşağıölçülü elektron sistemlərində aşkar olunmuş yeni fiziki hadisələrin tədqiqi üçün zərurət yaradır. Molekulyar – şüa epitaksiyası (MŞE), qazfazalı epitaksiyası və nanolitoqrafiya kimi yeni texnologiyalar əsasında müasir proqram təminatını tətbiq edərək aşağıölçülü sistemlər və müxtəlif potensiallı kvant çuxur profilləri hazırlamaq real olduğundan aşağıölçülü sistemlərdə köçürmə hadisələrinin öyrənilməsinə maraq qeyri-adi şəkildə artmışdır [3, 99, 65, 19, 47, 36]. Bir çox müasir cihazların iş prinsipində aşağıölçülü sistemlərdə rezistiv, qalvano- və termomaqnit hadisələrdən istifadə olunur. Ona görə də müasir dövrdə aşağıölçülü sistemlər fizikasında köçürmə hadisələrinin nəzəriyyəsinin inkişafı aktualdır və vacib məsələ hesab olunur. Fiziki xassələrində anizotropluğa malik aşağıölçülü sistemlərin tədqiqi bir tərəfdən yeni nanoelektronika qurğularının hazırlanmasına, digər tərəfdən bu quruluşların parametrlərinə yeni nəzarət metodlarının tapılmasına imkan yaradır.

Aşağıölçülü elektron sistemlərinin nəzəriyyəçi və təcrübəçi alimlərin diqqət mərkəzində olmasının bir neçə səbəbi vardır. Birinci səbəb odur ki, aşağıölçülü elektron sistemlərində həcmi nümunələrdə müşahidə olunmayan, zəif və anderson lokallaşması, mənfi maqnitmüqaviməti, mənfi diferensial keçiricilik, kvant Holl keçiriciliyi, kinetik əmsalların ossilyasiyası kimi effektlərin aşkar olunmasıdır. İkinci səbəb aşağıölçülü sistemlərdən nanoelektronikaya birbaşa çıxışın olmasıdır. Məsələn, modullaşmış aşqarlanmaya malik olan heterokeçidlərində yüksək yüyürüklüyün olması səbəbindən heteroquruluşlardan ifratteztəsirli sahə tranzistorlarının yaradılmasında; Holl keçiriciliyinin kvantlanması müqavimət vahidinin etalonunun hazırlanmasında, həmçinin incə quruluş sabitinin daha dəqiq təyin olunmasında; kvantlayıcı maqnit sahəsində metal-dielektrik faza keçidinə malik ifratqəfəslərdən yüksək həssaslıqlı sensorların hazırlanmasında istifadə olunur. Laylı

materiallar və ifratqəfəslər cihazların ölçülərinin kiçildilməsində bir material kimi, həmçinin fiziki xarakteristikalarının yaxşılaşdırılması və yeni texnoloji quruluşun yaradılması üçün istifadə olunur. Bundan başqa qeyd etmək lazımdır ki, eyni bir nümunədə aşağıölçülü elektron sisteminin parametrlərini dəyişməklə başqa kimyəvi quruluş üçün xarakterik olan xassələri əldə etmək mümkündür. Üçüncü səbəb bu sistemlərin xarici təsirə qeyri-adi reaksiyasıdır. Məsələn, belə sistemlərdə köçürmə hadisələri sistemdə əlavə anizotrop luq yaradan maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılıdır. Daha bir səbəb yeni texnologiyalarla bağlıdır, belə ki, yeni texnologiyalar vasitəsilə qabaqcadan hesablanmış ifratqəfəs parametrlərini və ya kvant çuxur profilini əldə etmək mümkündür. Kinetik əmsalların hesablanmasında əksəriyyət işlərdə sadələşmiş model təsvirlərindən istifadə olunur, hansı ki, bu təsvirlər real obyektlər üçün yerinə yetirilmir. Elektrik parametrlərinin anizotrop luğuna malik olan nümunədən keçən cərəyan sıxlığının paylanmasında mürəkkəbliyin yaranmasında kvant çuxurun sərhəddi, aşağıölçülü quruluş parametrləri və səpilmə mexanizmləri mühüm rol oynayır. Bununla əlaqədar olaraq sistemin anizotrop luğunun konkret xüsusiyyətlərini: aşağıölçülü sistem parametrləri, kvant çuxur profili, relaksasiya müddəti, xarici elektrik və maqnit sahələrinin ədədi qiymət və istiqamətini nəzərə alaraq yeni nəzəriyyə yaradılması məsələsi ortaya çıxır. Ona görə də köçürmə hadisələri, bu sahədə kifayət qədər elmi işin toplanmasına baxmayaraq hələ də tədqiqatçılarda maraq yaradır. Beləliklə aşağıölçülü sistemlərdə kinetik hadisələrin anizotrop luğunun tədqiqi həm də praktiki əhəmiyyət kəsb etdiyinə görə aktual məsələ olaraq qalır. İndiki dövrdə qalvanomaqnit hadisələr yaxşı öyrənilmişdir, halbuki müasir nanoelektronikada termomaqnit hadisələrində xarici sahənin təsiri altında anizotrop luğa malik olan birləşmələr daha çox tətbiq olunur. Yuxarıda deyilənlər aşağıölçülü elektron sistemlərində termomaqnit hadisələrin anizotrop luğunun tədqiqi üçün zərurət yarandığını göstərir.

Aşağıölçülü sistemlərdə termomaqnit hadisələrin ardıcıl nəzəriyyəsinin olmamasına səbəb, bu sistemlərdə enerji spektrinin anizotrop olması səbəbindən müxtəlif səpilmə mexanizmlərdə mürəkkəbliyin və kinetik hadisələrdə əlavə

anizotropluq yaradan xarici maqnit sahəsinin yönəlməsinin nəzərə alınmasının kifayət qədər çətin olmasıdır. Ona görə də maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü laylı sistemlərdə, həmçinin asimmetrik kvant çuxurlarında anizotrop köçürmə hadisələrinin öyrənilməsi mövcud nəzəriyyəsinin inkişafı üçün faydalı əlavə ola bilər. Elmi iş BDU Bərk cisimlər fizikası kafedrasında “Aşağıölçülü elektron sistemlərinin kinetik, optik və maqnit xassələri” mövzusunda aparılan elmi tədqiqat işinin tərkibində yerinə yetirilmişdir. İşdə aparılan ədədi hesablamalar, çəkilən qrafiklər Math Cad proqramında yerinə yetirilmişdir.

**Tədqiqatın obyektı və predmeti.** Tədqiqatın obyektı laylı kristallar, ifratqəfəslər və kvant çuxurlarıdır. Tədqiqatın predmeti kimi ifratqəfəslərdə, laylı kristallarda və kvant çuxurunda anizotrop elektron köçürmə hadisələri öyrənilmişdir.

**Tədqiqatın məqsəd və vəzifələri.** Tədqiqatın məqsədi kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəs və laylı sistemlərdə elektrikkeçiriciliyi, istilikkeçiriciliyin elektron hissəsi, qalvano- və termomaqnit əmsalların, həmçinin asimmetrik kvant çuxurunda elektrikkeçiricilik və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin (termoehq) anizotropluğunu nəzəri tədqiqivə enerji spektri, səpilmə mexanizminin anizotropluğunun, həmçinin aşağıölçülü elektron qazının parametrlərinin və xarici sahənin təsiri ilə kinetik hadisələrdə yaranan xüsusiyyətləri müəyyən etməkdir. Bu məqsədə nail olmaq üçün qarşıya qoyulan və həll olunan məsələlər.

**1.** Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron qazı üçün aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit sahəsi olmadıqda elektrikkeçiriliyi və istilikkeçiriciliyin elektron hissəsini hesablamaq. Səpilmənin anizotropluğunun və aşqar ionunun ekranlaşma radiusunun bu kinetik əmsallara təsirini öyrənmək.

**2.** Enerji spektri və relaksasiya müddətinin anizotropluğunun aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit effektlərə təsirini tədqiq etmək: Holl effekti və maqnitmüqavimətini maqnit sahəsinin müxtəlif yönəlmə vəziyyətlərində təyin etmək; bu əmsalların ifratqəfəs parametrlərindən, ekranlaşma radiusundan, maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılılığını təhlil etmək.

**3.** Ifratqəfəslərdə fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında Nernst-

Ettingshauzen (NE) əmsalını və onun maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən, mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılıqlarında yaranmış anizotropluğu təyin etmək. Aşqar ionlarından səpilmə halında NE əmsalının aşqar ionunun ekranlaşma radiusundan və aşqarların konsentrasiyasından asılılığını tədqiq etmək.

4. Müxtəlif növ fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında maqnit sahəsinin ədədi qiymət və istiqamətinin ifratqəfəsin termoelektrik hərəkət qüvvəsinə (termoehq) (uzununa NE effekti) təsirini tədqiq etmək. Maqnit sahəsinin bütün dəyişmə intervalında termoehq və maqnit sahəsində istilikkeçiriciliyin elektron hissəsinin (Madji-Riqi-Ledyuk əmsalının) mini-zonanın dolma dərəcəsiindən, ifratqəfəsin periodundan, aşqar ionlardan səpilmə halında ekranlaşma radiusundan və Fermi səviyyəsinin mini-zonaya nəzərən vəziyyətindən asılılığını təyin etmək.

5. Eninə və uzununa NE effektlərinin aşqar ionlarından səpilmə halında anizotropluğunu nəzərdən keçirmək. Ifratqəfəsin Fermi səthinin formasının, xarici maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətinin bu effektlərin anizotropluğuna təsirini temperatur qradientinin istiqamətindən asılı olaraq öyrənmək.

6. Asimmetrik kvant çuxurunda səth (konfaiment) potensialına qoyulmuş şərtləri təyin etmək. Fermi enerjisinin yarımparabolik kvant çuxur (KÇ) parametrlərindən və keçiricilik elektronlarının konsentrasiyasından asılılığını öyrənmək. Səth potensialının, yarımparabolik kvant çuxurun eninin, Fermi enerjisinin elektronların akustik, polyaroptik fononlardan səpilmə halında yarımparabolik kvant çuxurun elektrikkeçiriciliyi və termoelektrik hərəkət qüvvəsinə təsirini öyrənmək.

#### **Müdafiyyə çıxarılan əsas müddəalar:**

1. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə halında ekranlaşma radiusunun böyüməsi ilə elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu artır və Fermi səthi nahamar silindr olduqda bir tərtib böyük qiymət alır. Elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu aşqar ionların konsentrasiyasından və ifratqəfəsin periodundan asılıdır: ifratqəfəsin periodunun verilmiş qiymətində elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu aşqarların konsentrasiyasının artması ilə azalır.

2. Maqnit sahəsinin istiqamətinin lay müstəvisinə nəzərən dəyişməsi nəticəsində Holl əmsalında işarə dəyişkənliyi baş verir. İşarə dəyişməsi ifratqəfəsin mini-



zonasında mənfi effektiv kütləli sahələrin olması ilə şərtlənir. Holl əmsalının anizotropluğu elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülü haldan kvaziikiölçülü hala keçdikdə anizotropluğu azalır.

**3.** Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə maqnitmüqaviməti (MM) maqnit sahəsinin istiqamətindən asılıdır: maqnit sahəsinin istiqaməti eninə haldan (lay müstəvisinə perpendikulyar) uzununa halına (lay müstəvisinə paralel) keçdikdə ifratqəfəsin eninə maqnitmüqaviməti, elektronun tsiklotron orbitinin radiusunun ifratqəfəsin periodu ilə eyni tərtiblə olduqda işarəsini əksinə dəyişir. Fermi səthi nahamar silindr şəklində olduqda (kvaziikiölçülü elektron qazı) eninə MM eninə maqnit sahəsinin artması ilə işarəsini müsbətdən mənfiyə dəyişir və maqnit sahəsindən xətti asılıdır, başqa sözlə Kapitsa effekti baş verir. Uzununa maqnit sahəsində eninə MM güclü sahədə müsbət, zəif sahədə mənfi işarəli olur, halbuki mənfi MM-in ədədi qiyməti eninə sahədə uzununa sahəyə nisbətən kiçik olur. Fermi səthi ellipsoid olduqda (kvaziüçölçülü elektron qazı) eninə MM eninə sahədə həmişə müsbətdir, uzununa sahədə isə kiçik mənfi qiymət alaraq, işarəsini dəyişir.

**4.** Eninə MM uzununa maqnit sahəsində ekranlaşma radiusunun işarəsini dəyişən funksiyası şəklindədir: ekranlaşma radiusu ifratqəfəsin periodundan kiçik olduqda xüsusi müqavimət azalır, böyük olduqda isə artır, başqa sözlə elektron qazının böyük sıxlıqlarında eninə MM mənfidir, kiçik qiymətlərində müsbətdir. Xüsusi müqavimətlər nisbəti ekranlaşma radiusu ifratqəfəsin periodundan bir neçə dəfə böyük olduqda maksimal qiymətə çatır.

**5.** İfratqəfəslərdə aralıq maqnit sahələrində Fermi səthinin topologiyasından asılı olaraq eninə MM işarəsini dəyişir. Fermi səthi nahamar silindr olduqda ifratqəfəsin mini-zonasında keçiricilik elektronlarının effektiv kütlələri mənfi olan sahələr mövcud olur və eninə MM-in işarə dəyişməsi, tsiklotron orbitləri üzrə fırlanma istiqamətləri ilə fərqlənən iki elektron qrupunun müxtəlif səpilmə mexanizminə malik olmaları ilə bağlıdır.

**6.** Uzununa maqnit sahəsində polyar-optik fononlardan səpilmə halında NE əmsalının işarəsi eyni bir nümunədə mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılı olaraq iki dəfə dəyişir: dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində NE əmsalı böyük müsbət qiymət

alır, sonra mini-zonanın artması ilə işarəsini dəyişir və sıfırdan keçərək mənfi işarəli olur, daha sonra kvaziikiölçülü elektron qazı üçün yenidən müsbət işarəyə malik olur.

**7.** NE əmsalı uzununa maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit sahəsindən və elektron qazının ölçüsündən qeyri-monoton asılıdır: zəif maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün yükdaşıyıcıların böyük konsentrasiyalarında NE əmsalı müsbətdir, sahədən çox zəif asılıdır və sıfıra yaxınlaşır, halbuki güclü maqnit sahəsində NE əmsalı kvaziüçölçülü elektron qazı üçün mənfidir və mini-zonanın dolma dərəcəsinin artması ilə yanaşı işarəsini dəyişir.

**8.** Güclü uzununa maqnit sahəsində akustik fononlardan səpilmə halında kvaziikiölçülü elektron qazı üçün termoehq sıfıra bərabərdir. Aralıq maqnit sahələrində mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində termoehq çox böyük qiymət alır. Polyar-optik fononlardan səpilmə halında zəif maqnit sahəsində termoehqnin anizotropluğu zəifdir, lakin güclü sahələrdə anizotropluq əhəmiyyətli dərəcədədir və ikiölçülü elektronların yüyürüklüyünün kvadratı ilə tərs mütənəsibdir. Güclü maqnit sahələrində kvaziüçölçülü haldan kvaziikiölçülü hala keçdikdə termoehq ossilyasiya etməyə başlayır.

**9.** Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində termoehq işarəsini dəyişir. Hansı ki, bu dəyişmə Fermi səviyyəsinin vəziyyəti və ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılılığı ilə bağlıdır. Fermi səthi nahamar silindr olduqda ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ) termoehq maqnit sahəsinin böyüməsi ilə azalır, lakin Fermi səthi ellipsoid olduqda  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$  mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində termoehq müsbət qalaraq böyük qiymət alır. İfratqəfəs parametrlərini tənzimləməklə termomaqnit əmsallarını idarə etmək olar.

**10.** Kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında Madji-Riqi-Ledyuk (MRL) əmsalı hesablanmışdır. Göstərmişdir ki, MRL-əmsal zəif maqnit sahəsində azalır və güclü maqnit sahəsində sıfıra yaxınlaşır, bu da ifratqəfəslərdə fonon istilikkeçiriciliyini eksperimental təyin etməyə imkan verir.

**11.** Yarımparabolik kvant çuxurun elektrikkeçiriciliyi Fermi enerjisinin pilləli funksiyasıdır, kvant çuxurun enindən asılı olaraq ossilyasiya edir, bu ossilyasiyanın

periodu yarımparabolik kvant çuxur potensialından və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Elektrikkeçiriciliyin zirvələri Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələrinə nisbətən vəziyyəti ilə şərtlənir. Müəyyən edilmişdir ki, polyaroptik fononlardan səpilmə halında, akustik fononlardan səpilmə halından fərqli olaraq elektrikkeçiriciliyi potensialdan və kvant çuxurun enindən qeyri-monoton asılıdır. Aşkar olunmuşdur ki, kvant çuxurun potensialının böyüməsilə elektrikkeçiriciliyi pilləvari artır və fərqi xüsusiyyətə malikdir – kvant çuxur səviyyələrinin Fermi səviyyəsi kəsişməsi nəticəsində ilgək əmələ gəlir.

**12.** Yarımparabolik kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi elektron-fonon səpilmə halında çuxurun profili ilə əlaqəli olaraq müəyyən xüsusiyyətlərə malikdir: ilgəyin əmələ gəlməsi, işarənin dəyişməsi. Termoelektrik ilgək əmələ gətirməsi və işarə dəyişməsi səth potensialının qiyməti, çuxurun kənarındakı elektronların xüsusiyyətləri və kvant çuxurda elektronların lokallaşma/delokallaşma ilə izah olunur. Histerezis ilgəyi kvant çuxurun Fermi enerjisinin səth potensialının  $\omega_s = d^{-1}(2U_s/m)^{1/2}$  tezliyinə bərabər tezlikli rəqsləri vasitəsilə induksiyanır; KÇ-nin eninin artması ilə elektronların kiçik konsentrasiyalarında histerezis ilgək itir.

**Tədqiqatın elmi yeniliyi** aşağıdakılardan ibarətdir:

Birinci olaraq:

– Aşqar ionlarından səpilmə halında Holl əmsalının Fermi enerjisindən, ifratqəfəs parametrlərindən və ekranlaşma radiusundan, həmçinin maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılılığı tapılmışdır. Aşkar olunmuşdur ki, ifratqəfəslərdə zəif maqnit sahəsində Holl əmsalı effektiv kütlənin  $m_{\parallel 0} = m_{\perp}$  anizotropluğuundan asılıdır (burada  $m_{\perp}$  – eninə,  $m_{\parallel 0}$  – uzununa komponentdir) və Fermi enerjisinin  $\varepsilon_F$  mini-zonanın yarımənəinə  $\varepsilon_0$  nisbəti ilə təyin olunur. Müəyyən edilmişdir ki, Holl əmsalı uzununa maqnit sahəsində öz işarəsini dəyişir və ekranlaşma radiusundan asılı deyil.

– Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron sistemlərində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə və uzununa maqnit sahələrində maqnitmüqavimətinin anizotropluğu maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq təyin

edilmişdir: kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə zəif maqnit sahəsində MM müsbətdir, aralıq sahələrdə işarəsini dəyişir, güclü sahədə mənfi işarəyə malik olur, halbuki uzununa sahədə tərsinə effekt alınır: güclü sahədə MM müsbət, maqnit sahəsindən kvadratik asılıdır, lakin zəif sahədə kiçik mənfi qiymət alır. Eninə güclü maqnit sahəsində MM kvaziikiölçülü elektron qazı üçün MM maqnit sahəsindən xətti asılıdır, başqa sözlə Kapitsa effekti yaranır. Uzununa maqnit sahəsində MM ekranlaşma radiusundan asılı olaraq işarə dəyişməklə ossilyasiya edir.

– Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəslərdə termomaqnit effektlərin ardıcıl nəzəriyyəsi qurulmuşdur, qalvano- və termomaqnit tenzorların ümumi ifadələri tapılmışdır, bu effektlərin anizotrop enerji spektrinin parametrlərindən, elektron qazının ölçüsündən, həmçinin maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılılıqları təyin edilmişdir.

– Eninə termomaqnit, NE effektində fononlardan səpilmə halında işarə dəyişməsinin mümkünlüyü aşkar olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, uzununa maqnit sahəsində polyar optik fononlardan səpilmə halında eyni bir nümunədə NE əmsalı işarəsini iki dəfə dəyişir. Güclü maqnit sahəsində elektronun tsiklotron orbitinin radiusu ifratqəfəsin periodu tərtibdə olduqda açıq Fermi səthi halında işarə dəyişməsi baş verir.

– NE əmsalının zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında ifratqəfəsdə mini-zonanın dolma dərəcəsi, maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Alınmışdır ki, NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsi qeyri-monoton asılıdır: uzununa zəif maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün yükdaşıyıcıların böyük konsentrasiyalarında NE əmsalı müsbətdir, sahədən asılı deyil və sifıra yaxınlaşır, halbuki güclü maqnit sahəsində NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfidir və dolma dərəcəsinin qiymətinin artması ilə yanaşı işarəsini dəyişir.

– Maqnit sahəsində termoelektrinin (uzununa NE effekti) səpilmə mexanizmindən və elektron qazının ölçüsündən asılılıqlarına sahənin qiymət və istiqamətinin uzununa güclü maqnit sahəsində akustik fononlardan və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından kvaziikiölçülü elektron qazı üçün termoelektrik sifıra bərabərdir, halbuki, kvaziüçölçülü

halda sıfırdan fərqlidir və müsbətdir. Polyar-optik fononlardan səpilmə halında mini-zonanın dolma dərəcəsinin azalması ilə termoeht əvvəlcə artır, sonra maksimumdan keçərək, ədədi qiymətə azalır, güclü maqnit sahəsində ossilyasiya edir. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsinin artması ilə termoeht azalır və sıfıra yaxınlaşır, hansı ki, bu da ekranlaşma radiusunun aşqarların konsentrasiyasından və ifratqəfəsin periodundan asılı olması ilə şərtlənir. Termoehtdə işarə dəyişməsi Fermi enerjisinin ifratqəfədə mini-zonanın eninin yarısına bərabər olduqda baş verir. İfratqəfəsin periodunun azalması termoehtnin düşməsinə gətirir.

– Qeyd olunmuşdur ki, temperatur qradientinin istiqaməti ilə fərqlənən eninə və uzununa NE effektləri keçirici elektronların aşqar ionlarından səpilməsi halında mini-zonanın dolma dərəcəsindən, maqnit sahəsindən və ekranlaşma radiusundan müxtəlif şəkildə qeyri-monoton asılıdırlar: güclü maqnit sahəsində termoeht müsbətdir, halbuki eninə NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfi işarəlidir, sonrakı qiymətlərində sıfırdan keçərək müsbət olur; eninə NE əmsalı kvaziikiölçülü halda böyük qiymətdə artır, lakin termoeht azalır; kvaziüçölçülü elektron qazı üçün NE əmsalı sıfıra yaxınlaşır, lakin termoeht sahədən qeyri-monoton asılıdır. Eninə və uzununa NE əmsallarının işarəsi Fermi səviyyəsinin mini-zonada yerdəyişməsi halında dəyişir. Aşqar ionlarından səpilmə halında NE termomaqnit əmsallarının işarə dəyişməsi Fermi səthinin topologiyası ilə, həmçinin ekranlaşma radiusunun aşqarların və ifratqəfəsin periodundan asılılığı ilə şərtlənir.

– Yarımparabolik potensiallı asimmetrik kvant çuxurunda elektrikeçiriciliyi və ona kvant çuxur parametrlərinin və elektron-fonon səpilmə mexanizmlərinin təsiri öyrənilmişdir. Polyar optik fononlardan səpilmədə akustik fononlardakından fərqli olaraq elektrikeçiriciliyi kvant çuxur potensialı və enindən qeyri-monoton asılıdır. Göstərilmişdir ki, elektrikeçiriciliyi kvant çuxur potensialı böyüdükcə sıçrayışla artır və Fermi səviyyəsi ilə kvant çuxur səviyyələrinin kəsişməsi nəticəsində ilgək əmələ gətirir. İlgəyin əmələ gəlməsi Fermi səviyyəsinin vəziyyətinin KÇ səviyyələrinə nəzərən qeyri-monoton dəyişməsi ilə bağlıdır, belə ki, bu halda hal sıxlığı sıçrayışa məruz qalır və bu da elektrikeçiricilikdə əyilmə nöqtələrinin yaranmasına səbəb olur.

– Yarımparabolik kvant çuxurunda elektron-fonon səpilməsi halında termoelektrik hərəkət qüvvəsi öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, termoelektrik kvant çuxur profili ilə və Fermi səviyyəsi ilə kvant çuxur səviyyələri arasındakı münasibətlə və səth potensialı ilə əlaqədar xüsusiyyətlərə malikdir: ilgək və termoelektriknin işarə dəyişməsi. Bu xüsusiyyətlər lokallaşma/delokallaşma effektləri ilə və Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələrinə nəzərən vəziyyəti ilə izah olunur. Həmçinin termoelektrik Fermi enerjisindən asılı olaraq ossilyasiya edir, hansı ki, ossilyasiyanın periodu səth potensialından, kvant çuxurun enindən və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır.

– **Tədqiqatın nəzəri və praktiki əhəmiyyəti** ondadır ki, alınmış nəticələrdən kvant çuxurlarında lokallaşma/delokallaşma effektlərini, təbii və süni ifratqəfəslər kimi aşağıölçülü sistemlərdə müşahidə olunan yeni fiziki hadisələri izah edərkən, kvant çuxur və ifratqəfəslərin və onlarda mövcud olan səpilmə mexanizmlərinin parametrlərini qiymətləndirmək üçün, həmçinin nano-optoelektronika sahəsində cihaz hazırlayarkən və ya təkmilləşdirərkən istifadə oluna bilər. Bu dissertasiya işində alınmış nəticələr, məsələn səpilmə mexanizmi, xarici faktorların (maqnit sahəsi) və aşağıölçülü elektron qazının parametrlərinin (məsələn, mini-zonanın eni, effektiv kütlənin anizotropluğu, ifratqəfəslərdə Fermi səthi və kvant çuxurlarında səth potensialı) təsirinin öyrənilməsi nəticələri aşağıölçülü sistemlərdə mövcud nəzəri təsəvvürləri genişləndirmək üçün faydalı ola bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən və konsentrasiyasından asılılığını tədqiq edərək ikiölçülü elektron qazının kvant çuxurunun forması haqqında tövsiyələr vermək olar, həmçinin kinetik əmsalların mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılılığından istifadə edərək elektron qazının ölçüsünə nəzarət etmək olar. Bundan başqa işdə elektrikkeçiriciliyi və istilikkeçiriciliyin elektron hissəsi haqqında işdə alınan məlumatlardan istifadə edərək aşağıölçülü sistemlərin termoelektrik keyfiyyətlik əmsalını artırmaq olar.

– **Aprobasiyası və tətbiqi.** İşin əsas nəticələri konfrans və simpoziumlarda təqdim olunub: Fizikanın aktual problemləri, I Respublika Elmi konfransı (Bakı, 1998), Fizikanın aktual problemləri, II Respublika Elmi konfransı (Bakı, 2001), Fizikanın

aktual problemləri, III Respublika Elmi konfransı (Bakı, 2004), Fizikanın aktual problemləri, IV Respublika Elmi konfransı (Bakı, 2006), Bakı Dövlət Universitetinin 90 illiyinə həsr olunmuş Beynəlxalq Elmi konfrans (Bakı, 2009), Metallar fizikasının müasir problemləri, II Beynəlxalq Elmi-praktiki konfrans (Bakı, 2009), AMEA-nın Fizika institutunda Beynəlxalq Elmi konfrans (Bakı, 2010), Fizikanın aktual problemləri, VI Respublika Elmi konfransı (Bakı, 2010), 28 th International Physics Congress, Turkish Physical Society (Türkiyə, Bodrum, 2011), International Conference on Nanoscience + Technology (Paris – France, 2012), Turkish Physical Society, 30 th international Physics congress (Istanbul, Turkey, 2013), Akademik B.M.Əsgərovun anadan olmasının 80 illiyinə həsr olunmuş «Fizikanın aktual problemləri» Beynəlxalq Elmi konfrans (Bakı, 2013), Fizikanın aktual problemləri, Respublika Elmi konfransı (Bakı, 2015), Metallar Fizikasının müasir problemləri, Beynəlxalq Elmi-praktiki konfrans (Bakı, 2016), Turkish Physical Society, 32 th International Physical Congress (Bodrum, Turkey, 2016), Fizikanın aktual problemləri, Respublika konfransı (Bakı, 2016), Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах, международное конференции (Махачкала, 2017), Актуальные проблемы радиофизики, 7–я международная научно–практическая конференция (Томск, Россия, 2017), I International Turkish World Engineering and Science Congress in Antalya (Antalya, Turkey, 2017), Turkish Physical Society 34<sup>th</sup> International Physics Congress (Bodrum, Turkey, 2018), Uluslararası GAP Matematik-Mühendislik-Fen və Sağlık bilimleri Kongresi (Adıyaman, Turkey, 2019).

– İfratqəfəslərdə termoelektrik hadisələrinin (termoehtq və istilikkeçiriciliyin) öyrənilməsi nanoelektronikada tətbiq olunan yüksək keyfiyyətlik əmsalına malik olan termoelektrik çeviriciləri hazırlamağa imkan verir, bunu işdə alınan nəticələr əsasında ifratqəfəs parametrlərini dəyişdirməklə əldə etmək olar. İfratqəfəslərin tətbiqi günəş elementlərində xüsusilə perspektivlidir, belə ki, ifratqəfəsin parametrlərini dəyişməklə günəş şüalarının təsiri altında yükdaşıyıcıların generasiyasının həyata keçdiyi optik aktiv layın xassələrini geniş intervalda idarə etmək mümkündür. Digər bir tətbiq də kvant çuxur əsasında birelektronlu tranzistorlar və yarımkeçirici lazerlərin yaradılmasıdır. İfratqəfəslərdə uzununa maqnit sahəsində, mini-zonanın dolma dərəcəsinin

kiçik qiymətlərində (kvaziüçölçülü elektron qazı üçün) termoelektrik hərəkət qüvvəsinin güclənməsi xüsusiyyətindən enerji çevrilməsində və generatorların hazırlanmasında istifadə oluna bilər. Həmçinin ifratqəfəslərin quruluş parametrlərini idarə etməklə termomaqnit əmsalların güclənmə qiymətinə nəzarət etmək olar.

– **Dərc olunmuş elmi işlər.** Dissertasiya işinin materialları 27 məqalə (onlardan 8 -i Clarivate Analytics-ə daxil olan «Web of Science» bazasında indekslənen yüksək impact faktorlu jurnallarda olmaqla), 4 konfrans materialı və 19 tezis şəklində yerli və xarici jurnallarda dərc edilmişdir.

– **Dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı.** Dissertasiya işi Bakı Dövlət Universitetinin Bərk cisimlər fizikası kafedrasında yerinə yetirilmişdir.

– **Dissertasiyanın struktur bölmələrinin ayrılıqda həcmi qeyd olunmaqla dissertasiyanın işarə ilə ümumi həcmi.** Dissertasiya işi bütövlükdə 269 səhifədə yerləşdirilib. O 60 şəkil, girişdən, 7 fəsildən, nəticədən, istifadə edilmiş 253 adda ədəbiyyat siyahısından, ixtisarlardan və şərti işarələrin siyahısından ibarətdir. Dissertasiyanın həcmi (məndəki boşluqlar və şəkillər, qrafiklər, əlavələr və ədəbiyyat siyahısı istisna edilməklə) – 322307 işarədir (giriş – 39133, I fəsil – 46634, II fəsil – 30975, III fəsil – 37653, IV fəsil – 24607, V fəsil – 44593, VI fəsil – 45981, VII fəsil – 38661, Nəticə – 9666 işarə).

#### **Dissertasiyanın məzmunu.**

Girişdə mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi əsaslandırılır, məqsəd və vəzifələr təyin olunur. İşdə istifadə olunan tədqiqat metodları, müdafiəyə çıxarılan müddəalar təqdim olunur. Tədqiqat işinin elmi yeniliyi, nəzəri və praktiki əhəmiyyəti göstərilir, aprobeasiya və tətbiq sahələri təqdim olunur. Dissertasiya işinin qısa məzmunu verilir.

Birinci fəsil laylı birləşmələr və ifratqəfəslərin aid olduğu kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü sistemlərdə maqnit sahəsi olmadıqda baş verən köçürmə hadisələrinə həsr olunur. Keçiricilik elektronlarının enerji spektri və hal sıxlığı verilir. Güclü anizotropluğa malik laylı kristallar və ifratqəfəslərdə elektronların lay müstəvisində hərəkətinə zəif əlaqəli yaxınlaşmada



baxılır, lay müstəvisində dispersiya qanunu kvadratik hesab olunur. Elektronların laya perpendikulyar istiqamətdə hərəkətinə güclü əlaqə yaxınlaşmasında baxılır və dispersiya qanunu kosinusoidal şəkildə qəbul olunur, hansı ki, laylı quruluşlarda yaranan yeni effektləri kosinusoidal dispersiya qanunu vasitəsilə keyfiyyətə kifayət qədər yaxşı izah etmək olur. Laylı birləşmələr və ifratqəfəslərin elektron xassələrinin anizotropluğu enerji spektrinin anizotropluğu ilə bağlıdır, hansı ki, bu da təbii olaraq relaksasiya müddətində əks olunur. Fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə mexanizmlərinə baxılır. Anizotrop enerji spektri əsasında Born yaxınlaşmasında keçirici elektronların aşqar ionlarından səpilməsinin, zəif və güclü kimi limit hallarında tərs relaksasiya müddəti tenzorunun komponentləri tapılmışdır. Relaksasiya müddətinin uzununa və eninə komponentlərinin dalğa vektorunun komponentlərindən və ekranlaşma radiusundan asılılıqları təhlil edilmişdir. Relaksasiya müddətinin alınmış komponentləri əsasında aşqar ionlarından səpilmə halında, yarımklassik yaxınlaşmada aşqar ionlarından səpilmə halında elektrikkeçiliyi və istilikkeçiliyinin elektron hissəsi hesablanmışdır. Relaksasiya müddəti və elektrikkeçiriciliyin anizotropuqlarının Fermi enerjisinin mini-zonanın eninə nisbətindən asılılıqları ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətinin müxtəlif qiymətlərində ədədi qiymətləndirilmişdir. Qiymətləndirmədə *GaAs/AlGaAs* ifratqəfəsinə aid elmi ədəbiyyatda verilən rəqəmlərdən istifadə edilmişdir. Göstərilmişdir ki, elektrikkeçiriciliyinin anizotropluğu elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülüdə kvaziikiölçülü hala keçdikdə anizotropuq əhəmiyyətli dərəcədə artır. Həmçinin alınmışdır ki, ekranlaşma radiusu böyüdükcə elektrikkeçiriciliyinin anizotropluğu da artır, başqa sözlə aşqarların konsentrasiyası artdıqca anizotropuq dərəcəsi azalır.

Müəyyən edilmişdir ki, istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsi üçün Vedeman – Frans qanunu ödəyir, harada ki, Lorens ədədi anizotropdur və mini-zonanın dolma dərəcəsindən, Fermi və istilik enerjilərinin hər birinin ayrılıqda mini-zonanın eninə nisbətlərindən asılıdır. Zəif ekranlaşma halında istilikkeçiliyinin elektron hissəsinin anizotropluğu mini-zonanın dolma dərəcəsindən və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin

perioduna nisbətindən asılı olduğu halda, güclü ekranlaşmada effektiv kütlənin anizotropluğundan asılıdır.

İkinci fəsildə qalvanomaqnit effektlər, məhz Holl effekti və eninə maqnitmə qaviməti (eninə MM) relaksasiya müddəti yaxınlaşmasında kinetik tənliyin həlli əsasında kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron sistemlərində eninə (ifratqəfəsin lay müstəvisinə perpendikulyar) maqnit sahəsində aşqar ionlarından səpilmə halında öyrənilmişdir. Qalvanomaqnit tenzorun komponentləri aşqar ionlarından səpilmə halında tapılmış və bunlar əsasında Holl əmsalı və eninə maqnitməqaviməti hesablanmışdır. Ekranlaşmanın zəif və güclü limit hallarına baxılmışdır.

Eninə maqnit sahəsində Holl əmsalı və eninə MM-in maqnit sahəsinin qiymətindən, həmçinin mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılıqları öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, uzağatəsir Kulon potensialından səpilmə halında maqnit sahəsində eninə MM kvaziikiölçülü elektron qazı üçün zəif maqnit sahəsində müsbət, güclü maqnit sahəsində isə mənfi işarəli olmaqla maqnit sahəsiindən xətti asılı olur, başqa sözlə Kapitsa effekti baş verir. Eninə MM-in belə dəyişmə tərzii təcürbi olaraq *GaAs/AlGaAs* ifratqəfəs quruluşunda aşkar olunmuşdur. Holl əmsalı zəif maqnit sahəsində Fermi enerjisinin mini-zonanın eninə nisbətindən, mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılı olduğu halda, güclü maqnit sahəsində yalnız yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır.

Holl əmsalı güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında güclü cırlaşmış kvaziikiölçülü elektron qazı üçün tam konsentrasiyadan asılı olmur və kristalın parametrləri ilə təyin olunur, halbuki, kvaziüçölçülü halda Holl əmsalı minizonanın dolma dərəcəsiindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Eninə MM – zəif maqnit sahəsində müsbətdir, maqnit sahəsinin qiymətindən, ekranlaşma radiusundan asılıdır və mini-zonanın dolma dərəcəsiindən qeyri-monoton asılıdır.

Üçüncü fəsildə qalvanomaqnit effektlər uzununa (ifratqəfəsin lay müstəvisinə paralel yönəlmiş) maqnit sahəsində ifratqəfəslərdə cırlaşmış elektron qazının aşqar ionlarından səpilməsi halında tədqiq olunur. Qalvanomaqnit tenzorun komponentləri

hesablanmış, bunlar əsasında Holl əmsalı və maqnitmüqavimətinin elektron qazının ölçüsü, ekranlaşma radiusu və maqnit sahəsinin limit hallarında alınmış analitik ifadələri, həmçinin bu kinetik əmsalların maqnit sahəsinin yönəlməsi ilə əlaqədar yaranmış anizotropuqları tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, Holl əmsalı uzununa maqnit sahəsində işarəsini dəyişir və ekranlaşma radiusundan asılı olmur. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə MM müsbətdir və maqnit sahəsindən monoton asılıdır, halbuki kvaziüçölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində eninə MM-in işarəsi dəyişir, güclü maqnit sahəsində mənfi işarəli olur. Eninə MM-in işarəsinin dəyişməsi Fermi səthinin topologiyası və mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması ilə bağlıdır.

Eninə MM-in işarə dəyişməsi tsiklotron orbitin radiusu ifratqəfəsin periodu tərtibdə olduqda baş verir. Eninə MM ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır, başqa sözlə elektron qazının sıxlığının böyük qiymətlərində eninə MM – mənfi, kiçik qiymətlərində isə müsbət işarəlidir.

Maqnit sahəsinin istiqamətini dəyişdikdə Holl əmsalı işarəsini dəyişir: eninə maqnit sahəsində mənfi, lakin uzununa sahədə isə müsbət işarəlidir. Holl əmsalının anizotropuğunun mütləq qiyməti elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülüdən kvaziikiölçülü hala keçdikdə anizotropuq azalır.

Maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq eninə MM-də anizotropuq müəyyən edilmişdir: kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə zəif maqnit sahəsində eninə MM-in işarəsi müsbət, aralıq qiymətlərdə işarəsini dəyişir, güclü sahədə mənfi olur, halbuki, uzununa sahədə, əksinə: güclü sahədə eninə MM – müsbət, maqnit sahəsindən kvadratik asılıdır, zəif sahədə isə kiçik mənfi qiymət alır. Uzununa maqnit sahəsində eninə MM-in ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılılığının aparılmış ədədi hesabatından məlum olmuşdur ki, eninə MM-in ekranlaşma radiusundan asılı olaraq işarədəyişkənliyi ilə müşayiət olunan ossilyasiyası baş verir. Nisbətən güclü sahələrdə eninə MM-in mənfi qiymət alması elektron orbitlərinin həndəsi effekti və uzununa maqnit sahəsində mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması səbəbindən tsiklotron orbitlər üzrə fırlanma istiqamətlərinin müxtəlif

olması ilə fərqlənən iki ayrı-ayrı qrup elektronların müxtəlif şəkildə səpilmə mexanizmlərinin mövcud olması ilə bağlıdır. Həmçinin ədədi hesablamalardan alınır ki, böyük sıxlıqlı elektron qazı üçün eninə MM mənfə, kiçik sıxlıq halında isə müsbətdir.

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit əmsallarda maqnit sahəsinin istiqamət dəyişməsi nəticəsində yalnız işarə dəyişməsi müşahidə olunmuşdur.

Dördüncü fəsildə ifratqəfəslərdə eninə maqnit sahəsində fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında eninə Nernst-Ettingshauzen (ENE) effekti öyrənilir. Termomaqnit tenzorunun komponentləri eninə maqnit sahəsində akustik, qeyri-polyar optik, polyar-optik, pyezoakustik, həmçinin aşqar ionlarından səpilmə hallarında kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün hesablanmış və bunlar əsasında ENE – əmsalının ümumi ifadələri alınmışdır. Göstərilmişdir ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün akustik, qeyri-polyar optik və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə ENE – əmsalı sıfıra bərabərdir, lakin kvaziüçölçülü elektron qazı halında sıfırdan fərqlidir və mənfə işarəyə malikdir. Polyar-optik və pyezoakustik fononlardan səpilmədə ENE əmsalı müsbət işarəyə malikdir və mini-zonanın dolma dərəcəsinin artması ilə azalır. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ENE əmsalı mənfədir, lakin kvaziüçölçülü halda minizonanın dolma dərəcəsi asılı olaraq həm müsbət, həm də mənfə ola bilər. Aşkar olunmuşdur ki, güclü maqnit sahəsində ENE əmsalı müsbətdir, ekranlaşma radiusunun lay səthinə perpendikulyar istiqamətdə ifratqəfəs perioduna nisbətindən loqarifmik asılıdır. Qeyd etmək lazımdır ki,  $Bi_2Te_3$  laylı kristalı üçün ENE əmsalının konsentrasiya asılılığında ENE əmsalının işarə dəyişməsi müşahidə olunmuşdur.

Beşinci fəsildə uzununa maqnit sahəsində fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün ENE əmsalı hesablanmışdır. ENE əmsalının elektron qazının ölçüsü, maqnit sahəsinin ədədi qiyməti, Kulon potensialının ekranlaşma dərəcəsi üçün limit hallarında analitik

ifadələri alınmışdır. Maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi nəticəsində ENE əmsalında yaranmış anizotropluğa baxılmışdır.

Zəif maqnit sahəsində səpilmə prosesi əhəmiyyətli dərəcədədir və qapalı Fermi səthi halında ( $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ , Fermi səthi ellipsoiddir) ENE əmsalının böyüməsi baş verir, həm də akustik fononlardan səpilmədə bu böyümə polyar-optik fononlardan səpilməyə nisbətən demək olar ki, üç dəfə böyükdür. Polyar-optik fononlardan səpilmədə eyni bir nümunədə ENE əmsalının işarəsi mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılı olaraq iki dəfə dəyişir. Bu ENE əmsalının zəif maqnit sahəsində yükdaşıyıcıların böyük yüyürüklüyü ilə düz mütənasib olması ilə izah olunur. Güclü maqnit sahəsində ENE əmsalı kiçik qiymət alır və tsiklotron orbitin radiusu ifratqəfəs radiusu tərtibdə olduqda, açıq Fermi səthi halında ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ , Fermi səthi nahamar silindrdir) polyar-optik fononlardan səpilmədə ENE-nin işarəsi dəyişir ki, bu da relaksasiya müddəti dalğa vektorunun komponentlərindən müxtəlif şəkildə asılı olan və müxtəlif effektiv kütləli iki qrup elektron dəstəsinin yaranması ilə izah olunur. ENE əmsalı kvaziikiölçülü elektron qazı (açıq Fermi səthi) üçün maqnit sahəsi böyüdükcə artır, lakin kvaziüçölçülü (qapalı Fermi səthi) halda isə azalır. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə ENE əmsalının işarəsi uzununa maqnit sahəsində, həmçinin Fermi səthinin topologiyasından və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətindən güclü asılıdır. Güclü maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsi dəyişdikcə ENE əmsalı mənfi işarəyə malik olur, dolma dərəcəsi artdıqca işarə dəyişməsi baş verir, sıfır qiymətdən keçərək elektron qazının ölçüsündən asılı olaraq müsbət işarə alır.

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə ENE əmsalı maqnit sahəsinin qiyməti, istilik enerjisinin mini-zonanın yarımənəsinə nisbəti, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbəti, mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılıdır və mənfi işarəyə malikdir.

Maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi hesabına ENE əmsalında yaranmış anizotropluq aşkar olunmuşdur: eninə maqnit sahəsində akustik, qeyri-polyar optik və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ENE əmsalı sıfıra bərabər olduğu halda, uzununa maqnit sahəsində sıfırdan fərqlidir; eninə

maqnit sahəsində ENE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsi artdıqca zəif şəkildə azalır, halbuki uzununa maqnit sahəsində dolma dərəcəsindən işarə dəyişənə qədər qeyri-monoton asılıdır.

Altıncı fəsil cırlaşmış kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün termoelektrik (uzununa Nernst-Ettingshauzen effekti – UNE), həmçinin Madji-Riqi-Ledyuk (MRL) effektinin öyrənilməsinə həsr olunur. Termoelektrikdə maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi nəticəsində yaranmış anizotropluq aşkar edilmiş, həmçinin eninə və uzununa NE effektləri ilə əlaqədar zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında yaranmış anizotropluqlar öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, Fermi səviyyəsinin mini-zona və ifratqəfəs perioduna nəzərən vəziyyətindən asılı olaraq termoelektrik hərəkət qüvvəsi işarəsini dəyişə və güclənə bilər. Termoelektrik Fermi enerjisinin azalması ilə böyük qiymətdə artır. Alınmışdır ki, termoelektrik eninə maqnit sahəsindən fərqli olaraq uzununa sahədə müsbət işarəyə malikdir. Uzununa maqnit sahəsində termoelektrik üçün doyma effekti, işarə dəyişilməsi baş verir. Güclü maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsi artdıqca termoelektrik ossilyasiyaya başlayır. Uzununa maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında termoelektrik ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılılığında işarə dəyişməsi baş verir. Termoelektrik müsbət olması lay müstəvisinə nəzərən maqnit sahəsinin istiqaməti ilə izah olunur və göstərir ki, mini-zonanın ən yuxarı oblastında mənfi effektiv kütləli sahələr mövcuddur. Termoelektrik Fermi enerjisi azaldıqca böyük qiymətdə artır, hansı ki, bu nəticə *Nb* ilə aşqarlanmış *Sr Ti O<sub>3</sub>* ifratqəfəsində aparılmış təcrübənin nəticələrinə uyğundur.

Eninə və uzununa NE effektləri mini-zonanın dolma dərəcəsindən qeyri-monoton asılıdırlar və onların davranış xarakterləri maqnit sahəsinin qiymətindən müxtəlif şəkildə asılıdır. Termomaqnit əmsalların maqnit sahəsindən asılılıqları kvaziikiölçükü halda kvaziüçölçülü haldan fərqlidir. Kvaziikiölçülü halda ENE əmsalı maqnit sahəsində artır, UNE əmsalı azalır, kvaziüçölçülü halda isə ENE əmsalı sıfıra yaxınlaşır, UNE əmsalı isə müsbət qalaraq sahədən qeyri-monoton asılıdır. Termomaqnit əmsalların işarə dəyişməsi Fermi səthinin topologiyası, ekranlaşma

radiusunun konsentrasiyasından və ifratqəfəsin periodundan asılılıqları ilə şərtlənir. İfratqəfəs parametrlərini tənzimləməklə termomaqnit əmsalları idarə etmək olar. Eninə maqnit sahəsində fononlar və aşqar ionlardan səpilmə hallarında ifratqəfəsdə Madji-Riqi-Ledyuk (MRL) əmsalı hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, zəif maqnit sahələrində elektron istilikkeçiriciliyi maqnit sahəsi olmadıqda aldığı qiymətinə nəzərən azalır. Güclü maqnit sahələrində istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsi sıfıra yaxınlaşır, ona görə də ifratqəfəsin istilikkeçiriciliyi fonon qazının istilikkeçiriciliyinə bərabər olur və bu da imkan verir ki, təcrübi olaraq fonon qazının istilikkeçiriciliyini ölçmək mümkün olsun.

Yeddinci fəsildə maqnit sahəsi olmadıqda akustik və polyar optik fononlardan səpilmə halında yarımparabolik kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazı üçün köçürmə hadisələrinə baxılmışdır. Şredinger tənliyinin həlli əsasında enerji spektri və keçirici elektronun dalğa funksiyasından istifadə edərək effektiv kütlə yaxınlaşmasında yarımparabolik profilli kvant çuxurda köçürmə hadisələri tədqiq olunmuşdur. Dalğa funksiyasına qoyulmuş sərhəd şərtlərindən yarımparabolik kvant çuxurun soldan qeyri-məhdud, sağdan isə sonlu olmaqla məhdudlaşdırıcı potensial (konfayment) üçün şərtlər tapılmışdır. Fermi enerjisinin konsentrasiya və kvant çuxur parametrlərindən asılılığı alınmışdır. Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən və səth potensialından əhəmiyyətli dərəcədə asılı olduğu göstərilmiş, həmçinin Fermi səviyyəsinin ossilyasiya periodunun kvant çuxurun enindən asılılığı və səth potensialının bu ossiyasiyaya təsiri müəyyən edilmişdir.

Yarımparabolik kvant çuxurunda elektron-fonon səpilməsi halında ikiölçülü elektron qazının elektrikkeçiriciliyi, termoelektrik hərəkət qüvvəsinin Fermi enerjisi və çuxur parametrlərindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Akustik fononlardan səpilmə halında ossilyasiyanın amplitudu kvant çuxurun eni böyüdükcə artır, halbuki polyar-optik fononlardan səpilmədə bu asılılıq kvant çuxurda keçiricilik elektronlarının delokallaşması ilə əlaqədar olaraq qeyri-monotondur. Kvant çuxur potensialı artdıqca elektrikkeçiriciliyi sıçrayışla artır və ilgək əmələ gətirir, hansı ki, ilgəyin əmələ gəlməsi Fermi səviyyəsinin kvant çuxur enerji səviyyələri ilə kəsişdikdə baş tutur və ilgəkdə

olan budaqların sayı enerji səviyyələrinin sayına uyğundur. Parametrləndirilmiş məhdudlaşdırıcı potensialın yarımparabolik kvant çuxurunda elektron qazı üçün termoehtyə təsiri müzakirə olunur. Köçürmə histerezisi məhdudlaşdırıcı potensial, Fermi enerjisi və kvant çuxurun eninin qarşılıqlı təsirinin nəticəsi kimi meydana çıxır. Güman edilir ki, yarımparabolik kvant çuxurun termoelektrik gücünün parametrik ilgəyində elektronların lokallaşması/delokallaşması üstünlük təşkil edir, lakin işarə dəyişməsi əsasən Fermi enerji effektidir.

Yarımparabolik kvant çuxurunda termoeht çuxurun profili ilə bağlı aşağıdakı xassələrə malikdir: ilgəyin əmələ gəlməsi və termoehtnin işarəsini dəyişməsi. Bu xüsusiyyətlər səth potensialından asılıdır və kvant çuxurda lokallaşma/delokallaşma effektləri, çuxurun kənarlarında elektronların xassələri, həmçinin Fermi səviyyəsi, səth potensialının və kvant çuxurun enerji səviyyələri arasındakı münasibətlə izah olunur. Termoeht Fermi enerjisindən asılı olaraq ossilyasiya edir, həm də ossilyasiya periodu səth potensialı, kvant çuxurun eni və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır.

Dissertasiyada ədədi hesablamaların aparılmasında və asılılıqların qurulmasında Mathcad proqramından istifadə olunmuşdur.

## I FƏSİL

### **KOSİNUSOİDAL DİSPERSİYA QANUNUNA TABE OLAN KVAZİİKIÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMLƏRİNDƏ MAQNİT SAHƏSİ OLMADIQDA KİNETİK HADİSƏLƏR**

Son illərdə nazik təbəqələr (klassik və ölçüyə görə kvantlanmış), kvant çuxuru, keçid metalların dihalogenidlər də daxil olmaqla laylı kristallar, təbii ifratqəfəslər ( $\text{İsSe}$ ,  $\text{GaSe}$ ,  $\text{TaSe}_2$ ,  $\text{NbTe}_2$ ), süni ifratqəfəslər ( $\text{GaAs/AlGaAs}$ ,  $\text{Si/Ge}$ ), heteroquruluşlar kimi aşağıölçülü sistemlərdə köçürmə hadisələrinin öyrənilməsinə maraq sürətlə artmaqdadır və belə sistemlərin tədqiqi müasir bərk cisim fizikasının ən perspektivli istiqaməti hesab olunur [3, c. 9–25].



Son dövrdə belə quruluşların hazırlanma texnologiyalarının: molekulyar şüa epitaksiyası (*MŞE*), qazfazlı epitaksiyası (*QFE*), nanolitoqrafiya (*NL*) kimi eksperimental metodların yaranması bu tip aşağıölçülü quruluşların bir atom layı dəqiqliklə hazırlanmasına imkan verdi. Bu da aşağıölçülü sistemlərə, o cümlədən ifratqəfəslər və laylı kristallara həsr olunan nəzəri işlərin eksperimentdə yoxlanılmasına imkan verdi [99, p.118–201], [210 p.10-20], [36, c. 17 – 277], [138 p.3-25].

Məlumdur ki, laylı kristallar atomlararası güclü əlaqə kovalent, ion, ion–kovalent qüvvələri ilə, müstəvilərarası isə zəif Van–der–Vaals əlaqəsi şəklində həyata keçirilən atom müstəvilərinin yığılı kimi təsəvvür oluna bilər. Müxtəlif istiqamətdə kimyəvi əlaqənin müxtəlif olması bu kristalların kəskin anizotropluğa malik olduqlarını göstərir [26, c. 449 – 463].

Laylı kristallara, həmçinin ifratqəfəslərə həm nəzəriyyəçi, həm də təcrübəçi alimlərin marağının artmasına səbəblərdən biri də bu kristalların ikiölçülü sistemlərə yaxın olmalarıdır, belə ki, ikiölçülü modellər üçün qabaqcadan göstərilən nəzəri effektlər bunlarda gözlənilir, digər tərəfdən bu kristallar mikro və nanoelektronikada bir material kimi istifadə olunur [175 p. L598-L600]. Bundan başqa laylı kristallar, ifratqəfəslər, kvant çuxurları bir sıra qeyri-adi xassələrə malikdirlər ki, bunlardan da müasir texnikanın müxtəlif sahələrində, o cümlədən yarımqəçirici cihazların xarakteristikalarının yaxşılaşmasında istifadə olunur. Bu fəaliyyət *GaAs* əsaslı heteroquruluşların yaranması və onlarda köçürmə hadisələrinin öyrənilməsini stimullaşdırır. Digər tərəfdən təcrübəçi alimlərin enerji spektri, səpilmə mexanizmi və daşınma hadisələrinə aid aldıkları nəticələri sistemətik olaraq nəzəri məlumatlarla müqayisə etmək istəyi nəzəri tədqiqatları şərtləndirir.

Bərk cisimlərin belə xarakterli məsələlərinin həllində istnad nöqtəsi həmişə enerji spektri hesab olunur. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində enerji spektri güclü anizotropluğa malikdir, belə ki, lay müstəvisində elektronların hərəkəti iki istiqamətdə sərbəst hesab oluna bilər və belə hərəkəti effektiv kütlə yaxınlaşmasında təsvir etmək olar. Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətində isə elektronun hərəkəti çətinləşir, belə ki, bu halda laylararası məsafə böyükdür, elektronun enerjisi kvaziimpulsdan zəif

asıdır. Bu halda elektronun hərəkəti parabolik olmayan güclü elektron yaxınlaşması ilə təsvir olunur. Bu istiqamətdə elektron qazının enerji spektri kosinusoidaldir [3,c.26-51], [126 p. A833 – A836].

Belə enerji spektrinə malik olan keçiricilərə keçid metallarının dihalogenitlərini, qrafitin bəzi birləşmələrini (sintetik metallar), ifratqəfəsin mürəkkəb yarımkeçirici birləşmələrini ( $A^{II} B^{VI} C^{VII}$ ), kvaziikiölçülü üzvi keçiriciləri və başqalarını misal göstərmək olar. Kosinusoidal dispersiya qanunu ilə yanaşı bir sıra işlərdə xətti, sinusoidal və parabolik dispersiya qanununa malik materiallar nəzərdən keçirilmiş və bu materiallarda kinetik əmsallar araşdırılmışdır [186,p.3059-3064], [166, p. 166402 (1-4)], [167, p. 01661 (1-4)], [51,c.47-51],[7 c.117-123], [127, p.R1-R11], [139, p.355-362].

Kvaziikiölçülü elektron xassələrinə malik maddələri iki qrupa ayırmaq olar. Birinci qrupa laylı birləşmələri, məsələn  $GaSe, TaSe_2$  və onların analoqlarını aid etmək olar. Laylı birləşmələrin çoxsaylı xassələri [178,p.15-27], [182,p.17-91] kimi materiallarda araşdırılmışdır.

İfratqəfəslər (İQ) ikinci bir kvaziikiölçülü elektron sistemlər qrupudur. İfratqəfəslərdə gedən fiziki proseslərin öyrənilməsinə bir neçə kitab və icmal materialları həsr olunmuşdur [59, c. 485–499], [65, c. 11 – 155], [95, p. 70 – 89], [19, c. 5–45].

Aralarında yükdaşınması mümkün olan kvant çuxur ( $KÇ$ ), məftil ( $KM$ ), nöqtə ( $KN$ ) kimi kvant quruluşlarının yığımindan ibarət sistem süni ifratqəfəs adlanır [19, c. 11–19]. Kvant obyektlərinin bir–birini periodik, qeyri-periodik və kvaziperiodik əvəz etmələri ilə bağlı olaraq İQ –lər periodik, qeyri-periodik və kvaziperiodik olurlar.

Beləliklə, ifratqəfəsə kvant çuxur ( $KÇ$ ), kvant məftil ( $KM$ ) və kvant nöqtədən ( $KN$ ) yaranmış sistem kimi baxmaq olar. Ayrı–ayrı kvant obyektlərində  $KÇ$ ,  $KM$  və  $KN$  yükdaşıyıcıların köçürülməsi planar, obyektlərarası köçürmə isə vertikal (şaquli) adlanır. Belə obyektlərdən yaranmış ifratqəfəslərdə köçürmə şaquli istiqamətdə baş verir. Buna görə də belə ifratqəfəslər şaquli köçürməli aşağıölçülü sistemlər adlanır. Əgər baxılan obyektə kvant obyektləri arasında şaquli daşınma olmazsa, onda onlara təcrid olunmuş kvant obyektlərin ( $KÇ, KM, KN$ ) toplusu kimi baxmaq olar. Belə

obyektlərin xassələrində təşkil olunduğu obyektlərin xassələri ilə üst–üstə düşmə olur və bu xassələrdən yaranan paylar toplanır.

İlk süni periodik quruluşlu İQ 1962–ci ildə L.V.Keldışın işlərində irəli sürülmüşdür [41,c.2265-2267]. O, göstərmişdi ki, güclü durğun ultrasəs dalğası keçirməklə nümunədə periodik potensial yaratmaq mümkündür. Hesablamalar göstərir ki, bu üsulla bir neçə yüz angstrom periodlu klassik ifratqəfəs yaratmaq üçün tezliyi  $10^{11} - 10^{12} \text{ Hz}$  və səs enerjisi sıxlığı  $10^2 \frac{\text{C}}{\text{m}^3}$  olan səs mənbəyi olmalıdır. Belə parametrlərə malik ultrasəs mənbəyi yox dərəcəsidir. Digər tərəfdən belə mənbə olsa belə real yarımkeçirici materiallar bu cür güclü ultrasəs mənbəyinin təsirindən dağıla bilər. Ona görə də ifrat qəfəs yaratmaq üçün L.V.Keldışın irəli sürdüyü metod ideya olaraq qalmışdır. Lakin belə quruluşun reallaşması molekulyar – şüa epitaksiyası (MŞE) yaranandan sonra mümkün oldu. Bu metod imkan verir ki, layların parametrləri qabaqcadan verilən süni periodik quruluşlu material hazırlansın. 1970–ci ildə Yapon alimləri Esaki və Tsu MŞE-nin bazası əsasında kristalda aşqarlanmanı və yaxud bərk qatışığı dəyişməklə birölçülü periodlu potensial yaratmaq ideyasını irəli sürdülər [65, c.]. Belə quruluşları kristalın yetişdirilməsində müxtəlif kimyəvi tərkibli layların periodik yerləşməsi nəticəsində laylar yığını şəklində yaratmaq olar. Təbii ifratqəfəslərdə belə xassələr tam reallaşmır. O vaxtdan etibarən elmi laboratoriyalarda müxtəlif növ İQ –lər: kompozisiyalı, aşqarlanmış, yarımmetal – yarımkeçirici, Si – əsaslı, metal – dielektrik – yarımkeçirici əsaslı ifrat qəfəslər yaratmaq mümkün olmuşdur [19,c.11-88]. İQ –lərin digər sistemlərdən fərqi ondadır ki, onlarda qeyri–adi fiziki xassələr aşkar olunmuşdur və bu xassələr İQ –lərdə optoelektronikada olan cihazların effektivliyini və keyfiyyətini artırmaq və yeni cihazlar yaratmaq perspektivinin olmasıdır.

Aşağıölçülü sistemləri mikro və nanoelektronikada daha intensiv tətbiq etmək üçün bu sistemlərin fiziki xarakteristikaları barədə dolğun məlumat əldə etmək lazımdır. Bu cür məlumat əldə etmək üçün belə sistemlərdə elektron köçürmə hadisələrini öyrənmək lazımdır. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərinin xassələri adi izotrop və ya zəif anizotrop keçiricilərin xassələrindən kəskin fərqlənir. Keçirici

elektronların müxtəlif səpilmə mexanizmləri elektron proseslərinə güclü təsir edir. Ona görə də köçürmə hadisələrinin tədqiqi zamanı səpilmə mexanizmləri nəzərə alınmalıdır. Kvaziikiölçülü sistemlərdə kristallik quruluşun və enerji spektrinin anizotropluğu səpilmə mexanizmində müəyyən məxsusiyyətlərə gətirir. Kvaziikiölçülü sistemlərdə daşınma hadisələri enerji spektrindən və həmçinin səpilmə mexanizmindən ciddi asılıdır. Laylı kristalların və İQ –nin enerji spektri [31, c. 1379-1383], [207, p. 1841-1864], [59, c. 485-500], [65, c. 89-153], [66, c. 261-264], [42, c. 770–772], [200, p. 0205645(1–6)], [57, c. 308], [56 c. 529–530] işlərdə araşdırılmışdır. İQ –nin özəlliyi ondadır ki, burada keçirici elektrona kristal qəfəsin potensialından başqa süni yaradılmış və periodu qəfəs periodundan böyük olan periodlu İQ potensialı təsir edir. Ona görə də bu sistemlərdə köçürmə hadisələrinin öyrənilməsi kristalların zona quruluşu və səpilmə mexanizmləri haqqında qiymətli məlumat verə bilər.

Məlum olduğu kimi, çox aşağı, helium temperaturunda aşqar ionlarından səpilmə mexanizmi dominantlıq təşkil edir. Belə ki, aşqar atomları qadağan olunmuş zonada keçirici zonaya yaxın sahələrdə diskret enerji səviyyələri yaradırlar. Temperaturun cüzi dəyişməsi keçidlərin baş verməsinə səbəb olur və aşqar atomlar asanlıqla ionlaşır. Ona görə də çox kiçik temperaturlarda, helium temperaturunda, aşqar ionlardan səpilmə dominantlıq təşkil edir. Aşağıölçülü sistemlərdə aşqar ionlarından səpilmə mexanizmi bir sıra [20, c. 588–591], [21, c. 1237–1240], [22, c. 1117–1119], [23, c. 861–863], [130, p. 723–725], [141, p. 13072–13079], [142, p. 045319(1–6)], [143, p. 484–486], [179, p. 865–873], [198, p.5899 –5907], [203, p. 164–168] elmi işlərdə təhlil edilmişdir. Bu elmi işlərin çox hissəsində [130, p. 723–725], [141, p. 13072–13079], [142, p.045319(1-6)], [203, p.164–168], [163, p. 6995-7004], [112, p.4007-4012] relaksasiya müddəti lay boyunca təmiz ikiölçülü elektron qazı yaxınlaşmasında öyrənilir. İfratqəfəslərdə və laylı kristallarda lay boyunca köçürmə ilə yanaşı laya perpendikulyar istiqamətdə də köçürmə baş verir. Bu halın araşdırmasına həsr olunan işlərin sayı isə azdır [21, c. 1237–1240], [23, c. 861–863] hansı ki, bu işlərdə  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  tipli ifratqəfəslər üçün eninə və uzununa relaksasiya müddətlərinin ifadələri alınmışdır. Lakin bu hesablamalarda səpilmə ehtimalı hesablanarkən vacib yaxınlaşmadan istifadə olunur ki, bunun nəticəsində relaksasiya

müddəti yalnız dalğa vektorunun eninə komponentindən asılı olur, uzununa komponentindən asılı olmur.

[20, c.588–591], [22, c.1117–1119] kimi tədqiqat işlərində cırlaşmamış elektron qazının aşqar ionlarından səpilməsi və kvant çuxurları ilə aşqarlanmış ifratqəfəslər halında relaksasiya müddətinin dispersiyasına baxılmışdır. Relaksasiya müddətinin həm eninə, həm də uzununa komponentlərinin elektronun dalğa vektorunun həm eninə və həm də uzununa komponentlərindən asılılığı nəzərə alınmışdır. Bu işlərdə həmçinin eninə və uzununa relaksasiya müddətinin yükdaşıyıcıların enerjisindən asılılığı konkret  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  kvant çuxurları ilə aşqarlanmış ifratqəfəs üçün ədədi qiymətləndirilmişdir.

Bu fəsildə kosinusoidal dispersiya qanununa malik kvaziikiölçülü elektron sistemlərində maqnit sahəsi olmadıqda kinetik hadisələrə baxılmışdır.

Kosinusoidal enerji spektrinin olması onu göstərir ki, yükdaşıyıcıların ifratqəfəs oxu və ona perpendikulyar istiqamətlərdə hərəkətləri bir–birindən fərqlənir. Belə enerji spektrli sistemlərdə mini–zonada yükdaşıyıcıların eninə köçürülməsi ilə yanaşı uzununa köçürülməsi də baş verir. Bununla əlaqədar olaraq ifratqəfəs və laylı kristallarda köçürmə hadisələri iki hissəyə bölünür: eninə və uzununa köçürmə hadisələri. Birinci sinifə aid olan köçürmə  $xy$  müstəvisində baş verir və eninə adlanır. İkinci sinifə aid olan köçürmə  $z$  oxu istiqamətdə baş verir və uzununa adlanır.

Maqnit sahəsi olmadıqda bircins keçirici mühit üç kinetik əmsalla xarakterizə olunur: elektrikkeçiriciliyi, termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termoehq) və istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsi. Sabit relaksasiya müddəti yaxınlaşmasında, enerji spektri güclü əlaqə qarşılıqlı təsirinə əsaslanan ifratqəfəslərdə elektrikkeçiriciliyi və eninə elektrik hərəkət qüvvəsi tapılmışdır [57,c.308–310]. Ifratqəfəslərdə elektrikkeçirmə fononlardan səpilmə halında [73,p.447–448]–də,  $Si$  kvant çuxuru üçün aşağı temperaturlarda öyrənilmişdir [130,p.725–730]. Cırlaşmış elektron qazlı yarımkeçirici kvaziikiölçülü quruluşlarda lay müstəvisinə perpendikulyar olaraq akustik fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında elektrikkeçiriciliyi hesablanmışdır [76,p.2211–2214]. Qeyd etmək lazımdır ki, aşqar ionlarından səpilmə halında elektrikkeçiriciliyi və elektrik müqavimətinin hesablanmasına həsr olunan işlərin sayı

azdır. Bu onunla əlaqədardır ki, kvaziikiölçülü halda aşqar ionlarından səpilmə halında kinetik əmsalları hesablamaq üçün relaksasiya müddətinin yığcam analitik ifadəsini hesablamaq çətindir. [207,p.1849–1852] işində kvaziikiölçülü elektron sistemlərində ixtiyari dərəcədə cırlaşmış elektron qazı üçün elektronun enerjisinin keçirici zonanın enindən böyük olduğunu nəzərə almaqla uzununa köçürmə hadisələri nəzəriyyəsi inkişaf etdirilmişdir. Bu işdə akustik fononlardan səpilmə halında elektrikkeçiriciliyin analitik ifadəsi alınmış və temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Burada cırlaşmamış və cırlaşmış elektron qazı üçün alınan ifadələr [207, p. 1849–1852]–lə üst–üstə düşür. Elektrik xassələrində güclü anizotropluğu olması [115, p.37004(1-5)] həm nəzəri, həm də [109, p.2217-2221] eksperimental nəticələri təsdiq edir.

Kinetik hadisələr içərisində elektrik hadisələrinə nisbətən termoelektrik hadisələri səpilmə mexanizminə və temperatura daha həssasdır. Ona görə də bu hadisələrin öyrənilməsi kvaziikiölçülü sistemlərdə səpilmə mexanizmi haqqında əlavə məlumat verə bilər.

Kvaziikiölçülü sistemlərdə fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında termoelektrik hərəkət qüvvəsi bir sıra işlərdə [76,p.2211-2214], [68,c.71-75], [251], [252], [253], [74,p.43-47], [160,p.k163-k167] araşdırılmışdır.

Bu işlərdə termoehq elektronların lay boyunca hərəkəti halında öyrənilmiş və relaksasiya müddəti enerjidən asılı olmayan izotrop kəmiyyət kimi qəbul olunmuşdur [160]. Həmçinin göstərilmişdir ki, kvaziikiölçülü halda termoehqnin qiyməti üçölçülü nümunələrə nisbətən böyükdür. Elektronların lay müstəvisinə perpendikulyar hərəkət halı üçün də termoehq hesablanmış və Fermi enerjisinin birölçülü minizonanın enindən böyük olan ikiölçülü hala baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, termoehq hal sıxlığı ilə mütənasibdir. Termoehq-nin işarə dəyişməsinin mümkünlüyü [233,p.205401(1-8)] işində göstərilmişdir. Termoehqnin  $Ti_3 Si C_2$  birləşməsində lay müstəvisində və laya perpendikulyar müstəvidə əks işarəli olduğu göstərilmişdir [96,p.121104(1-3)].

Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə halında termoehqnin anizotropluğu öyrənilmişdir [78,p.424024(1-3)]. Termoehqnin həm eninə, həm də uzununa komponentlərinin mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılılığı

araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, termoehqnin eninə toplananının konsentrasiya asılılığı qeyri-monotondur.

İstilikkeçirmənin elektron hissəsi həm nəzəri, həm də təcrübi olaraq [68, c.71–77], [160, p.k163–k166], [217, p.2627-2630], [108, p.227 –233], [157, p. 242107(1–3)], [181,p.213109(1-5)], [81, p. 6434–6435] işlərində tədqiq olunmuşdur. Bu işlərdə elektron istilikkeçiriciliyinin temperatur asılılığına səpilmə mexanizminin təsiri öyrənilmişdir. Aparılan tədqiqatlarda enerji spektri, səpilmə mexanizmi, temperatur və temperatur gradientinin istiqamətinin elektron istilikkeçirməsinə təsiri tam şəkildə öyrənilməmişdir.

Bu fəsildə kvaziikiölçülü elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə halında elektron istilikkeçiriciliyi hesablanmışdır [61,s.80–86]. İşdə kosinusoidal dispersiya qanunu qəbul edilir, aşqar ionlarından səpilmə nəzərə alınır. Həmçinin, burada kvaziikiölçülü (Fermi enerjisi ifratqəfəsin enindən böyükdür,  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ) və kvaziüçölçülü (Fermi enerjisi minizonanın enindən kiçikdir,  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ) hallar ayrılıqda nəzərdən keçirilir. Bu məsələnin həllində hesab olunur ki, ifratqəfəsdə fonon spektri dəyişmir, fononlar həcmi fonon olaraq qalır. Temperatur Debay tempeturu ilə müqayisədə kifayət qədər yüksəkdir. Belə ki, bu temperaturda elektronların aşqar ionlarla toqquşması elastikidir və relaksasiya müddəti yaxınlaşmasından istifadə etmək olar. 1.2 paraqrafında qeyd olunduğu kimi aşqar atomları çox kiçik temperaturlarda ionlaşır və səpilmə mexanizmi kimi aşqar ionlardan səpilmə üstünlük təşkil edir. İstilikkeçiriciliyin əsas tərkib hissəsi olan elektron istilikkeçiriciliyi aşağı temperaturlarda metal, yarımmetal, yarımkeçirici materiallarda əsas rol oynayır, hansı ki, belə aşağı temperaturlarda bildiyimiz kimi aşqar ionlarından səpilmə dominantlıq təşkil edir. Ona görə də elektron istilikkeçiriciliyinin öyrənilməsi aşqar ionlarından səpilmə mexanizminə aid olan parametrlərin öyrənilməsi üçün vacibdir.

Birinci paraqrafda kvaziikiölçülü elektron sistemlərində müxtəlif enerji spektrləri araşdırılmış və sonrakı hesablamalar üçün kosinusoidal spektr seçilmişdir [126, p. A833–836]. Həmçinin bu spektr əsasında kvaziikiölçülü elektron qazının hal sıxlığı tapılmışdır.

İkinci paraqrafda relaksasiya müddətinin hesablanması göstərilmiş və anizotropluğu araşdırılmışdır. Akustik və optik polyar fononlardan səpilmə üçün tərs relaksasiya müddəti tenzorunun komponentlərinin elektronun impulsunun komponentlərindən asılılığı [73,p.843-848] işində araşdırılmışdır. Aşqar ionlarından səpilmə halında tərs relaksasiya müddəti tenzorunun komponentlərinin elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən asılılığı araşdırılmışdır. Burada ekranlaşmanın həm zəif və həm də güclü halında məsələyə baxılmış və hər bir limit halında analitik ifadələr alınmışdır [4, c. 747–748], [6, c. 13–16],[74,p.43-47].

Üçüncü paraqrafda maqnit sahəsi olmadıqda elektrikkeçiriciliyi nəzərdən keçirilmişdir. Bu əmsalları hesablamaq üçün əvvəlcə elektrikkeçiriciliyi  $\sigma_{ik}$ , termoelektrik  $\beta_{ik}$  və istilikkeçiriciliyi  $\kappa_{ik}$  tenzorlarının komponentləri tapılmışdır. Bu paraqrafda cərəyan sıxlığının ifadəsindən istifadə edərək  $\sigma_{ik}$  tenzorunun komponentləri hesablanmış elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu araşdırılmışdır.

Dördüncü paraqrafda kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan enerji spektrli kvaziikiölçülü elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə halında istilikkeçiriciliyi və onun anizotropluğu araşdırılmışdır.

### **1.1. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron sistemlərində enerji spektri və hal sıxlığı**

Kosinusoidal enerji spektrinə malik olan kvaziikiölçülü elektron sistemlərin ən geniş nümayəndələrindən biri ifratqəfəsdir. İfratqəfəslər periodik kristal qəfəs potensialından başqa əlavə, periodik birölçülü, periodu qəfəs sabitliyindən dəfələrlə böyük, elektronun sərbəst yolunun orta uzunluğundan kiçik olan potensiala malik bərk maddələrdir.

İfratqəfəslər hər birində güclü anizotropluğa malik olan çoxlu sayda zonalardan ibarət bərk cisim quruluşlarıdır.  $\hat{I}Q$  –nin fiziki xassələri onun enerji spektri ilə xarakterizə olunur. Spektri almaq üçün məlumdur ki, effektiv kütlə yaxınlaşmasında stasionar Sredinger tənliyini həll etmək lazımdır:



$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \psi(r) = E\psi(r) \quad (1.1)$$

burada  $V(r)$  yükdaşıyıcıların xarici sahədə enerjisi,  $V(r)$  –ə həm kristal qəfəsin potensialı, həm də ifratqəfəs potensialı daxildir,  $E$  –mini zonanın kənarından hesablanmış elektron enerjisidir,  $m$  –elektronun effektiv kütləsidir,  $\psi(r)$  –elektronun dalğa funksiyasıdır,  $\hbar$  – Plank sabitidir.

Ümumi şəkildə bu tənliyi həll etmək mümkün deyil, lakin xüsusi hallarda, yəni müəyyən şərtlər daxilində həll mümkündür.  $\dot{I}Q$  – üçün şərtlər ifratqəfəsin periodunun kristal qəfəs sabitindən qat–qat böyük olması ( $d \gg a$ ), ifratqəfəs potensialının amplitudunun  $V_{iq}$ , lay müstəvisində kristal qəfəs potensialının amplitudundan  $V_{kr}$  kiçik olmasıdır ( $V_{iq} \ll V_{kr}$ ).

İfratqəfəsdə layların təkrar olunma periodu 1nm–dən 10 nm–ə qədər dəyişir.  $\dot{I}Q$  –də enerji zonasının, yəni mini zonanın eni lay materialının enerji zonasının enindən kiçikdir. Lay daxilində atomlar bir–biri ilə güclü kimyəvi əlaqəli ion və ya kovalent, lakin laylararası əlaqə zəif Van–der–Vaals əlaqəsidir. Elektronun laydaxili hərəkəti sərbəstdir və o, zəif əlaqə yaxınlaşması ilə təsvir oluna bilər:  $\hbar^2 k_{\perp}^2 / 2m_{\perp}$  və bundan asılı olmayaraq  $\dot{I}Q$  –in oxu istiqamətdə, laya perpendikulyar istiqamətdə hərəkət çətinləşir, bunu güclü əlaqə yaxınlaşması ilə təsvir etmək olar:  $\varepsilon_0(1 - \cos ak_z)$ . Lay müstəvisində enerji spektri kvadratıdır və hesab edirik ki, yalnız birinci mini–zona elektronlar tərəfindən doldurulur. Toqquşma elastiki xarakter daşıyır, zonalarası keçidlər nəzərə alınmır.

Onda  $\dot{I}Q$  üçün enerji spektrini belə ifadə etmək olar [125,p.10-20].

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} + \varepsilon_0(1 - \cos ak_z) \quad (1.2)$$

Burada  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $k_{\perp}$  və  $k_z$  – elektronun dalğa vektorunun uzununa və eninə komponentləri,  $\varepsilon_0$  – minizonanın yarıməni,  $a$  – lay müstəvisinə perpendikulyar

istiqamətdə ifratqəfəs sabiti,  $m_x = m_y = m_{\perp}$  – keçirici elektronların effektiv kütlə tenzorunun lay müstəvisində komponentləridir. Kvaziikiölçülü sistemlərdə elektronların birinci mini – zonanı doldurmaları şərti belə ifadə olunur:

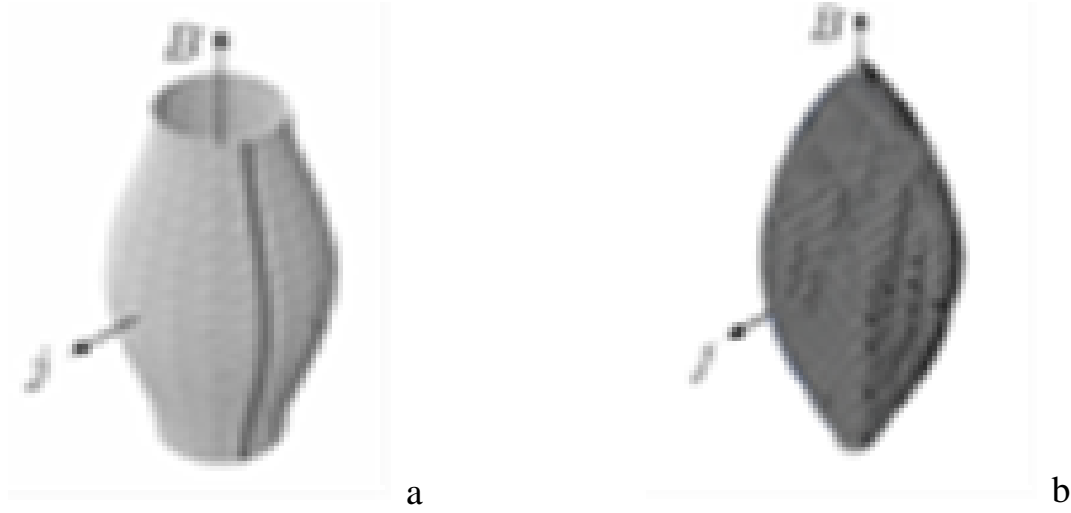
$k_0 T \ll \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ ,  $n < \frac{m(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\pi \hbar^2 a}$ , adi tipik İQ –lər üçün  $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \approx 0,1 \text{ eV}$ ,  $m_{\perp} = 0,1 m_0$ ,  $a = 10^{-8} m$ ,  $n \approx 10^{24} m^{-3}$ . Deməli, birinci mini–zonada konsentrasiya  $n^{24} m^{-3}$  qiymətdən yüksək olmur ki, bu da real ifratqəfəslərə tam uyğundur. Tədqiqatlar göstərir ki, kvaziikiölçülü elektron sistemlərində baş verən yeni effektlər keyfiyyətcə kosinusoidal dispersiya qanununa əsasən daha yaxşı izah olunur [59, c. 485–489].

İfratqəfəsdə baş verən vacib fiziki prosesləri başa düşmək üçün elektronların minizonanın səviyyələrində paylanma xarakterini bilmək lazımdır. Təbiidir ki, əsas zona üçün doğru olan dolma qaydaları minizona üçün də doğrudur. Pauli prinsipinə görə hər bir kvant halında eyni zamanda antiparalel spinli yalnız iki elektron ola bilər. Digər tərəfdən qeyri müəyyənlik prinsipinə görə bir kvant halı  $\vec{k}$  – fəzasında  $(2\pi)^{-3}$  –dən kiçik olmayan həcm tutur. Bu iki fundamental prinsipdən istifadə edərək yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını hesablamaq üçün hal sıxlığı  $g(E)$  funksiyası daxil olunur. Hal sıxlığı vahid enerji intervalına düşən mümkün halların sayıdır. İzotrop kristallarda hal sıxlığı  $g(E) \sim [m]^{3/2} \cdot E^{1/2}$  kimi dəyişir. Anizotrop xarakterli enerji spektri hal sıxlığı funksiyasının tamam başqa asılılığını yaradır. Real ifratqəfəslərdə yükdaşıyıcıların enerjisi mümkün olan zonanın enindən ( $2\Delta_s = 2\varepsilon_0$ ) böyük olduqda elektron qazı kvaziikiölçülü olur və hal sıxlığı funksiyası pilləli şəkil alır.

Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində dispersiya qanunu ciddi anizotropdur. Hal sıxlığı üçün  $\delta$  – funksiyadan istifadə etməklə inteqrallama nəticəsində aşağıdakı münasib ifadəni yazmaq olar:

$$g(\varepsilon) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}' \delta(\varepsilon' - \varepsilon(\vec{k})) \quad (1.3)$$

Kvaziikiölçülü elektron qazı halında silindrik  $k_{\perp}, \varphi, k_z$  koordinatlara keçərək funksiyanın xassələrindən istifadə etməklə,  $\varepsilon_{\perp}$  –a görə inteqrallama nəticəsində alırıq:



**Şəkil 1.1.1. a) Fermi səthi, nahamar silindr, b) Fermi səthi, ellipsoid.**

$$g(\varepsilon) = \frac{m_{\perp}}{2\pi^2\hbar^2} \int_{-\frac{\pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \theta(\varepsilon - \varepsilon'_z) dk'_z \quad (1.4)$$

burada  $\varepsilon_z = \varepsilon_0[1 - \cos(ak_z)]$ ,  $\theta(x)$  – Hevisaytın pilləvari funksiyasıdır:

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \text{ olduqda} \\ 1, & x > 0 \text{ olduqda} \end{cases} \quad (1.5)$$

$\varepsilon_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} \gg 0$  – müsbət qiymət alır, ona görə  $\varepsilon_{\perp}$  –dəyişəninə görə inteqrallama  $k_z$  –in dəyişmə intervalını məhdudlaşdırır, belə ki,  $\varepsilon_{\perp} > 2\varepsilon_0$  olduqda  $k_z$ ,  $\left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$  intervalda dəyişir və bu halda hal sıxlığı üçün alırıq

$$g = \frac{m_{\perp}}{\pi\hbar^2 a} \quad (1.6)$$

Enerjinin  $\varepsilon_{\perp} < 2\varepsilon_0$  qiyməti üçün  $k_z$  –

$\left[-\frac{1}{a} \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right); \frac{1}{a} \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)\right]$  intervalda dəyişir və hal sıxlığı aşağıdakı qiyməti alır.

$$g(\varepsilon) = \frac{m_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 a} \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) \quad (1.7)$$

Beləliklə, hal sıxlığını aşağıdakı formada ifadə etmək olar.

$$g(\varepsilon) = \frac{m_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 a} Z \quad (1.8)$$

burada  $Z$  – minizonanın dolma dərəcəsidir və belə ifadə olunur:

$$Z = \begin{cases} \pi & \varepsilon > 2\varepsilon_0 \text{ olduqda} \\ \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) & \varepsilon < 2\varepsilon_0 \text{ olduqda} \end{cases} \quad (1.9)$$

Kvaziikiölçülü sistemlərdə keçirici elektronların konsentrasiyasını hesablayaq. Elektronların tam sayı belə tapılır:

$$N = 2 \sum_k f_k, \quad (1.10)$$

burada  $f_k$  – Fermi–Dirak paylanma funksiyasıdır. Cəmləmədən  $\vec{k}$  – fəzasında  $k_{\perp}, \varphi, k_z$  – silindrik koordinatlardan istifadə edərək inteqrallamaya keçərək  $N$  üçün alırıq:

$$N = \frac{m_{\perp} k_0 T \cdot V}{2\pi^2 \hbar^2} \int_{-\frac{\pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \ln\left(1 + e^{\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_z}{k_0 T}}\right) dk_{\perp} \quad (1.11)$$

Buradan da konsentrasiya üçün aşağıdakı ifadəni alırıq

$$n = \frac{m_{\perp} \cdot k_0 T}{2\pi^2 \hbar^2} \int_{-\frac{\pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \ln \left( 1 + e^{\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_Z}{k_0 T}} \right) dk_{\perp} \quad (1.12)$$

Alınmış (1.12) ifadəsi ixtiyari cırlaşmış elektron qazı üçün doğrudur. Cırlaşmış elektron qazı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$n = \frac{m_{\perp} \cdot \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a} [\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0], \quad (1.13)$$

burada  $Z_0 = \arccos \left( 1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0} \right)$

Cırlaşmış elektron qazı üçün konsentrasiya belə təyin olunur.

$$n = \frac{m_{\perp} \cdot k_0 T}{\pi^2 \hbar^2 a} \cdot e^{\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_0}{k_0 T}} I \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right), \quad (1.14)$$

burada  $I \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right) = \int_0^{Z_0} e^{\frac{\varepsilon_0 \cos Z}{k_0 T}} dz, Z = ak_z$

$Z_0 = \pi$  olduqda forma dəyişikliyinə məruz qalmış Bessel inteqralı alınır.

burada

$$Z_0 = \begin{cases} \pi & \text{əgər } \varepsilon_F > 2\varepsilon_0, \text{ kvaziikiölçülü,} \\ & \text{Fermi səthi nahamar silindr, şəkl. 1.1.1 a} \\ \arccos(1 - \varepsilon_F / \varepsilon_0) & \text{əgər } \varepsilon_F < 2\varepsilon_0, \text{ kvazüçölçülü,} \\ & \text{Fermi səthi ellipsoid, şəkl. 1.1.1 b} \end{cases}$$

## 1.2. Fononlardan və aşqar ionlardan səpilmə halında relaksasiya müddəti

Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində quruluş anizotropluğu və keçirici elektronların enerji spektrinin anizotropluğu səpilmə mexanizmlərində, xüsusilə də elektron – fonon və aşqar ionlarından səpilmədə bir sıra fərdi xüsusiyyətlərin yaranmasına səbəb olur. Bu xüsusiyyətlər qalvano və termomaqnit tenzorlarını hesablayarkən mütləq nəzərə alınmalıdır. Məlumdur ki, çox aşağı temperaturlarda aşqar ionlarından səpilmə dominant səpilmə mexanizminə çevrilir. Lakin nisbətən

böyük temperaturlarda;  $40^\circ K$  –da akustik fononlardan səpilmə,  $80^\circ K$  –də isə optik polyar fononlardan səpilmə üstünlük təşkil edir [36,c.45-115], [195,p.075318(1-6)].

Laylı birləşmələrdə, o cümlədən ifratqəfəslərdə tərs relaksasiya müddəti tenzorunun həm eninə, həm də uzununa komponentləri akustik ( $r = 0$ ), pyezoakustik ( $r = 1$ ), polyar optik ( $r = 1$ ) və qeyri–polyar optik ( $r = 0$ ) fononlardan səpilmə üçün hesablanmışdır [73,p.843-848].

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = A_r \frac{g(\varepsilon)}{(k_\alpha, k_\perp)^r} \quad (1.15)$$

burada  $\alpha = (\perp, \parallel)$  – relaksasiya müddəti tenzorunun eninə və uzununa komponentləri,  $A_r$  – verilmiş mexanizm üçün sabit kəmiyyətdir:

$$\text{akustik fononlardan səpilmə üçün } A_0 = \frac{\pi E_1^2 \cdot k_0 T}{\hbar \rho v_0^2},$$

$$\text{qeyri–polyar optik fononlardan səpilmə üçün } A_0 = \pi^3 \hbar \left( \frac{E_0}{\hbar \omega_0} \right) \frac{k_0 T}{\rho a^2},$$

$$\text{polyar optik fononlardan səpilmə üçün } A_1 = \frac{2\pi^2 e^2 k_0 T}{\hbar \chi^*},$$

$$\text{pyezoakustik fononlardan səpilmə üçün } A_1 = \frac{\pi e^2 E_{pz}^2 \cdot k_0 T}{2\hbar \chi},$$

$$\frac{1}{\chi^*} = \frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \quad (1.16)$$

$E_1$  – deformasiya potensial sabiti,  $k_0$  – Bolsman sabiti,  $T$  – mütləq temperatur,  $\rho$  – maddənin sıxlığı,  $v_0$  – mühitdə səsin sürəti,  $a$  – kristal qəfəs sabiti,  $\omega_0$  – dairəvi tezlik,  $\chi$  – dielektrik nüfuzluğu,  $\chi_\infty$  – yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluğu,  $\chi_0$  – statik dielektrik nüfuzluğudur,  $E_{pz}$  – pyezoelektrik sabitdir, ədədi qiyməti  $E_{pz} \approx 10^{-5} \frac{Kl}{sm^2} = 10^{-1} \frac{Kl}{m^2}$ .

(1.15) ifadəsindən görüldüyü kimi fononlardan səpilmə halında tərs relaksasiya müddətinin komponentləri,  $g(\varepsilon)$  – hal sıxlığı ilə düz mütənasibdir və dalğa vektorunun komponentlərindən müxtəlif şəkildə asılıdır.

Aşqar ionun yaratdığı üzağa təsir edən Kulon sahəsində səpilmənin integral effektiv kəsiyi, həmçinin relaksasiya müddətinin tərs qiyməti sonsuz böyük qiymət alır, integral dağılır. Bu dağılmanın qarşısını almaq üçün ionun təsir sferasını məhdudlaşdırmaq lazımdır. Bu istiqamətdə ilk addım atanlar Konuell – Vayskopf təsir radiusunu ionlararası məsafənin yarısına bərabər qəbul etdilər. Bu ilk ideya keyfiyyətcə düzgün nəticə verdi, belə ki, aşağı temperaturalarda yüyürüklüyün temperatur asılılığı düzgün alındı, lakin məsələni tam həll etmədi. [22, c. 1117–1125] işində məhz Konuell – Vayskopf yaxınlaşmasından istifadə olunur. Bu məsələnin tam həlli Kulon sahəsinin təsir radiusunu yükdaşıyıcılar vasitəsi ilə ekranlaşmasıdır. Ekranlaşmanın bu şəkildə nəzərə alınması ilə  $n - Si$  tipli anizotrop enerji spektrli yarımkeçiricilər üçün eninə və uzununa tərs relaksasiya müddətinin elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən asılılığı [5,c.127–132] işində tapılmış və göstərilmişdir ki, bu tip yarımkeçiricilərdə uzununa relaksasiya müddəti eninə relaksasiya müddətinə nisbətən iki dəfə böyükdür. Bu nəticə mövcud hesablamalarla [17, c.79–82] üst–üstə düşür.

Aşağıölçülü elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə mexanizminin probleminə bir çox işlər həsr olunmuşdur. Bu işlərin əksəriyyətində relaksasiya müddətilay boyunca ciddi ikiölçülü elektron yaxınlaşmasında həll olunur. İfratqəfəs və laylı kristallarda lay boyunca (uzununa) köçürmə ilə yanaşı laya perpendikulyar (eninə) istiqamətdə də köçürmə baş verir. Lakin bu halda keçiricilik elektronlarının aşqar ionlarından səpilməsinə çox az miqdarda iş həsr olunmuşdur. Bu problemə həsr olunan bəzi işlərdə  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  növ ifratqəfəs üçün relaksasiya müddətinin eninə və uzununa komponentləri üçün analitik ifadələr alınmışdır. Lakin səpilmə ehtimalının hesablamasında mövcud olan elə yaxınlaşmadan istifadə olunmuşdur ki, bu zaman relaksasiya müddətinin bu yaxınlaşmada alınmış həm eninə, həm də uzununa komponentlərinin elektronun dalğa vektorunun yalnız eninə toplananından asılı şəkildə tapılmışdır. Bu halda dalğa vektorunun uzununa toplananından asılılıq alınmamışdır. Bəzi işlərdə aşqar ionlarından səpilmə halında relaksasiya müddətinin dispersiyası kvant çuxurları ilə aşqarlanmış ifratqəfəslərdə cırlaşmamış electron qazı üçün öyrənilmiş və burada relaksasiya müddətinin komponentlərinin dalğa vektorunun hər iki toplananından asılılığı nəzərə alınmışdır. Bu halda kvant çuxurları ilə

aşqarlanmış konkret  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  ifratqəfəsi üçün hesabat aparılmışdır. Beləliklə kvaziiki ölçülü electron sistemlərində səpilmə nəzəriyyəsini səpilmənin anizotropluğu nəzərə almaqla inkişaf etdirmək lazımdır. Daha doğrusu relaksasiya müddətinin komponentlərinin həm lay müstəvisində, həm də müstəviyə perpendikulyar istiqamətdə dalğa vektorunun hər iki toplananından asılılıqlarını təyin etmək lazımdır. Ona görə də elektronun enerjisinin mini-zonanın enindən böyük (kvaziikiölçülü hal) və mini-zonanın enindən kiçik (kvaziüçölçülü hal) hallara ayrılıqda baxmaq lazımdır.

Bu paraqrafda kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron sistemləri üçün tərs relaksasiya müddəti tenzorunun eninə və uzununa komponentlərinin aşqar ionlarından səpilmə halında anizotropluğu araşdırılır [4,c. 746–748], [74, p.43–45], [6,c.13–16]. Qeyd etmək lazımdır ki, ifratqəfəslər və laylı birləşmələr kvaziiki və ya kvaziüçölçülü elektron sistemi təşkil edirlər.

Elektron sistemin xassələrinin anizotropluğu ifratqəfəs və ya laylı birləşmələrin enerji spektrinin anizotropluğu ilə sıx bağlıdır. Bu da öz növbəsində relaksasiya müddətinin anizotropluğunda özünü göstərir. Tərs relaksasiya müddəti tenzorunun diaqonal komponentləri belə təyin olunur [27,c.].

$$\frac{1}{\tau_i} = \sum_{\vec{k}'} \left| 1 - \frac{k'_i}{k_i} \right| w_{\vec{k}\vec{k}'} \quad (1.16)$$

burada  $w_{\vec{k}\vec{k}'}$  – keçid ehtimalıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, keçid inteqralını hesablamq üçün blox dalğa funksiyalarından istifadə etmək lazımdır. Lakin məlumdur ki, kinetik əmsalları hesablayarkən blox vuruğunun nəzərə alınması ciddi dəyişikliyə gətirmir, baxdığımız spektr üçün vahid tərtibli əmsalın yaranmasına gətirir [75,p.95-115]. Ona görə də biz born yaxınlaşmasında yükdaşıyıcıların ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilməsi üçün keçid ehtimalı olaraq məlum ifadədən istifadə edirik [75, p. 95 – 98].

$$w(\vec{k}_1\vec{k}') = c \frac{\delta(\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{k}'})}{\left[ (\vec{k}\vec{k}')^2 + r_0^{-2} \right]^2}, \quad (1.17)$$



burada  $C = \frac{2\pi N_i}{\hbar V} \left( \frac{4\pi e^2}{\chi} \right)^2$ ,  $N_i$  – aşqar atomların konsentrasiyası,  $V$  – kristalın həcmi,  $e$  – elektronun yükünün ədədi qiyməti,  $r_0$  – ekranlaşma radiusunun ortalaşmış qiymətidir [75,p.70-115].

$$r_0^{-2} = \frac{4\pi e^2}{\chi} \int \left( \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1.18)$$

$f_0$  – Fermi–Dirak paylanma funksiyası,  $g$  – hal sıxlığıdır, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün belə təyin olunur [73, p. 843 – 844].

$$g(\varepsilon) = \frac{m_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 a} Z(\varepsilon), \quad (1.19)$$

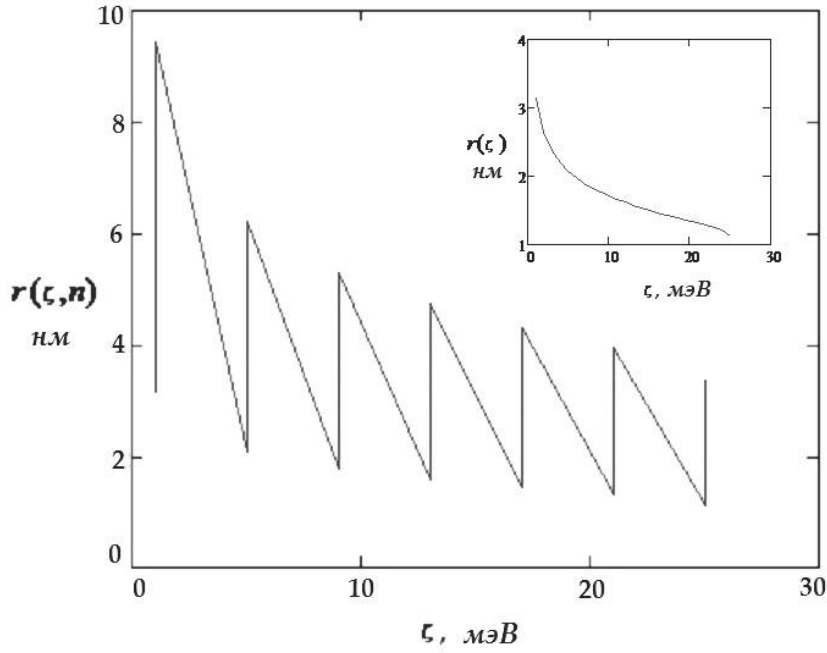
burada,  $\varepsilon > 2\varepsilon_0$  olduqda  $Z(\varepsilon) = \pi$ ,  $\varepsilon < 2\varepsilon_0$  olduqda  $Z(\varepsilon) = \arccos(1 - \varepsilon/\varepsilon_0)$ .

Ekranlaşma radiusunu hesablayarkən spektrin anizotropluğu hal sıxlığı vasitəsi ilə nəzərə alınır. (1.19) ifadəsini (1.18) – də nəzərə alaraq kvaziikiölçülü sistemdə cırlaşmış elektron qazı üçün ekranlaşma radiusunu tapırıq:

$$r_0^{-2} = \frac{4\pi e^2}{\chi} \cdot \frac{m_{\perp} Z(\varepsilon_F)}{\pi^2 \hbar^2 a} = \frac{4\pi e^2 \cdot n}{\chi \varepsilon_0} \quad (1.20)$$

burada  $\varepsilon_F$  – Fermi sərhəddinin enerjisi,  $n$  – kvaziikiölçülü elektron qazının konsentrasiyası,  $\varepsilon_0$  – elektrik sabitidir. Biz fərz edirik ki, keçirici elektronların və aşqar atomların konsentrasiyaları neytarlıq şərtinə görə eynidirlər ( $n = N_1$ ). (1.20) – dən alınır ki, kvaziikiölçülü halda  $Z(\varepsilon_F) = \pi = const$ , ekranlaşma radiusu konsentrasiyadan asılı olmur və bu da [3,c.26–51] işinin nəticəsi ilə eynidir. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün bir mini–zona sərhədi daxilində ekranlaşma radiusu Fermi enerjisinin artması ilə azalır.

Aşağı temperaturlarda cırlaşmış elektron qazında mini-zonada yuxarı səviyyələrə keçid zamanı konsentrasiya sıçrayışla dəyişir, bu da öz növbəsində ekranlaşma radiusunun ossilyasiyasına gətirir ( Şəkil 1.2.1).



**Şəkil 1.2.1. Mini-zonanın eni 25meV olan *GaAs/AlGaAs* ifratqəfəsi üçün ekranlaşma radiusunun Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılılığı. Şəklin yuxarı sağ küncündə bir mini-zona daxilində ekranlaşma radiusunun mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı göstərilmişdir.**

Ekranlaşma radiusunun belə pilləli asılılığı digər fiziki xarakteristikalarda kəskin asılılıqlara gətirir. ekranlaşma radiusunun pilləli xarakteri hal sıxlığının dəyişməsi ilə şərtlənir və mini-zonada yuxarı səviyyələrin dolması ilə ekranlaşma radiusu azalır.

Keçid ehtimalının (1.17) ifadəsini (1.16) – da nəzərə alaraq dalğa vektoru üzrə cəmləmədən verilmiş (1.2) enerji spektri üçün əlverişli olan silindrik  $k_{\perp}, \varphi, k_z$  – koordinatları üzrə inteqrallamaya keçirik.  $\varphi$  və  $k_{\perp}$  –ə görə inteqrallamadan sonra  $\delta$  – funksiyasının xassələrindən istifadə etməklə aşqar ionlarından səpilmə halında tərs relaksasiya müddətinin eninə və uzununa toplananları üçün alırıq:

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{m_{\perp} c V a^2}{4\pi^2 \hbar^2 k_{\perp}^2} \int_{-k_z}^{k_z} \frac{B^2 - 2k_{\perp}^2 \cdot a^2 \cdot A}{(A^2 + B^2)^{3/2}} \Theta(\varepsilon - \varepsilon'_z) dk'_z \quad (1.21)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{m_{\perp} c V a^4}{4\pi^2 \hbar^2 k_{\perp}} \int_{-k_z}^{k_z} |k_z - k'_z| \frac{A + 2k_{\perp}^2 \cdot a^2}{(A^2 + B^2)^{3/2}} \Theta(\varepsilon - \varepsilon'_z) dk'_z \quad (1.22)$$

burada:  $A = 2\gamma(\cos k'_z - \cos k_z) + (k_z + k'_z)^2 a^2 + \left(\frac{a}{r_0}\right)^2$ ,

$$B = 2k_{\perp} a \left[ (k_z - k'_z)^2 \cdot a^2 + \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 \right]^{1/2}, \quad \gamma = \frac{m_{\perp}}{m_{0z}},$$

$$m_{0z} = \frac{\hbar^2}{\varepsilon_0 a^2}, \quad \begin{cases} \Theta(\varepsilon - \varepsilon'_z) = 1 & \varepsilon_z - \varepsilon'_z > \text{ olduqda,} \\ \Theta(\varepsilon - \varepsilon'_z) = 0 & \varepsilon_z - \varepsilon'_z < \text{ olduqda,} \end{cases}$$

$\Theta(\varepsilon - \varepsilon'_z)$  – Hevisayd funksiyasıdır.

Laylı kristallar üçün lay boyunca elektronun effektiv kütləsi laya perpendikulyar istiqamətdəki effektiv kütlədən kiçikdir, yəni  $\gamma < 1$ . Bu şərti (1.21), (1.22)–də nəzərə alaraq  $k'_z$  –ə görə inteqrallama aparsaq  $kr_0$  ( $k^2 = k_{\perp}^2 + k_z^2$ ) –in ixtiyari qiymətində tərs relaksasiya müddətinin komponentləri üçün son ifadəni alırıq:

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_0} \left\{ \frac{2k_z r_0}{[1 + (2k_{\perp} r_0)^2] \sqrt{1 + (2kr_0)^2} \sqrt{1 + (2k_z r_0)^2}} + \frac{F(\alpha, q) - E(\alpha, q)}{(2ak_{\perp})^2 \cdot [1 + (2k_{\perp} r_0)^2]^{1/2}} \right\} \quad (1.23)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{1}{2k_z r_0} \left\{ \frac{2k_z r_0}{[1 + (2k_{\perp} r_0)^2]^{1/2}} - \frac{F(\alpha, q) - E(\alpha, q)}{([1 + (2k_z r_0)^2]^{1/2} [1 + (2k_z r_0)^2]^{1/2} + (2k_{\perp} r_0)^2)^{1/2}} \right\} \quad (1.24)$$

burada  $q = \frac{2(k_{\perp} r_0)}{\sqrt{1 + 4(k_{\perp} r_0)^2}}$ ,  $\alpha = \arctg(r_0 k_z)$ ,

$$r_0 = \frac{(m_{\perp} \chi)^{1/2}}{8\pi N e a^{3/2}}, \quad F(\alpha, q) = \int_0^{\alpha} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - q^2 \sin^2 \varphi}}, \quad E(\alpha, q) = \int_0^{\alpha} \sqrt{1 - q^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

$F(\alpha, q), E(\alpha, q)$  – uyğun olaraq I və II növ elliptik inteqrallardır. Alınmış ifadələrdən görünür ki, yükdaşıyıcıların aşqar ionlarından səpilməsi halında spektrin

anizotropluğu hal sıxlığı vasitəsi ilə nəzərə alındıqda belə relaksasiya müddəti anizotrop xarakterlidir. Bu ifadələr Born yaxınlaşmasında alınmışdır,  $r_0 \ll r_B$  (burada  $r_B = \chi \hbar^2 / me^2$  – Born radiusudur). Bu paraqrafda cırlaşmış elektron qazını nəzərdən keçiririk. Cırlaşmış elektron qazı üçün Born yaxınlaşmasının tətbiq olunma şərti belədir  $n \gg (\chi k_0 T) / 4\pi^2 e^2 r_B^2$ . Bu halda  $kr_0$  asılılığına isə iki limit halında baxmaq olar: zəif ekranlaşma  $kr_0 \gg 1$ , güclü ekranlaşma  $kr_0 \ll 1$ .

Qeyd edək ki, yüksək temperaturlarda Born yaxınlaşmasında  $r_0 < r_B$  şərti tələb olunmur, belə ki, bu halda  $r_0 \approx r_B$  olsa belə Born yaxınlaşması tətbiq oluna bilər.

Aşqar ionlarının Kulon potensialının zəif ekranlaşması halında  $kr_0 \gg 1$ , tərs relaksasiya müddətinin komponentləri üçün alırıq.

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{\ln(4k_z r_0)}{(2k_{\perp} r_0)^3} \quad (1.25)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{1}{4k_{\perp} k_z r_0^2} \quad (1.26)$$

(1.25) ifadəsindən görünür ki, tərs relaksasiya müddətinin eninə toplananı dalğa vektorunun uzununa toplananından ( $k_{\perp}$ ) güclü asılıdır, lakin eninə toplananından ( $k_z$ ) zəif asılıdır. Təmiz ikiölçülü hala keçdikdə  $\tau_{\perp}$  eninə relaksasiya müddətinin dalğa vektorunun uzununa toplananından ( $k_{\perp}$ ) asılılığı [130,p.725–727], [143,p. 485–486] işlərində alınan nəticələrlə üst–üstə düşür. Relaksasiya müddətinin uzununa toplananı  $\tau_{\parallel}$  (1.26)–dan görüldüyü kimi dalğa vektorunun həm eninə, həm də uzununa toplananlarından eyni cür asılıdır. Görüldüyü kimi zəif ekranlaşma halında relaksasiya müddəti güclü anizotropiyaya malikdir.

Güclü ekranlaşma halında ( $kr_0 \ll 1$ ), (1.23) və (1.24) ifadələrindən alırıq:

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_0} 2k_z r_0 \quad (1.27)$$

Göründüyü kimi güclü ekranlaşma halında  $\tau_{\perp}$  və  $\tau_{\parallel}$  eynidir və relaksasiya müddətinin anizotropiyası yox olur, eninə ( $\tau_{\perp}$ ), uzununa ( $\tau_{\parallel}$ ) toplananlar hər biri

ekranlaşma radiusu ilə tərs mütənasibdir. Beləliklə, güclü ekranlaşma limit halında yüklü aşqar ionu özünü  $\delta$  – şəkilli potensiala malik olan nöqtəvi defekt kimi aparır.

(1.23), (1.24) düsturları əsasında ədədi hesablamaya aparılmış və bu hesablamalar əsasında relaksasiya müddətinin eninə ( $\tau_{\perp}$ ), uzununa ( $\tau_{\parallel}$ ) komponentlərinin dalğa vektorunun həm uzununa ( $k_{\perp}$ ), həm də eninə ( $k_z$ ) komponentlərindən asılılıqları araşdırılmışdır.

Hesablama  $GaAs/Al_{0,36}Ga_{0,64}As$  ( $a = 10 \text{ nm}, \chi = 13,18, \varepsilon_0 = 12,5 \text{ meV}, m_{\perp} = 0,06 m_0, N_i = 10^{24} m^{-3}$ ) [20,c.590–591]. Relaksasiya müddətinin həm eninə, həm də uzununa toplananları eninə hərəkət enerjisindən asılı olaraq artır. Eninə relaksasiya müddətinin hesablanan qiyməti uzununa qiymətdən böyükdür və həcmi material üçün [142,p.045319(1-6)]–da verilən qiymətə yaxınlaşır. Eninə relaksasiya müddətinin eninə hərəkət enerjisindən asılı olaraq artması [142,p.045319(1-4)] işində ikiölçülü quruluşda  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$  halına uyğundur. Qeyd etmək lazımdır ki,  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$  halı bizim nəzərdən keçirdiyimiz kvaziikiölçülü sistemə aiddir. [203,p.164-168]–işində bizim (1.23) aldığımız  $\tau_{\perp}$  –in

$$\langle \tau_{\perp} \rangle = \frac{\int \varepsilon_{\perp} \tau_{\perp} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \partial \varepsilon_{\perp}}{\int \varepsilon_{\perp} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \partial \varepsilon_{\perp}} \quad (1.28)$$

düsturu əsasında hesablanan orta qiyməti  $\ln P$  laylı kristal üçün  $0,71 \text{ ps} = 0,71 \cdot 10^{-12} \text{ san}$  qiymət alınır. Bu qiymət [203,p.164-168]–də eksperimentdə alınan  $0,57 \text{ ps}$  –ə tam uyğundur. Ortalama üçün aşağıdakı parametrlərdən istifadə olunur: qəfəs sabiti  $a = 50 \text{ \AA}$  ( $\text{\AA}$  anrestram), ekranlaşma məsafəsi  $r_0 = 18 \text{ \AA}$ .

Eninə və uzununa relaksasiya müddətlərinin  $k_0$  –in qeyd olunmuş qiymətindən dalğa vektorunun uzununa komponentindən asılılığı eninə komponentdən asılılığından kəskin fərqlidir. Belə ki,  $k_z r_0$  – artması ilə  $\tau_{\perp}$  – azalır,  $\tau_{\parallel}$  – artır,  $k_z r_0$  – parametrinin böyük qiymətlərində hər ikisi eyni qiymətə yaxınlaşır. Qeyd edək ki, aşqar ionlarının konsentrasiyasını artırıqda  $\tau_{\perp}$  və  $\tau_{\parallel}$  –in  $k_z$  –dən asılılığında xeyli fərq yaranır.

### **1.3. Aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü elektron sistemlərinin elektrikkeçiriciliyi və onun anizotropluğu**

Enerji spektrinin (1.2) ifadəsini, tərs relaksasiya müddətinin (1.25), (1.26), (1.27) komponentlərini bilməklə aşqar ionlarından səpilmə halında əsas kinetik əmsalların hesablanmasına keçək. Bu hesablamalarda zonadaxili keçidlərlə yanaşı zonalarası keçidləri də nəzərə almaq lazımdır. Lakin biz yalnız bir zonanın dolduğu halla kifayətlənəcəyik. Səpilmə elastiki hesab olunur və zonalarası keçid nəzərə alınmır.

Kvaziikiölçülü sistemin xassələrinin elektrik və termoelektrik nəzəriyyəsini səpilmənin həm lay müstəvisində, həm də perpendikulyar istiqamətdə anizotropluğunun nəzərə alınması ilə inkişaf etdirmək lazımdır. Burada iki hala ayrılıqda baxılmalıdır: Fermi enerjisi minizonanın enindən böyükdür (kvaziikiölçülü) və Fermi enerjisi birölçülü keçirici zonanın enindən kiçikdir (kvaziüçölçülü). Hər iki halda aşqar ionlarından səpilmədə relaksasiya müddəti anizotropdur, onun komponentləri elektronun dalğa vektorunun komponentindən müxtəlif şəkildə asılıdır.

Bu paraqrafda aşqar ionlarından səpilmə mexanizmi üçün əvvəlki paraqrafda aldığımız nəticə əsasında ifratqəfəsdə maqnit sahəsi olmadıqda kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün köçürmə hadisələri tədqiq olunur. Burada birinci maraqlı məsələ aşağıölçülü elektron sistemlərində enerji spektrinin bu köçürmə hadisələrinə təsirini araşdırmaqdır. Spektrin kosinusoidal olması onu deməyə əsas verir ki, elektronların lay müstəvisində ona perpendikulyar istiqamətdə fərqlidir. Belə sistemlərdə mini-zonada eninə köçürmə ilə yanaşı uzununa köçürmə də baş verir. Bununla əlaqədar olaraq ifratqəfəslərdə və laylı kristallarda köçürmə hadisələrini iki sinifə ayırmaq olar: 1) Ifratqəfəsin lay müstəvisində ( $xy$ ) baş verən köçürmə hadisələri, hansı ki, bu hadisələr eninə hadisələr adlanır; 2) Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə hərəkətlə bağlı baş verən hadisələr. Bu hadisələr uzununa hadisələr adlanır. Xarici sahə olmadıqda bircins keçirici mühit əsasən üç kinetik əmsalla xarakterizə olunur: elektrikkeçiriciliyi, termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termoehq), istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsi.

Cırlaşmış elektron qazlı kvaziikiölçülü yarımkəçirici birləşmələr üçün lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə akustik fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında elektrikkeçiriciliyi [76,p.2211-2214]işində öyrənilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, elektrikkeçiriciliyinin və müqavimətin aşqar ionlarından səpilməsi halında hesablanmasına çox az iş həsr olunmuşdur. Buna səbəb odur ki, aşqar ionlarından səpilmə halında ekranlaşmanı nəzərə almaqla relaksasiya müddəti üçün kompakt ifadə almaq çətindir, hansı ki, relaksasiya müddətini tətbiq etməklə kinetik əmsalları hesablamaq olardı. Kvaziikiölçülü sistemlərdə ixtiyari dərəcədə cırlaşmış elektron qazı üçün lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə köçürmə hadisələrinə baxılmışdır. Lakin burada elektronun enerjisinin mini-zonanın enindən böyük olduğu hal (ciddi ikiölçülü hal) araşdırılmışdır. Konkret analitik ifadələr yalnız akustik fononlardan səpilmə halında alınmış və elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir.

Beləliklə yuxarıda qeyd olunanları nəzərə alsaq, kvaziikiölçülü elektron sistemlərində elektrik və termoelektrik xassələrin nəzəriyyəsinə yaratmaq üçün həm lay müstəvisində, həm də laya perpendikulyar müstəvidə səpilmənin anizotropluğu nəzərə almaq lazımdır. Bundan başqa Fermi enerjisinə görə iki halı ayırmaq lazımdır: Fermi enerjisi mini-zonanın enindən böyükdür, kvaziikiölçülü hal, Fermi səthi nahamar silidrd; Fermi enerjisi mini-zonanın enindən kiçikdir, kvaziüçölçülü hal, Fermi səthi ellipsoid formasındadır. Aşqar ionlarından səpilmə halında relaksasiya müddətinin anizotrop olduğunu qəbul edirik, onun komponentləri dalğa vektorunun toplananlarından asılıdır.

Maqnit sahəsi olmadıqda kinetik əmsalları hesablamaq üçün elektrikkeçiriciliyi  $\sigma_{ik}$ , termoelektrik  $\beta_{ik}$  və istilikkeçiriciliyi  $\kappa_{ik}$  kimi əsas kinetik tenzorların ümumi ifadələrini tapmaq lazımdır.

Əsas kinetik tenzorların ifadələrini hesablamaq üçün  $j_i$  cərəyan sıxlığı,  $w_i$  enerji seli sıxlığının komponentlərini  $\vec{E}$  elektrik sahəsi və  $\vec{\nabla}T$  temperatur qradienti ilə əlaqələndirən tənlikləri bilmək lazımdır. Bu tənliklər ümumiləşmiş Om qanunu şəklində yazılır və anizotrop mühitlər üçün belə ifadə olunur [75,p.45-62].

$$j_i = \sigma_{ik} E_k - \beta_{ik} \nabla_k T, \quad (1.29)$$

$$w_i = \gamma_{ik} E_k - \kappa_{ik} \nabla_k T, \quad (1.30)$$

burada  $\gamma_{ik} = T \beta_{ik}$ ,  $i, k = x, y, z$ .

Deməli,  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}, \kappa_{ik} - \sigma_{ik}, \beta_{ik}, \kappa_{ik}$  – komponentlərini hesablamaq üçün cərəyan sıxlığı və enerji seli sıxlığı üçün aşağıdakı ifadələrdən istifadə etmək olar:

$$\vec{j}(r, t) = -\frac{2e}{V} \sum_{\vec{k}} \vec{v}(\vec{k}) \cdot f(\vec{k}, \vec{r}, t) = -\frac{2e}{(2\pi)^3} \int \vec{v}(\vec{k}) \cdot f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k}, \quad (1.31)$$

$$\begin{aligned} \vec{w}(\vec{r}, t) &= \frac{2}{V} \sum_{\vec{k}} (\varepsilon(k) - \zeta) \vec{v}(\vec{k}) \cdot f(\vec{k}, \vec{r}, t) \\ &= \frac{2e}{(2\pi)^3} \int (\varepsilon(k) - \zeta) \vec{v}(\vec{k}) \cdot f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k}, \end{aligned} \quad (1.32)$$

Burada  $V$  – kristalın həcmi,  $\zeta$  – kimyəvi potensialdır,  $v(k)$  – elektronun qrup sürətinin modulu,  $f(k, r, t)$  – qeyri-tarazlıq paylanma funksiyası, hansı ki, Bolsman kinetik tənliyinin həllindən tapılır.

$$\vec{v}(\vec{k}) \vec{\nabla}_{\vec{r}} f - \frac{e\vec{E}_0}{\hbar} \vec{\nabla}_{\vec{k}} f = -\frac{f - f_0}{\tau(\vec{k})} \quad (1.33)$$

Elektrik sahəsi və temperaturu qradientinə nəzərən xətti yaxınlaşmada (1.33) kinetik tənliyin həllindən paylanma funksiyasını tapırıq:

$$f(\vec{k}) = f_0(\vec{k}) - \tau(\vec{k}) \left( \vec{v}(\vec{k}) \vec{\phi}_0(\varepsilon) \right) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \quad (1.34)$$

burada  $\vec{\phi}_0(\varepsilon) = -e\vec{E} - (\varepsilon - \zeta) \vec{\nabla}_r T/T$  – sistemin tarazlıq vəziyyətindən kənarlaşmasını yaradan ümumiləşmiş həyəcanlandırıcı qüvvə.



(1.34)–ifadəsini (1.31), (1.32)–düsturlarında nəzərə almaqla, tərs relaksasiya müddəti tenzorunun komponentlərinin aşkar ifadələrindən istifadə etməklə cərəyan sıxlığı və enerji seli sıxlığı üçün alırıq.

$$j_i = -en_0 \langle P_i \frac{v_i^2}{\varepsilon_\perp} \rangle, \quad (1.35)$$

$$w_i = n_0 \langle (\varepsilon - \zeta) P_i \frac{v_i^2}{\varepsilon_\perp} \rangle \quad (1.36)$$

burada  $\vec{P} = \hat{\tau} \vec{\phi} - \vec{P} = \hat{\tau} \vec{\phi}$  – dreyf yaradan ümumiləşmiş qüvvənin impulsudur [40'],  $n_0 = m_\perp (\zeta - \varepsilon_0) / \pi^2 \hbar^2 a$  [73,p.843–844],  $v_i$  – elektronun qrup sürətinin komponentləridir,  $\langle \dots \rangle$  – mötərizələr belə ifadə olunur [73, p. 846 – 847].

$$\langle P_i \frac{v_i^2}{\varepsilon_\perp} \rangle = \frac{m_\perp}{2\pi^2 \hbar^2 a n_0} \int_0^{z_0} dz \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \varepsilon_\perp \left( \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\perp} \right) A d\varepsilon_\perp \quad (1.37)$$

(1.35) və (1.36) – ifadələrini (1.29), (1.30)–la müqayisə edərək  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}, \kappa_{ik}$  –lar üçün maqnit sahəsi olmadığı hal üçün alırıq.

$$\sigma_i = e^2 n_0 \langle \tau_{ii} v_i^2 \rangle, \quad (1.38)$$

$$\beta_{ii} = -en_0 \langle \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \tau_{ii} v_i^2 \rangle, \quad (1.39)$$

$$\kappa_{ii} = n_0 \langle \frac{(\varepsilon - \zeta)^2}{T} \tau_{ii} v_i^2 \rangle. \quad (1.40)$$

Sonuncu ifadələrdə enerji spektri (1.2), relaksasiya müddətinin (1.25), (1.26) zəif ekranlaşmış aşkar ionlarından səpilmə halı üçün alınmış ifadələrini nəzərə alırıq və

silindrik koordinat sistemini istifadə edərək inteqral ifadələri hesablayırıq. Cırlaşmış elektron qazı üçün  $\varepsilon_{\perp}$  və  $\varphi$  – dəyişənlərinə görə inteqrallama nəticəsində eninə  $\sigma_{\perp}$  və  $\sigma_{\parallel}$  –uzununa elektrikkeçiriciliyi üçün alırıq [4,c.749–750], [74, p. 46–47], [6, c. 17–20].

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_0} = 4 \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0} \left( \frac{2m \varepsilon_0}{\hbar^2 r_0^{-2}} \right)^{3/2} \cdot \frac{I_{0,0,5/2}}{\ln \left( \frac{r_0}{a} \cdot z_0 \right)} \quad (1.41)$$

$$\frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_0} = 4 \frac{r_0}{\varepsilon_0} \cdot \frac{m_{\perp}}{m_{0z}} \left( \frac{2m \varepsilon_0}{\hbar^2 r_0^{-2}} \right)^{1/2} \cdot I_{1,2,1/2} \quad (1.42)$$

burada aşağıdakı işarələmələr qəbul edilmişdir:

$$\sigma_0 = e^2 \tau_0 n_0 / m, \quad J_{k,l,m} = \int_0^{z_0} Z^k \cdot \sin^l Z \cdot \left[ \zeta_F^* - 2\varepsilon_F^* \cdot \sin^2 \left( \frac{Z}{2} \right) \right]^m dZ,$$

$$\varepsilon_F^* = \varepsilon_F / k_0 T, \quad \varepsilon_0^* = \varepsilon_0 / k_0 T,$$

$Z_0 = \pi$ ,  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$  olduqda

$Z_0 = \arccos(1 - \varepsilon_F / \varepsilon_0)$ ,  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$  olduqda

Ümumi şəkildə  $\sigma_{\perp}$  – in,  $\sigma_{\parallel}$  –ə nisbəti üçün alırıq, harada ki,  $\sigma_{\perp} / \sigma_{\parallel}$  – anizotropluq əmsalı kimi də qəbul olunur.

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} = 2 \frac{r_0}{a} \cdot \frac{1}{\ln \left( \frac{r_0}{a} \cdot z_0 \right)} \cdot \frac{I_{0,0,5/2}}{I_{1,2,1/2}} \quad (1.43)$$

(1.43) – ifadəsindəki  $I_{0,0,5/2}$ ,  $I_{1,2,1/2}$  inteqrallarını hesablayaraq

$$I_{klm} = \int_0^{z_0} Z^k \sin^l Z (\cos Z - \cos Z_0)^m dz \rightarrow dir.$$

$$I_{0,0,5/2} = \left( \frac{1 - \cos Z_0}{2} \right)^{1/2} \left[ Z_0 \left( \frac{1}{2} + \cos^2 Z_0 \right) - \frac{3}{4} \sin 2Z_0 \right]$$

$$I_{1,2,1/2} = \left( \frac{1 - \cos Z_0}{2} \right)^{1/2} \left[ \frac{Z_0^2}{4} + \frac{1}{4} Z_0 \sin 2 Z_0 + \frac{1}{8} (\cos 2 Z_0 - 2) \right]$$

Alınmış ifadələri (1.43)–də nəzərə alaq.

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} = 8 \frac{r_0}{a} \frac{1}{\ln \frac{2Z_0 r_0}{a}} \cdot \frac{\frac{3}{2} - 2 \frac{\sin Z_0}{Z_0} + \frac{\sin^2 Z_0}{4Z_0}}{Z_0 - \sin 2Z_0 + 2 \frac{\sin^2 Z_0}{Z_0}} \quad (1.44)$$

Sonuncu ifadədən görünür ki,  $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$  – nisbəti fononlardan səpilmədə effektiv kütlələr nisbəti ilə mütənasib olduğu halda [73,p.], zəif ekranlaşmış aşqar ionlardan səpilmədə  $r_0/a$  – ekranlaşma məsafəsinin lay müstəvisinə perpendikulyar istqamətdə qəfəs sabitinə nisbəti ilə mütənasibdir. (1.44) ifadəsindən alınır ki, Fermi səviyyəsi mini–zonanın daxilinə düşdükdə elektrikkeçirmənin anizotropluğu hiss olunandır və bunu (1.44) düsturu əsasında aparılan ədədi hesablamalar göstərir.

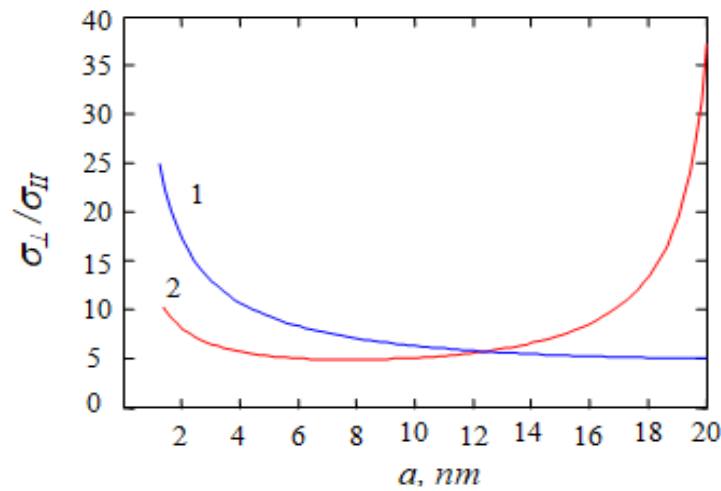
Elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu əmsalı ekranlaşma radiusu ilə təyin olunur. Kvaziikiölçülü halda anizotropluğu əmsalı aşqar ionlarının konsentrasiyasından asılı deyil. Kvaziüçölçülü halda aşqarların konsentrasiyasını artırdıqca ekranlaşma radiusu azalır, beləliklə elektrikkeçiricinin anizotropluğu da azalır.

(1.43) – ifadəsi əsasında  $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$  – nisbətinin  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ , kvaziüçölçülü halda  $r_0/a$  – nisbətindən asılılığı ədədi hesablanmışdır. Burada artıq bizə tanış olan  $GaAs/Al_{0,36}Ga_{0,64}As$  ifratqəfəsə aid ədədi qiymətlərdən istifadə edərək  $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$  – elektrikkeçiriciliyin anizotropluğunun minizonanın dolma dərəcəsiindən ( $Z_0$ ) qəfəs sabitindən asılılıqları öyrənilmişdir.

Elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu Fermi enerjisinin  $\varepsilon_F$  – mni-zonanın eni  $2\varepsilon_0$  –a nisbəti ilə təyin olunur.  $\varepsilon_F/2\varepsilon_0$  – nisbəti artdıqca elektrikkeçirmənin anizotropluğu da artır. Həmçinin, aydın olur ki, anizotropluğun tərtibi  $r_0/a$  – nisbətindən də asılıdır, belə ki,  $r_0/a$  – nisbəti azaldıqca  $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$  – anizotropluğu da azalır. Bildiyimiz kimi aşqar ionların konsentrasiyası artdıqca  $r_0$  – ekranlaşma radiusu azalır. Ona görə də elektrikeçirmənin anizotropluğu da konsentrasiya artdıqca azalır.

Elektrikkeçiriciliyin anizotropluğuun Fermi enerjisinin mini-zonanın eninə nisbətindən asılılığının ədədi hesabı ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətinin müxtəlif qiymətlərində aparılmışdır. Hesablama göstərir ki, bu nisbət böyüdükcə elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu da artır, kvaziikiölçülü halda bir tərtib böyük olur.

Elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu aşqar ionların konsentrasiyasından və qəfəs sabitindən asılıdır. Kiçik konsentrasiyalarda  $r_0 > a$  şərti ödəndikdə laya perpendikulyar istiqamətdə qəfəs sabiti artdıqca elektrikkeçirmənin anizotropluğu azalır. Böyük konsentrasiyalarda  $r_0 < a$  şərti ödəndikdə elektrikkeçirmənin anizotropluğu qəfəs sabitindən qeyri – monoton asılıdır (şəkil 1.3.1. ).



**Şəkil 1.3.1. Elektrikkeçirmənin  $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$  anizotropiyasının aşqar konsentrasiyasının: 1 –  $N_i = 10^{22} m^{-3}$ , 2 –  $N_i = 10^{24} m^{-3}$  qiymətlərində  $a$  qəfəs sabitindən asılılığı.**

Göstərilmişdir ki, elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülq haldan kvaziikiölçülüyə keçdikdə anizotropluq əhəmiyyətli dərəcədə artır. Həmçinin alınmışdır ki, elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu ekranlaşma radiusunun böyüməsi ilə artır, başqa sözlə elektrikkeçiriciliyin anizotropluğuunun dərəcəsi aşqarların konsentrasiyası artdıqca azalır.

#### 1.4. Aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü sistemlərdə istilikkeçiricilik və onun anizotropluğu

İstilikkeçiriciliyin analitik ifadəsini tapmaq üçün relaksasiya müddətinin ekranlaşmaya görə limit hallarından ayrılıqda istifadə etməliyik. Zəif ekranlaşma halında  $kr_0 \gg 1$  (1.25) və (1.26) komponentlərini və enerji spektrinin (1.2) ifadəsini (1.40) – da nəzərə alaraq. Burada biz iki cür həndəsəni nəzərə alırıq:

a)  $\vec{\nabla}T$  temperatur qradienti lay müstəvisində yerləşir, onda  $\kappa = \kappa_{xx} = \kappa_{\perp}$ , b)  $\vec{\nabla}T$  temperatur qradienti lay müstəvisinə perpendikulyar, ifratqəfəsin oxu boyunca yönəlir  $\kappa = \kappa_{zz} = \kappa_{\parallel}$ . Daha sonra kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü halları araşdırırıq. Qeyd etdiyimiz kimi cırlaşmış elektron qazına baxırıq.

Silindrik koordinatlara  $(\varphi, \varepsilon_{\perp}, k_z)$  keçərək əvvəlcə elektron qazının cırlaşmış olduğunu və hər iki həndəsəni nəzərə alaraq  $\varphi, \varepsilon_{\perp}$  – dəyişənlərinə görə inteqrallama aparırıq:

$$\kappa_{\perp} = \kappa_{\perp 0} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{2r_0 Z_0}{a}\right)} \cdot I_{0,0,5/2} \quad (1.45)$$

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_{\parallel 0} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot (I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}) \quad (1.46)$$

burada  $\kappa_{\perp 0} = \sigma_{\perp 0} \cdot T \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{3}$ ,  $\kappa_{\parallel 0} = \sigma_{\parallel 0} \cdot T \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{3}$ ,

$$\sigma_{\perp 0} = e^2 n_0 \tau_{\perp 0} / m_{\perp}, \quad \sigma_{\parallel 0} = e^2 n_0 \tau_{\parallel 0} / m_{\parallel}, \quad 1/m_{\parallel} = (\varepsilon_0 a^2 / \hbar^2) \cdot \cos ak,$$

$$1/m_{\parallel 0} = \varepsilon_0 a^2 / \hbar^2 \quad \text{və} \quad I_{k,e,m} = \int_0^{Z_0} Z^k \cos^l Z \cdot (\cos Z - \cos Z_0) dZ$$

(1.45) və (1.46) – ifadələrindən görünür ki, zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında cırlaşmış elektron qazı üçün Videman – Frans qanunu ödənilir və Lorens ədədləri belə təyin olunur.

$$L_{\perp} = \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \frac{\pi^2}{3} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \cdot I_{0,0,5/2}, \quad (1.47)$$

$$L_{\parallel} = \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \frac{\pi^2}{3} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot (I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}) \quad (1.48)$$

Alınmış ifadələrdən görünür ki,  $L_{\perp}, L_{\parallel}$  – zona və səpilmə parametrlərindən  $(Z_0, a)$  asılılıqları müxtəlifdir və ona görə də Lorens ədədi anizotropdur.

Bu halda elektron istilikkeçirməsinin anizotropluğu belə ifadə olunur:

$$\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} = 4 \frac{r_0}{a} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \cdot \frac{2Z_0 - 3 \sin 2Z_0 + 4Z_0 \cos^2 2Z_0}{Z_0^2 - Z_0 \sin 2Z_0 - 0,5 \cos^2 2Z_0 + 0,5} \quad (1.49)$$

Müəyyən edilmişdir ki, istilikkeçirmənin elektron hissəsi üçün Videman-Frans qanunu ödənilir, Lorens ədədi isə anizotropdur. Aşağıdakı ifadədən görüldüyü kimi zəif ekranlaşmada istilikkeçiriciliyinin anizotropluğu mini-zonanın dolma dərəcəsi və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətindən asılıdır:

Kvaziikiölçülü halda ( $\varepsilon_F > \varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ ) (1.49) – ifadəsindən alırıq:

$$\frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} = 8 \frac{r_0}{a} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \quad (1.50)$$

Göründüyü kimi istilikkeçirmənin anizotropiyası minizonanın yarımından ( $\varepsilon_0$ ) aşqar ionlarının ekranlaşma radiusu ( $r_0$ ) və ifratqəfəs sabitindən ( $a$ ) asılıdır.

Kvaziüçölçülü halda  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = (1/a) \arccos[1 - (\varepsilon_F/\varepsilon_0)]$ , elektron istilikkeçirməsinin anizotropiyası  $r_0/a$  və  $Z_0$  –dan daha mürəkkəb şəkildə asılıdır:

İndi isə güclü ekranlaşma halına  $kr_0 \ll 1$  baxaq. Enerji spektri (1.2) və relaksasiya müddətinin (1.27) komponentlərini (1.40) – da nəzərə alaq.

$$\kappa_{\perp} = \kappa_{\perp 0} \cdot \frac{a}{2r_0} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot I_{-1,0,1} \quad (1.51)$$

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_{\parallel 0} \cdot \frac{a}{2r_0} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot (I_{-1,0,1} - I_{-1,2,0}) \quad (1.52)$$

Bu halda da Lorens ədədi anizotropdur və belə ifadə olunur.

$$L_{\perp} = \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot \frac{a}{2r_0} \cdot I_{-1,0,1}, \quad (1.53)$$

$$L_{\parallel} = \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \cdot \frac{a}{2r_0} (I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0}) \quad (1.54)$$

İfadələrdən görüldüyü kimi Lorens ədədi minizonanın dolma dərəcəsindən ( $Z_0$ ) və  $(r_0/a)$  nisbətindən tərs qiymətindən asılıdır.

Elektron istilikkeçirməsinin anizotropiyası üçün alırıq:

$$\frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} = \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \cdot \frac{I_{-1,0,1}}{I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0}} \quad (1.55)$$

Beləliklə, güclü ekranlaşma halında istilikkeçirmənin anizotropluğu effektiv kütlənin anizotropluğundan asılıdır.

İfratqəfəslərdə termoelektrik hadisələrinin (termoehq və istilikkeçiriciliyin) öyrənilməsi nanoelektronikada tətbiq olunan yüksək keyfiyyətlik əmsalına malik olan termoelektrik çeviriciləri hazırlamağa imkan verir, bunu işdə alınan nəticələr əsasında ifratqəfəs parametrlərini dəyişdirməklə əldə etmək olar. İfratqəfəslərin tətbiqi günəş elementlərində xüsusilə perspektivlidir, belə ki, ifratqəfəsin parametrlərini dəyişməklə günəş şüalarının təsiri altında yükdaşıyıcıların generasiyasının həyata keçdiyi optik aktiv layın xassələrini geniş intervalda idarə etmək mümkündür.

## I fəsilə aid nəticələr

1. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron sistemlərində tərs relaksasiya müddəti tenzorunun həm eninə (lay müstəvisində) və

həm də uzununa (laya perpendikulyar) komponentləri üçün iki limit halında: zəif və güclü ekranlaşmada analitik ifadələr alınmışdır.

2. Müəyyən edilmişdir ki, relaksasiya müddətinin həm eninə, həm də uzununa komponentləri eninə hərəkət enerjisi ( $k_{\perp}r_0$ ) artdıqca ondan asılı olaraq artır. Bu komponentlərin dalğa vektorunun uzununa komponentindən asılılıqlarında kəskin fərq müşahidə olunur. Belə ki,  $k_zr_0$  – artdıqda  $\tau_{\perp}$  – eninə komponent azalır,  $\tau_{\parallel}$  – uzununa komponent artır və  $k_zr_0$  – nisbətən böyük qiymətlərində bir–birinə yaxınlaşır.

3. Güclü ekranlaşmada ( $kr_0 \ll 1$ ) relaksasiya müddətinin eninə və uzununa komponentləri eynidir, anizotropluq özünü göstərmir. Bu halda relaksasiya müddətinin hər iki komponenti dalğa vektorunun yalnız eninə komponentindən asılıdır və bu asılılıqda tərs mütənasibdir. Güclü ekranlaşma halında yüklü aşqar ionu özünü qısa məsafəyə təsir edən  $\delta$  – şəkilli potensiala malik nöqtəvi defekt kimi aparır.

4. Maqnit sahəsi olmadığı halda ifratqəfəsdə elektrikkeçiricilik tenzorunun eninə komponentinin uzununa komponentinə nisbəti (anizotropluq əmsalı) hesablanmışdır. Anizotropluq əmsalının Fermi enerjisinin minizonanın eninə nisbətindən asılılığı,  $r_0/a$  nisbətinin verilmiş qiymətlərində ədədi qiymətləndirilmişdir.

5. Göstərilmişdir ki,  $r_0/a$  – nisbəti artdıqca elektrikkeçirmənin anizotropluğu da artır, daha doğrusu qəfəs sabitinin qeyd olunmuş qiymətində elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu aşqar ionlarının konsentrasiyası ilə təyin olunur.

6. Maqnit sahəsi olmadığı halda aşqar ionlarından səpilmə üçün elektron istilikkeçirməsinin analitik ifadələri alınmışdır və göstərilmişdir ki, Videman – Frans qanunu ödəyir, Lorens ədədi anizotropdur. Qeyd olunur ki, zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında elektron istilikkeçirməsi minizonanın dolma dərəcəsi ( $Z_0$ ) və ekranlaşma radiusu ( $r_0$ ) ilə ifratqəfəs perioduna ( $a$ ) nisbəti ilə təyin olunur. Güclü ekranlaşma halında elektron istilikkeçiriciliyinin anizotropluğu effektiv kütlələr nisbəti ( $m_{\perp}/m_{\parallel 0}$ ) ilə təyin olunur.

**1. Askerov B.M., Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Anisotropy of Impurity Scattering and Electrical Conductivity in Quasi-Two – Dimensional**



**Electrical Systems. // Physics of the Solid-State, Sankt-Peterburg, 2008, v. 50, issue 4, pp. 780-784. Impact Factor 0, 931.**

**2. Askerov B.M.,Figarova S.R.,Huseynov H.I., Figarov V.R.. Relaxation-time and electrical conductivity anisotropy of layered crystals at the scattering of charge carriers by impurity ions. // American Institute of Physics, AIP Conference Proceedings. 2007, v. 905, April 28, pp. 43-47.**

## II FƏSİL

### KOSİNUSOİDAL DİSPERSİYA QANUNUNA TABE OLAN KVAZİKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMLƏRİN ENİNƏ MAQNİT SAHƏSİNDƏ QALVANOMAQNİT EFFEKTLƏRİ

Aşağıölçülü elektron sistemlərində köçürmə hadisələri elektronun enerji spektrindən ciddi asılıdır və köçürmə hadisələri də güclü anizotropluğa malikdirlər. Ona görə də belə sistemlərdə köçürmə hadisələrinin, o cümlədən qalvanomaqnit effektlərin öyrənilməsi aşağıölçülü sistemin zona quruluşu və səpilmə mexanizmi haqqında qiymətli məlumat verə bilər. Bundan başqa laylı birləşmələr, o cümlədən ifratqəfəslər köçürmə hadisələrini öyrənmək, həmçinin bu sistemlər əsasında mikroelektronikada detektor, yüksək həssaslıqlı sensorların və yüksək tezlikli generatorların yaradılmasında ideal mənbə hesab olunur.

Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində enerji spektri və relaksasiya müddətinin kəskin anizotrop olmasının nəticəsidir ki, yükdaşıyıcıların lay səthində və ona perpendikulyar istiqamətdə hərəkətlərində müxtəliflik əmələ gəlir. İfratqəfəsin layında hərəkət edən yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü həcmi nümunədə eyni konsentrasiyalı yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə mütənasibdir. Xarici maqnit sahəsi bu cür hərəkətlərdə olan elektronlara güclü təsir edir, lay müstəvisində və laya perpendikulyar müstəvidə hərəkət edən elektronların hərəkətini qarışdırır və buna görə də kinetik hadisələr maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olur [104,p.1709-1763]. Bu səbəbdən də kvaziikiölçülü elektron sistemlərində həcmi nümunələrdə baş verməyən çox maraqlı effektlər müşahidə olunur: o cümlədən, səmtləşmə (orientasiya) effekti [208, p.235123-235126], [52, c.618-620], [152, p.5737-5747], [153, p.185-196], həndəsi rezonans [111, p.081303(1-4)], [110, p.235303(1-8)], müsbət maqnit müqaviməti [197, p.033303(1-4)], [204, p.10779-10785], mənfi maqnit müqaviməti [176, p.125319-125324], [177,p.126805-126809], [92, p.035302(1-6)], [213, p.235326(1-5)], [153, p.185-196], maqnit müqavimətinin ossilyasiyası [208, p.235123-235128], [111, p.081303(1-3)], [29, c.75-78], [104, p.1709-1725)]. Maqnit müqaviməti eninə və uzununa maqnit sahələrində öyrənilmişdir. Təcrübi olaraq mənfi maqnit müqaviməti [92, p.035302(1-5)], [213, p.235326(1-6)], [137, p.5711-5716] işlərində, müsbət

maqnit müqaviməti isə [197, p.033303(1-4)], [106, p.27-30], [93, p.134-137] işlərində müşahidə olunmuşdur.

Kvaziikiölçülü sistemlərdə ixtiyari cırlaşmış elektron qazı üçün köçürmə hadisələri nəzəriyyəsi maqnit sahəsində [207,p.1841-1864], [66,c.261-269] işlərində inkişaf etdirilmişdir. Bu işlərdə lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönələn maqnit sahəsində yükdaşıyıcıların enerjisinin keçirici zonanın enindən böyük olan hala baxılmışdır. Baxılan bu işlərdə aşqar analitik ifadələr yalnız akustik fononlardan səpilmə halında alınmışdır. Nəzərə alaq ki, akustik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddəti izotropdur və yükdaşıyıcıların enerjisindən asılı deyil.

Aşqar ionlarından səpilmə halında, relaksasiya müddətinin enerji asılılığının mürəkkəb olması səbəbindən kinetik effektlər nəzəriyyəsinə nisbətən az iş həsr olunmuşdur. Görülən işlərin əksəriyyəti də konkret enerji spektri üçün aparılan hesablamalardan ibarətdir. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində ixtiyari cırlaşmış elektron qazı üçün maqnit sahəsində köçürmə hadisələri yükdaşıyıcının enerjisinin mini-zonanın enindən böyük olduğu halda aparılmışdır. Konkret nəticələr yalnız akustik fononlardan səpilmə halında alınmışdır, hansı ki, bu halda relaksasiya müddəti izotropdur, elektronun enerjisindən asılı deyil. Aşağıölçülü sistemlərdə maqnit sahəsində köçürmə hadisələrinə baxarkən relaksasiya müddətinin enerji asılılığı nəzərə alınmamışdı. Relaksasiya müddətinin aşqar ionlarından səpilmə halında tapılmasına aid işlərdə əsasən zəif ekranlaşmaya baxılmışdır. Lakin ionun Kulon potensialının güclü ekranlaşması halında da qalvanomaqnit hadisələrin öyrənilməsi xüsusi maraq kəsb edir.

Məlumdur ki, aşağı, helium temperaturlarında aşqar ionlarından səpilmə əsas səpilmə mexanizmlərindən biridir. Son dövrlərdə bir sıra işlər aşağıölçülü sistemlərdə səpilmə mexanizmlərinə həsr olunmuşdur. Bu işlərin bəziləri yükdaşıyıcıların aşqar ionlarından səpilməsinin nəzəri təhlilinə və bu relaksasiya mexanizminin kinetik hadisələrə təsirinin öyrənilməsinə həsr olunur [173,p.1513-1516]. Yükdaşıyıcıların aşqar ionlarından səpilmə mexanizmi kifayət qədər mürəkkəb olduğundan bu səpilmə mexanizmi kvaziikiölçülü elektron sistemlərində ətraflı öyrənilməmişdir.

Bu fəsildə Bolsmanın kinetik tənliyinin  $\tau$  yaxınlaşmasında həlli çərçivəsində Holl effekti [7,c.118-122], [9, c.122-130], [6,c.9-33] eninə maqnit müqaviməti [1, c.11-14], [8, c.3-7], [9, c.122-128], [6, c.9-18], [10, c. 3-9], [77, p.1197-1201], [11, c.768-773] kvaziiki- və kvaziüçölçülü elektron sistemlərində kosinusoidal dispersiya qanunu əsasında zəif və güclü ekranlaşmış [9,c.122-126], [6,c.9-21] aşqar ionlarından səpilmə halı üçün nəzəri tədqiq olunur. Elektronların hərəkət dinamikası elektrik, maqnit sahələri olduqda Fermi səthinin topologiyası ilə təyin olunur. Belə ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün Fermi səthi nahamar silindr – açıq Fermi səthi, kvaziüçölçülü halda isə Fermi səthi ellipsoid şəklində – qapalı Fermi səthidir. Bu fəsildə qalvanomaqnit hadisələri öyrənmək üçün maqnit sahəsinin lay müstəvisinə perpendikulyar halına baxılmış və bu məsələlər [7, c. 118–122], [1, c. 11–14], [8, c. 4–7], [6, c. 22–27, 28–33], [9, c. 124–129], [77, p. 1197–1201] elmi məqalələrdə şərh olunmuşdur. Bu işlərdə, məsələn [208,c.235123-235130] işində maqnitmüqaviməti maqnit sahəsi, cərəyan sıxlığı və lay müstəvisi arasındakı bucaqdan asılı olaraq aşağıölçülü sistemdə maqnitmüqavimətinin ossilyasiyası aşkar edilmişdir. Məlumdur ki, çox aşağı temperaturlarda aşqar ionlarından səpilmə mexanizmi dominantlıq təşkil edir. Lakin bu sahədə görülən işlərin içərisində digər səpilmə mexanizmlərinə aid işlərin sayı kifayət qədər olsa da aşqar ionlarından səpilməyə həsr olunanlarının sayı azdır. Aşağıölçülü sistemdə kəşf olunan yeni effektlərin çoxu aşağı temperaturlarda müşahidə olunmuşdur. Ona görə də qalvanomaqnit hadisələrinin aşqar ionlarından səpilmə halında öyrənilməsi aktual məsələdir. Bu fəsildə qalvanomaqnit effektləri lay müstəvisinə perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində öyrənilir.

Paraqraf 2.1–də kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ixtiyari cırlaşmış kvaziiki- və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit tenzorun komponentlərinin ümumi ifadələri alınmış, maqnit sahəsi lay müstəvisinə perpendikulyar olan hal ( $B = B_z, B_x = B_y = 0$ ) araşdırılmışdır.

Paraqraf 2.2–də qalvanomaqnit tenzorun § 2.1–də tapılmış komponentləri əsasında eninə maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında

Holl əmsalı hesablanmışdır. Holl əmsalının ədədi qiyməti və işarəsi zəif və güclü maqnit sahələrində, kvaziiki- və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün araşdırılmışdır.

Paraqraf 2.3-də eninə maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit müqaviməti hesablanmışdır. Maqnit müqavimətinin ədədi qiyməti və işarəsi zəif və güclü maqnit sahələrində, kvaziiki- və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün araşdırılmışdır.

Paraqraf 2.4-də kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ixtiyari cırlaşmış kvaziiki – və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün güclü ekranlaşmış halda eninə maqnit sahəsində qalvanomaqnit tenzorunun komponentləri hesablanmışdır. Bu komponentlər əsasında Holl əmsalı və maqnit müqaviməti araşdırılmışdır.

## **2.1. Eninə maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün qalvanomaqnit tenzorun komponentlərinin ümumi ifadələri**

İfratqəfəslərdə və təbii laylı kristallarda elektron qazı mini-zonanın dolmasından asılı olaraq kvaziikiölçülü və ya kvaziüçölçülü ola bilər. Ona görə də kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron sistemlərində kinetik hadisələr nəzəriyyəsinə maqnit sahəsində anizotrop relaksasiya müddətinin dalğa vektorunun komponentlərindən asılılığını nəzərə almaqla yanaşı elektron qazının ölçüsünü də, yəni kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü hallara da ayrılıqda baxmaq məqsədəuyğundur. Bundan başqa kinetik əmsalların maqnit sahəsinin ədədi qiymətindən və sahəni lay müstəvisinə nəzərən istiqamətindən asılılığını da nəzərə almaq lazımdır.

Bu paraqrafta enerji spektri kosinusoidal (1.2) olan kvaziikiölçülü elektron qazını lay müstəvisinə perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində ( $\hbar\Omega < k_0T$ ) nəzərdən keçiririk.

$\varepsilon_0 \gg \hbar/\tau$  –şerti ödəndikdə kinetik əmsalları hesablamaq üçün relaksasiya müddəti yaxınlaşmasında Bolsman tənliyinin həllindən istifadə etmək olar. Kvazielastiki səpilmə ilə kifayətlənsək kinetik tənlik üçün aşağıdakı ümumi həlli alarıq [40].

$$f(\vec{k}) = f_0(\vec{k}) - (\vec{v}\vec{P}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \quad (2.1.1)$$

$\vec{P}$  –ümumiləşmiş qüvvə impulsudur, hansı ki, kinetik tənliyin çevrilmiş formasından istifadə olunmaqla tapılır. Belə ki, naməlum  $\vec{P}$  funksiyasını tapmaq üçün anizotrop halda kvantlanmayan  $\vec{B}$  maqnit sahəsində,  $\vec{E}$  – elektrik sahəsi və  $\vec{\nabla}T$  temperatur qradienti olduqda,  $\tau$  – yaxınlaşmasında kinetik tənlik belə ifadə olunur:

$$\vec{v}\vec{\Phi}_0 + \frac{e}{\hbar} [\vec{v}\vec{B}] \vec{\nabla}_{\vec{k}}(\vec{v}\vec{P}) - (\vec{v}(\hat{\tau}^{-1}\vec{P})) = 0 \quad (2.1.2)$$

burada  $\vec{\Phi}_0 = -e\vec{E} - \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \vec{\nabla}_r T$ .

$\vec{\nabla}_{\vec{k}}(\vec{v}\vec{P})$  – ifadəsini (2.2) – də dəyişərək  $\vec{P}$  üçün alırıq.

$$-e[\vec{B}\hat{m}^{-1}\vec{P}] + \hat{\tau}^{-1}\vec{P} = \vec{\Phi}_0 \quad (2.1.3)$$

(2.1.3) tənliyi komponentlərdə belə yazılır.

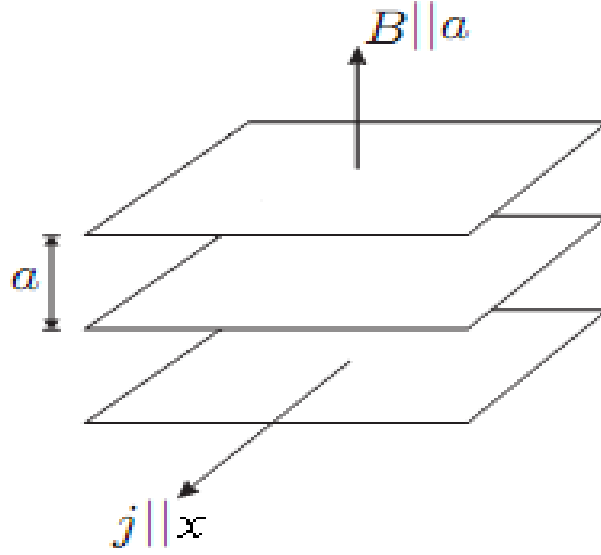
$$\sum_{\beta} \tau_{\alpha\beta}^{-1} \cdot P_{\beta} - \sum_{\beta\chi\eta} \zeta_{\alpha\beta\chi} \Omega_{\chi\eta}^{\beta} P_{\eta} = \Phi_{0\alpha} \quad (2.1.4)$$

burada  $\zeta_{\alpha\beta\chi}$  –üçranqlı antisimmetrik vahid Levi–Çivit tenzorudur,  $\Omega_{\chi\eta}^{\beta} = eB_{\beta} m_{\chi\eta}$  maqnit parametridir.

(2.1.3) tənliyində effektiv kütlə  $\hat{m}^{-1}$  və relaksasiya müddəti  $\hat{\tau}^{-1}$  tenzorlarını baş oxlara gətirsək (2.1.4) tənliyi sadə forma alar:

$$\tau_{\alpha}^{-1} \cdot P_{\beta} - \sum_{\beta\chi\eta} \zeta_{\alpha\beta\chi} \Omega_{\chi\eta}^{\beta} P_{\eta} = \Phi_{0\alpha} \quad (2.1.5)$$

Enerji spektrinin (1.2) ifadəsindən görüldüyü kimi lay müstəvisində ( $xy$ ) və ona perpendikulyar müstəvidə  $Z$  oxu istiqamətdə, hərəkət edən elektronların dispersiya qanunu kəskin fərqlənir. Maqnit sahəsi yükdaşıyıcıların belə hərəkətinə ciddi təsir edir. Biz bu paraqrafda lay müstəvisinə ( $xy$ ) perpendikulyar  $z$  – oxu istiqamətdə yönələn maqnit sahəsini nəzərdən keçirəcəyik  $\vec{B}(B = B_z, B_x = B_y = 0)$ . Elektrik sahəsi  $\vec{E}(E_x = E, E_y = E_z = 0)$  lay müstəvisində,  $\vec{B}$   $Z$  oxu boyunca yönəlir. Seçilmiş həndəsə şəkil 2.1.1 – də göstərilmişdir.



**Şəkil 2.1.1. Məsələnin həndəsəsi.**

(2.1.5) tənliyini seçilmiş bu həndəsə üçün həll edək və  $m_x = m_y = m_{\perp}$ ,  $m_z = m_{\parallel}$  və  $\tau_x = \tau_y = \tau_{\perp}$ ,  $\tau_z = \tau_{\parallel}$  olduğunu nəzərə alaraq  $\vec{P}$  vektoru üçün alırıq

$$\begin{cases} P_x = \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \cdot (\vec{\Phi}_{ox} - v_{\perp} \vec{\Phi}_{oy}) \\ P_y = \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \cdot (\vec{\Phi}_{oy} - v_{\perp} \vec{\Phi}_{ox}) \\ P_z = \tau_{\parallel} \vec{\Phi}_{oz} \end{cases} \quad (2.1.6)$$

burada  $v_{\perp} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp}$ ,  $\Omega_{\perp} = \frac{eB}{m_{\perp}}$ .

Cərəyan sıxlığının (1.3.5) ümumi ifadəsində (2.1) paylanma funksiyasını və (2.1.7) ümumiləşmiş qüvvə impulsunun komponentlərini nəzərə alırıq və hesablamaları koordinatlarda davam etdiririk [75,p.5-15],[64,c.183-189].

$$j_i = -\frac{em_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 a} \int_0^{Z_0} dZ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_{\perp}} \right) P_i \vartheta_i^2 d\varepsilon_{\perp} \quad (2.1.7)$$

burada  $Z = ak_z$ .

(2.1.7) ifadəsində  $\varphi$  –yə görə inteqrallama apararaq (1.29)–a əsasən  $\sigma_{ik}$  – qalvanomaqnit tenzorunun komponentləri üçün alırıq.

$$\sigma_{ik} = n_0 e^2 \left\langle \frac{\tau_{\perp} v_{\perp}^{k-i}}{1+v_{\perp}^2} \right\rangle, \quad (2.1.8)$$

burada  $i \leq k; i, k = 1, 2 = x, y, n_0 = \frac{m_{\perp}(\varepsilon_F - \varepsilon_0)}{\pi \hbar^2 a}$ . Ortalama işarəsi  $\langle \dots \rangle$  – aşağıdakı kimi tapılır.

$$\langle A \rangle = \frac{1}{\pi^2 \hbar^2 n_0 a} \int_0^{Z_0} \int_0^{\infty} \left( \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) A \varepsilon_{\perp} d\varepsilon_{\perp} dZ$$

(2.1.8) ifadəsindən görünür ki,  $\sigma_{ik}$  – qalvanomaqnit tenzorunun komponentlərini hesablamaq üçün relaksasiya müddətinin  $\tau_{\perp}$  analitik ifadəsini bilməliyik. Bundan ötrü uyğun səpilmə mexanizmi üçün məsələnin həllinə baxılmalıdır. Bu fəsildə biz çox aşağı, helium temperaturuna yaxın temperaturlarda baş verən səpilməni, yəni aşqar ionlarından səpilməni nəzərdən keçirəcəyik. Birinci fəsildə aşqar ionlarından səpilmə mexanizminə baxılmış: zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə  $kr_0 \gg 1$ , (1.25), (1.26), güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə  $kr_0 \ll 1$ , (1.27) kimi limit halları araşdırılmışdır.

İndiki fəsildə biz hesablamalarda hər iki limit halını nəzərə alacağıq. Əvvəlcə qalvanomaqnit tenzorunun (2.1.8) komponentlərinin aşqar ionlarından səpilmə halında cırlaşmış elektron qazı üçün analitik ifadələrini alaq.

1)  $kr_0 \gg 1$ , zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \int_0^{Z_0} \frac{x^{5/2}(Z) dZ}{y_{\perp(ze)}(Z) \ln t}; \quad \sigma_{xy} = \sigma_0 \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \int_0^{Z_0} \frac{x^4(Z) dZ}{y_{\perp(ze)}(Z) \ln^2 t} \quad (2.1.9)$$

burada:  $\sigma_0 = \frac{e^2 n_0 \tau_{\perp 0}}{m_{\perp}}$ ,  $y_{\perp(ze)}(Z) = 1 + v_0^2 \cdot x^3(Z) \ln^{-2} t$ ,  $t = 4r_0 Z/a$ ,

$v_{\perp 0} = \frac{e^2 B \tau_{\perp 0}(ze)}{m_{\perp}}$ ,  $x(Z) = \cos Z - \cos Z_0$ ,  $v_{\perp 0} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp 0}(ze)$ ,  $\Omega_{\perp} = \frac{eB}{m_{\perp}}$ .

Relaksasiya müddəti üçün tapılmış (1.25), (1.26) ifadələrini hesablama üçün əlverişli formada belə yazmaq olar:

$$\tau_{\perp} = \tau_{\perp 0}(ze) \cdot \frac{1}{\ln(4r_0 Z/a)} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)^{3/2}; \quad \tau_{\perp 0}(ze) = \tau_0 \cdot 8r_0^3 \left( \frac{2m_{\perp} k_0 T}{\hbar} \right)^{3/2} \quad (2.1.10)$$



$$\tau_{\parallel} = \tau_{\parallel 0(Ze)} \cdot Z \cdot \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)^{1/2}; \quad \tau_{\parallel 0(Ze)} = 4\tau_0 \cdot r_0 (2m_{\perp} k_0 T / \hbar^2)^{1/2} \quad (2.1.11)$$

2)  $kr_0 \ll 1$  güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə.

Belə səpilmə halında relaksasiya müddəti izotropdur, hər iki komponenti bir-birinə bərabərdir, dalğa vektorunun uzununa (1.27) komponentindən hər ikisi eyni cür asılıdır. (1.27) ifadəsini hesablama üçün əlverişli formada belə yazmaq olar.

$$\tau_{\perp} = \tau_{\parallel} = \tau_0 \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right) \cdot \frac{1}{Z} \quad (2.1.12)$$

(2.1.12)–ni (2.1.8)–də nəzərə alırıq və cırlşmış elektron qazı üçün dəyişənə nəzərən inteqrallama nəticəsində qalvanomaqnit komponentlər üçün alırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \frac{a}{2r_0} \int_0^{Z_0} \frac{x(Z) dZ}{Z Y_{\perp(g_e)}(Z)};$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_0 \cdot \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} (\Omega \tau_0) \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{x(Z) dZ}{Z^2 Y_{\perp(g_e)}(Z)} \quad (2.1.13)$$

burada  $Y_{\perp(g_e)}(Z) = 1 + (\Omega \tau_0) \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{Z^2}$ ,  $\sigma_0 = \frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}}$ .

Enerji spektrinin (1.2), relaksasiya müddətlərinin (1.25), (1.26), (1.27) ifadələrindən istifadə edərək aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit tenzorunun komponentlərini tapdıq. Bu komponentlərdən istifadə edərək lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində kinetik əmsalları hesablamaq olar. Kinetik əmsalları hesablayarkən zonadaxili keçidlərlə yanaşı zonalararası keçidləri də nəzərə almaq lazımdır. Lakin səpilmə elastiki olduqda zonalararası keçidlər əhəmiyyətli deyildir, ona görə də yalnız zonadaxili keçidlər nəzərə alınır və yalnız bir mini–zonanın dolması halı nəzərdən keçirilir. Cırlaşmış elektron qazına baxılır. İfratqəfəslərdə cırlaşma əsas materiala nisbətən böyük konsentrasiyalarda baş verir. Belə ki, ifratqəfəslərdə cırlaşmama şərti  $\pi \hbar^2 n a m_{\perp}^{-1} / k_0 T \ll 1$  ciddi bərabərsizliyi ilə təyin olunur və üçölçülü materialdakı cırlaşmama şərtinə nisbətən yumşaq hesab olunur.

## 2.2. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında Holl effekti

Holl əmsalını hesablamaq üçün əvvəlcə uyğun həndəsəni seçirik və sonra Holl effektinin təyinindən istifadə edirik. Bu paraqrafda biz maqnit sahəsini lay müstəvisinə perpendikulyar, elektrik sahəsini lay müstəvisində yerləşdiririk. Belə ki, maqnit sahəsi  $B = B_{\perp} = B_z$ ,  $B_x = B_y = 0$ ; elektrik sahəsi  $E_x = E$ ,  $E_y = E_z = 0$ ; temperatur qradienti  $\nabla_x T = \nabla_y T = \nabla_z T = 0$   $\nabla_x T = \nabla_y T = \nabla_z T = 0$ . Holl əmsalı  $R$  – belə təyin olunur:

$$R_{\perp} = -\frac{1}{B} \cdot \frac{E_x}{j_y} \quad (2.2.1)$$

Cərəyan sıxlığının bu həndəsə üçün yazılmış (1.29) fenomenoloji ifadələrindən istifadə edərək Holl əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$R_{\perp} = -\frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.2.2)$$

Qalvanomaqnit komponentlərin (2.7) ifadələrini (3.0) – də yerinə yazırıq:

$$R_{\perp} = -\frac{1}{B} \cdot \frac{1}{n_0 e^2} \cdot \frac{\langle \frac{\tau_{\perp} v_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \rangle}{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \rangle^2 + \langle \frac{\tau_{\perp} v_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \rangle^2}, \quad (2.2.3)$$

burada  $v_{\perp} = \frac{eB\tau_{\perp}}{m_{\perp}} = \Omega_{\perp}\tau$  – maqnit parametri,  $\Omega_{\perp} = \frac{eB}{m_{\perp}}$  – tsiklotron tezliyidir.

Biz bu paraqrafda zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilməyə baxırıq. Ona görə də bu hal üçün tapılmış (2.1.9), (2.1.10), (2.1.11) ifadələrini (2.2.2) – də nəzərə alırıq. Alınmış ifadədən  $R$  – aşkar analitik ifadəsini ixtiyari maqnit sahəsində hesablamaq mümkün deyildir. Ona görə də maqnit sahəsinin böyük  $\Omega_{\perp}\tau \gg 1$  və kiçik  $\Omega_{\perp}\tau \ll 1$  qiymətlərinə ayrılıqda baxmaq lazımdır.

Zəif maqnit sahəsində (2.2.3) ifadəsini  $\Omega_{\perp}\tau$  – parametrinə görə sərəya ayıraraq  $\varepsilon_{\perp}$  – dəyişəninə görə inteqrallayırıq. Cırılmış elektron qazı üçün zəif maqnit sahəsində Holl sabiti  $R$  – üçün alırıq.

$$R_{\perp} = -\frac{1}{e} \cdot \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \cdot \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \cdot \pi^2 a^3 \cdot \frac{I_{0,0,4}}{I_{0,0,5/2}^2} \quad (2.2.4)$$

İfadədən görüldüyü kimi kvaziikiölçülü halda da massiv nümunədə olduğu kimi mənfidir. Lakin  $R$  effektiv kütlənin anizotropluğu ilə düz mütənasibdir.  $m_{\parallel 0} > m_{\perp}$  olduğunda  $R$  – əmsalı ədədi qiymətcə massiv haldakı qiymətdən böyükdür.

İndi isə Holl əmsalının elektron qazının ölçüsündən asılılığına baxaq: kvaziikiölçülü  $Z_0 = \pi$ , kvaziüçölçülü  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)$ .

Kvaziikiölçülü halda  $I_{0,0,4}, I_{0,0,5/2}$  – inteqrallarını hesablayaraq  $R$  – əmsalı üçün alırıq:

$$R_{\perp} = -\frac{1}{e} \cdot \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \cdot (\pi^2 a^3) \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \left[ 1 + \frac{5}{2} \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right)^2 \right] \quad (2.2.5)$$

Fermi səviyyəsi minizonanın içərisinə düşdükdə, yəni kvaziüçölçülü elektron qazı üçün  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)$   $I_{0,0,4}, I_{0,0,5/2}$  – inteqrallarını açmaqla Holl əmsalının minizonadan asılılığını tapırıq:

$$R = -\frac{1}{e} \cdot \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \cdot \pi^2 a^3 \frac{Z_0 \left( \frac{3}{4} + 3\cos^2 Z_0 + \cos^4 Z_0 \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{7}{8} + \cos^2 Z_0 \right) \sin 2Z_0}{\sin^2 \frac{Z_0}{2} \cdot \left[ Z_0 \left( \frac{1}{2} + \cos^2 Z_0 \right) - \frac{3}{4} \sin 2Z_0 \right]^2} \quad (2.2.6)$$

Buradan görünür ki, kvaziüçölçülü halda  $R$  – minizonanın dolma dərəcəsi ciddi şəkildə asılıdır.

(2.2.5) və (2.2.6) ifadələrindən görünür ki, Holl əmsalı kütlənin anizotropluğu ilə düz mütənasibdir. Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə effektiv kütlə  $m_{\parallel 0} > m_{\perp}$  lay müstəvisindəki qiymətdən böyük olduğundan demək olar ki, Holl əmsalı ikiölçülü sistemlərdə üçölçülü haldan böyük qiymət alır. Holl əmsalı zəif maqnit sahəsində effektiv kütlə anizotropluğundan və mini-zonanın dolma dərəcəsi ciddi şəkildə asılıdır.

Güclü maqnit sahəsində  $\Omega_{\perp} \tau \gg 1$  şərtini (2.1.9) və (2.2.2)–də nəzərə alaraq (2.2.2) – ifadəsi güclü maqnit sahəsi halında aşağıdakı şəkildə düşür.

$$R_{\perp} = -\frac{1}{B} \cdot \frac{1}{\sigma_{xy}} \quad (2.2.7)$$

$$\text{Burada } \sigma_{xy} = \frac{1}{\Omega_{\perp} \tau_{\perp}} \cdot \frac{e^2 n_0 \tau_{\perp 0}}{m_{\perp}} \cdot \frac{m_{\perp} k_0 T}{\pi^2 \hbar^2 a n_0 k_0 T} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)$$

$$R = -\frac{1}{en} \quad (2.2.8)$$

$$\text{Burada } n = \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \text{ kvaziüçölçülü,}$$

$$n = \frac{m_{\perp} \varepsilon_F - \varepsilon_0}{\pi \hbar^2 a} = n_0 - \text{kvaziikiölçülü elektron qazı üçün.}$$

Gözlənilirdiyi kimi güclü maqnit sahəsində Holl əmsalı mənfi işarəli olmaqla elektron qazının ölçüsündən asılı olmayaraq yalnız konsentrasiyadan asılıdır.

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə cırlaşmış kvaziikiölçülü elektron qazı üçün Holl əmsalı yükdaşıyıcıların tam konsentrasiyasından asılı deyil və yalnız kristalın parametrləri ilə təyin olunur, halbuki kvaziüçölçülü elektron qazı üçün Holl əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsindən güclü asılıdır.

### 2.3. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit müqaviməti

Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönələn maqnit sahəsində  $B = B_z$ ,  $B_x = B_y = 0$ ,  $E = E_x$ ,  $E_y = E_z = 0$ ,  $\nabla_x T = \nabla_y T = \nabla_z T = 0$  olduqda maqnit müqaviməti (MM) belə təyin olunur.

$$\frac{\Delta \rho(B)}{\rho} = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} \quad (2.3.1)$$

Burada  $\rho(B)$  – belə təyin olunur.

$$\rho(B) = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.3.2)$$

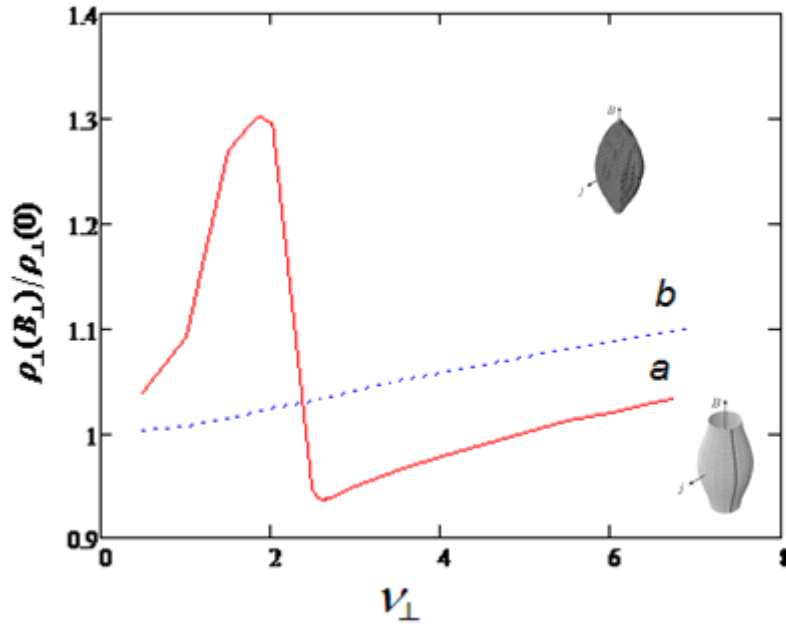
Qalvanomaqnit tenzorun (2.1.8) komponentlərini (2.3.2) – də nəzərə alaraq.

$$\rho(B) = \frac{1}{n_0 e^2} \cdot \frac{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \rangle}{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \rangle^2 + \langle \frac{\tau_{\perp} v_{\perp}}{1+v_{\perp}^2} \rangle^2} \cdot \quad (2.3.3)$$

Bundan əvvəlki paraqrafda qeyd olunduğu kimi ortalamadan istifadə edərək, cırlaşmış elektron qazı üçün (2.3.3) düsturuna əsasən xüsusi müqavimətin (XM) aşağıdakı ifadəsini alarıq.

$$\frac{\rho_{\perp}(B_{\perp})}{\rho_{\perp}(0)} = \frac{\int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0)^{5/2} dZ}{\ln(4r_0 Z/a)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0)^{5/2} dZ}{y_{\perp}(Z_e)(Z) \ln(4r_0 Z/a)}}{\left[ \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0)^{5/2} dZ}{y_{\perp}(Z_e)(Z) \ln(4r_0 Z/a)} \right]^2 + v_{\perp 0}^2 \left[ \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0)^4 dZ}{y_{\perp}(Z_e)(Z) \ln(4r_0 Z/a)} \right]} \quad (2.3.4)$$

burada  $v_{\perp 0} = (eB/m_{\perp})\tau_{\perp 0}$ ,  $Y_{\perp}(Z) = 1 + v_{\perp}^2 (\cos Z - \cos Z_0)^3$ . Xüsusi müqavimət üçün alınan (2.3.4) ifadəsindən görünür ki, kvaziikiölçülü sistemlərdə xüsusi müqavimət maqnit sahəsindən, ekranlaşma radiusunun ( $r_0$ ) lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə ifratqəfəs sabitinə ( $a$ ) nisbətindən və minizonanın dolma dərəcəsiindən ( $Z_0$ ) ciddi asılıdır.

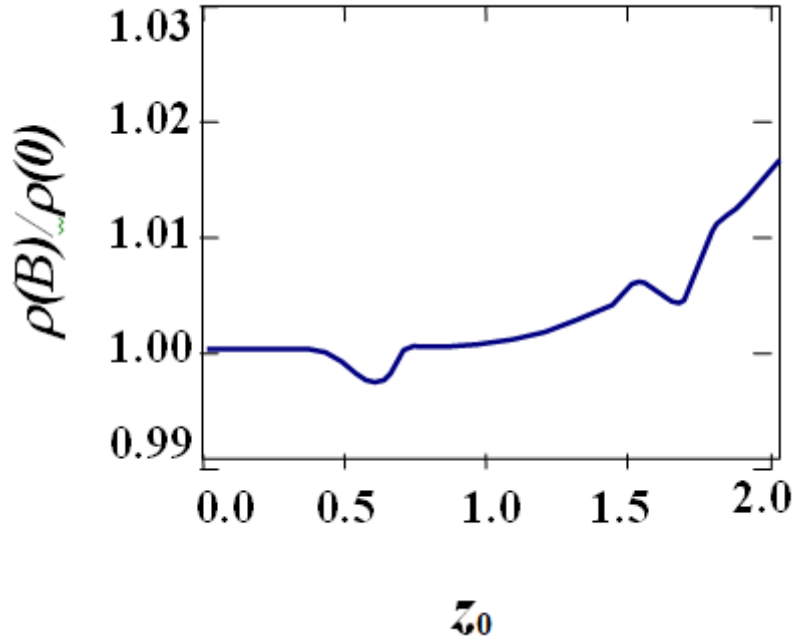


**Şəkil 2.3.1.**  $r_0/a = 3,5$  olduqda kvaziikiölçülü ( $Z_0 = \pi$ ) (a) və kvaziüçölçülü ( $Z_0 = \pi/3$ ) (b) elektron qazı üçün  $\rho_{\perp}(B_{\perp})/\rho_{\perp}(0)$  nisbətinin lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsinin  $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} = eB\tau_{\perp}/m_{\perp}$  qiymətindən asılılığı.

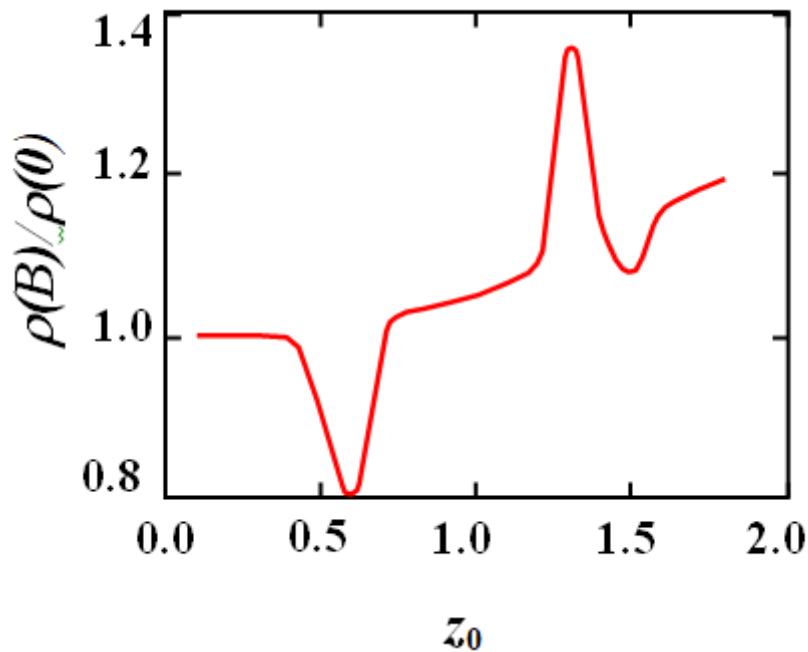
(2.3.4) düsturu əsasında xüsusi müqavimətin maqnit sahəsindən asılılığı şəkil 2.3.1-də göstərilmişdir [77,p.1197-1201]. Şəkildə Fermi səthinin topologiyası göstərilmişdir. Maqnit sahəsindən asılılıq  $r_0/a = 3,5$  qiymətində  $Z_0 = \pi -$

kvaziikiölçülü,  $Z_0 = \pi/3$  – kvaziüçölçülü halda müqayisəli şəkildə göstərilmişdir. Birinci fəsilə qeyd olunduğu kimi kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusu konsentrasiyadan asılı olmur, ona görə də maqnit müqavimətinin işarəsi ifratqəfəs sabitinin elektronun maqnit sahəsində tsiklotron orbitinin radiusuna nisbətindən asılıdır. Bu iki kəmiyyət üst–üstə düşdükdə eninə maqnit sahəsində MM-in qeyri–monoton asılılığı müşahidə olunur. Maqnit sahəsinin kiçik qiymətlərində MM – müsbət, maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində  $\Omega\tau \geq 1$  MM – işarəsini dəyişərək mənfi olur. Şəkildən göründüyü kimi güclü maqnit sahələrində maqnit müqaviməti xətti artır, yəni Kapitsa effekti aşkar görünür. Kvaziüçölçülü halda EMM müsbətdir (şəkil 2.3.1 b).  $1 < \Omega\tau < 6$  maqnit sahələrində mənfi maqnit müqavimətinin olması və  $\Omega\tau > 6$  olduqda müsbət MM mövcudluğu *GaAs/AlGaAs* quruluşunda kvaziikiölçülü elektron qazı üçün təcrübi olaraq müşahidə olunmuşdur [213,p.235326(1-6)]. Qeyd etmək lazımdır ki, MM–də ciddi dəyişmə güclü maqnit sahələrində baş verir, zəif sahədə isə bu dəyişmə zəifdir.

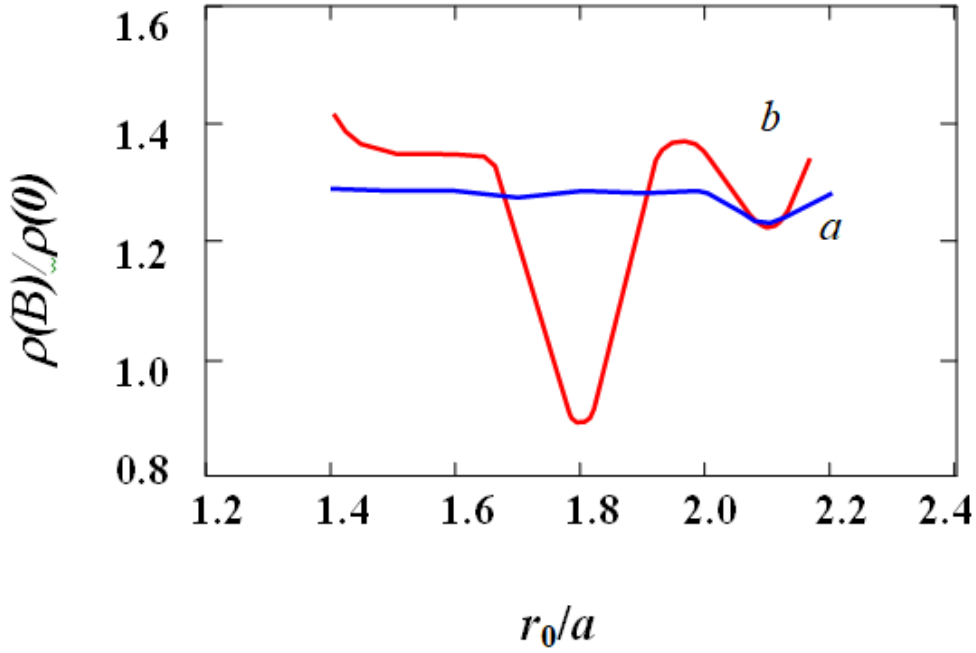
(2.3.4) düsturu əsasında maqnit sahəsinin kiçik və böyük qiymətlərində xüsusi müqavimətin minizonanın dolma dərəcəsindən (şəkil 2.3.2), (şəkil 2.3.3) və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən  $r_0/a$  asılılığı (şəkil 2.3.4) qurulmuşdur [8, c.3-8], [6, c.9-23]. Şəkillərdən görünür ki, güclü maqnit sahəsində mənfi MM müşahidə olunur. MM ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən qeyri–monoton asılıdır və müəyyən nisbətdə məxsusiyyət yaranır. Qeyd edək ki, ekranlaşma radiusu ifratqəfəs sabitindən böyük olmalıdır. MM–də dəyişmə güclü maqnit sahəsində daha böyükdür, zəif maqnit sahəsində bu dəyişmə kiçikdir. Məxsusiyyətin yaranmasına əsas səbəb kimi ekranlaşma radiusunun minizonanın dolma dərəcəsinə funksiyası olmasıdır.



**Şəkil 2.3.2.**  $r_0/a = 5$  olduqda zəif maqnit sahəsində  $\rho(B)/\rho(0)$  nisbətinin minizonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  – dan asılılığı. Maqnit sahəsi lay müstəvisinə perpendikulyardır.



**Şəkil 2.3.3.**  $r_0/a = 5$  olduqda güclü maqnit sahəsində  $\rho(B)/\rho(0)$  nisbətinin minizonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsiindən asılılığı. Maqnit sahəsi lay müstəvisinə perpendikulyardır.



**Şəkil 2.3.4. Minizonanın dolma dərəcəsi  $Z_0 = \pi$  olduqda lay müstəvisinə perpendikulyar zəif (a) və güclü (b) maqnit sahələrində  $\rho(B)/\rho(0)$  müqavimətinin  $r_0/a$  nisbətindən asılılığı.**

Cırlaşmış elektron qazı üçün alınmış (2.3.4)–ifadəsi ixtiyari kvantlanmayan maqnit sahəsində həm kvaziiki ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ), həm də kvaziüçölçülü ( $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ) elektron qazına aiddir. İxtiyari maqnit sahəsi və ixtiyari ölçülü elektron qazı üçün analitik ifadə almaq çətin olduğundan həm maqnit sahəsinə görə (güclü  $\Omega\tau \gg 1$  və zəif  $\Omega\tau \ll 1$ ), həm də ölçüyə görə (kvaziikiölçülü  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ , kvaziüçölçülü  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ) limit hallarına ayrılıqda baxmaq lazımdır [68].

Zəif maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp}\tau_{\perp}) \ll 1$ , kvaziikiölçülü elektron qazı ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ ) şərtləri (2.3.4)–də nəzərə alaraq (2.3.1) ilə birlikdə həll edirik. Onda MM–in aşağıdakı yığcam ifadəsini alırıq:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{v_{\perp 0}^2}{\ln^2\left(\frac{2\pi r_0}{a}\right)} \left[ 5 - \frac{9}{\varepsilon_F/\varepsilon_0 - 1} \right] \quad (2.3.5)$$



(2.3.5)–dən göründüyü kimi bu halda MM müsbətdir, maqnit sahəsindən kvadratik asılıdır,  $r_0/a$  – dan da asılıdır.

Güclü maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ ), kvaziikiölçülü elektron qazı ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ ). Bu halda analitik ifadə alınmır, xüsusi müqavimət elliptik integralla ifadə olunur.

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} = \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{2\varepsilon_0}{\varepsilon_F} \right) \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{\pi} K(k), \quad (2.3.6)$$

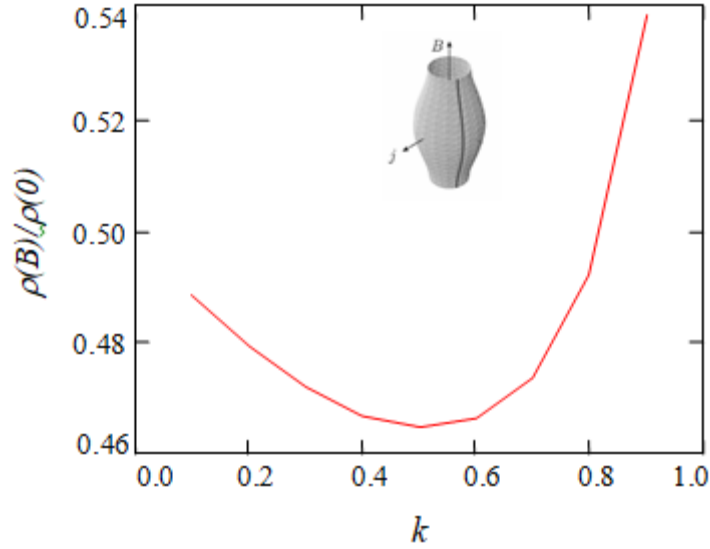
burada  $k = \frac{2\varepsilon_0}{\varepsilon_F}$ ,  $K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi}}$  – birinci növ elliptik integraldır,  $\varphi = \frac{z}{2}$ .

(2.3.6) düsturu əsasında  $\rho(B)/\rho(0)$  –ın  $k$  parametrindən asılılığı şəkil 2.3.5–də göstərilmişdir.

(2.3.6) ifadəsinin ədədi hesablaması göstərir ki, MM – güclü maqnit sahəsində mənfi ola bilər və Fermi enerjisinin mini-zonanın eninə nisbəti ilə təyin olunur, hansı ki, bu hesablama nəticəsi ümumi düstura uyğun hesablama ilə üst-üstə düşür (bax: şəkil 2.3.1). Eninə MM-in belə dəyişmə tərzini təcrübə olaraq GaAs/AlGaAs ifratqəfəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün müşahidə olunmuşdur.

Eninə MM kvaziüçölçülü elektron qazı üçün güclü maqnit sahəsində müsbətdir, maqnit sahəsinin qiymətindən və ekranlaşma radiusundan asılı olmayıb, yalnız mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur.

Güclü maqnit sahəsində maqnit müqaviməti maqnit sahəsindən asılı olmur və mini – zonanın eni ilə Fermi səviyyəsi arasındakı nisbətlə təyin olunur. [12,c.752-755] işində göstərilmişdir ki, fononlardan səpilmədən minizonanın kiçik dolma dərəcələri üçün MM–in işarəsi müsbətdir, halbuki aşqar ionlarından səpilmə halında mənfidir. Fononlardan səpilmə halında MM mini–zonanın dolma dərəcəsi qeyri–monoton asılıdır.



**Şəkil 2.3.5. Güclü maqnit sahəsində  $\rho(B)/\rho(0)$  müqavimətinin mini–zonanın eni ilə Fermi enerjisi arasındakı nisbətdən asılılığı. Maqnit sahəsi lay müstəvisinə perpendikulyardır.**

Kvaziüçölçülü  $\left(\varepsilon_F < 2\varepsilon_0, Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)\right)$  elektron qazına zəif maqnit sahəsində ( $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \ll 1$ ) baxaq. Göstərilən şərtləri nəzərə alaraq eninə MM üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{v_{\perp 0}^2}{\ln^2\left(\frac{2r_0 Z_0}{a}\right)} \left\{ 2 \cdot \frac{[(\cos^2 Z_0 + 1)\sin 2Z_0]^2 - (\cos^2 Z_0 + 3\cos^2 Z_0 + 0,4)Z_0}{(1 - \cos Z_0)[Z_0(\cos^2 Z_0 + 0,5) - 0,75 \sin Z_0]^2} - \frac{(\cos^5 Z_0 + 5\cos^2 Z_0 + 2\cos^2 Z_0)Z_0 - \sin Z_0(2\cos^5 Z_0 + 5\cos^2 Z_0 + 0,5)}{Z_0(\cos^2 Z_0 + 0,5) - 0,75 \sin(2Z_0)} \right\} \quad (2.3.7)$$

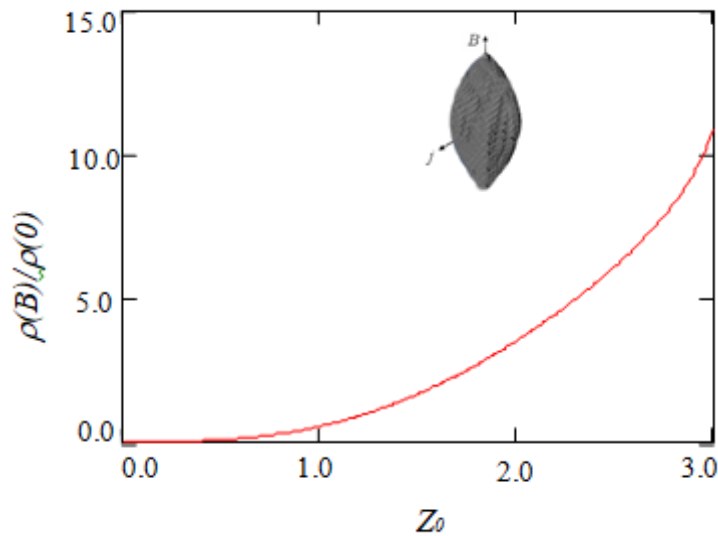
(2.3.7) ifadəsindən görünür ki, bu limit halında eninə MM  $\cos Z_0$  –dan asılı olduğundan, onun işarəsi həm müsbət, həm də mənfi ola bilər.

Kvaziüçölçülü elektron qazı  $\left(\varepsilon_F < 2\varepsilon_0, Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)\right)$ , güclü maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \gg 1$ ).

Göstərilən şərtlər daxilində xüsusi müqavimət üçün inteqral şəklində aşağıdakı nəticəni alırıq.

$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{\int_0^{Z_0} (\cos Z - \cos Z_0)^{5/2} dZ \cdot \int_0^{Z_0} (\cos Z - \cos Z_0)^{1/2} dZ}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (2.3.8)$$

(2.3.8) ifadəsi əsasında xüsusi müqavimətin minizonanın dolma dərəcəsindən asılılığı qurulmuşdur (şəkil 2.3.6). Şəkil 2.3.6–dan görünür ki, MM – bu halda maqnit sahəsindən asılı olmur, doyma qiyməti alır və minizonanın dolma dərəcəsindən asılı olaraq müsbət və mənfi qiymət ala bilər. Aparılan təhlil göstərir ki, MM–in mənfi qiyməti mini-zonanın dolma dərəcəsinin  $Z_0 = \pi/2$  qiymətinə uyğundur.



**Şəkil 2.3.6. Lay müstəvisinə perpendikulyar güclü maqnit sahəsində  $\rho(B)/\rho(0)$  nisbətinin mini – zonanın dolma dərəcəsindən asılılığı.** Qrafikin sol küncündəki şəkil  $(0, \pi/2)$  aralığında  $\Delta\rho(B)/\rho(0)$  maqnit müqavimətinin  $Z_0$  –dan asılılığı göstərilir.

Cırlaşmış elektron qazı üçün MM–in sıfırdan fərqli olaraq sonlu qiymət alması aşağıölçülü sistemlərin ən maraqlı özünəməxsus xüsusiyyətlərindən biridir. Halbuki, massiv nümunələrdə tam cırlaşmış elektron qazı üçün MM sıfıra bərabər olur,  $\Delta\rho/\rho = 0$ .

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, MM keçiricilikdə iştirak edən yükdaşıyıcıların relaksasiya müddətlərinin müxtəlif olması nəticəsində yaranır. Əgər relaksasiya müddəti yalnız enerjiden asılıdırsa, tam cırlaşmış elektron qazı üçün bütün yükdaşıyıcılar üçün relaksasiya müddəti eyni olar. Bunun nəticəsində bütün yükdaşıyıcılar maqnit sahəsində eyni bucaq altında döner, onların hərəkət

trayektoriyaları maqnit sahəsi olmadığı haldakı ilə eyni olur. Ona görə də maqnit sahəsində müqavimət dəyişmir,  $\Delta\rho/\rho(0) = 0$  olur.

Aşağıölçülü sistemlərdə isə relaksasiya müddəti dalğa vektorunun komponentlərindən müxtəlif şəkildə – eninə komponentdən güclü, uzununa komponentdən loqarifmik zəif asılıdır. Ona görə də cırlaşmış halda Fermi səthinin müxtəlif hissələrində relaksasiya müddətinin qiymətləri müxtəlif olur. Bu da cırlaşmış halda belə kvaziikiölçülü sistemlərdə MM sıfırdan fərqli olur. Digər tərəfdən yükdaşıyıcıların effektiv kütləsi lay müstəvisində və lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə müxtəlifdir. Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə effektiv kütlə dalğa vektorunun eninə toplananı ilə təyin olunur.

$$m_{\parallel}^{-1} = (\varepsilon_0 a^2 / \hbar^2) \cos ak_z \quad (2.3.9)$$

Nəzəri araşdırma göstərir ki, MM – in işarəsi minizonada həm müsbət, həm də mənfi effektiv kütləli oblastların olması ilə əlaqədardır.

Qeyd olundu ki, MM–in işarəsi mini–zonanın dolma dərəcəsi ( $Z_0$ ), maqnit sahəsini qiymətindən ( $B$ ), ekranlaşma radiusunun laya perpendikulyar istiqamətdə ifratqəfəs perioduna nisbətindən ( $r_0/a$ ) ciddi asılıdır. Güclü maqnit sahəsində, dolma dərəcəsi asılı olaraq mənfi maqnit müqaviməti – maqnit sahəsində müqavimətin azalması müşahidə oluna bilər ki, bundan sonra o, doyma həddinə çatır və maqnit sahəsinin qiymətindən asılı olmur.

#### **2.4. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit effektlər**

Əvvəlki paragraflarda relaksasiya müddətinin anizotropiyası nəzərə alınmaqla maqnit sahəsi olmadıqda elektrikkeçiriciliyi [4,c.746-750 ], elektron istilikkeçiriciliyi [61, c.80-86], maqnit sahəsində isə kinetik əmsallar [7, c.117-120], [1, c.11-14], [8, c.3-8], [6, c.29-33], [77, p.1197-1201] işlərində lay müstəvisinə perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində ətraflı öyrənilmişdir. Bu işlərdə istifadə olunan relaksasiya müddəti zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə üçün ( $kr_0 \gg 1$ ) nəzərdə tutulmuşdur. Lakin bu məsələyə güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından ( $kr_0 \ll 1$ )

səpilməni nəzərə almaqla born yaxınlaşmasında baxılması maraqlı kəsb edir. Paraqraf 2.1–də qeyd olunduğu kimi ( $kr_0 \ll 1$ ) güclü ekranlaşma halına baxarkən  $\tau$  –nin ümumi ifadəsi nəzərə alınmaqla tapılmış elektrikkeçiricilik tenzorunun (2.1.8) ifadələrindən istifadə edəcəyik. (2.1.8) ifadələrində relaksasiya müddətinin (1.27) – qiymətini nəzərə almaqla lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində hesablama aparırıq. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmənin relaksasiya müddəti izotropdur, yəni  $\tau_{\perp} = \tau_{\parallel}$  və hər ikisi yalnız dalğa vektorunun eninə toplananından ( $k_z$ ) və ekranlaşma radiusundan ( $r_0$ ) eyni şəkildə asılıdır. Bu paraqrafta biz maqnit sahəsinin lay müstəvisinə perpendikulyar olduğu halla kifayətlənəcəyik. (2.1.8) ifadəsində  $\varepsilon_{\perp}$  – dəyişəninə görə inteqrallama apararaq cırlaşmış elektron qazı üçün elektrikkeçiricilik tenzorunun komponentlərini alırıq [9,c.122-130].

$$\sigma_{11} = \frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right) \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right) \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0) dZ}{Z \left[ 1 + v_{\perp 0}^2 \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{Z^2} \right]} \quad (2.4.1)$$

$$\sigma_{12} = \frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right) \cdot v_{\perp 0} \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0) dZ}{Z^2 \left[ 1 + v_{\perp 0}^2 \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{Z^2} \right]} \quad (2.4.2)$$

Alınmış analitik ifadələr ixtiyari lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsi, cırlaşmış həm kvaziikiölçülül ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ), həm də kvaziüçölçülül ( $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ) elektron qazı üçün doğrudur. Lakin ixtiyari sahə, ixtiyari ölçülü elektron qazı üçün kinetik əmsalların analitik ifadələrini almaq çətinidir. Ona görə də biz kinetik əmsalları (Holl əmsalı, maqnit müqaviməti) kvaziikiölçülül ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ), kvaziüçölçülül ( $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ) elektron qazı üçün güclü ( $v_{\perp} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ ) və zəif ( $v_{\perp} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$ ) limit hallarında hesablayırıq.

a) Holl əmsalı

Holl əmsalını hesablamaq üçün paraqraf 2.2–də göstərilən həndəsəni əsas tutaraq (2.10) ifadəsini güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hal üçün yazırıq:

$$R_{\perp} = -\frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2} \quad (2.4.3)$$

Zəif maqnit sahəsi halına baxaq ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$ ). Bu şərti (2.4.1) və (2.4.2)–də nəzərə alaraq cırlaşmış elektron qazı üçün alırıq.

$$\sigma_{11} = \frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \left( \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right) \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right) \left[ I_{-1,0,1} - v_{\perp 0}^2 \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \cdot I_{-3,0,1} \right] \quad (2.4.4)$$

$$\sigma_{12} = \frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \left( \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right) \cdot v_{\perp 0} \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 I_{-2,0,1} \quad (2.4.5)$$

burada  $I_{klm} = \int_0^{Z_0} Z^k \cos^l Z (\cos Z - \cos Z_0)^m dZ$  (2.4.6)

(2.4.4), (2.4.5) – ifadələrini (2.4.3)–də nəzərə alaraq zəif maqnit sahəsində  $R$  – üçün tapırıq.

$$R_{\perp} = - \frac{\pi^2 \hbar^2 a I_{-2,0,1}}{e m_{\perp} \varepsilon_0 I_{-1,0,1}^2} \quad (2.4.7)$$

$$I_{-2,0,1} = \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0) dZ}{Z^2} \quad \text{və} \quad I_{-1,0,1} = \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0) dZ}{Z} \quad (2.4.8)$$

Bu integralları yalnız ədədi qiymətləndirmək mümkün olduğundan  $R$  üçün aşkar ifadə almaq bu halda mümkün deyil. Holl əmsalının ifadəsini ədədi qiymətləndirərək mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılılıq qurmaq olar. İndi isə kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü hallara ayrılıqda baxaq.

Kvaziikiölçülü elektron qazı ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ ).

(2.4.7) – dən  $R$  – üçün alırıq.

$$R_{\perp} = - \frac{1}{e n_{eff}} \quad (2.4.9)$$

Burada  $n_{eff} = \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a}$ , göründüyü kimi cırlaşmış elektron qazı üçün Holl əmsalı yükdaşıyıcıların tam konsentrasiyasından asılı deyil.

Bu halda Holl əmsalının işarəsi qeyd olunur və ifratqəfəs maddəsinin keçiricilik tipinə uyğundur. Bundan fərqli olaraq dar zonalı ifratqəfəslər üçün Holl əmsalı minizonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur. Bundan başqa qeyd edək ki, kvaziikiölçülü halda Holl əmsalı minizonanın dolma dərəcəsindən asılı olmur, yalnız kristalın parametrləri ilə təyin olunur. İfratqəfəsdə (İQ) cırlaşmama şərti belə ifadə olunur:  $\frac{\pi \hbar^2 n}{k_0 T} \ll 1$ . Bu şərt üçölçülü haldakı cırlaşmama şərtinə nəzərən daha zəifdir

(yumşaqdır). Başqa sözlə bir dolmuş minizonaya malik ifratqəfəsdə cırlaşma əsas kristala nisbətən daha böyük konsentrasiyalarda baş verir.

Kvaziüçölçülü halda kvaziikiölçülüdən fərqli olaraq Holl əmsalı minizonanın dolma dərəcəsiəndən əsaslı şəkildə asılıdır və ədədi hesablamə göstərir ki,  $Z \rightarrow \pi - yə$  yaxınlaşanda əmsal kəskin azalır.

Güclü maqnit sahəsi halına baxaq ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ ). Bu şərti (2.4.1) və (2.4.2)–də nəzərə alaraq cırlaşmış elektron qazı üçün güclü maqnit sahəsində elektrikkeçirmə tenzorunun komponentləri üçün aşağıdakı ifadələri alırıq.

$$\sigma_{11} = \frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \left(\frac{2r_0}{a}\right) \cdot \frac{a}{v_{\perp 0}^2} \left(Z_0 \sin Z_0 - \frac{1}{2} Z_0^2 \cos Z_0 + \cos Z_0 - 1\right) \quad (2.4.10)$$

$$\sigma_{12} = \frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \frac{a}{v_{\perp}} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \quad (2.4.11)$$

Bu ifadələri (2.4.3)–də nəzərə alaraq kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ümumi ifadə alırıq.

$$R_{\perp} = -\frac{1}{en} \quad (2.4.12)$$

Burada, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün

$$n = \frac{m_{\perp} (\varepsilon_F - \varepsilon_0)}{\pi \hbar^2 a}, \quad (2.4.13)$$

Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün

$$n = \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \quad (2.4.14)$$

nəzərə almaq lazımdır. Son ifadələrdən görüldüyü kimi güclü maqnit sahəsində Holl əmsalı minizonanın dolma dərəcəsiəndən asılıdır.

b) Maqnit müqaviməti:  $\Delta \rho / \rho$ .

Əvvəlki paraqraflarda göstərilədiyi kimi, lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində xüsusi müqavimət belə təyin olunur (bax 2.3.2).

$$\rho(B) = \frac{\sigma_{11}}{\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2} \quad (2.4.15)$$

İndi isə zəif və güclü maqnit sahələrinə ayrılıqda baxaq.

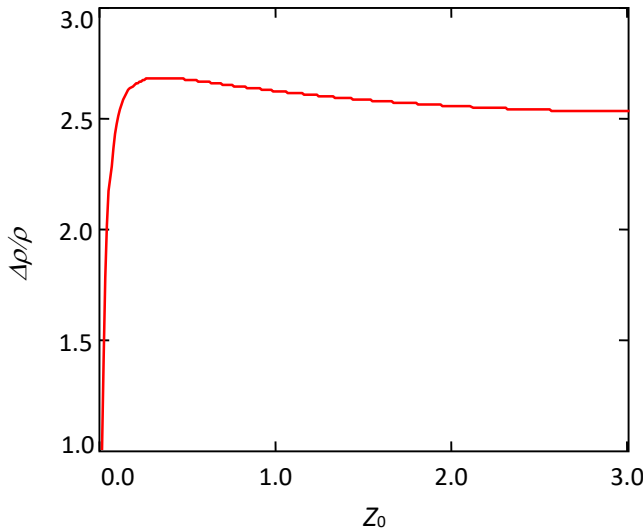
Zəif maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$ ).

Qalvanomaqnit  $\sigma_{ik}$  tenzorunun (2.4.4), (2.4.5) ifadələrini (2.4.15)–də yerinə yazaraq maqnit müqaviməti üçün zəif maqnit sahəsində güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında alırıq.

$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = 1 - \nu_0^2 \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \frac{I_{-2,0,1}^2 - I_{-1,0,1} I_{-3,0,1}}{I_{-1,0,1}^2}, \quad (2.4.16)$$

burada  $\rho(0)$  maqnit sahəsi olmadıqda xüsusi müqavimətdir.

(2.4.16)–dən göründüyü kimi maqnit sahəsinin zəif qiymətlərində maqnit müqaviməti  $I_{k.l.m.}$  – inteqralları ilə ifadə olunur. MM–həmçinin minizonanın dolma dərəcəindən, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin oxu istiqamətində ifratqəfə perioduna nisbətindən də asılıdır. Ədədi hesablamalar nəticəsində qurulan əyri (şəkil 2.4.1) MM–in  $Z_0$  –dan qeyri–monoton asılı olduğunu göstərir.



**Şəkil 2.4.1. Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\Delta\rho/\rho$  maqnit müqavimətinin zəif maqnit sahəsində mini – zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəindən asılılığı.**

Şəkildən görünür ki, minizonanın dolma dərəcəsi artdıqca  $\Delta\rho/\rho$  – kəskin artır az meylli maksimuma çatır və  $\pi/2$  – qiymətindən sonra doyma alınır. Qeyd edək ki, analogi qrafik ifratqəfəslərdə fononlardan səpilmə halında da alınır[115, p.37004(1-5)].

Güclü maqnit sahəsində ( $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \gg 1$ ) xüsusi müqavimət üçün aşağıdakı analitik ifadə alınır.



$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{Z_0 \sin Z_0 - \frac{Z_0^2}{2} \cos Z_0 - \sin^2 \frac{Z_0}{2}}{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)^2} \quad (2.4.17)$$

Güclü maqnit sahəsində xüsusi müqavimət maqnit sahəsindən və ekranlaşma radiusundan asılı deyil, yalnız minizonanın dolma dərəcəsiindən asılıdır. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit müqaviməti müsbətdir və ekranlaşma radiusundan asılı deyil. Maqnit müqavimətinin ekranlaşma radiusundan asılı olmaması elektronun tsiklotron radiusunun aşqar ionunun sahəsini örtüyünü göstərir.

## II Fəsilə aid nəticələr

1. Lay müstəvisinə perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində, aşqar ionlarından səpilmə halında kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan aşağıölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün qalvanomaqnit tenzorunun komponentləri tapılmış və bunlar əsasında Holl əmsalı və MM – in analitik ifadələr alınmışdır. Kinetik əmsalların ifadələri güclü ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ ), zəif ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$ ) maqnit sahələri və kvaziikiölçülü ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ ), kvaziüçölçülü ( $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)$ ) elektron qazı, habelə zəif ekranlaşmış ( $kr_0 \gg 1$ ), güclü ekranlaşmış ( $kr_0 \ll 1$ ) aşqar ionlarından səpilmə kimi limit halları üçün təhlil edilmişdir [7, c. 118 – 122].

2. Perpendikulyar maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında Holl əmsalı mənfidir. Zəif maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün Holl əmsalı yükdaşıyıcının tam konsentrasiyasından asılı olmur. Bu halda Holl əmsalının işarəsi ifratqəfəs maddəsinin keçiriciliyinin işarəsi ilə təyin olunur, halbuki dar zonalı ifratqəfəslərdə  $R$  –in işarəsi minizonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur. Kvaziikiölçülü halda  $R$  –əmsalı dolma dərəcəsi ilə yox kristalın parametrləri ilə təyin olunur. Güclü maqnit sahəsində zəif maqnit sahəsindən fərqli olaraq  $R$  –əmsalı minizonanın dolma dərəcəsiindən asılıdır [7, c. 120 – 121].

3. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında Holl əmsalının işarəsi kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ifratqəfəs maddəsinin keçiriciliyinin işarəsi ilə

müəyyən olunur, halbuki dar zonalı ifratqəfəslər üçün  $R$  –in işarəsi minizonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur. Göstərilmişdir ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün Hall əmsalı yükdaşıyıcıların tam konsentrasiyasından asılı olmur, minizonanın dolma dərəcəsi ilə yox kristalın parametrləri ilə təyin olunur. Kvaziüçölçülü halda isə  $R$  minizonanın dolma dərəcəsi ilə əsaslı şəkildə asılıdır və  $Z_0 \rightarrow \pi$  yaxınlaşdıqda  $R$  – kəskin azalır [9, c. 127-130].

4. İQ–də cırılşmama kriteriyası belə təyin olunur:  $\pi \hbar^2 n / k_0 T \ll 1$ . Bu kriteriya üçölçülü hala nisbətən yumşaqdır. Belə ki, bir minizonaya malik ifratqəfəslərdə cırılşmama üçölçülü hala nisbətən daha böyük konsentrasiyalarda baş verir .

5. Elektron qazının cırılşdığı halda üçölçülü həcmi nümunələrdən fərqli olaraq kvaziiki və kvaziüçölçülü sistemlərdə relaksasiya müddəti və effektiv kütlənin anizotropluğu nəticəsində MM sonlu qiymət alır. Lay səthinə perpendikulyar zəif maqnit sahəsində MM müsbətdir və maqnit sahəsindən kvadratik asılıdır, güclü maqnit sahəsində minizonanın dolmasından asılı olaraq müsbət və mənfi ola bilər. Belə ki, kvaziikiölçülü halda MM müsbət, dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfidir. Maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ ) MM kvaziikiölçülü elektron qazı üçün mənfi və maqnit sahəsindən xətti asılıdır. Bu onunla izah olunur ki, Fermi səthi açıq olduqda maqnit sahəsində həm açıq, həm də qapalı tsiklotron orbitləri mövcud olur. Mənfi işarəli MM [92,p.035302(1-6)] işlərində təcrübi müşahidə olunmuş və bizim aldığımız nəticələrə uyğunluluq vardır [77, p. 1197–1201].

**1. Askerov B.M., Figarova S.R., Guseynov G.I., V.R. Figarov. Magnetoresistance in quasi-two-dimensional electron gas at scattering on impurity ions // Phys. status solidi B 2014, v. 251, issue 6, pp. 1197-1201. Impact Factor: 1, 544.**

### III FƏSİL

## KOSİNUSOİDAL DİSPERSİYA QANUNUNA TABE OLAN KVAZİİKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON QAZININ UZUNUNA MAQNİT SAHƏSİNDƏ QALVANOMAQNİT EFFEKTLƏRİ

Məlumdur ki, ifratqəfəslər, həmçinin laylı kristalları atom müstəviləri yığını kimi təsəvvür oluna bilər, hansı ki, atomlararası əlaqə güclü kovalent, ion və ion–kovalent qüvvələrlə, lakin müstəvilərarası əlaqə nisbətən zəif olan Van–der–Vaals qüvvələri ilə reallaşır [210, p.5-20], [36, c.3-50]. Ona görə belə quruluşlarda lay daxilində elektronlar sərbəst hərəkət edir, laylararası hərəkət çətinləşir, çünki laylararası qüvvələr zəif Van–der–Vaals qüvvələri olduğundan elektronların dalğa funksiyalarının bir–birini örtməsi zəifdir. Belə quruluşlarda elektronların hərəkəti demək olar ki, ikiölçülüdür və elə bu xüsusiyyətinə görə də bu materiallara böyük diqqət yaranır.

İfratqəfəslər, həmçinin ümumiyyətlə laylı kristallar kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziiki və kvaziüçölçülü elektron sistemləridir. Bu sistemlərdə səpilmə mexanizmi güclü anizotropluğa malikdir. Ona görə də bu sistemlərin fiziki xassələrinin öyrənilməsi zona quruluşu və səpilmə mexanizmi haqqında qiymətli məlumat verir.

Kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü sistemlərdə kinetik hadisələrin hesablanmasına çox sayda elmi iş [89, p.1118-1132 ], [173, p.1513-1516 ], [222, p.645-650 ], [92, p. 035302(1-7)], [207,p.1841-1864], [67,c.3-100] həsr olunmuşdur. Bunlardan [89,p.1128-1132], [173,p.1513-1516], [222,p.645-648] işlərində zəif maqnit sahəsində optik fononlardan [89,p.1128-1130 ] və aşqar ionlarından [173,p.1513-1516] səpilmə halında yüyürüklük, maqnit müqaviməti və Holl əmsalı hesablanmışdır. Bu işlərdə konkret quruluşlar *GaAs/AlGaAs* və *GdGeAs<sub>2</sub>* üçün yalnız ədədi hesablamalar aparılmışdır.

Maqnit sahəsi olduqda kinetik hadisələrdə güclü dəyişmə baş verir, onlar maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılı olur. Bu halda üçölçülü elektron qazı üçün müşahidə olunmayan maraqlı effektlər baş verir, məsələn ifrat qəfəsin oxuna nəzərən klassik maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq yaranan səmtləşmə (orientasiya)

effekti, yəni kinetik əmsalların maqnit induksiyası ilə ifratqəfəsin oxu arasındakı bucaqdan asılılığı [208, p.235123-235128 ], [204, p.10779-10785 ], [152, p.5737-5745], [51,c.47-50], [176, p.125319-125320], [213,p.235326(1-5)], kinetik əmsalların ossilyasiyası [208,p.235123-235129], [152,p.5737-5752], həndəsi rezonans [111,p.081303(1-4) ], [110,p.235303(1-5)], mənfi [106, p.27-30 ], [177,p.126805-126809], [92,p.035302(1-5)], [213, p.235326(1-4) ] və müsbət MM [197,p.033303(1-4) ], [204,p.10779-10785 ], [106, p.27-30]. Bunların arasında [208, p.235123-235128 ], [153, p.185-200], [104, p.1709-1721,1735-1748] işlərində klassik maqnit sahəsində MM ossilyasiyasının maqnit sahəsinin –cərəyan və lay müstəvisi arasındakı bucaqdan asılılığı öyrənilmişdir. Səmtləşmə effekti laylı üzvi keçiricilərdə [152,p.5737-5751], kvaziikiölçülü metallarda [208,p.235123-235128], həmçinin *GaAs* ifratqəfəslərdə və *GaAs/AlGaAs* kimi heteroquruluşlarda [104,p.1709-1721,1730-1750] öyrənilmişdir.

Kiçik elektron sıxlığına malik sistemlərdə müsbət MM və böyük elektron sıxlığı sistemlərdə mənfi maqnit müqavimətin olması aşqar ionlarından səpilmə halında [106,p.27-30], [137,p.5711-5716] işində qabaqcadan göstərilmişdir. Belə effektlər təcrübi olaraq silisiumun inversiya layları üçün təsdiq olunmuşdur [174,p.2844-2850 ]. Həmçinin təmiz ikiölçülü sistemlərdə maqnitmüqaviməti [92,p.035302(1-6)], [173, p.1513-1516 ] işlərində zəif maqnit sahəsində tədqiq olunmuşdur.

Mənfi maqnit müqaviməti təcrübi olaraq [213,p.235326(1-4)] işində paralel maqnit sahəsində, [92,p.035302(1-5)] işində isə lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində aşkar olunmuşdur.

Alınmış nəzəri və təcrübi nəticələrin müqayisəsi, həmçinin kvazizərrəciyin hərəkətinin ədədi modelləşdirilməsi nəticəsində [93,p.134-137] işində ikiölçülü elektron qazı üçün mənfi MM kvaziklassik effekt olduğu göstərilmişdir.

Maqnit müqaviməti uzununa maqnit sahəsində kvaziikiölçülü metallarda [133, p.054415(1-6)], *GaAs/AlGaAs* kimi ifratqəfəslərdə [193,p.165307-165301], [209, p. 632-635] və eninə sahədə maqnit müqaviməti (MM) *SrRuO<sub>4</sub>* kimi metal oksidlərində [197,p.033303(1-4)] və ifratqəfəslərində [193, p.165307-165312], [92,p.035302(1-5) ] öyrənilmişdir. Qeyd olunan işlərdə əsasən kvaziikiölçülü elektron qazı nəzərdən keçirilir. Çox aşağı, helium temperaturunda əsas səpilmə mexanizmi aşqar ionlarından

və müxtəlif defektlərdən səpilmədir, bu da ikiölçülü sistemlərdə güclü səpilmə yaradır [44,c.5-45]. Elektrik cərəyanı lay müstəvisinə perpendikulyar, ifratqəfəsin oxu istiqamətində yönəlir və yükdaşıyıcıların qısa məsafəyə və uzaq məsafəyə təsir potensiallarından səpilmə halına baxılır. Maqnit sahəsi lay müstəvisində yerləşdikdə yaranan güclü anizotrop luq və relaksasiya müddətinin elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən mürəkkəb asılı olması aşqar ionlarından səpilmə halında kinetik hadisələrin öyrənilməsini çətinləşdirir. Ona görə də bu hal çox az öyrənilmişdir. Bu cür həndəsədə seçilmiş maqnit sahəsində kvaziiki və ya kvaziüçölçülü elektron qazlı ideal ifratqəfəs və ya laylı keçiricidə qalvanomaqnit effektlərin (Holl effekti, maqnit müqaviməti) belə maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən güclü asılılığı gözlənilir.

Bu fəsildə kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziiki və kvaziüçölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün zəif və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında lay müstəvisində yerləşən maqnit sahəsində qalvanomaqnit hadisələr (Holl effekti, maqnit müqaviməti) nəzəri tədqiq olunur. Temperatur qradienti yoxdur, elektrik sahəsi ( $\vec{E}$ ) isə lay müstəvisində olmaqla maqnit ( $\vec{B}$ ) induksiyasına perpendikulyar yönəlir. Üçüncü fəsildə qoyulan bu məsələlərin həllinə [7, c.120-122], [6,c.5-8], [6,c.23-28], [77,p.1199-1201], [11,c.768-773] kimi məqalələrdə baxılmışdır.

Birinci paraqrafda kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron sistemlərində yeni həndəsədə, lay müstəvisində və elektrik vektoruna perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində qalvanomaqnit tenzorunun komponentləri cırlaşmış elektron qazının:  $kr_0 \gg 1$  zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə,  $kr_0 \ll 1$  güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hallarında, maqnit sahəsinin ixtiyari qiyməti üçün hesablanmışdır.

İkinci paraqrafda zəif və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hallarında Holl əmsalı elektron qazının kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü hallarında öyrənilmişdir. Məsələyə zəif  $\Omega\tau \ll 1$  və güclü  $\Omega\tau \gg 1$  maqnit sahələrində baxılmış və alınmış nəticələr dərc olunmuş [7, c. 119-121] işində verilmişdir.

Üçüncü paraqrafda zəif və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hallarında, kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazı üçün eninə maqnit müqaviməti hesablanmışdır. Burada zəif  $\Omega\tau \ll 1$  və güclü  $\Omega\tau \gg 1$  maqnit sahələri

öyrənilmişdir. Bu məsələyə [7,c.121-122], [8, c. 6-7], [10, c. 6-8], [77, p. 1200-1201], [11, c. 769-773] və [6, c. 27-33] icmalında baxılmışdır.

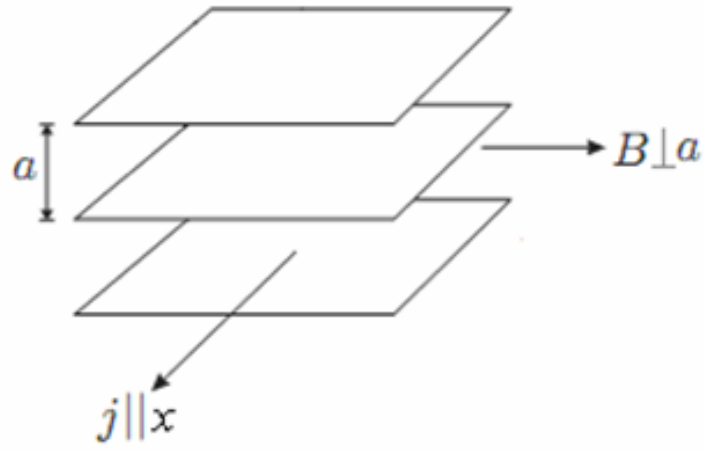
Dördüncü paraqrafda lay müstəvisinə perpendikulyar ( $B = B_{\perp}$ ) və lay müstəvisində yerləşən maqnit sahələrində Holl əmsalı və MM–də yaranmış anizotrop luq araşdırılmışdır. Həmçinin maqnit sahəsinin və elektron qazının ölçüsünün limit hallarına baxılmışdır. Bu məsələni [1, c. 12-14], [77, p. 1198-1201], [11, c. 769-773], [9,c.126-130], [7,c.120-122] işlərində araşdırmışıq.

### **3.1. Aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində qalvanomaqnit tenzorun ümumi ifadələri**

Kosinusoidal dispersiya qanununun (1.2) təbiətindən aydın olur ki, lay müstəvisində və ona perpendikulyar istiqamətdə hərəkət edən yükdaşıyıcılar üçün bu qanun müxtəlifdir. Bu müxtəliflik onların belə istiqamətlərdə hərəkətlərinə təsir edərək səpilmə mexanizmində anizotrop luğa gətirir. Eyni zamanda yükdaşıyıcılar maqnit sahəsində yerləşdikdə onların hərəkətlərinə sahə ədədi qiymət və istiqaməti ilə təsir edərək kinetik əmsalların dəyişməsinə səbəb olur. Maqnit sahəsinin induksiyası lay müstəvisinə perpendikulyar yönəldikdə qalvanomaqnit effektlərdə yaranan dəyişiklik ikinci fəsildə nəzərdən keçirilmişdir. İndi isə daha çox anizotrop luğa gətirən və lay müstəvisində yerləşən maqnit sahəsində qalvanomaqnit effektləri nəzərdən keçirək.

Enerji spektrinin və relaksasiya müddətinin anizotrop luğunu nəzərə almaqla cərəyan sıxlığının ifadəsi 2–ci fəsildə göstərilmişdir. İndi isə uyğun həndəsə seçməklə ümumiləşmiş qüvvə impulsunun komponentlərini hesablayırıq. Belə ki,  $B = B_y, B_x = B_z = 0, E = E_x, E_y = E_z = 0, \nabla_x T = 0, \nabla_y T = \nabla_z T = 0$  (şəkil 3.1.1).

Bu həndəsədə  $P_i$  – komponentləri üçün baş oxlarda yazılmış (2.1.5) – ifadəsinə əsasən alırıq.



Şəkil 3.1.1. Məsələnin həndəsəsi

$$\begin{cases} P_x = \frac{\tau_{\perp}}{1+\nu_{\perp}\nu_{\parallel}} \cdot (\Phi_{0x} + \nu_{\parallel}\Phi_{0x}) \\ P_y = \tau_{\perp}\Phi_{0y} \\ P_z = \frac{\tau_{\parallel}}{1+\nu_{\perp}\nu_{\parallel}} \cdot (\Phi_{0z} - \nu_{\perp}\Phi_{0x}) \end{cases} \quad (3.1.1)$$

burada nəzərə almalıyıq ki,  $m_x = m_y = m_{\perp}$ ,  $\tau_x = \tau_y = \tau_{\perp}$ ,  $\tau_z = \tau_{\parallel}$ ,  $\nu_{\perp} = \Omega_{\perp}\tau_{\perp}$ ,  $\Omega_{\perp} = \frac{eB}{m_{\perp}}$ ,  $\nu_{\parallel} = \Omega_{\parallel}\tau_{\parallel}$ ,  $\Omega_{\parallel} = \frac{eB}{m_{\parallel}}$ ,  $\frac{1}{m_{\parallel}} = \frac{1}{m_{\parallel 0}} \cdot \cos\alpha k_z$ ,  $\frac{1}{m_{\parallel 0}} = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2}$ ,  $\Phi_{0x}, \Phi_{0y}, \Phi_{0z}$  – sistemin tarazlıq vəziyyətindən meylini yaradan ümumiləşmiş  $\vec{\Phi}_0(\varepsilon)$  – qüvvəsinin komponentləridir, belə ki,

$$\Phi_{0x} = -eE_x - \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \nabla_x T, \Phi_{0y} = -eE_y - \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \nabla_y T, \Phi_{0z} = -eE_z - \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \nabla_z T,$$

$P_x, P_y, P_z$  – üçün alınmış (3.1.1) ifadələrini cərəyan sıxlığının (2.1.8) silindrik koordinatlarda yazılmış ümumi ifadəsində nəzərə alırıq və  $\varphi$  – dəyişəninə görə inteqrallayırıq. Alınmış ifadələrdə ümumiləşmiş Om qanunundan istifadə edərək  $\sigma_{ik}$  – qalvanomaqnit tenzorunun komponentlərini aşağıdakı şəkildə tapırıq.

$$\sigma_{xx} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\tau_{\perp}}{1+\Omega_{\perp}\Omega_{\parallel}\tau_{\perp}\tau_{\parallel}} \right\rangle, \sigma_{xz} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\Omega_{\parallel}\tau_{\perp}\tau_{\parallel}}{1+\Omega_{\perp}\Omega_{\parallel}\tau_{\perp}\tau_{\parallel}} \right\rangle, \quad (3.1.2)$$

$$\sigma_{zz} = e^2 n_0 \left\langle \left\langle \frac{\tau_{\parallel}}{1+\Omega_{\perp}\Omega_{\parallel}\tau_{\perp}\tau_{\parallel}} \right\rangle \right\rangle, \sigma_{zx} = e^2 n_0 \left\langle \left\langle \frac{\Omega_{\perp}\tau_{\perp}\tau_{\parallel}}{1+\Omega_{\perp}\Omega_{\parallel}\tau_{\perp}\tau_{\parallel}} \right\rangle \right\rangle, \quad (3.1.3)$$

burada  $n_0 = \frac{m_{\perp}(\zeta - \varepsilon_0)}{\pi \hbar^2 a}$ , ortalama işarələri  $\langle A \rangle$  əvvəlki fəsilə göstərilmiş və  $\langle\langle A \rangle\rangle$  aşağıdakı mənaya malikdirlər.

$$\langle\langle A \rangle\rangle = \frac{\varepsilon_0}{\pi \hbar^2 a n_0} \cdot \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \int_0^{Z_0} \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_{\perp}} \right) A \cdot \sin^2 Z d\varepsilon_{\perp} dZ, \quad (3.1.4)$$

burada  $v_{\perp} = \frac{eB\tau_{\perp}}{m_{\perp}}$ ,  $v_{\parallel} = \frac{eB\tau_{\parallel}}{m_{\parallel}}$ ,  $m_{\parallel}$  –əvvəlki paraqraf 2.3–də göstərilədiyi kimi effektiv kütlənin  $z$  oxu istiqamətində komponentidir.

$$\frac{1}{m_{\parallel}} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_z^2} = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2} \cos a k_z \frac{1}{m_{\parallel 0}} \cos z, \quad \frac{1}{m_{\parallel 0}} = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2}$$

Seçilmiş həndəsədə ( $B = B_{\parallel} = B_y$ ,  $E = E_x$ ,  $E_y = E_z = 0$ ,  $\nabla_x T = \nabla_y T = \nabla_z T = 0$ ) relaksasiya müddətinin (2.1.10), (2.1.11), (2.1.12) ifadələrini (3.1.2), (3.1.3) münasibətlərində nəzərə alırıq. İntegrallamanı silindrik koordinatlarda  $\varepsilon_{\perp}, \varphi$  – dəyişənlərində apararaq cırlaşmış elektron qazı üçün paralel maqnit sahəsində qalvanomaqnit tenzorunun komponentlərini zəif ekranlaşmış  $kr_0 \gg 1$  və güclü ekranlaşmış hallarda tapırıq.

1) Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\sigma_{ik}$  –lar üçün alırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \int_0^{Z_0} \frac{x^{5/2}(Z) dZ}{\ln(4r_0 Z/a) y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}},$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 (\Omega \tau_{\parallel 0(Ze)}) \left( \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \right)^{1/2} \int_0^{Z_0} \frac{Z \cdot x^3(Z) Z dZ}{\ln(4r_0 Z/a) y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}}, \quad (3.1.5)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \frac{\tau_{\parallel(Ze)}}{\tau_{\perp 0(Ze)}} \cdot \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right) \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{1/2} \int_0^{Z_0} \frac{Z x^{1/2}(Z) \sin^2(Z) dZ}{y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}};$$

$$\sigma_{zx} = \frac{\tau_{\parallel 0(Ze)}}{\tau_{\perp 0(Ze)}} \cdot \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right) \cdot \Omega \tau_{\parallel 0(Ze)} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{Z x^2(Z) \sin^2 Z dZ}{\ln\left(\frac{4r_0 Z}{a}\right) y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}}; \quad (3.1.6)$$

burada  $\Omega = \frac{eB}{\sqrt{m_{\perp} m_{\parallel 0}}}$ ,  $Y_{\parallel Ze} = 1 + \Omega \tau_{\parallel 0(Ze)} \tau_{\perp 0(Ze)} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{Z \cdot x^2(Z) \cos Z}{\ln(4r_0 Z/a)}$ , qalan işarələmələr haqqında ikinci fəsilə qeyd olunmuşdur.

2) Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit tenzorunun komponentləri üçün alırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right) \int_0^{Z_0} \frac{x(Z) dZ}{Z y_{\parallel(ge)}^{(Z)}};$$



$$\sigma_{xz} = \sigma_0 \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right)^{1/2} \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \Omega \tau_{02} \int_0^{Z_0} \frac{x(Z) \cos Z dZ}{Z^2 y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}}; \quad (3.1.7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \sigma_0 \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right) \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}}; \\ \sigma_{zz} &= \sigma_0 \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \Omega \tau_{02} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}}, \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

burada  $Y_{\parallel Ze} = 1 + (\Omega \tau_{02})^2 \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 Z^{-2} \cos Z$ ,  $\tau_{02} = \tau_0 \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 = \tau_{0(ge)}$ , digər işarələmələr əvvəlki fəsilə göstərilmişdir.

### 3.2. Aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron sistemində Holl effekti

Paralel maqnit sahəsində Holl effektini öyrənmək üçün şəkil 3.1.1–də göstərilmiş həndəsədən istifadə edirik:  $B = B_y, B_x = B_z = 0, E = E_x, E_y = E_z = 0, \nabla_x T = \nabla_y T = \nabla_z T = 0$ . Deməli, elektrik sahəsi və maqnit sahəsi lay müstəvisində yerləşməklə yanaşı bir–birinə perpendikulyardırlar ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ). Holl potensialı  $z$  oxu istiqamətdə yaranır ( $j_z = 0, E_z \neq 0$ ). Bu həndəsədə maqnit sahəsi  $B = B_y$  lay müstəvisində yerləşdiyindən  $R = R_{\parallel}$  işarə edirik. Cərəyan sıxlığının komponentləri üçün yazılan Om qanununun ifadəsindən istifadə etməklə Holl əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq.

$$R_{\parallel} = \frac{1}{B} \cdot \frac{E_z}{j_x} = \frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{zx}}{\sigma_{xx}\sigma_{zz} + \sigma_{xz}\sigma_{zx}} \quad (3.2.1)$$

Qalvanomaqnit tenzorun (3.1.2), (3.1.3) komponentlərini (3.2.1)–də nəzərə alaq.

$$\begin{aligned} R_{\parallel} &= \frac{1}{e^2 n_0} \cdot \\ &\frac{\langle \langle \frac{\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle \rangle}{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle \langle \langle \frac{\tau_{\parallel}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle \rangle + \langle \frac{\Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle \langle \langle \frac{\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle \rangle} \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

Holl əmsalını ixtiyari cırlaşmış elektron qazı üçün hesablamaq mümkün olmadığından biz yalnız cırlaşmış elektron qazını nəzərdən keçiririk. Bu halda

qalvanomaqnit tenzorun komponentlərinin analitik ifadələrini almaq üçün relaksasiya müddətinin aşkar ifadəsini bilməliyik. Ona görə də zəif ekranlaşmış  $kr_0 \gg 1$  və güclü ekranlaşmış  $kr_0 \ll 1$  hallarına ayrılıqda baxmaq lazımdır.

### 3.2.1. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında Holl effekti

Qalvanomaqnit komponentlərin ixtiyari kvantlanmayan maqnit sahəsindəki (3.1.5), (3.1.6), (3.1.7), (3.1.8) ifadələri mürəkkəbdir. Ona görə də maqnit sahəsinin zəif  $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \ll 1$ ;  $\Omega_{\parallel}\tau_{\parallel} \ll 1$  və güclü  $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \gg 1$ ;  $\Omega_{\parallel}\tau_{\parallel} \gg 1$  hallarına ayrılıqda baxaq. Zəif maqnit sahəsində  $\sigma_{ik}$  – komponentləri üçün alırıq:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \left( \frac{m_{\perp} k_0 T}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \right) \left( I_{0,0,5/2} - \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}} I_{1,1,9/2} \right) \frac{1}{\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}} \quad (3.2.1.1)$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_0 \cdot \left( \frac{m_{\perp} k_0 T}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \right) \frac{v_{\parallel 0}}{\ln^2 \frac{2r_0 Z_0}{a}} I_{0,0,5/2} \quad (3.2.1.2)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \cdot \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \cdot \frac{\tau_{\parallel 0}}{\tau_{\perp 0}} \left( \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \right) \left[ \left( I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2} \right) \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}} \left( I_{2,1,5/2} - I_{2,3,5/2} \right) \right] \quad (3.2.1.3)$$

$$\sigma_{zx} = \sigma_0 \cdot \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \cdot \frac{\tau_{\parallel 0}}{\tau_{\perp 0}} \left( \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \right) \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}} \left( I_{1,0,2} - I_{1,2,2} \right) \quad (3.2.1.4)$$

(3.2.1.1), (3.2.1.2), (3.2.1.3), (3.2.1.4) – ifadələrini (3.2.1) – düsturunda yerinə yazmaqla zəif maqnit sahəsində  $R_{\parallel}$  – üçün alırıq:

$$R_{\parallel} = \frac{1}{en} \cdot \frac{I_{0,0,1}}{I_{0,0,5/2}} \cdot \frac{I_{1,0,2} - I_{1,2,2}}{I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}} \quad (3.2.1.5)$$

**Zəif maqnit sahəsində** analitik ifadə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün almaq mümkündür ( $\zeta > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ ).

$$R_{\parallel} = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} (\pi a^3 n_0) \left( \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \right) \left[ 1 - \frac{8}{9} \left( \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \right) \cdot \frac{4}{\pi^2} - \frac{1}{4} \left( \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \right)^2 \right] \quad (3.2.1.6)$$

Buradan görünür ki, zəif maqnit sahəsində Holl əmsalı işarəsini əksinə dəyişir, müsbət olur. Bu yəqin ki, minizonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması ilə

bağlıdır. Holl əmsalı minizonanın eninin Fermi enerjisinə nisbətindən, həmçinin effektiv kütlələrin  $\frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}}$  münasibətindən asılıdır. Effektiv kütlənin laya perpendikulyar istiqamətdə qiyməti ( $m_{\parallel 0}$ ) lay müstəvisində aldığı qiymətdən ( $m_{\perp}$ ) böyük olur:  $m_{\parallel 0} > m_{\perp}$ . Ona görə də deyə bilərik ki, Holl əmsalı kvaziikiölçülü sistemdə üçölçülü haldakına nisbətən böyük qiymət alır.

Kvaziüçölçülü halda Holl əmsalını hesablamaq üçün  $\zeta < 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\zeta}{\varepsilon_0}\right)$  şərtlərini  $R_{\parallel}$  –in ifadəsindən nəzərə alırıq və Holl əmsalının minizonanın dolma dərəcəsiindən asılılığını tapırıq:

$$R_{\parallel} = \frac{1}{en_0} \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \pi^2 a^3 n_0 \times \frac{Z_0^2 (\cos^2 Z_0 + 0,25) - 0,17 Z_0 (\cos^2 Z_0 + 0,25) \sin 2Z_0 + 1,8 \cos Z_0 (1 - \cos Z_0) - 0,7 \sin^2 2Z_0}{\sin^2 \frac{Z_0}{2} [Z_0 (0,5 + \cos^2 Z_0) - 0,75 \sin 2Z_0] (Z_0^2 - Z_0 \sin 2Z_0 + \sin^2 Z_0)} \quad (3.2.1.7)$$

Göründüyü kimi kvaziüçölçülü halda da Holl əmsalının işarəsi müsbət olur. Holl əmsalı kvaziüçölçülü elektron qazı üçün mini – zonanın dolma dərəcəsiindən güclü asılıdır. Həmçinin bu halda  $R_{\perp}$  effektiv kütlələrin nisbətindən və kristalın parametrlərindən asılıdır, yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı deyil.

Güclü maqnit sahəsində  $\sigma_{ik}$  –ların ifadələrindən istifadə edərək  $R_{\parallel}$  – üçün alırıq

$$R_{\parallel} = \frac{1}{en_0} \cdot \left( \frac{\pi^2 \hbar^2 a n_0}{m_{\perp} k_0 T} \right) \cdot \frac{1}{I_{0,0,1}}, \quad (3.2.1.8)$$

burada  $I_{0,0,1} = \int_0^{Z_0} \varepsilon_0^x (\cos Z - \cos Z_0) dZ = \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)$ .

Güclü maqnit sahəsində də  $R_{\parallel}$  – öz işarəsini dəyişir və müsbət olur. Bu halda Holl əmsalı gözlənilədiyi kimi yalnız konsentrasiyadan asılıdır.

$$R_{\parallel} = \frac{1}{en} \quad (3.2.1.9)$$

burada  $n = \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)$  kvaziüçölçülü halda,

$$n = \frac{m_0 (\zeta - \varepsilon_0)}{\pi \hbar^2 a} - \text{kvaziiki ölçülü hal.} \quad (3.2.1.10)$$

(3.2.9), (3.2.10), (3.2.11) ifadələrindən görünür ki, güclü maqnit sahəsində  $R_{\parallel}$  – Holl əmsalı müsbət işarəlidir və yalnız yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır.

Beləliklə, güclü maqnit sahəsində Holl əmsalı maqnit sahəsinin səmtləşməsindən asılı deyil. Güclü maqnit sahəsində Holl əmsalı həm eninə, həm də uzununa sahədə yalnız yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Maqnit sahəsi istiqamətini dəyişdikdə Holl əmsalı işarəsini dəyişir: eninə sahədə mənfi, uzununa sahədə isə müsbət işarəyə malik olur. Holl əmsalının anizotropluğu mütəlak qiyməti elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülükdən kvaziikiölçülüyə keçdikdə  $|R_{\perp}|/|R_{\parallel}|$  anizotropluq əmsalı azalır.

### 3.2.2. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında Holl effekti

Qalvanomaqnit tenzorun komponentlərinin (3.1.7), (3.1.8) ifadələrini (3.2.2) tənliyində yerinə yazaraq güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $R_{\parallel}$  əmsalını hesablayırıq.

$$R_{\parallel} = \frac{1}{en_0} \frac{m_{\parallel 0}}{\frac{m_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 a n_0}} \cdot \int_0^{z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 y_{\parallel ge}^{(Z)}} \quad (3.2.2.1)$$

$$\cdot \left\{ \int_0^{z_0} \frac{x(Z) dZ}{Z y_{\parallel ge}^{(Z)}} \int_0^{z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z y_{\parallel ge}^{(Z)}} + \left( \frac{e}{2r_0} \right)^2 (\Omega \tau_0) \int_0^{z_0} \frac{\cos x(Z) dZ}{Z^2 y_{\parallel ge}^{(Z)}} \int_0^{z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 y_{\parallel ge}^{(Z)}} \right\}$$

Göründüyü kimi, Holl əmsalı  $R_{\parallel}$  müsbət işarəli olmaqla mini–zona parametrlərindən, mini–zonanın yükdaşıyıcılarla dolma dərəcəsiindən asılıdır, lakin yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı deyil. Bu ifadənin araşdırmaq üçün maqnit sahəsinin limit hallarına baxırıq: zəif maqnit sahəsi  $\Omega \tau_0 \ll 1$  və güclü maqnit sahəsi  $\Omega \tau_0 \gg 1$ .

Əvvəlcə zəif maqnit sahəsinə nəzərdən keçirək. Bundan ötrü (3.2.2.1) ifadəsini  $\Omega \tau_0 \ll 1$  şərtinə görə sıraya ayıraraq  $R_{\parallel}$  –i tapırıq.

$$R_{\parallel} = \frac{\pi^2 \hbar^2 a}{em_0 \varepsilon_0} \cdot \frac{I_{-2,0,0} - I_{-2,2,0}}{I_{-1,0,1} (I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0})} \quad (3.2.2.2)$$

Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün Holl əmsalı  $R_{\parallel}$  tam konsentrasiyadan, minizonanın dolma dərəcəsiindən asılı deyil, baxmayaraq ki, kvaziüçölçülü elektron qazı üçün  $Z_0$  –dan əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Eninə maqnit sahəsində  $R_{\perp} < 0$  olduğu halda uzununa maqnit sahəsində işarə dəyişkənliyi baş verir,  $R_{\parallel} > 0$  olur.

Güclü maqnit sahəsində  $R_{\parallel}$  – Holl əmsalını hesablamaq üçün  $\Omega\tau_0 \gg 1$  şərtini (3.2.2.1) – də nəzərə alırıq.

$$R_{\parallel} = \frac{1}{en} = |R_{\perp}| \quad (3.2.2.3)$$

Güclü maqnit sahəsində hər iki həndəsədə, yəni perpendikulyar və paralel maqnit sahəsində Holl əmsalı eynidir və yalnız konsentrasiyadan asılı olur. Kvaziiki və kvaziüçölçülü hallarda konsentrasiyanın ifadələrinin müxtəlifliyi nəzərə alınır.

Kvaziikiölçülü halda:  $n = \frac{m_{\perp}(\zeta - \varepsilon_0)}{\pi \hbar^2 a},$

Kvaziüçölçülü halda:  $n = \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0).$

Uzununa güclü maqnit sahəsində Holl əmsalı elektron qazının ölçüsündən asılı olmayaraq müsbət işarəyə malikdir.

Güclü maqnit sahəsində  $R_{\parallel}$  və ya  $R_{\perp}$  – kinetik əmsalları ölçərək yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını daha asan üsulla tapmaq olar.

Hesablamalar göstərir ki, Holl əmsalı  $r_0/a$  nisbətindən asılı deyil.

Holl əmsalının müsbət işarəli olması [150, p.659-671 ] işində M. İnoye və başqaları tərəfindən  $\gamma$  və  $\eta - M_{04}O_{11}$  cırlaşmış elektron qazlı laylı kristallarında maqnit sahəsinin  $B = 2Tl$  qiymətində eksperimental müşahidə olunmuşdur.

### 3.3. Aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində kvaziikiölçülü sistemlərin maqnit müqaviməti

Eninə xüsusi müqavimətin ifadəsini, seçilmiş həndəsədə ( $E = E_x, E_y = E_z = 0, B = B_y, B_x = B_z = 0$ ) Om qanunundan istifadə etməklə alırıq.

$$\rho_{\perp} (B_{\parallel}) = \frac{E_x}{j_x} = \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}\sigma_{zz} + \sigma_{xz}\sigma_{zx}} \quad (3.3.1)$$

Maqnit müqavimətini tapmaq üçün (2.17) ifadəsindən istifadə edirik. Qalvanomaqnit tenzorların (3.1.2), (3.1.3) ifadələrini (3.3.1)-də nəzərə alaraq.

$$\rho_{\perp} (B_{\parallel}) = \frac{1}{n_0 e^2} \cdot \frac{\langle\langle \frac{\tau_{\parallel}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle\rangle}{\langle\langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle\rangle \langle\langle \frac{\tau_{\parallel}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle\rangle + \langle\langle \frac{\tau_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\parallel}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle\rangle \langle\langle \frac{\tau_{\parallel} \Omega_{\perp} \tau_{\perp}}{1 + \Omega_{\perp} \Omega_{\parallel} \tau_{\perp} \tau_{\parallel}} \rangle\rangle}, \quad (3.3.2)$$

Xüsusi müqavimətin (3.3.2) ifadəsindən görünür ki, ixtiyari cırlaşma dərəcəsi və ölçüsü olan elektron qazı üçün analitik ifadə almaq çətinidir. Bu məsələdə biz tam cırlaşmış elektron qazına baxacağıq. Bunun üçün relaksasiya müddətinin aşkar forması məlum olmalıdır. Ona görə də cırlaşmış elektron qazına zəif ekranlaşmış  $kr_0 \gg 1$  və güclü ekranlaşmış  $kr_0 \ll 1$  aşkar ionlarından səpilmə mexanizmlərini nəzərə almağa baxacağıq.

MM – in işarəsi kvaziiki və kvaziüçölçülü elektron qazının statistik və dinamik xarakteristikalarının toplusu ilə təyin olunur. Statistikaya görə Fermi enerjisi mini – zonanın enindən böyük olduqda  $\zeta_F > 2\varepsilon_0$  Fermi səthi üç ekstremal kəsiyə malik olur:  $k_z = 0$  və  $k_z = \pm \pi/a$  müstəviləri və maqnit sahəsində elektronun orbitləri qapalıdır. Həmçinin Fermi səviyyəsi mini–zonanın içərisinə düşərsə  $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ , onda Fermi səthi bir  $k_z = 0$  ekstremal müstəvi kəsiyə və maqnit sahəsində keçirici elektronların həm qapalı və həm də açıq orbitləri mövcud olur.

Elektronun hərəkət dinamikasına əsasən açıq orbitlərində elektronun fırlanma periodu  $T$  sərbəst yola sərf olunan zamandan  $\tau$  böyük ola bilər  $T \gg \tau$  və məlumdur ki, maqnit müqaviməti  $\Delta\rho/\rho \sim l/R \sim \tau/T$  mütənasibdir. Burada  $l$  – sərbəst yolun orta uzunluğu,  $R$  – tsiklotron orbitin radiusudur. Bu halda maqnit müqaviməti azalır, yəni mənfi maqnit müqaviməti yaranmalıdır.  $T > \tau$  olduqda öz–özünə kəsişən elektron orbitlərin yaranması elektrikkeçirmənin artmasına gətirir. Mini–zonanın eninə nəzərən Fermi səviyyəsinin vəziyyəti, tsiklotron orbitin radiusu və relaksasiya müddəti

ekranlaşma radiuslu vasitəsilə elektronların konsentrasiyadan asılıdırlar. Beləliklə maqnit müqavimətinin işarəsi yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə təyin olunur.

Baxılan sistemlərdə lay müstəvisində və ona perpendikulyar istiqamətdə olmaqla iki qrup elektron dəstəsi yaranır. Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə nahamar silindrin hündürlüyü layın qalınlığı ilə məhdudlaşdığından bu istiqamətdə hərəkət edən elektronların sayı azalır və mini – zonanın kənarlarında lay müstəvisi boyunca sürüşən elektron orbitləri mövcud olduğundan lay müstəvisində hərəkət edən elektronların sayı artır. Kvaziüçölçülü elektron qazında MM-in işarə dəyişməsi mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin mövcud olması, həmçinin lay müstəvisində  $U_{\perp} = e\tau/m_{\perp}$  yüyürüklüyü, perpendikulyar istiqamətdə,  $U_{\parallel} = e\tau/m_{\parallel}$  yüyürüklüyündən  $m_{\parallel} > m_{\perp}$  olması səbəbindən böyük olması ilə əlaqədardır.

Güclü maqnit sahəsində MM müsbət işarəlidir. Buna səbəb perpendikulyar istiqamətdə elektronların hərəkətin elektron qazının ikiölçülü olması səbəbindən məhdudlaşması, həmçinin lay müstəvisində tsiklotron orbitin radiusunun kiçilməsidir.

### 3.3.1. Zəif ekranlaşmış səpilmə halında maqnit müqaviməti

(3.3.2) – ifadəsində tam cırılşmanı zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə mexanizmini (1.23), (1.26) nəzərə alsaq xüsusi müqavimət üçün aşağıdakı asılılığı alarıq.

$$\frac{\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(0)} = \frac{\int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z)}{\ln(4r_0 Z/a)} dZ \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z) \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z) dZ}{y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}(Z) \ln(4r_0 Z/a)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2}(Z) \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}(Z)} + v_{\parallel 0} \cdot v_0 \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z) \cdot Z \cdot \cos Z \cdot dZ}{y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}(Z) \ln(4r_0 Z/a)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}(Z) \ln(4r_0 Z/a)}}, \quad (3.17)$$

burada  $X(Z) = \cos Z - \cos Z_0$ ,  $y_{\parallel(Ze)}^{(Z)}(Z) = 1 + \Omega_{\parallel 0}^2 \cdot \tau_{\parallel 0}^2 \frac{(\cos Z - \cos Z_0)^2 \cdot Z \cdot \cos Z}{\ln(4r_0 Z/a)}$ ,  $\Omega_{\parallel 0} =$

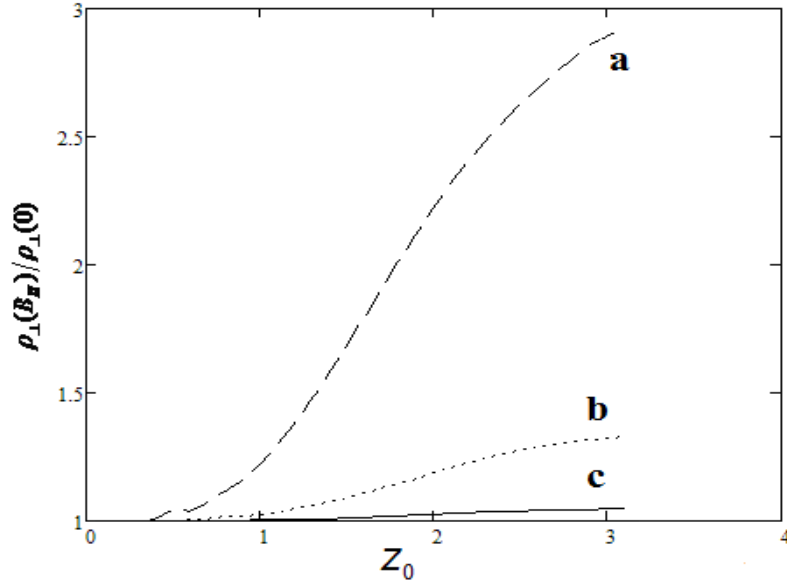
$$\frac{eB}{\sqrt{m_{\perp} m_{\parallel 0}}}.$$

(3.3.1.1) ifadəsindən məlum olur ki, paralel maqnit sahəsində maqnit müqaviməti kvaziikiölçülü sistemlərdə elektron qazının tam cırılşması halında belə sıfırdn fərqlidir. Bu halda MM maqnit sahəsindən başqa  $Z_0$  – mini-zonanın dolma dərəcəsindən və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən ( $r_0/a$ ) asılıdır.

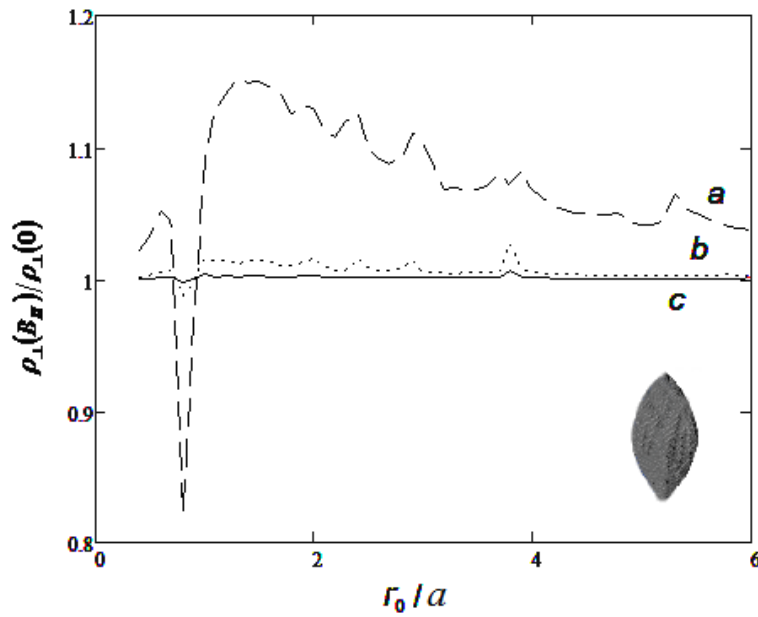
(3.3.1.1) düsturuna görə aparılan ədədi hesablamalar əsasında eninə xüsusi müqavimətin ( $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ ) maqnit sahəsinin müxtəlif qiymətlərində minizonanın dolma dərəcəindən (şəkil 3.3.1.1) və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən (şəkil 3.3.1.2) asılılıqları qurulmuşdur.

Şəkillərin küncələrində Fermi səthinin forması göstərilmişdir. İfratqəfəsdə minizona dolduqca ekranlaşma radiusu azalır, ona görə də böyük bucaqlar altında səpilmə güclənir və maqnit sahəsində müqavimət artır – bu müsbət maqnit müqavimətidir. Maqnit müqaviməti ekranlaşma radiusunun ( $r_0$ ) ifratqəfəs sabitinə ( $a$ ) nisbətindən qeyri–monoton asılıdır, nisbətin müəyyən qiymətində maqnit müqaviməti məxsusiyyətə malikdir. Fermi səthi açıq olduqda ekranlaşma radiusu konsentrasiyadan asılı olmur və maqnit müqavimətinin işarəsi qəfəs sabitinin elektronun tsiklotron orbitinin radiusuna nisbəti ilə təyin olunur və onların qiymətləri üst–üstə düşdükdə MM–in qeyri–monoton asılılığı yaranır. Fermi səthi qapalı olduqda MM–in dəyişmə tərzində məxsusiyyətin olması ekranlaşma radiusunun mini – zonanın dolma dərəcəindən asılı olması ilə bağlıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, MM–də əsaslı dəyişiklik güclü (kvantlanmayan) maqnit sahəsində baş verir, zəif sahədə isə cüzidir. Xüsusi müqavimətin kvaziikiölçülü elektron qazı halında  $(r_0/a)v_{\parallel}$  – hasilindən (şəkil 3.3.1.3) görünür ki, MM – müsbətdir. Kvaziüçölçülü elektron qazı halında (şəkil 3.3.1.4). MM – həm müsbət, həm də mənfi ola bilər. Şəkil 3.3.1.4–dən görünür ki,  $r_0/a$  – nın müəyyən təyin olunmuş qiymətində hətta klassik güclü maqnit sahələrində belə zəif mənfi qiymət ala bilər.

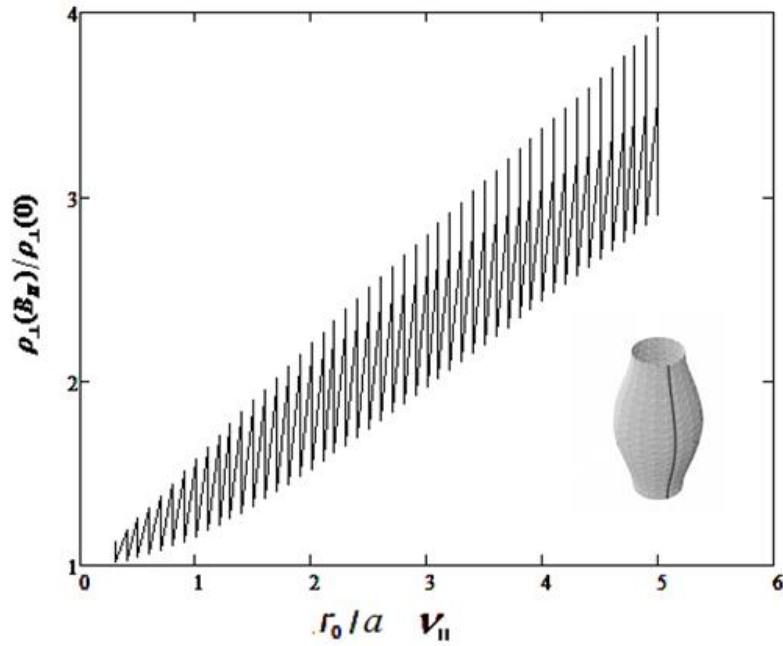




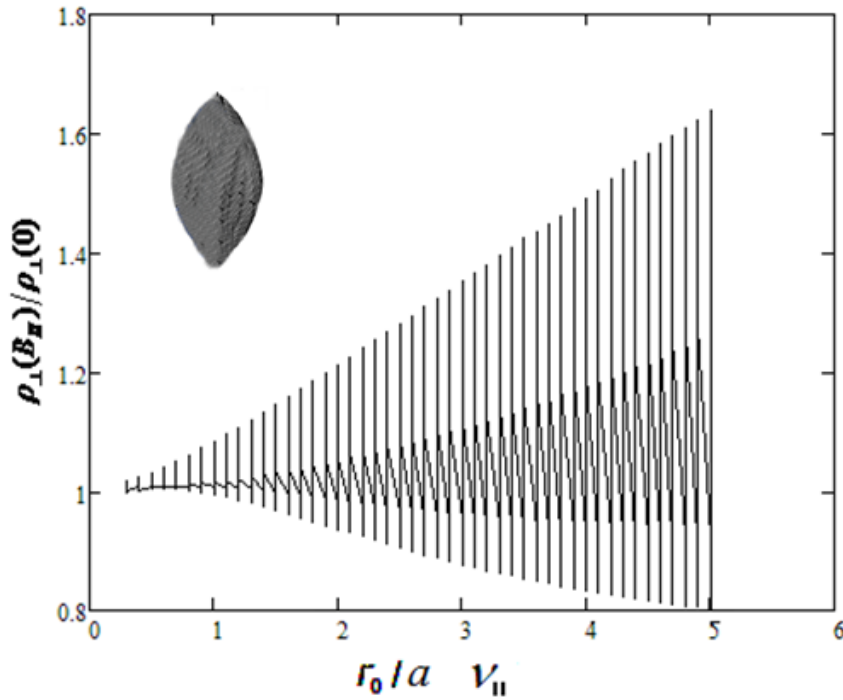
Şəkil 3.3.1.1. Maqnit sahəsinin müxtəlif qiymətlərində  $r_0/a = 3$  qiymətində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətin  $Z_0$  mini – zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı:  $a - \nu_{\parallel} = 5$ ,  $b - \nu_{\parallel} = 1$ ,  $c - \nu_{\parallel} = 0,5$



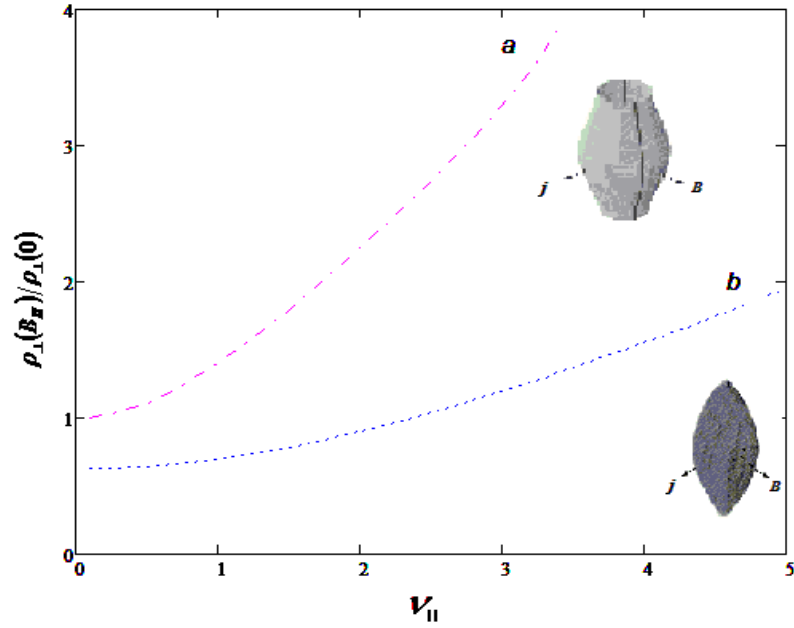
Şəkil 3.3.1.2. Mini – zonanın dolma dərəcəsinin  $Z_0 = \pi/4$  kiçik qiymətində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətin ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə  $r_0/a$  nisbətindən asılılığı:  $a - \nu_{\parallel} = 4$  güclü maqnit sahəsində,  $b - \nu_{\parallel} = 1$  maqnit sahəsinin aralıq qiymətində,  $c - \nu_{\parallel} = 0,4$  zəif maqnit sahəsində



Şəkil 3.3.1.3. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ( $\zeta_F > 2\varepsilon_0$ ) paralel maqnit sahəsində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətin iki parametrdən:  $v_{\parallel} = eB\tau_{\parallel}/m_{\parallel}$  maqnit sahəsinin ədədi qiyməti və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən asılılığı



Şəkil 3.3.1.4. Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ( $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ ) ( $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ ) paralel maqnit sahəsində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətin iki parametrdən:  $v_{\parallel} = eB\tau_{\parallel}/m_{\parallel}$  maqnit sahəsinin ədədi qiyməti və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə  $r_0/a$  nisbətindən asılılığı



**Şəkil 3.3.1.5. Mini–zonanın dolma dərəcəsinin müxtəlif qiymətlərində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətin maqnit sahəsinin  $v_{\parallel}$  qiymətindən asılılığı:**  
 **$a - Z_0 = \pi$ ,  $b - Z_0 = \pi/2$ .**

Paralel maqnit sahəsində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətin (3.3.1.1) qiymətinin ədədi hesablama əsasında mini–zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsinin müxtəlif qiymətlərində maqnit sahəsindən asılılığı şəkil 3.3.1.5 – də qurulmuşdur.

Maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində  $\Omega\tau \geq 1$  MM minizonanın dolma dərəcəsi  $Z_0 = \pi/2$  qiymətində işarəsini dəyişə bilər (şəkil 3.3.1.5). Bu nəticə ifratqəfəsdə Fermi səthinin topologiyası ilə bağlıdır. Fermi səthi üzərində  $\kappa_z = 0$  nöqtəsi ətrafında əyrilik müsbət olanda elektronun effektiv kütləsi kiçik müsbət qiymət alır və xarici təsir nəticəsində onun enerjisi artır, halbuki  $\kappa_z = \pi/2$  nöqtəsi ətrafında minizonada əyrilik mənfi olur, effektiv kütlə mənfi qiymət alır və elektronun enerjisi azalır.

Əgər Fermi səviyyəsi minizonanın içərisinə elektronun effektiv kütləsinin mənfi olduğu  $\kappa_z$  –in  $\pi/2 \leq \kappa_z < \pi/a$  intervalına düşərsə, elektron lokallaşar. Keçirici minizonada mövcud olan mənfi effektiv kütlənin olması səbəbindən tsiklotron orbitlərdə elektron fırlanmalarının müxtəlif olması səpilmə mexanizmləri fərqlənən iki cür elektron qrupu yaranır və bu da MM-də dəyişiklik yaradır. Eksperimental [93, p. ] işində qeyd olunur ki, maqnit sahəsinin 1,2 Tl–dan böyük qiymətlərində *AlAs/GaAs*

ikiölçülü elektron sistemlərində MM – mənfidən müsbətə dəyişir, lakin 1,2 Tl–dən kiçik qiymətlərində MM – mənfə olması aydın görünür və bu da bizim aldığımız nəzəri nəticələrlə tam üst-üstə düşür.

Aşqar ionlarından səpilmə halında relaksasiya müddətinin hesablanmasında yaranan loqarifmik asılılıq (sinqulyarlıq) ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə olan nisbətindən asılılıqlarda elektron sıxlığının ossilyasiyasına, bu da öz növbəsində işarə dəyişikliyi ilə müşayiət olunan MM-in ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən asılı olaraq ossilyasiyasına gətirir (şəkil 3.3.1.3, şəkil 3.3.1.4).

İndi isə (3.3.1.1) ifadəsi əsasında maqnit sahəsinin limit hallarını araşdıraraq:  $\Omega\tau_{\parallel 0} \ll 1$  zəif maqnit sahəsi və  $\Omega\tau_{\parallel 0} \gg 1$  güclü maqnit sahəsi.

Zəif maqnit sahəsində analitik ifadə almaq üçün (3.3.1.1) düsturunda  $\Omega\tau_{\parallel 0} \ll 1$  şərtini nəzərə almalıyıq. Onda MM üçün  $I_{klm}$  – inteqralları ilə ifadə olunmuş asılılıq alarıq.

$$\rho(B) = \rho(0) \left\{ 1 + \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \left[ \frac{I_{1,1,9/2}(I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}) - I_{1,1,3}(I_{1,0,2} - I_{1,2,2})}{I_{0,0,5/2}(I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2})} \right] \right\} \quad (3.3.1.2)$$

İndi elektron qazının ölçüsünə görə limit hallarına baxaq: kvaziüçölçülü və kvaziikiölçülü elektron qazı. Kvaziüçölçülü hal  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)$  şərtləri ilə təyin olunur. Bu şərtləri (3.3.1.2)–də nəzərə alaraq MM–in mini–zonanın dolma dərəcəsindən asılılığını alırıq:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}} \cdot \frac{1}{Z_0(\cos^2 Z_0 + 0,5) - 0,75 \sin 2Z_0} \left\{ \frac{1}{(1 - \cos Z_0)(Z_0^2 - Z_0 \sin 2Z_0 + \sin^2 Z_0)} \times [1,5Z_0^4(\cos^2 Z_0 + 0,25)^2 + \right. \\ \left. + 0,75Z_0^3(\cos^2 Z_0 + 0,25)((-3\cos^2 Z_0 + 0,25) - (1/3)(\cos^2 Z_0 + 16,5) \sin 2Z_0) + Z_0^2 \varphi_2(Z_0) + \right. \\ \left. + Z_0 \varphi_1(Z_0) + \varphi_0(Z_0)] - (\cos^2 Z_0 + 0,75) \cos Z_0 + 0,2Z_0(\cos^4 Z_0 + 14 \cos^2 Z_0 + 8/3) \sin Z_0 + Z_0^2 + \right. \\ \left. + [(5/3) \cos^5 Z_0 - \cos^4 Z_0 + 4 \cos^3 Z_0 - 4,7 \cos^2 Z_0 + 0,5 \cos Z_0 - 0,6 + (0,625 \cos Z_0 + \right. \\ \left. + 0,5 \sin Z_0) \sin 2Z_0] \right\} \quad (3.3.1.3)$$

burada

$$\begin{aligned}\varphi_1(Z_0) &= \\ &= 1,6\cos^6 Z_0 - 3\cos^5 Z_0 + 7,6\cos^4 Z_0 - 6,8\cos^3 Z_0 + (7/64)\cos^2 Z_0 + (7/12)\cos Z_0 \\ &- 1/16(2,9\cos^6 Z_0 + 48\cos^4 Z_0 - 2,7\cos^3 Z_0 - 4\cos^2 Z_0 - 44\cos Z_0 -) \sin 2 Z_0\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_2(Z_0) &= 2[(\cos^2 Z_0 + 1/4)(-3,4\cos^4 Z_0 + \cos^3 Z_0 - 2,3\cos^2 Z_0 + 5\cos Z_0 - \\ &- 0,25)(1/16)(-3\cos^2 Z_0 + 0,25)(\cos^2 Z_0 + 16,5)\sin 2Z_0]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_0(Z_0) &= \frac{8}{9}\left(4,6\cos^7 Z_0 - 8,8\cos^6 Z_0 + 22\cos^5 Z_0 - 23,8\cos^4 Z_0 + 3,9\cos^3 Z_0 + 18,8\cos^2 Z_0 \right. \\ &\left. + 20\cos Z_0 - \frac{2}{3}\right)\cos 2Z_0\end{aligned}$$

(3.3.1.3) ifadəsindən görünür ki, MM kvaziüçölçülü halda mini–zonanın dolma dərəcəsi  $(Z_0)$  ciddi asılıdır, ekranlaşma radiusunun  $Z$  oxu istiqamətdə ifratqəfəs sabitinə nisbətindən zəif loqarifmik asılıdır. Bu ifadəyə işarədəyişən funksiyalar daxil olduğundan MM–in işarəsi həm müsbət və həm də mənfi ola bilər. Mini–zonanın dolma dərəcəsinin  $Z_0 \rightarrow 0$  sifıra yaxın qiymətlərində (3.3.1.3)–dən alırıq.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -1,31 \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \quad (3.3.1.4)$$

Göründüyü kimi MM  $Z_0$  –in sifıra yaxın ətrafında mənfi işarəlidir.

MM zəif maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$  şərtlərini (3.3.1.2) – də nəzərə almaqla aşağıdakı münasibətlə ifadə olunur.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{1}{3} \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln \frac{2\pi r_0}{a}} > 0 \quad (3.3.1.5)$$

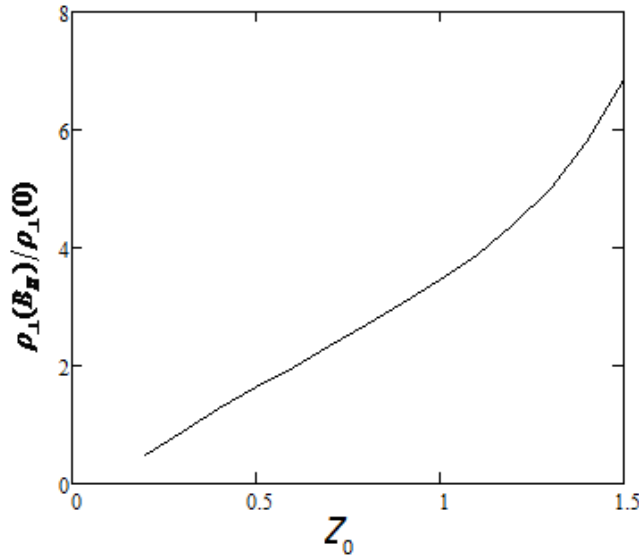
(3.3.1.5)–dən göründüyü kimi zəif maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda MM–işarəcə müsbətdir. Beləliklə, zəif maqnit sahəsində maqnit müqaviməti mini – zonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  –in kiçik qiymətlərində mənfi işarəli,  $z = \pi/2$  – olduqda müsbət olur. Maqnit müqavimətinin belə işarədəyişməsi mini – zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin mövcud olması ilə əlaqədardır.

(3.3.1.1) ifadəsində maqnit sahəsinin güclü halında şərtləri daxilində maqnit müqaviməti üçün aşağıdakı münasibəti alırıq:

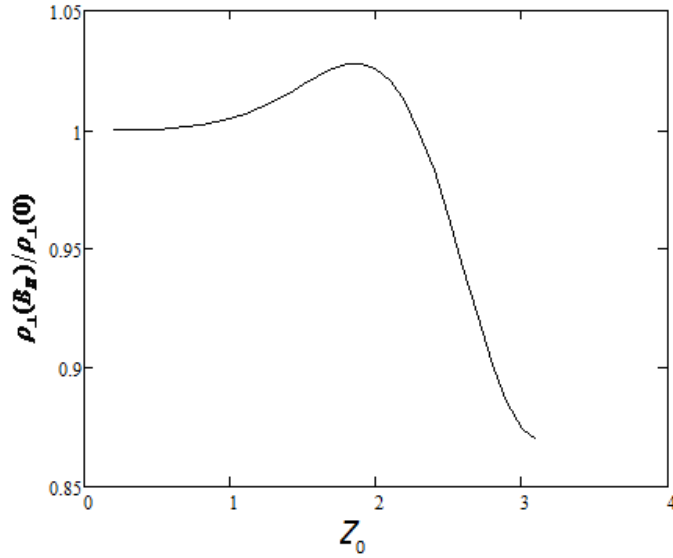
$$\rho_{\perp}(B_{\parallel}) = \rho(0) \frac{I_{0,0,5/2}(I_{0,-1,-3/2} - I_{0,1,-3/2})}{I_{0,0,1}(I_{0,-1,0} - I_{0,1,0})} \left[ 1 - \frac{\ln(2r_0 Z_0/a)}{\nu_{\perp 0} \cdot \nu_{\parallel 0}} \frac{I_{-1,-1,1/2}(I_{0,-1,-3/2} - I_{0,1,-3/2})}{I_{0,0,1}(I_{0,-1,0} - I_{0,1,0})} \right] \quad (3.3.1.6)$$

(3.3.1.2) zəif, (3.3.1.6) güclü maqnit sahəsində alınmış ifadələrdən göründüyü kimi hər iki halda maqnit müqaviməti mini–zonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  –dan ciddi şəkildə asılıdır. Ona görə həm güclü (şəkil 3.3.1.6), həm də zəif maqnit sahələrində (şəkil 3.3.1.7) maqnit müqavimətinin mini–zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı qurulmuşdur.

Güclü maqnit sahəsində səpilmə prosesi əhəmiyyət kəsb etmir və MM müsbətdir. Lakin zəif maqnit sahəsində səpilmə halledici rol oynayır, ona görə də MM mini–zonanın dolma dərəcəsiindən qeyri–monoton asılıdır. Fononlardan səpilmə halında [115, p.37004(1-5) ] aşqar ionlarından səpilmədən fərqli olaraq mini–zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində MM müsbətdir. MM – işarə dəyişdiyi qiymət  $Z_0 = \frac{\pi}{2}$  – dir.  $\kappa_z = \pi/2a$  qiymətində isə effektiv kütlə işarəsini müsbətdən mənfiyə dəyişir.



**Şəkil 3.3.1.6. Ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətinin  $r_0/a = 4$  qiymətində güclü maqnit sahəsində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətinin mini–zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsiindən asılılığı.**



**Şəkil 3.3.1.7. Ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətinin  $r_0/a = 4$  qiymətində zəif maqnit sahəsində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  xüsusi müqavimətinin mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsiindən asılılığı.**

Nisbətən güclü maqnit sahələrində MM–in mənfi olması elektron orbitlərin həndəsi effekti ilə bağlıdır, hansı ki, həndəsi rezonans şərtləri[111, p. ], [110, p. ] işlərində müzakirə olunmuşdur. (3.3.1.2) və (3.3.1.6) ifadələri əsasında aparılan hesablamalar göstərir ki, xüsusi müqavimət  $\rho(B)$  ekranlaşma radiusunun ( $r_0$ ) lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə ifrat qəfəs sabitinə nisbətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır.  $r_0/a < 1$  ( $r_0 \propto 1/n^{1/2}$ ) olduqda MM azalır, halbuki  $r_0/a > 1$  olduqda MM mini –zonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  –ın artması ilə artır.

Eninə maqnit müqaviməti paralel sahədə perpendikulyar sahədəki qiymətinə nisbətən böyükdür:  $\Delta\rho(B_{\parallel})/\Delta\rho(B_{\perp}) \approx 5$ . Effektiv kütlənin uzununa toplananı  $m_{\parallel}$  eninə toplananından  $m_{\perp}$  böyük olduğundan  $m_{\parallel} > m_{\perp}$  paralel maqnit sahəsində tsiklotron tezlik  $\Omega_{\perp} = eB\sqrt{m_{\perp}m_{\parallel}}$  perpendikulyar sahədəki  $\Omega_{\parallel} = eB/m_{\perp}$  qiymətindən kiçikdir. Bu münasibətlər maqnit sahəsinin zəif və güclü olma kriteriyalarını dəyişir. Eninə MM-də işarə dəyişməsi Fermi səthinin topologiyası, mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması ilə əlaqədardır və elektronun tsiklotron orbitinin radiusunun ifratqəfəsin periodu tərtiblə olduqda baş verir. Eninə MM ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır: elektron qazının sıxlığı böyük olduqda eninə MM mənfi, kiçik sıxlığında isə müsbət olur. Aşqar ionlardan

səpilmə halında relaksasiya müddətinin hesablanmasında yaranmış loqarifmik sinqulyarlıq elektron sıxlığının ossilyasiyasına səbəb olur, bu da öz növbəsində eninə MM-in ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılılığında işarə dəyişməsi ilə müşaiyət olunan ossilyasiya yaradır.

### 3.3.2. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit müqaviməti

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə qalvanomaqnit tenzorunun komponentlərinin (3.1.7), (3.1.8) ifadələrini (3.3.2)–də yerinə yazmaqla xüsusi müqavimətin cırlaşmış elektron qazı üçün ümumi ifadəsini alırıq.

$$\frac{\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(0)} = \frac{\int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z \cdot y_{\parallel ge}}}{\int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z \cdot y_{\parallel ge}} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z \cdot dZ}{Z \cdot y_{\parallel ge}} \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 (\Omega\tau_0)^2 \cdot \int_0^{Z_0} \frac{\cos Z \cdot X(Z)dZ}{Z^2 \cdot y_{\parallel ge}} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z \cdot dZ'}{Z^2 \cdot y_{\parallel ge}}} \quad (3.3.2.1)$$

burada maqnit sahəsi olmadıqda xüsusi müqavimət

$$\rho_{\perp}(0) = \frac{1}{\frac{e^2 n_0 \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a} \left(\frac{a}{2r_0}\right) \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ'}{Z}}$$

digər işarələmələrin mənalari əvvəlki paraqraflarda verilmişdir. (3.3.2.1) ifadəsi kifayət qədər mürəkkəb olduğundan xüsusi müqavimətin yığcam analitik ifadəsini almaq üçün həm maqnit sahəsinə (güclü  $\Omega\tau_0 \gg 1$ , zəif  $\Omega\tau_0 \ll 1$ ), həm də elektron qazının ölçüsünə görə (kvaziikiölçülü  $Z_0 = \pi$ ,  $\zeta_F > 2\varepsilon_0$ , kvaziüçölçülü  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\zeta_F}{\varepsilon_0}\right)$ ,  $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ ) limit hallarına baxılır.

(3.3.2.1) ifadəsi göstərir ki, üçölçülü elektron qazı üçün maqnit müqaviməti tam cırlaşmış elektron qazı üçün sıfıra bərabər olduğu halda kvaziikiölçülü sistemlərdə  $Z_0$  –dan və  $r_0/a$  –dan asılılığa görə sıfırdan fərqlidir. Zəif maqnit sahəsində eninə maqnit müqavimətini tapmaq üçün (3.3.2.1) ifadəsində  $\Omega\tau_0 \ll 1$  şərtini nəzərə alaq.

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(0)} = (\Omega\tau_0)^2 \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \frac{I_{-3,1,1}(I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0}) - I_{-2,1,1}(I_{-2,0,0} - I_{-2,2,0})}{I_{-1,0,1}(I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0})} \quad (3.3.2.2)$$



(3.3.2.2) ifadəsindən görüldüyü kimi maqnit müqaviməti zəif maqnit sahəsində mini–zonanın dolma dərəcəsiindən ( $Z_0$ ), ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə ( $r_0/a$ ) nisbətindən və maqnit sahəsindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Burada  $Z_0$  –dan asılılıq  $I_{k.l.m}$  –inteqrallarına daxildir.

Güclü maqnit sahəsində analitik ifadə almaq üçün (3.3.2.1) asılılığında  $\Omega\tau_0 \gg 1$  şərtini nəzərə almaq lazımdır. Onda xüsusi müqavimət belə təyin olunur.

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(0)} = \frac{I_{-1,0,1}(I_{1,-1,0}-I_{1,1,0})}{I_{0,0,1}(I_{0,-1,0}-I_{0,+1,0})} \quad (3.3.2.3)$$

Alınmış (3.3.2.3) – göstərir ki, paralel güclü maqnit sahəsində xüsusi müqavimət yalnız mini – zonanın dolma dərəcəsiindən asılıdır, maqnit sahəsindən və ekranlaşma radiusundan asılı deyildir.

Maqnit sahəsinin müxtəlif istiqamətlərində ( $B_{\perp}$  və  $B_{\parallel}$ ) maqnit müqavimətinin müqayisəsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(0)} = \frac{I_{0,0,1}(I_{1,-1,0}-I_{1,1,0})}{I_{1,0,1}(I_{0,-1,0}-I_{0,1,0})} \quad (3.3.2.4)$$

$I_{k.l.m}$  – inteqrallarını hesablayaraq  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(B_{\perp})$  – üçün belə ifadə alırıq:

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(B_{\perp})} = \frac{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \left( \int_0^{Z_0} \frac{Z dZ}{\cos Z} - Z \sin Z_0 + \sin^2 \frac{Z_0}{2} \right)}{\left( \sin Z_0 - \sin^2 \frac{Z_0}{2} - \frac{Z_0^2}{2} \cos Z_0 \right) \left( \ln \left| \tan \left( \frac{Z_0}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right| - \sin Z_0 \right)} \quad (3.3.2.5)$$

(3.3.2.5) – dən görünür ki, maqnit sahəsinin müxtəlif istiqamətlərində xüsusi müqavimətlər nisbəti  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(B_{\perp})$  maqnit sahəsindən,  $r_0/a$  – nisbətindən asılı deyil, yalnız  $Z_0$  –dan asılıdır.

Maqnit müqavimətinin güclü maqnit sahəsində ekranlaşma radiusundan asılı olmaması onu göstərir ki, tsiklotron orbiti güclü ekranlaşmış aşqar ionun sahəsini örtür.

### 3.4. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində qalvanomaqnit əmsalların anizotropluğu

Baxılan iki və üçüncü fəsilərdə kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziiki və kvaziüçölçülü elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit sahəsinin müxtəlif səmtləşmə hallarında Holl effekti və eninə maqnit

müqaviməti öyrənilmişdir. Maqnit sahəsinin lay müstəvisinə perpendikulyar və lay müstəvisində olduğu hallara baxılmışdır. Elektrik və maqnit sahələri olduqda elektronların dinamikası əsasən Fermi səthinin topologiyasından asılıdır, hansı ki, bu səth kvaziikiölçülü elektron qazı üçün zəif nahamar silindr, kvaziüçölçülü halda isə ellipsoid formasındadır. Fermi səthi kvaziikiölçülü elektron qazı halında səth ayrılıyından asılı olaraq müsbət və mənfi effektiv kütləli sahələrə malikdir. Bundan başqa maqnit sahəsinin müəyyən istiqamətində həm açıq, həm də qapalı tsiklotron orbitləri də ola bilər.

Digər tərəfdən lay müstəvisində və ona perpendikulyar istiqamətdə hərəkət edən elektronlar üçün dispersiya qanunu fərqlidir. Ona görə də bu istiqamətlərdə elektronların hərəkət dinamikası müxtəlifdir. Aşkardır ki, eninə və uzununa maqnit sahələri bu dinamikaya öz təsirini göstərir, elektronların hərəkət trayektoriyasını dəyişir. Maqnit sahəsinin lay müstəvisində olması ona görə xüsusi əhəmiyyət kəsb edir ki, bu halda elektronun ifratqəfəsin oxu boyunca trayektoriyası dəyişir, hansı ki, bu istiqamətdə qəfəs sabiti lay müstəvisindəki qəfəs sabitindən böyükdür. Həmçinin, effektiv kütlədə bu istiqamətdə lay müstəvisindəkinə nisbətən böyükdür. Ona görə də paralel maqnit sahəsindən perpendikulyar maqnit sahəsinə nəzər daha böyük anizotropu yaradacağı gözlənilir.

Kinetik əmsalları hesablamaq üçün aşqar ionlarından səpilmə mexanizminin limit halları: zəif ekranlaşmış və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə nəzərə alınmalıdır. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə relaksasiya müddətinin izotrop olduğundan, enerjiden asılı olmadığından maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi ciddi anizotropuq yaratmır. Ona görə yalnız zəif ekranlaşmış halda anizotropuq nəzərdən keçirilmişdir.

Bu iki istiqamətdə yönəlmiş  $B_{\perp}, B_{\parallel}$  maqnit sahələrinin kinetik əmsallarda: Holl əmsalı  $R_{\perp}, R_{\parallel}$  və eninə maqnit müqavimətinin  $\frac{\Delta\rho_{\perp}(B_{\perp})}{\rho_{\perp}(0)}, \frac{\Delta\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(0)}$  ifadələrində yaranmış fərqli cəhətləri, yəni anizotropuğu araşdırmaq. Kinetik əmsalların ixtiyari maqnit sahəsində və ixtiyari ölçülü elektron qazı üçün ümumi ifadələr mürəkkəb olduğundan limit hallarına baxmaq əlverişlidir.

### 3.4.1. Holl əmsalının anizotropluğu

Holl əmsalı zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında perpendikulyar maqnit sahəsində  $R_{\perp} < 0$  işarəcə mənfi, paralel maqnit sahəsində  $R_{\parallel} > 0$  müsbətdir.

Kvaziikiölçülü halda  $R_{\parallel}, R_{\perp}$  – Holl əmsalları effektiv kütlənin anizotropiyasından  $\frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}}$ , Fermi enerjisinin mini–zonanın yarımənəsinə nisbətindən  $\zeta_F/\varepsilon_0$  və kristal ( $a$ ) parametrlərindən asılıdır. Lakin ədədi qiymətcə onların nisbəti elə təyin olunur.

$$\frac{|R_{\parallel}|}{|R_{\perp}|} = 1 - 0,4 \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F} \quad (3.4.1.1)$$

Kvaziikiölçülü halda, zəif maqnit sahəsində

$$|R_{\parallel}| < |R_{\perp}| \quad (3.4.1.2)$$

$R_{\parallel}, R_{\perp}$  kvaziüçölçülü halda əsasən mini–zonanın dolma dərəcəsiindən asılıdırlar və onların qiymətləri nisbəti belə təyin olunur:

$$\frac{|R_{\parallel}|}{|R_{\perp}|} = \frac{0,25Z_0^2(\cos^2 Z_0 + 0,25) - 0,17 Z_0(\cos^2 Z_0 + 0,88) \sin 2Z_0 + 0,44 \cos Z_0(1 - \cos Z_0) - 0,02 \sin^2 2Z_0}{Z_0(\cos^4 Z_0 + 3\cos^2 Z_0 + 0,75) - 0,67(\cos^2 Z_0 + 0,88) \sin 2Z_0} \times \frac{Z_0(\cos^2 Z_0 + 0,5) - 0,75 \sin 2Z_0}{0,25(Z_0^2 - Z_0 \sin 2Z_0 + \sin^2 Z_0)} \quad (3.4.1.3)$$

(3.4.1.3) ifadəsindən görüldüyü kimi kvaziüçölçülü elektron qazı üçün Holl əmsalının anizotropluğu yalnız mini – zonanın dolma dərəcəsiindən asılıdır. Belə ki, olduqda  $Z_0 = \frac{\pi}{2}$ ,  $|R_{\parallel}|/|R_{\perp}| \approx 8,4$ ,  $Z_0 = \frac{\pi}{6}$  olduqda isə  $|R_{\parallel}|/|R_{\perp}| \sim 10^3$ . Beləliklə  $Z_0$  – azaldıqca anizotropluq artır.

Güclü maqnit sahəsində  $R_{\perp} < 0$  olduğu halda  $R_{\parallel} > 0$  olur. Hər iki halda Holl əmsalı maddənin parametrləri ilə təyin olunur.

$$R_{\perp} = -\frac{1}{en}, \quad R_{\parallel} = \frac{1}{en} \quad (3.4.1.4)$$

Güclü maqnit sahəsində eninə və uzununa Holl əmsalları bir–birindən yalnız işarə ilə fərqlənir,  $|R_{\perp}|$  və  $|R_{\parallel}|$  Holl əmsallarında anizotropluq yoxdur,  $r_0/a$  – nisbətindən asılı deyil.

### 3.4.2. Maqnit müqavimətinin anizotropluğu

Müxtəlif istiqamətlərdə yönəlmiş maqnit sahələri ( $B_{\perp}$  və  $B_{\parallel}$ ) elektronların lay müstəvisində və lay müstəvisinə perpendikulyar hərəkətlərinə maqnit sahələri müxtəlif cür təsir göstərdiyindən yaranan maqnit müqaviməti dəyişir, daha doğrusu anizotropluq yaranır. Yaranmış anizotropluğu araşdırmaq üçün bu iki halda maqnit müqavimətini müqayisə etmək lazımdır.

Şəkil 2.3.1–də lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində  $\rho_{\perp}(B_{\perp})/\rho_{\perp}(0)$  eninə xüsusi müqavimətin  $\Omega_{\perp}\tau_{\perp}$  – maqnit parametrindən asılılığına əsasən deyə bilərik ki, kvaziiki ölçülü elektron qazı üçün zəif maqnit sahəsində MM müsbətdir, aralıq sahələrdə  $\Omega\tau \geq 1$  MM işarəsini dəyişir, mənfi olur. Güclü maqnit sahəsində MM maqnit sahəsindən xətti asılıdır, yəni Kapitsa effekti müşahidə olunur.

Şəkil 3.3.1.8 – də lay müstəvisində yerləşən maqnit sahəsində  $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$  eninə xüsusi müqavimətin maqnit sahəsindən  $\Omega_{\parallel}\tau_{\parallel}$  – asılılığına əsasən demək olar ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün MM maqnit sahəsinin bütün qiymətləri üçün müsbətdir. Zəif maqnit sahəsi üçün (3.3.1.5) düsturu ilə təyin olunur.

Kvaziüçölçülü halda eninə (perpendikulyar) maqnit sahəsində MM – müsbətdir. Kvaziüçölçülü halda uzununa maqnit sahəsində güclü sahədə müsbət, zəif sahədə mənfidir və (3.3.1.4) düsturu ilə təyin olunur.

Perpendikulyar maqnit sahəsində  $1 < \Omega\tau < 6$  intervalında mənfi xətti,  $\Omega\tau < 6$  olduqda müsbət olması təcrübi olaraq [176, p.125319-125324 ] işində *GaAs/AlGaAs* ifratqəfəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün müşahidə olunmuşdur.

Perpendikulyar maqnit sahəsində induksiyası 1,2 Tl olan maqnit sahələrində MM – mənfiyyətinin müsbətə dəyişməsi *AlAs/GaAs* ifratqəfəsində kvaziiki ölçülü elektron qazı üçün [93, p.134-137 ] təcrübi işdə müşahidə olunmuşdur.

Xüsusi müqavimətin perpendikulyar maqnit sahəsində (2, 3, 5) zəif, (2, 3, 6) güclü sahədə, paralel maqnit sahəsində (3.3.1.2) zəif, (3.3.1.6) güclü sahədə ifadələri verilmişdir. Bu ifadələrdən aydın olur ki, xüsusi müqavimət Fermi enerjisinin mini – zonanın yarımənəinə  $\varepsilon_F/\varepsilon_0$  nisbətindən və  $r_0/a$  nisbətindən əhəmiyyətli dərəcədə

asılıdır.  $r_0/a < 1$  olduqda MM  $Z_0$  – artdıqca azalır,  $r_0/a > 1$  olduqda isə  $Z_0$  – artdıqca MM artır.

Paralel maqnit sahəsində MM  $\Delta\rho_{\perp}(B_{\parallel})$   $\Delta\rho_{\perp}(B_{\parallel})$  perpendikulyar sahədəki  $\Delta\rho_{\perp}(B_{\perp})$  qiymətindən böyükdür  $\Delta\rho(B_{\parallel})/\Delta\rho(B_{\perp}) \approx 5$ .

Maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq eninə MM-in yaranmış anizotropluğu təyin edilmişdir: kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə zəif maqnit sahəsində eninə MM müsbət işarəli, aralıq maqnit sahələrində işarəsini dəyişir, güclü sahədə mənfi olduğu halda, uzununa maqnit sahəsində əksinə: güclü sahədə işarəsi müsbət, maqnit sahəsindən kvadratik asılıdır, lakin zəif sahədə kiçik mənfi qiymət alır.

Nisbətən güclü maqnit sahələrində eninə MM-in mənfi işarəli olması elektron orbitlərinin həndəsi effekti ilə və mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması səbəbindən uzununa maqnit sahəsində tsiklotron orbitlərində fırlanma istiqamətləri ilə fərqlənən iki cür qrup elektronun müxtəlif şəkildə səpilmə mexanizmlərinin olması ilə bağlıdır. Həmçinin ədədi hesablamalardan alınır ki, elektron qazının böyük sıxlıqlarında eninə MM mənfi, lakin kiçik sıxlıqlarda isə müsbətdir. Eninə MM uzununa maqnit sahəsində eninə maqnit sahəsindəki qiymətinə nisbətən bir tərtib böyükdür və bu nəticə effektiv kütlənin, həmçinin relaksasiya müddətinin anizotropluğu ilə bağlıdır.

### III fəslə aid nəticələr

1. Cərəyan sıxlığının məlum ifadəsindən istifadə edərək aşqar ionlarından səpilmə halında elektrikkeçirmə tenzorunun  $\sigma_{xx}, \sigma_{xz}, \sigma_{zz}, \sigma_{zx}$  komponentlərinin ixtiyari maqnit sahəsində yeni ifadələri alınmışdır. Bu ifadələr əsasında Holl əmsalı və maqnit müqaviməti hesablanmışdır.

2. Göstərilmişdir ki, zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində Holl əmsalının işarəsi dəyişərək müsbət olur. Zəif maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda  $R_{\parallel}$  mini–zonanın yarımının Fermi enerjisinə nisbətindən,  $m_{\parallel 0}/m_{\perp}$  – effektiv kütlənin anizotropluğundan, kvaziüçölçülü halda isə mini–zonanın

dolma dərəcəsiindən də əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Güclü maqnit sahəsində yalnız ifratqəfəs parametrlərindən asılıdır.

3. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə isə zəif maqnit sahəsində Holl əmsalı kvaziikiölçülü halda  $\zeta > 2\varepsilon_0$  Holl əmsalı tam konsentrasiyadan asılı olmur və kristalın parametrləri ilə təyin olunur. Kvaziüçölçülü halda mini-zonanın dolma dərəcəsiindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Güclü maqnit sahəsində Holl əmsalı kristalın parametrləri ilə təyin olunur.

4. Tapılmışdır ki, MM paralel maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazı üçün belə sıfırdan fərqlidir. MM mini-zonanın dolma dərəcəsiindən, maqnit sahəsinin qiymətindən, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə  $r_0/a$  nisbətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır.

Kvaziüçölçülü halda elektron qazı üçün güclü maqnit sahəsində MM müsbət, zəif maqnit sahəsində isə mənfidir.

Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $Z_0 = \pi/2$  olduqda öz işarəsini dəyişir.

MM  $r_0/a < 0$  olduqda xüsusi müqavimət  $Z_0$  –ın artması ilə azalır,  $r_0/a > 1$  olduqda  $Z_0$  – artdıqca artır. Yəni böyük sıxlıqlı elektron qazı üçün EMM müsbət, kiçik sıxlıqlı elektron qazı üçün mənfidir.

5. Paralel maqnit sahəsində tsiklotron tezliyi  $\Omega_{\parallel} = eB/\sqrt{m_{\perp} \cdot m_{\parallel 0}}$  perpendikulyar sahədəkindən  $\Omega_{\perp} = eB/m_{\perp}$  kiçikdir:  $\Omega_{\perp} < \Omega_{\parallel}$ . Bu nəticə maqnit sahəsinin limit qiymətləri üçün kriteriyanı dəyişir.

Nəzəri nəticələrin təcrübə ilə üst–üstə düşməsi mənfi maqnit müqaviməti anlayışının kvaziklassik olduğunu göstərir.

6. MM paralel maqnit sahəsində perpendikulyar maqnit sahəsindəki qiymətindən əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənir  $\Delta\rho(B_{\parallel})/\Delta\rho(B_{\perp}) \approx 5$ .

7. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında MM güclü maqnit sahəsində müsbətdir, maqnit sahəsindən, ekranlaşma radiusundan asılı deyil, yalnız dolma dərəcəsiindən asılıdır. Zəif maqnit sahəsində MM maqnit sahəsindən,  $r_0/a$  nisbətindən və  $Z_0$  –dan asılıdır.  $Z_0$  –dan asılılıq MM – mənfi qiymət almasına səbəb ola bilər

**Askerov B.M.,Figarova S.R., Huseynov H.I., V.R.Figarov.Magnetoresistance of layered semiconductors upon the scattering of charge carriers at impurity ions in a parallel magnetic field // Semiconductors, 2014, том 48, в.6, с. 748-753. Impact Ranking: 0,703.**

## IV FƏSİL

### ENİNƏ MAQNİT SAHƏSİNDƏ KOSİNUSOİDAL DİSPERSİYA QANUNUNA TABE OLAN KVAZİİKIÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMLƏRİNDƏ ENİNƏ NERNST – ETTİNQSHAUZEN EFFEKTİ

Aşağıölçülü sistemlərdə baş verən kinetik hadisələr içərisində termomaqnit hadisələr, xüsusilə də Nernst–Ettingshauzen effekti (NE) səpilmə mexanizminə, zona quruluşuna, elektron qazının ölçüsünə, temperatura, maqnit sahəsinin qiymət və səmtləşməsinə daha çox həssasdırlar. NE–əmsalının işarəsi materialın növündən, temperatur, maqnit sahəsinin səmtləşməsindən (orientasiya), hətta eyni bir nümunədə temperaturdan asılı olaraq dəyişə bilər. Effektin işarəsini bilməklə səpilmə mexanizmi, elektron qazının ölçüsü haqqında qiymətli məlumat əldə etmək olar, həmçinin NE effektinin xarakteristikalarından praktik məqsədlər üçün istifadə etmək olar [65, c. 216–231, c. 232–238], [99, p. 130–133, 177–182, 329–364].

NE – effektinin çoxdan kəşf olunmasına, 1886–cı ildə V.Nernst və A.Ettingshauzen tərəfindən massiv nümunələrdə geniş şəkildə öyrənilməsinə baxmayaraq aşağıölçülü sistemlərdə bu yaxınlarda tədqiqat başlamış və qismən öyrənilmişdir. Aşağıölçülü sistemlərdə enerji spektri, səpilmə mexanizmi güclü anizotropdur, hal sıxlığı elektronun enerjisindən qeyri–monoton asılıdır. Qeyd olunan faktorların təsiri nəticəsində aşağıölçülü sistemlərdə qeyri–adi, massiv nümunələrdə aşkar olunmayan, termomaqnit hadisələr: NE əmsalının artması, ossilyasiyası və işarəsinin dəyişməsi müşahidə olunur. Nernst signalının güclü artması qrafendə kvantlayıcı maqnit sahəsində [242,p.096807(1-3)], [97,p.0814113(1-4)], [239,p.26(1-8)] işlərində aşkar olunmuşdur.

NE əmsalının güclü maqnit sahələrində ossilyasiyası kvaziikiölçülü elektron qazı üçün müxtəlif formalı, parabolik, xətti və sinusoidal enerji spektrli hallarda [139, p.355-362], [186,p.3059-3066], [166,p.166402(1-4)], [167, p.01661(1–4)], [82,p. 166602(1–4)], [48,c.463–468] işlərində öyrənilmişdir. Bu işlərdə həmçinin göstərilmişdir ki, NE əmsalı maqnitlənmənin temperatura görə törəməsindən və konsentrasiyadan asılı olaraq ossilyasiyası müşahidə olunur, maqnit sahəsi zəiflədikcə



ossilyasiya da zəifləyir. Güclü maqnit sahəsində ikiölçülü sistemlərdə NE əmsalının işarəsinin dəyişməsi [97,p.081413(1-4)] işində müşahidə olunmuşdur. NE əmsalının işarəsi relaksasiya müddətinin ( $\tau$ ) elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən asılılığı ilə təyin olunur, ona görə də əmsalın işarəsinin təcrübi olaraq təyini ikiölçülü sistemlərdə səpilmə mexanizmi haqqında məlumat əldə etməyə imkan verir [97,p.(1-4)]. Lay müstəvisinə perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində *GaAs/AlGaAs* heteroquruluşunda NE əmsalı aralıq sahələrdə [241,p.7521–7527] işində, zəif sahələrdə [227, p.155457(1–2,4–9)], [131,p.073302(1-4)] işlərində öyrənilmişdir. Lakin bu işlərdə elektron qazının ölçüsünün və xarici maqnit sahəsinin istiqamətinin NE effektinə təsiri öyrənilməmişdir. Klassik maqnit sahəsində periodik modullaşmış heteroquruluşlarda və laylı yarımkəçirici birləşmələrdə NE əmsalının işarəsinin dəyişməsi haqqında [185,p.125302(1-7)], [164,p.1-9 ], [49,c.1166–1168], [39, c.441-443] işlərində qeyd olunmuşdur. Göstərilən işlərdə əsasən lay müstəvisinə perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində akustik fononlardan və aşqar ionlarından səpilməyə baxılmışdır, halbuki 80 K–dən yuxarı temperaturalarda polyar optik fononlardan səpilmə üstünlük təşkil edir.

Bu fəsildə elektron qazı kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəslərdə lay müstəvisinə perpendikulyar yönələn maqnit sahəsində fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında NE effekti öyrənilir [13, c. 3–6], [2, s. 29–33], [117, p. 1933–1935, 1937] , [145, p. 67–70, 73–74, 76–77, 79–80]. Eninə NE effekti Holl effektində olduğu kimi NE effekti də yükdaşıyıcıların maqnit sahəsində Lorens qüvvəsinin təsiri altında meyl etməsi nəticəsində yaranır. Lakin Holl effektindən fərqi ondadır ki, Holl effektini yükdaşıyıcıların dreyfi yaratdığı halda, eninə NE effektini yükdaşıyıcıların diffuziyası yaradır. Belə ki, Holl effektindən fərqli olaraq  $Q$  –nün işarəsi yükdaşıyıcıların elektrik yükünün işarəsindən asılı deyil. Doğrudan da dreyf hərəkəti halında yükdaşıyıcının yükünün işarəsi dəyişdikdə dreyf istiqaməti dəyişir, nəticədə Holl əmsalının işarəsi dəyişir. Diffuziya halında yükdaşıyıcılar seli bir istiqamətdə, maddənin qızmış tərəfindən doğru hərəkət yaradır. Bu hərəkət yükdaşıyıcının yükünün işarəsindən asılı deyil. Elektronlar və deşiklər bir istiqamətdə diffuziyada iştirak etdikdə maqnit sahəsi tərəfindən onlara təsir edən Lorens qüvvələri

əks istiqamətdə yönəlir və əks istiqamətdə meyletmə yaradır. Lakin hər iki yükdaşıyıcı seli üçün yaranan eninə elektrik sahəsinin istiqaməti eyni olur. NE effektinin işarəsi relaksasiya müddətinin ( $\tau$ ) elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən asılılığı ilə təyin olunur, daha doğrusu səpilmə mexanizmindən asılı olur. İfratqəfəslərdə səpilmə mexanizmi izotrop keçiricilərdən anizotropluğu görə kəskin fərqlənir və temperatur dəyişdikcə bu mexanizmlərin dominantlığı da dəyişir [210, p.(1-20), [195,p.075318(1-9)].

Paraqraf 4.1–də kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəslərdə lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində termomaqnit tenzorların və Nernst–Ettinqshauzen əmsalının ümumi ifadələri alınmışdır. Relaksasiya müddəti tenzorunun komponentləri – müxtəlif səpilmə mexanizmləri üçün (akustik, polyar optik, zəif və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hallarında) sonrakı hesablamalara görə əlverişli formaya gətirilmişdir.

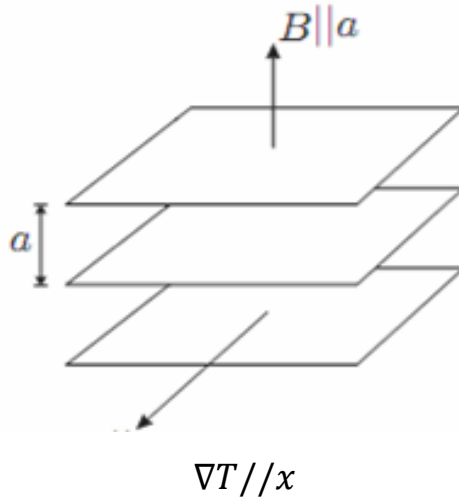
Paraqraf 4.2–də lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazı üçün akustik, polyar optik fononlardan səpilmə halında NE–əmsalının ümumi ifadələri alınmışdır. Maqnit sahəsinin qiymətinə görə (zəif maqnit sahəsi  $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \ll 1$ , güclü maqnit sahəsi  $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \gg 1$ ), elektron qazının ölçüsünə görə (kvaziikiölçülü, kvaziüçölçülü) limit hallarına baxılmışdır.

Paraqraf 4.3–də lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazı üçün aşqar ionlarından səpilmə (zəif ekranlaşma  $kr_0 \gg 1$ , güclü ekranlaşma  $kr_0 \ll 1$ ) halında Nernst – Ettinqshauzen əmsalının ümumi ifadələri tapılmış. Zəif maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \ll 1$ ), güclü maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \gg 1$ ), elektron qazının ölçüsünə görə (kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü) limit hallarına baxılmışdır.

#### 4.1. Eninə maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron sistemin termomaqnit tenzorunun komponentləri və Nernst – Ettingshauzen əmsalının ümumi ifadələri

Kosinusoidal (1.1.2), dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron qazı üçün fononlardan səpilmə (1.2.1), zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından (1.2.1.6), (1.2.1.7) və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından (1.2.1.8) səpilmədə relaksasiya müddətinin ifadələrindən istifadə edərək elektron qazına kvantlanmayan maqnit sahəsində baxaq. Cırlaşmış halda relaksasiya müddəti minizonanın dolma dərəcəsi  $(Z_0)$  asılıdır. Mini-zonanın dolma dərəcəsi Fermi səthinin topologiyasından asılı olaraq (1.1.1.5) düsturu ilə təyin olunur.

Enerji spektri, relaksasiya müddətinin ifadələrini nəzərə alaraq seçilmiş həndəsədə (şəkil 4.1.1):  $B = B_z$ ,  $B_x = B_y = 0$ ,  $\nabla T = \nabla_x T$ ,  $\nabla_y T = \nabla_z T = 0$ ,  $E = E_x = E_y = E_z = 0$  termomaqnit tenzorların ifadələri aşağıdakı kimi alırıq [13, c.86-90]:



Şəkil 4.1.1. Məsələnin həndəsəsi

$$\beta_{ik} = -\frac{n_0 e^2}{T} \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta) \frac{\tau_{\perp} \cdot v_{\perp}^{k-i}}{1 + v_{\perp}^2} \rangle, \quad (4.1.1)$$

burada  $i \leq k$ ,  $i, k = x, y$ ,  $n_0 = \frac{m_{\perp}(\zeta - \varepsilon_0)}{\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0}$ ,  $v_{\perp} = \frac{eB}{m} \tau_{\perp}$ ,  $\zeta$  – kimyəvi potensialdır. Orta-lama işarəsinin mənası paraqraf 2.1–də (2.1.9) ifadəsi ilə göstərilmişdir.

Lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində  $B = B_z = B_{\perp}$ , lay müstəvisində  $\nabla T = \nabla_x T$  temperatur qradienti olduqda eninə  $E_y$  – elektrik sahəsinin yaranması eninə NE effekti adlanır və effekti xarakterizə edən əmsal  $Q$  belə təyin olunur:

$$Q = -\frac{E_y}{B \cdot \nabla_x T} \quad (4.1.2)$$

Cərəyan sıxlığının (1.3.1) ifadəsində ( $j_x = j_y = 0$ ;  $\nabla_y T = 0$ ) şərtləri daxilində alırıq:

$$Q = -\frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{xy} \cdot \beta_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2} \quad (4.1.3)$$

Qalvano və termomaqnit tenzorların (2.1.8), (4.1.1) komponentlərini (4.1.3) – də yerinə yazaq:

$$Q = \frac{1}{eT} \cdot \frac{\langle \frac{\tau_{\perp} \cdot \nu_{\perp}}{1 + \nu_{\perp}^2} (\varepsilon - \zeta) \rangle \langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \nu_{\perp}^2} \rangle - \langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \nu_{\perp}^2} (\varepsilon - \zeta) \rangle \langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \nu_{\perp}^2} \rangle}{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \nu_{\perp}^2} \rangle^2 + \langle \frac{\tau_{\perp} \cdot \nu_{\perp}}{1 + \nu_{\perp}^2} \rangle^2} \quad (4.1.4)$$

Cırlaşmış elektron qazı üçün (2.1.8) və (4.1.1) ifadələrini hesablamaq üçün Fermi inteqralının xüsusiyyətlərindən istifadə edərək akustik, qeyri–polyar optik, polyar optik, pyezoakustik, zəif və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halı üçün termomaqnit tenzorunun komponentləri üçün aşağıdakı ifadələri alırıq:

1) Akustik və qeyri – polyar optik fononlardan səpilmə.

Bunun üçün (1.2.1) ifadəsində  $\alpha = \perp$  və  $r = 0$  yazırıq. Onda relaksasiya müddətinin komponentləri üçün alırıq [102]

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}} = A_0 \cdot g(\varepsilon) = A_0 \cdot \frac{m_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0} Z = \frac{1}{\tau_{01}} \cdot Z \quad (4.1.5)$$

burada,  $\frac{1}{\tau_{01}} = A_0 \cdot \frac{m_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0}$ ,

$$A_0 = \begin{cases} \pi E_1^2 k_0 T / \hbar \rho \nu_1^2 & - \text{akustik fononlar,} \\ \pi^3 \hbar (E_0 / \hbar \omega_0)^2 (k_0 T / \rho a^2) & - \text{qeyri – polyar optik fononlar} \end{cases} \quad (4.1.6)$$

(4.1.5) – ifadəsindən görünür ki, akustik və qeyri–polyar optik fononlardan səpilmənin relaksasiya müddəti izotropdur, enerjiden asılı deyil.

(2.1.8), (4.1.1) ifadələrində (4.1.5) relaksasiya müddətini yerinə yazmaqla  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  tenzorlarının cırlaşmış elektron qazı üçün aşağıdakı ifadələrini ixtiyari maqnit sahəsində alırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \nu_0 \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0) dZ}{Z \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)}, \quad \sigma_{xy} = \sigma_0 \int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0) dZ}{Z^2 \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)}, \quad (4.1.7)$$

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e \cdot 3 \cdot \varepsilon_0} \int_0^{Z_0} -\frac{dZ}{Z \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)}, \quad (4.1.8)$$

$$\beta_{xy} = -\sigma_0 \frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e \cdot 3 \cdot \varepsilon_0} \nu_0 \int_0^{Z_0} -\frac{dZ}{Z^2 \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)}.$$

burada  $\sigma_0 = e^2 n_0 \tau_0 / m_{\perp}$ ,  $n_0 = m_{\perp} \varepsilon_0 / \pi^2 \hbar^2 a$  – kvaziikiölçülü elektron qazının konsentrasiyasıdır,  $\nu_{01} = eB\tau_{01} / m_{\perp} = \Omega_{\perp} \tau_{01}$ ,  $\Omega_{\perp} = eB\tau_{01} / m_{\perp}$ ,  $\tau_{01} = A_0^{-1} (\pi^2 \hbar^2 a \cdot m_{\perp})$ ,  $Y_{\perp(ak)}(Z) = 1 + (\Omega_{\perp} \tau_{01})^2 \frac{1}{Z^2}$ .

2) Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə.

Bu halda (1.2.1) ifadəsində  $\alpha = 1$  və  $r = 1$  nəzərə alırıq. Onda relaksasiya müddətinin komponentləri üçün yazmaq olar [102].

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = A_1 \frac{g(\varepsilon)}{k_{\perp}^2} \quad \tau_{\perp} = \tau_{\perp 0} \frac{1}{Z_0} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right) \quad (4.1.9)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = A \frac{g(\varepsilon)}{k_{\perp} k_{\parallel}} \quad \tau_{\parallel} = \tau_{\parallel 0} \frac{1}{Z_0} Z \cdot \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)^{1/2} \quad (4.1.10)$$

$$\tau_{\perp 0} = \frac{1}{A_1} \cdot \frac{\pi^2 \hbar^2 a}{m_{\perp}} \left( \frac{2m_{\perp} k_0 T}{\hbar^2} \right), \quad \tau_{\parallel 0} = \frac{1}{A_1} \cdot \frac{\pi^2 \hbar^2 a}{m_{\perp}} \left( \frac{2m_{\perp} k_0 T}{\hbar^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{a}, \quad (4.1.11)$$

burada  $A_1 = \begin{cases} 2\pi^2 e^2 k_0 T / \chi \hbar & \text{polyar optik,} \\ \pi e^2 k_0 T \cdot E_{pz}^2 / 2\hbar \chi & \text{pyezoakustik fononlar.} \end{cases} \quad (4.1.12)$

Relaksasiya müddətinin (4.1.9) qiymətini (2.1.8), (4.1.1) – də yerinə yazırıq lay müstəvisində enerjiyə ( $\varepsilon_{\perp}$ ) görə silindrik koordinat sistemində inteqrallama apararaq cırlaşmış elektron qazı üçün qalvano və termomaqnit tenzorlarının komponentlərini alırıq.

$$\sigma_{xx} = \tau_0 \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \cdot \frac{1}{Z_0} \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{Y_{\perp(op)}(Z)}, \quad \sigma_{xy} = \tau_0 \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \cdot \frac{1}{Z_0^2} v_{\perp 0} \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z) dZ}{Y_{\perp(op)}(Z)}, \quad (4.1.13)$$

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{1}{Z_0} \cdot 2 \int_0^{Z_0} \frac{X(Z) dZ}{Y_{\perp(op)}^2(Z)},$$

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right) \cdot \frac{1}{Z_0^2} \cdot v_{\perp 0} \left[ 2 \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{Y_{\perp(op)}^2(Z)} + \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{Y_{\perp(op)}(Z)} \right], \quad (4.1.14)$$

burada,  $Y_{\perp(op)}(Z) = 1 + v_{\perp 0}^2 \cdot \frac{1}{Z_0^2} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \cdot X^2(Z)$

$$v_{\perp} = v_{\perp 0} \cdot \frac{1}{Z_0} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right), \quad v_{\perp 0} = \frac{eB\tau_{\perp 0}}{m_{\perp}} \quad (4.1.15)$$

3) Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə ( $kr_0 \gg 1$ ).

Bu səpilmə halında relaksasiya müddətinin həm eninə, həm də uzununa komponentləri (1.2.16), (1.2.17) düsturları ilə ifadə olunur və bu komponenter əlverişli formada ikinci fəsildə (2.1.10), (2.1.11) düsturları ilə verilmişdir.

Bu (2.1.10), (2.1.11) ifadələrini (4.1.1)–də yerinə yazırıq, silindrik koordinatlardan  $\varepsilon_{\perp}$  – dəyişəninə görə inteqrallama apararaq cırlaşmış elektron qazı üçün perpendikulyar maqnit sahəsində  $\beta_{ik}$  – komponentlərini alırıq.

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{k_0 T}{3 \zeta - \varepsilon_0} \left[ \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2}(Z) dZ}{Y_{\perp(ze)}(Z) \ln t} + \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2}(Z) (2 - y_{\perp 2}^{(Z)}) dZ}{Y_{\perp(ze)}^2(Z) \ln t} \right] \quad (4.1.16)$$

$$\beta_{xy} = -\sigma_0 \frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{k_0 T}{3 \zeta - \varepsilon_0} v_0 \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z) (3 + y_{\perp 2}^{(Z)}) dZ}{Y_{\perp(ze)}^2(Z) \ln t} \quad (4.1.17)$$

burada:  $Y_{\perp(ze)}(Z)$  ifadələri ikinci fəsildə paraqraf 2.1 – də verilmişdir.

4) Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə ( $kr_0 \ll 1$ ).

Belə səpilmə halında relaksasiya müddəti izotropdur, hər iki komponenti eynidir, enerjidən asılı deyil, yalnız dalğa vektorunun  $k_{\parallel}$  – eninə komponentindən asılıdır və (1.2.18) ifadəsi ilə təyin olunur [4, c.748]. (1.2.18) ifadəsini əlverişli formada ikinci fəsildə (2.1.12) düsturu ilə verilir.

(1.2.12)–ni (4.1.1) – də yerinə yazaraq,  $\varepsilon_{\perp}$  –a görə inteqrallama nəticəsində  $\beta_{ik}$  – termomaqnit tenzorların cırlaşmış elektron qazı halında komponentlərini tapırıq.

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{a}{2r_0} \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot Y_{\perp}(ge)(Z)} \quad (4.1.18)$$

$$\beta_{xy} = -\sigma_0 \cdot \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 (\Omega \tau_0) \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z^2 \cdot Y_{\perp}(ge)(Z)} \quad (4.1.19)$$

burada  $Y_{\perp}(ge)(Z) = 1 + (\Omega \tau_0) \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \cdot \frac{1}{Z^2}$

## 4.2. Perpendikulyar maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron sistemlərində fononlardan səpilmə halında eninə Nernst – Etingşauzen effekti

Aşağıölçülü sistemlərdə termomaqnit effektlərin öyrənilməsinin çətinliyi bir tərəfdən enerji spektrinin, digər tərəfdən səpilmə mexanizminin anizotropluğu ilə bağlıdır.

Kosinusoidal enerji spektrinə (1.1.2) malik elektron qazının fononlardan səpilmə halı üçün (1.2.1)–ə əsasən  $NE$  – əmsalını hesablayaq. Nəzərə alaq ki, maqnit sahəsi lay müstəvisinə perpendikulyar  $B = B_{\perp} = B_z$ ,  $B_x = B_y = 0$ ; temperatur qradienti lay müstəvisində maqnit induksiyasına perpendikulyar yerləşir  $\nabla T = \nabla_x T, \nabla_y T = \nabla_z T = 0$ .

İxtiyari səpilmə mexanizmi üçün  $NE$  əmsalı (4.1.3) və (4.1.4) düsturlarına əsasən təyin olunur. Bu paraqrafda səpilmə mexanizminə görə iki hal nəzərdən keçirilir: a) akustik və qeyri–polyar optik; b) polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə. İndi hər bir halı ayrılıqda nəzərdən keçiririk.

### 4.2.1. Akustik və qeyri–polyar optik fononlardan səpilmə

Keçiricinin temperaturunu artırdıqda təxminən 40°K temperaturlarda akustik fononlardan səpilmə başlayır. Cırlaşmış elektron qazı üçün akustik fononlardan səpilmə halında  $NE$  əmsalını təyin etmək üçün (4.1.7), (4.1.8) ifadələrini (4.1.4)–də nəzərə almaq lazımdır. Hesablama göstərir ki, tam cırlaşmış kvaziikiölçülü elektron

qazı üçün akustik fononlardan ( $r = 0$ ) səpilmədə  $\tau_{\perp}/m_{\perp}$  enerjidən asılı olmur, ona görə də kvaziikiölçülü halda  $Q = 0$  olur. Perpendikulyar maqnit sahəsində müstəvidə hərəkət halında tsiklotron orbitin radiusu effektiv kütlənin yalnız müstəvidə olan komponentindən ( $m_{\perp}$ ) asılı olur.

Kvaziüçölçülü elektron qazı halında NE əmsalı sıfırdan fərqlidir və aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{01} \cdot \frac{\int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z^2 \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)} - \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot Y_{\perp(ak)}} \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z^2 \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)}}{\left[ \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)} \right]^2 + (\Omega\tau_{01})^2 \left[ \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z^2 \cdot Y_{\perp(ak)}(Z)} \right]} \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \quad (4.2.1)$$

burada  $u_1 = e\tau_{01}/m_{\perp}$  – lay müstəvisində yükdaşıyıcının yüyürüklüyüdür.

Zəif maqnit sahəsində ( $\Omega\tau_{01}) \ll 1$  NE əmsalını  $I_{k.l.m}$  – inteqralları vasitəsi ilə ifadə etmək olar.

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{01} \cdot \frac{I_{-2,0,0}I_{-1,0,1} - I_{-1,0,0}I_{-2,0,1}}{I_{-1,0,1}^2} \quad (4.2.2)$$

burada  $I_{k.l.m} = \int_0^{Z_0} Z^k \cos^l Z (\cos Z - \cos Z_0)^m dZ$ .

Zəif maqnit sahəsində NE əmsalı  $k_0 T/\varepsilon_0$  enerjilər nisbəti və  $u_{\perp 0}$  – yüyürüklüyü ilə düz mütənasib, işarəsi isə mənfidir  $Q < 0$ .

Güclü maqnit sahəsində ( $\Omega\tau_{01}) \gg 1$  şərti daxilində (4.1.20) – dən alırıq.

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \frac{1}{B^2 u_{01}} \cdot \frac{(Z^2/2) \sin Z_0 + Z_0 (\cos Z_0 - 1)}{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)^2} \quad (4.2.3)$$

Güclü maqnit sahəsində NE əmsalı  $Z_0$  dan güclü asılıdır,  $k_0 T/\varepsilon_0$  – la düz mütənasib,  $B^2 u_{01}$  – lə tərs mütənasib olub işarəsi zəif maqnit sahəsində olduğu kimi mənfidir  $Q < 0$ .



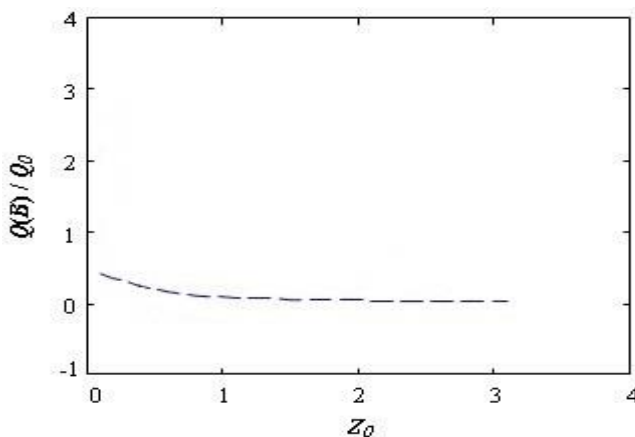
#### 4.2.2. Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə

Kristallarda temperatur artdıqca fononların oyanma prosesi güclənir, akustik fononlardan sonra 80°K–yaxınlığında polyar – optik fononlar oyanır. Ona görə də bu temperaturlarda polyar – optik fononlardan səpilmə dominantlıq təşkil edir.

Polyar optik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddəti akustik fononlardan səpilməyə nisbətən güclü anizotropluğu malikdir, belə ki,  $\tau_{\perp}$  və  $\tau_{\parallel}$  dalğa vektorunun uzununa  $k_{\perp}$  və eninə  $k_{\parallel} = k_z$  – komponentlərindən müxtəlif cür asılıdır. Maqnit sahəsi elektronların hərəkət dinamikasına güclü təsir edir və bu da *NE* əmsalının ifadələrində özünü göstərir. Yenə də bu paraqrafın əvvəlində qeyd olunan həndəsədə *NE* əmsalını hesablayaq:  $B = B_{\perp} = B_z$ ,  $\nabla T = \nabla_x T$ ;  $\nabla_y T = \nabla_z T = 0$ . Bu halda (4.1.13), (4.1.14) ifadələrini (4.1.4)–də nəzərə alaq:

$$Q = \frac{\int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z)dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \int_0^{Z_0} \left[ \int_0^{Z_0} \frac{1}{2} \left( \frac{X^2(Z)dZ}{y_{\perp(op)}^2(Z)} + \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z)}{y_{\perp(op)}(Z)} \right) \right] - \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z)dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{y_{\perp(op)}^2(Z)}}{\left( \frac{X^2(Z)dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \right)^2 + v_0^2 \left( \frac{\epsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \frac{1}{Z_0^2} \left( \frac{X^2(Z)dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \right)^2} \quad (4.2.2.1)$$

burada  $Y_{\perp(op)} = 1 + v_{\perp 0}^2 \cdot \frac{1}{Z_0^2} \cdot X^2(Z)$ ,  $v_{\perp} = v_{\perp 0} \frac{1}{Z_0} \left( \frac{\epsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)$ ,  $v_{\perp 0} = \frac{eB\tau_{\perp 0}}{m_{\perp}}$ ,  $\tau_{\perp 0}$  – paraqraf 4.1 – də 4.1.1 ifadəsi ilə təyin olunur. Cırılmış electron qazı üçün alınmış qalvanomaqnit və termomaqnit tenzorların (4.1.13), (4.1.14), eninə Nernst-Ettingshauzen əmsalının (4.2.2.1) ifadələri əsasında Nernst-Ettingshauzen əmsalının mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı qurulmuşdur (Şək.4.2.2.1).



**Şək.4.2.2.1. Vahidsiz eninə Nernst-Ettingshauzen əmsalının  $Q(B)/Q_0$  perpendikulyar maqnit sahəsində ( $B = B_{\perp}$ ) mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı.**

Qrafikdən aydın olur ki, polyar-optik fononlardan səpilmə halında perpendikulyar maqnit sahəsində eninə Nernst-Ettingshauzen əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsinin artması ilə zəif azalır və işarəcə müsbət qalır. Mini-zonanın böyük qiymətlərində, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün sıfıra yaxınlaşır.

Eninə NE əmsalının (4.2.2.1) ifadəsindən görünür ki, NE əmsalı eninə maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsi ( $Z_0$ ) və maqnit sahəsinin qiymətindən güclü asılıdır. Maqnit sahəsinin ixtiyari qiyməti üçün NE əmsalının analitik ifadəsini almaq mümkün olmadığından maqnit sahəsinin limit hallarına baxaq:

zəif maqnit sahəsi:  $\nu_{\perp} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$ . Bu limit halında NE – əmsalı  $I_{klm}$  – integralı ilə ifadə olunur [2,s.],[ 117,p.].

$$Q = Q_0 \frac{2}{Z_0} \cdot \left( \frac{3}{2} - \frac{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}{(0,5 Z_0 - 0,75 \sin 2Z_0 + Z_0 \cos Z_0)^2} I_{0,0,3} \right) \quad (4.2.2.2)$$

burada  $Q_0 = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{\perp 0}$ ,  $u_{\perp 0} = e \tau_{\perp 0} / m_{\perp}$ .

Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $\zeta_F > 2\varepsilon_0$  (Fermi səthi açıqdır, nahamar silindr),  $Z_0 = \pi$ ,  $Q = 2Q_0$ .

Kvaziüçölçülü halda  $\zeta_F < 2\varepsilon_0$  (qapalı Fermi səthi, ellipsoid)  $Z_0 = \arccos \left( 1 - \frac{\zeta_F}{\varepsilon_0} \right)$ ,  $Q = \frac{4}{3} Q_0$ . Hər iki halda  $Q > 0$ , NE əmsalı müsbətdir.

Güclü maqnit sahəsi:  $\nu_{\perp} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ . Bu şərti nəzərə aldıqda NE – əmsalı analitik ifadə olunur.

$$Q = \frac{1}{B^2} Q_0 \cdot \frac{1}{u_{\perp}^2} \cdot \frac{Z_0}{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)^2} \quad (4.2.2.3)$$

Göründüyü kimi güclü maqnit sahəsində NE – əmsalı müsbətdir və maqnit sahəsinin kvadratı ilə tərs mütənasib olaraq azalır.

Elektron qazının ölçüsünə görə limit hallarında NE – əmsalı üçün aşağıdakı ifadələr alınır.

Kvaziikiölçülü elektron qazı:

$$Q = Q_0 \cdot \frac{1}{3(u_{\perp} B)^2} \quad (4.2.2.4)$$

Kvaziüçölçülü elektron qazı:

$$Q = Q_0 \cdot \frac{1}{(u_{\perp} B)^2} \cdot \frac{1}{Z_0^2} \quad (4.2.2.5)$$

(4.2.2.4), (4.2.2.5) ifadələrindən görünür ki, hər iki aşağı ölçülü qaz üçün  $NE$  – əmsalı maqnit sahəsi və yüyürüklüyün kvadratı ilə tərs mütənasibdir və işarəcə müsbətdir. Qeyd edək ki, kvaziüçölçülü elektron qazı üçün polyar–optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halında  $NE$  əmsalı mini–zonanın dolma dərəcəsiindən asılı deyil.

Bu paraqrafda eninə maqnit sahəsində kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün akustik, qeyri-polyar optik, polyar-optik, pyezoakustik fononlardan səpilmə hallarında termomaqnit tenzorun komponentləri hesablanmış və bu komponentlər əsasında eninə  $NE$  əmsalı tapılmışdır. Alınmışdır ki, ki, akustik, qeyri-polyar-optik, güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hallarında kvaziikiölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün eninə  $NE$  əmsal sifıra bərabərdir  $Q=0$ , lakin kvaziüçölçülü halda əmsal sifırdan fərqlidir və mənfi işarəlidir  $Q < 0$ .

Polyar-optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halında eninə Nernst-Ettinqshauzen əmsalı müsbət işarəyə malikdir  $Q > 0$  və mini-zonanın dolma dərəcəsi artdıqca azalır.

### **4.3. Perpendikulyar maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron sistemlərində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə $NE$ effekti**

Çox aşağı, helium temperaturunda qeyd olunduğu kimi aşqar ionlarından səpilmə mexanizmi dominantlıq təşkil edir. Ona görə də aşağı temperaturlarda Nernst-Ettindshauzen effektini tədqiq etmək üçün aşqar ionlarından səpilməni nəzərə almaq lazımdır. Aşqar ionlarından səpilmənin anizotropluğu fononlardan səpilməyə nisbətən güclü olduğundan hesablamalarda çətinlik yaranır. Ona görə də relaksasiya müddətinin ifadələrində zəif ekranlaşma ( $kr_0 \gg 1$ ), güclü ekranlaşma ( $kr_0 \ll 1$ ) limit vəziyyətlərini ayrılıqda araşdırmaq məqsəduyğundur. Bu paraqrafda əvvəlcə zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halı nəzərdən keçirilir.

Bu halda  $NE$ -əmsalının hesablanması paraqraf 4.1.–də qəbul olunmuş həndəsədə ( $B = B_{\perp} = B_z$ ,  $\nabla T = \nabla_x T$ ) yerinə yetirilir. Seçilmiş həndəsədə  $NE$  əmsalı üçün alınmış (4.1.4) ifadəsində qalvano (2.1.9), (2.1.10) və termomaqnit tenzorların komponentlərinin (4.1.16), (4.1.17) qiymətlərini yerinə yazaraq və silindrik koordinat sistemində  $\varepsilon_{\perp}$  – a görə inteqrallamanı apararaq cırlaşmış elektron qazı aşağıdakı inteqral ifadəni alırıq [99, p.25-50].

$$Q = Q_0 \frac{\int_0^{Z_0} \frac{x^3(3+y_{\perp}(ze))dz}{(lnt)^2 y_{\perp}^2(ze)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{x^{5/2} dz}{(lnt) y_{\perp}(ze)} - \left[ \int_0^{Z_0} \left( \frac{x^{3/2} dz}{(lnt) y_{\perp}(ze)} + \frac{3}{2} \int_0^{Z_0} \frac{x^{3/2}(z-y_{\perp}(ze))}{(lnt)} \right) \right] - \int_0^{Z_0} \frac{x^4 dz}{(lnt)^2 \cdot y_{\perp}(ze)}}{\left[ \int_0^{Z_0} \frac{x^{5/2} dz}{(lnt)^2 \cdot y_{\perp}(ze)} \right]^2 + (\Omega_{\perp} \tau_{01})^2 \left[ \int_0^{Z_0} \frac{x^4 dz}{(lnt)^2 \cdot y_{\perp}(ze)} \right]^2} \quad (4.3.1.1)$$

burada  $Q_0 = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{\perp 0}(ze)$ ,  $u_{\perp 0}(ze) = \frac{e \tau_{\perp 0}(ze)}{m_{\perp}}$ , (4.3.1.1)–dan görünür ki, bu ifadəni ixtiyari maqnit sahəsi və ixtiyari ölçülü elektron qazı üçün analitik şəkildə yazmaq mümkün deyil. Ona görə də ifratqəfəs üçün zəif ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$ ) və güclü ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ ) maqnit sahəsi hallarına ayrılıqda baxmalı, sonra isə maqnit sahəsinin hər bir limit halında müxtəlif ölçülü (kvaziikiölçülü, kvaziüçölçülü) elektron qazı araşdırılmalıdır.

Zəif maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$ ).

$\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \ll 1$  zəif maqnit sahəsi şərtini  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  qalvano və termomaqnit tenzorlarının (2.1.9), (2.1.10), (4.1.16), (4.1.17) komponentlərində nəzərə almaqla aşağıdakı limit qiymətlərini alırıq:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\ln(2Z_0 r_0/a)} \left[ I_{0,0,5/2} - \frac{v_{\perp 0}^2}{\ln^2(2Z_0 r_0/a)} I_{0,0,11/2} \right] \quad (4.3.1.2)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{v_{\perp 0}}{\ln(2Z_0 r_0/a)} I_{0,0,4} \quad (4.3.1.3)$$

$$\beta_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\ln(2Z_0 r_0/a)} \left[ \frac{5}{2} I_{0,0,3/2} - \frac{1}{2} \frac{v_{\perp 0}^2}{\ln^2(2Z_0 r_0/a)} I_{0,0,5/2} \right] \quad (4.3.1.4)$$

$$\beta_{xy} = -\sigma_0 \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{v_{\perp 0}}{\ln(2Z_0 r_0/a)} 4 I_{0,0,3} \left[ \frac{5}{2} I_{0,0,3/2} - \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{\ln^2(2Z_0 r_0/a)} \right] \quad (4.3.1.5)$$

burada  $\beta_{xy} = -\sigma_0 \cdot \frac{e^2 n_0 \tau_{\perp 0}}{m_{\perp}}$ ,  $n_0 = \frac{m_{\perp} (\zeta - \varepsilon_0)}{\pi^2 \hbar^2 a}$ .

Göründüyü kimi  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  komponentləri mini–zonanın dolma dərəcəsiindən  $I_{klm}$  – inteqralları vasitəsilə,  $r_0/a$  – nisbətindən isə zəif loqarifmik asılıdırlar.

Bu şərti (4.3.1.1) ifadəsində nəzərə aldıqda zəif maqnit sahəsində  $NE$  əmsalı  $I_{klm}$  – funksiyaları ilə belə ifadə olunur.

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{\perp 0(ze)} \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \cdot \frac{1}{I_{0,0,5/2}} \left( 4I_{0,0,3} - \frac{5}{2} \cdot \frac{I_{0,0,3/2}}{I_{0,0,5/2}} I_{0,0,4} \right) \quad (4.3.1.6)$$

(4.3.2) ifadəsinin aşkar şəklini yalnız kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazı xüsusi hallarında tapmaq mümkündür.

Kvaziikiölçülü elektron qazı ( $\zeta_F > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ ).

$$Q = -4\pi^2 \left( \frac{k_0}{e} \right) \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot u_{\perp 0(ze)} \quad (4.3.1.7)$$

Göründüyü kimi zəif maqnit sahəsində  $NE$  əmsalı ( $Q$ ) kulon potensialının ekranlaşma radiusundan asılı deyil və işarəsi mənfidir  $Q < 0$ .

Kvaziüçölçülü elektron qazı  $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\zeta_F}{\varepsilon_0}\right)$ . Bu halda  $NE$  əmsalı üçün alırıq.

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{e\tau_{\perp 0(ze)} 1}{m_{\perp} \sin(Z_0/2)} \left\{ 4 \left[ -Z_0 \left( \cos^2 Z_0 + \frac{3}{2} \right) + \frac{1}{2} \left( 5 - \frac{11}{3} \sin^2 Z_0 \right) \sin Z_0 \right] - \frac{5}{2} \cdot \frac{\sin^2 Z_0 - Z_0 \cos Z_0}{Z_0(0,5 + \cos^2 Z_0) - 0,75 \cdot \sin 2Z_0} \right. \\ \left. \left[ Z_0 \left( \frac{3}{8} + 3\cos^2 Z_0 + \cos^4 Z_0 \right) - 2,2(1 - 0,5\sin^2 Z_0)\sin 2Z_0 \right] \right\} \quad (4.3.1.8)$$

Kvaziüçölçülü halda  $NE$  əmsalı mini–zonanın dolma dərəcəsiindən əsaslı şəkildə asılıdır və bu kəmiyyətdən asılı olaraq müsbət və ya mənfə işarəli ola bilər.

Güclü maqnit sahəsi ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$ ).

$\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  –nın (2.1.9), (2.1.10), (4.1.16), (4.1.17) ifadələri  $\Omega_{\perp} \tau_{\perp} \gg 1$  şərtini nəzərə alaraq tenzorların güclü maqnit sahəsindəki asılılıqlarını tapırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{\ln(2Z_0 r_0/a)}{v_{\perp 0}^2} I_{0,0,-1/2} \quad (4.3.1.9)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{v_{\perp 0}} I_{0,0,1} \quad (4.3.1.10)$$

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{v_{\perp 0}^2} \ln(2r_0 Z_0/a) \left(-\frac{1}{2}\right) I_{0,0,-3/2} \quad (4.3.1.11)$$

$$\beta_{xy} = -\sigma_0 \cdot \left(\frac{k_0}{e}\right) \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{v_{\perp 0}} Z_0 \quad (4.3.1.12)$$

Bu ifadələri (4.3.1.1)–də yerinə yazaraq *NE* əmsalının güclü maqnit sahəsində asılılığını tapırıq.

Güclü maqnit sahəsində *NE* əmsalı mini–zonanın dolma dərəcəsindən asılılığı  $I_{klm}$  – inteqralları vasitəsi ilə ifadə olunur.

$$Q = \frac{1}{B^2} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\ln(2r_0 Z_0/a)}{u_{\perp 0}(ze)} \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{0,0,-3/2}}{I_{0,0,1}} + \frac{I_{0,0,-1/2} I_{0,0,1}}{I_{0,0,1}^2} \right] \quad (4.3.1.13)$$

Bu ifadəyə daxil olan inteqralları

$$I_{0,0,-3/2} = \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{(\cos Z - \cos Z_0)^{3/2}}; I_{0,0,-1/2} = \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{(\cos Z - \cos Z_0)^{1/2}} \quad (4.3.1.14)$$

yalnız ədədi hesablamaq mümkündür. Güclü maqnit sahəsi halında kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü hallarda analitik ifadələr almaq mümkün deyil. Güclü maqnit sahəsində *NE* əmsalı müsbətdir ( $Q > 0$ ) və kulon potensialının ekranlaşma radiusu  $r_0$  –ın lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə ( $a$ ) ifratqəfəs sabitinə  $r_0/a$  nisbətindən loqarifmik asılıdır.

Bu halda analitik ifadə alınmadığından ədədi hesablama aparılmışdır. Ədədi hesablama nəticəsində məlum oldu ki, güclü maqnit sahəsində, *NE* əmsalı müsbətdir və ekranlaşma radiusunun lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə ifratqəfəs perioduna nisbətindən loqarifmik asılıdır. Aparılan ədədi hesablamalar göstərdi ki, eninə zəif maqnit sahəsində eninə *NE* əmsalı zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında işarəsini dəyişir. Qeyd edək ki, eninə *NE* əmsalının konsentrasiya asılılığında  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  laylı kristalında işarə dəyişmə müşahidə olunmuşdur.

#### 4.4. Eninə maqnit sahəsində güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE effekti

İfratqəfəslərdə güclü ekranlaşmanın özəlliyi ondadır ki, bu halda aşqar ionu özünü qısaməsafəyə təsir potensialına malik olan defekt kimi aparır, səpilmə qısa məsafəyə təsir potensialında baş verir. İfratqəfəslərdə güclü ekranlaşmanın *NE* effektinə təsirini öyrənmək üçün *NE* əmsalının analitik ifadəsini bilmək lazımdır. Tam cırlaşmış elektron qazı üçün güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə  $\tau_{\perp}/m_{\perp}$  – enerjidən asılı olmur, ona görə də kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $Q = 0$  olur, lakin kvaziüçölçülü halda  $Q \neq 0$ . Buna görə seçilmiş həndəsədə qalvanomaqnit tenzorun (2.1.13) və termomaqnit tenzorun (4.1.18), (4.1.19) komponentlərini (4.1.4) ifadəsində yerinə yazaraq cırlaşmış kvaziüçölçülü elektron qazı üçün *NE* əmsalının ifadəsini alırıq.

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{a}{2r_0} u_{02} \cdot \frac{\int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot Y_{\perp}(ge)} \int_0^{Z_0} \frac{XdZ}{Z \cdot Y_{\perp}(ge)} - \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot Y_{\perp}(ge)} \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot Y_{\perp}(ge)}}{\left( \int_0^{Z_0} \frac{XdZ}{Z \cdot Y_{\perp}(ge)} \right)^2 + v_{02}^2 \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \left( \int_0^{Z_0} \frac{XdZ}{Z^2 \cdot Y_{\perp}(ge)} \right)^2} \quad (4.4.1)$$

Burada  $Y_{\perp}(ge) = 1 + v_{02}^2 (a/2r_0)^2 Z^{-2}$ ,  $v_{02} = eB\tau_0/m_{\perp}$ ,  $u_{02} = e\tau_{02}/m_{\perp}$ ,  $\tau_0 = \frac{(m_{\perp}\chi)^{1/2}}{8\pi Nea^{3/2}}$  [4,c.746-750].

(4.3.2.1)–dən görünür ki, *NE* əmsalı cırlaşmış elektron qazı halında  $Z_0$ ,  $k_0 T/\varepsilon_0$ ,  $r_0/a$  və  $v_0$  –dan asılıdır.

Zəif maqnit sahəsi halı ( $v_0 \ll 1$ ).

$v_0 \ll 1$  maqnit sahəsinin zəif olma şərtini nəzərə aldıqda qalvano – və termomaqnit tenzorlarının komponentləri üçün alırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{a}{2r_0} \left[ I_{-1,0,1} - \left( \frac{a}{2r_0} \right) v_0^2 I_{-3,0,1} \right] \quad (4.4.2)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 v_0 I_{-2,0,1} \quad (4.4.3)$$

$$\beta_{xx} = - \left( \frac{k_0}{e} \right) \cdot \frac{\pi^2}{3} \sigma_0 \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{2r_0} \left[ I_{-1,0,0} - \left( -\frac{a}{2r_0} \right) v_0^2 I_{3,0,0} \right] \quad (4.4.4)$$

$$\beta_{xy} = -\left(\frac{k_0}{e}\right) \cdot \frac{\pi^2}{3} \sigma_0 \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right) \cdot \nu_0 \cdot I_{-2,0,0} \quad (4.4.5)$$

$\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  – zəif maqnit sahəsindəki ifadələrindən görünür ki, bu komponentlər  $Z_0$  – dan  $I_{klm}$  – inteqralları vasitəsilə asılı olduğu halda,  $r_0/a$  – nisbətindən birbaşa asılıdırlar.

(4.3.2.1) – də  $\nu_0 \ll 1$  şərtini nəzərə almaqla NE əmsalını zəif maqnit sahəsində analitik ifadəsini alırıq.

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{-1} \cdot u_{02} \left[ \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{-2,0,0}}{I_{-1,0,1}} - \frac{I_{-1,0,0} I_{-2,0,1}}{I_{-1,0,1}^2} \right] \quad (4.4.6)$$

Zəif maqnit sahəsində eninə NE əmsalı  $u_{01}$  – ilə düz,  $r_0/a$  – la tərs mütənasibdir,  $Z_0$  mini–zonanın dolma dərəcəsi  $I_{klm}$  – inteqralları vasitəsilə asılıdır, işarəcə mənfi olur  $Q < 0$ . Bu halda alınmış inteqralları dəqiq hesablamaq mümkün olmadığından kvaziiki və kvaziüçölçülü elektron qazı hallarına aid analitik ifadələr almaq mümkün deyil.

Güclü maqnit sahəsi halı ( $\nu_{01} \gg 1$ ).

Güclü maqnit sahəsi  $\nu_{01} \gg 1$  şərtini (2.1.9), (2.1.10), (4.1.16), (4.1.17) ifadələrində yerinə yazaraq komponentləri üçün alırıq.  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  – komponentləri üçün alırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{2r_0}{a} \cdot \frac{1}{\nu_0^2} \left[ Z_0 \sin Z_0 + \left(1 - \frac{Z_0^2}{2r_0}\right) \cos Z_0 - 1 \right] \quad (4.4.7)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\nu_0} (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \quad (4.4.8)$$

$$\beta_{xx} = -\left(\frac{k_0}{e}\right) \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \sigma_0 \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{2r_0}{a} \cdot \frac{1}{\nu_0^2} \cdot \frac{Z_0^2}{2} \quad (4.4.9)$$

$$\beta_{xy} = -\left(\frac{k_0}{e}\right) \cdot \frac{\pi^2}{3} \sigma_0 \cdot \frac{k_0 T}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\nu_0} \cdot Z_0 \quad (4.3.2.10)$$

Güclü maqnit sahəsində  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  – lar üçün alınmış ifadələrdən görünür ki,  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə ilə ( $r_0/a$ ) mütənasib olduqları halda  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  ( $r_0/a$ ) – nisbətindən asılı deyil. Lakin bu komponentlərin hamısı mini–zonanın dolma dərəcəsi  $(Z_0)$  – aşkar şəkildə sılıdır.



(4.3.2.1) düsturunda  $v_{01} \gg 1$  şərtini nəzərə almaqla  $NE$  əmsalı üçün alırıq:

$$Q = \frac{1}{B^2} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{2r_0}{a} \cdot \frac{1}{u_{02}} Q_0 \cdot \frac{0,5Z_0^2 \sin Z_0 + Z_0 (\cos Z_0 - 1)}{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)^2} \quad (4.4.11)$$

Güclü maqnit sahəsində  $Q$  əmsalı  $r_0/a$  – nisbəti,  $k_0 T/\varepsilon_0$  – enerjilər nisbəti ilə düz mütənasib  $u_{02} B^2$  – la isə tərs mütənasibdir və mənfi işarəlidir  $Q < 0$ .

#### IV fəsilin nəticəsi

1) Lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan aşağıölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün aşqar ionlarından səpilmə halında yalnız termomaqnit tenzorun, akustik, qeyri–polyar optik, pyezoakustik fononlardan səpilmədə isə həm qalvanomaqnit, həm də termomaqnit tenzorların komponentləri və ayrı–ayrı səpilmələr halında  $ENE$  əmsalının ümumi ifadələri tapılmışdır.

2) Alınmışdır ki, ixtiyari maqnit sahəsində akustik, qeyri–polyar optik, güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $Q = 0$ , kvaziüçölçülü halda  $Q < 0$ ,  $NE$  əmsalı mini–zonanın ( $Z_0$ ) dolma dərəcəsindən güclü asılıdır və istilik enerjisinin ( $k_0 T$ ) mini–zonanın yarıməninə ( $\varepsilon_0$ ) nisbəti ilə düz mütənasibdir  $Q \sim k_0 T/\varepsilon_0$ . Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə  $NE$  əmsalı həmçinin ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbəti ( $r_0/a$ ) – ilə tərs mütənasibdir  $Q \sim (r_0/a)^{-1}$ .

3) Zəif maqnit sahəsində:  $NE$  əmsalı maqnit sahəsindən asılı deyil, yüyürüklükdə düz mütənasibdir ( $\sim u_{\perp} = e\tau_{\perp 0}/m_{\perp}$ ),  $Z_0$  – mini–zonanın dolma dərəcəsindən güclü asılıdır. Akustik fononlardan səpilmədə  $Q < 0$ , polyar optik fononlardan səpilmədə  $Q > 0$ , zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə mini–zonanın dolma dərəcəsindən asılı olaraq kvaziikiölçülü halda  $Q > 0$ , kvaziüçölçülü halda  $Q < 0$  ola bilər,  $r_0/a$  – dan loqarifmik asılıdır.

Güclü ekranlaşmada  $Q < 0$ ,  $r_0/a$  – nisbəti ilə tərs mütənasibdir  $Q \sim (r_0/a)^{-1}$ .

4) Güclü maqnit sahəsində:  $NE$  əmsalı  $B^2 u$  – ilə tərs mütənasibdir. Akustik fononlardan səpilmədə kvaziüçölçülü halda  $Q < 0$ , polyar–optik fononlardan səpilmədə  $Q > 0$ . Zəif ekranlaşmış ( $kr_0 \gg 1$ ) aşqar ionlardan səpilmədə  $Q > 0$ ,  $NE$

əmsalı  $r_0/a$  –dan loqaritmik asılıdır. Güclü ekranlaşmada  $Q < 0$ ,  $NE$  əmsalı  $r_0/a$  – ilə düz mütənasibdir.

**Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Anisotropy of Nernst-Ettingshausen Effect in Superlattices during scattering on Phonons // Russian Physics Journal, Vol.60, No.11, November, 2017, pp.1931-1937.**

## V FƏSİL

### UZUNUNA MAQNİT SAHƏSİNDƏ KOSİNUSOİDAL DISPERSİYA QANUNUNA TABE OLAN KVAZİİKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMİNDƏ ENİNƏ NERNST – ETTİNGSHAUZEN EFFEKTİ

İfratqəfəslər və digər laylı quruluşlarda enerji spektrinin və səpilmə mexanizminin anizotropluğu, hal sıxlığının pilləvari formada olması, habelə maqnit sahəsinin səmtləşməsi kinetik əmsallara təsir edir. Termomaqnit hadisələr içərisində səpilmə mexanizmi, temperatur, elektron qazının ölçüsünə və maqnit sahəsinin səmtləşməsinə ən çox həssas olanı Nernst – Ettigshauzen effektidir. Bu hadisənin əsas göstəricisi onun işarəsidir, belə ki, aşağıölçülü sistemin temperaturunun dəyişməsi ENE – əmsalının işarəsinin dəyişməsinə gətirir. İşarə dəyişkənliyi ifratqəfəslərdə dominant səpilmə mexanizminin dəyişdiyini göstərir. Beləliklə, ENE əmsalının işarəsinə bilməklə həm səpilmə mexanizmi, ifratqəfəsin mini–zonanın quruluşu haqqında keyfiyyətə məlumat əldə etmək olar, həm də praktiki məqsədlər üçün istifadə etmək olar [210,p.5-15],[195,p.075318(1-7)],[148,p.235415(1-5)]. Eninə NE–effekti üçölçülü elektron qazı üçün geniş şəkildə öyrənilməsinə aşağıölçülü sistemlərdə yaxın zamanlarda tədqiq olunmağa başlamışdır. Bu qısa müddətdə aparılan tədqiqat nəticəsində aşağıölçülü sistemlərdə maqnit sahəsinin qiymət və lay müstəvisinə nəzərən istiqaməti, temperatur qradientinin istiqaməti və elektron qazının ölçüsündən asılı olaraq ifratqəfəslərdə üçölçülü elektron qazı üçün müşahidə olunmayan bir sıra qeyri – adi termomaqnit effektlər müşahidə olundu. Bunlara misal olaraq NE əmsalının artması, ossilyasiyası və işarəsinə dəyişməsi kimi hadisələri göstərmək olar [127,p.R1-R8],[82,p.166602(1-4)]. İkiölçülü sistemlərdə güclü maqnit sahəsində NE əmsalının işarə dəyişməsi mümkünlüyü [97,p.081413(1-4)] işində göstərilmişdir.

Eninə NE effektinin ölçülməsi qrafen və qrafitdə [248,p.5-50],[97,p.081413(1-4)], [239,p.1-6] işlərində aparılmışdır. ENE effekti nəzəri olaraq [186,p.3059-3066], [166,p.166402(1-4)], [167,p.01661(1-5)] və [127,p.R1-R12] icmalında araşdırılmışdır. Bu işlərdə xətti, sinusoidal enerji spektrli ikiölçülü və kvaziikiölçülü sistemlərdə ENE–effekti öyrənilmişdir [82,p.166602(1-6)], [127,p.R1-R15], [139,p.355-360]. Belə

sistemlərdə güclü maqnit sahəsində NE əmsalının osillyasiyasına baxılmışdır. Lay müstəvisinə perpendikulyar aralıq maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı *GaAs/AlGaAs* heteroquruluşlarda [241,p.7520-7527], zəif maqnit sahəsində [227,p.155457(1-6)], [132,p.026602(1-5)] işlərində NE–effekti öyrənilmişdir. Lakin bu işlərdə elektron qazının ölçüsünün və maqnit sahəsinin səmtləşməsinin eninə NE effektinə təsiri öyrənilməmişdir.

Qeyd olunmuş işlərdə əsasən lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində ikiölçülü elektron qazında akustik və aşqar ionlarından səpilmə kimi mexanizmlərə baxılır. Məlumdur ki, çox aşağı helinum temperaturunda aşqar ionlardan səpilmə, 40°K – ətrafında akustik, 80°K–də isə polyar–optik fononlardan səpilmə baş verir [195,p.075318(1)]. Bu səpilmə mexanizmlərinin NE – effektinə təsirini sistemli şəkildə öyrənməyə ehtiyac vardır. Bundan başqa görülmüş işlərdə mini–zonanın dolma dərəcəsinin və maqnit sahəsinin səmtləşməsinin NE – effektinə təsirinə baxılmamışdır.

Uzununa maqnit sahəsində termomaqnit hadisələr səpilmə mexanizmi, effektiv kütlənin anizotropluğu eninə maqnit sahəsinə nisbətən daha çox həssasdırlar.

Bu fəsildə kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron qazlı ifratqəfəslərdə lay müstəvisində yerləşən maqnit sahəsində (paralel maqnit sahəsində) akustik və optik fononlardan, aşqar ionlarından [13,c.86-92], [62,c.111-117] səpilmə halında Nernst – Etingshauzen effekti tədqiq olunur. Bu tədqiqatların nəticələrini əks etdirən fononlardan səpilməyə aid [63,c. 64–72], [117, p. 1935–1937], [118, p. 855–858], icmal [146, p. 71–72, 73–76] işləri, aşqar ionlarından səpilməyə aid [62,c. 111 – 119], [119, p. 922 – 923], [120, p. 472 – 475], icmal [146, p. 76 – 80] işləri elmi jurnallarda çap olunmuşdur.

Paraqraf 5.1–də kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəslərdə lay müstəvisində yerləşən paralel maqnit sahəsində qalvano–termomaqnit tenzorların və Nernst – Etingshauzen əmsalının ümumi ifadələri alınmışdır.

Paraqraf 5.2–də paralel maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazı üçün akustik, polyar optik fononlardan səpilmə halında NE əmsalının ümumi ifadələri alınmışdır. Maqnit sahəsinin qiymətinə görə (zəif maqnit sahəsi  $\Omega\tau \ll 1$ , güclü maqnit sahəsi

$\Omega\tau \gg 1$ ), elektron qazının ölçüsünə görə (kvaziikiölçülü, kvaziüçölçülü) limit hallarına baxılmışdır.

Paraqraf 5.3–də paralel maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazı üçün zəif ( $kr_0 \gg 1$ ) və güclü ( $kr_0 \ll 1$ ) ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalının ümumi ifadələri tapılmışdır. Maqnit sahəsinin və elektron qazının ölçüsünün limit qiymətlərində (kvaziikiölçülü, kvaziüçölçülü) NE əmsalının qiymətləri araşdırılmışdır.

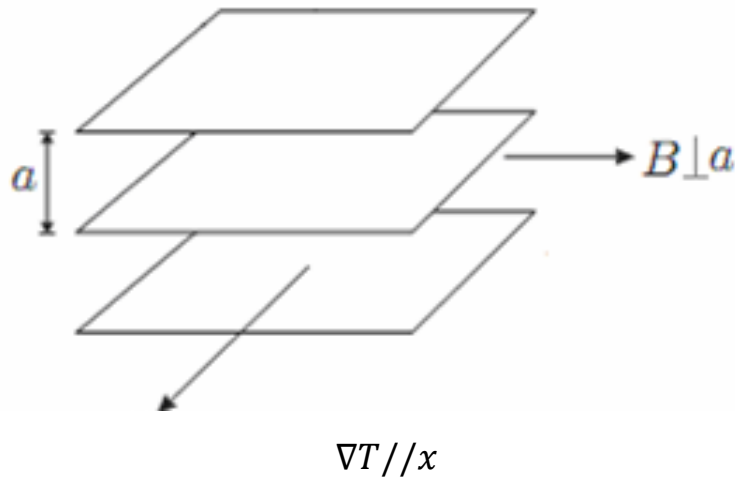
Paraqraf 5.4–də ifratqəfəsdə eninə NE hadisəsinin anizotropluğu araşdırılmışdır. Quruluş, enerji spektri, relaksasiya müddəti və maqnit sahəsinin səmtləşməsinin yaratdığı anizotropluqların eninə NE hadisəsinə təsirinin nəticələri araşdırılmışdır.

### 5.1. Uzununa maqnit sahəsində termomaqnit tenzorunun komponentləri və Nernst – Etingshauzen əmsalının ümumi ifadələri

Uzununa (paralel) maqnit sahəsində NE əmsalını hesablamaq üçün paraqraf 3.1–də seçilmiş həndəsəni qəbul edirik, belə ki,

$$B = B_y = B_{\parallel}, E = E_x = E_y = E_z = 0; \nabla T = \nabla_x T; \nabla_y T = \nabla_z T = 0$$

Şəkil 5.1.1.



Şəkil 5.1.1. Məsələnin həndəsəsi

Maqnit sahəsi temperatur qradientinə perpendikulyar olmaqla lay müstəvisində yerləşir:  $\vec{B} \perp \vec{\nabla}T$ .  $\vec{P}$  – ümumiləşmiş qüvvə impulsunun (3.1.1) cərəyan sıxlığının

ümumi (2.1.7) ifadəsində yerinə yazırıq və silindrik koordinat sistemində yə görə inteqrallama aparırıq. Cərəyan sıxlığının alınmış ifadəsində ümumiləşmiş Om qanununu (1.3.1) nəzərə alaraq termomaqnit tenzorun komponentlərinin ümumi ifadələrini alırıq.

$$\beta_{xx} = -\frac{n_0 e}{T} \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta_z) \frac{\tau_{\perp}}{1 + v_{\perp} v_{\parallel}} \rangle, \quad \beta_{xz} = -\frac{n_0 e}{T} \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta_z) \frac{\tau_{\perp} \cdot v_{\parallel}}{1 + v_{\perp} v_{\parallel}} \rangle, \quad (5.1.1)$$

$$\beta_{zz} = -\frac{n_0 e}{T} \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta_z) \frac{\tau_{\parallel}}{1 + v_{\perp} v_{\parallel}} \rangle, \quad \beta_{zx} = -\frac{n_0 e}{T} \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta_z) \frac{\tau_{\parallel} \cdot v_{\perp}}{1 + v_{\perp} v_{\parallel}} \rangle, \quad (5.1.2)$$

burada qəbul olunmuş olunmuş işarələmələrinin mənası II və III fəsillərdə (2.1.9) və (3.15) – də göstərilmişdir. İndi isə ümumi şəkildə tapılmış  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  – qalvano – və termomaqnit tenzorların komponentlərindən istifadə edərək seçilmiş həndəsədə NE əmsalının ( $Q$ ) ümumi ifadəsini hesablayaq. Bundan ötrü NE effektinin təyindən istifadə edirik. Lay müstəvisində  $B = B_y = B_{\parallel}$  maqnit sahəsində, həmin müstəvidə olmaqla maqnit sahəsinə perpendikulyar yönələn  $\nabla T = \nabla_x T$  – temperatur qardienti olduqda  $E_z$  – elektrik sahəsinin yaranması eninə NE effekti adlanır və effekti xarakterizə edən kəmiyyət  $Q$  – belə təyin olunur:

$$Q = -\frac{E_z}{B \nabla_x T} \quad (5.1.3)$$

Cərəyan sıxlığının (1.3.1) ifadəsində  $j_x = j_z = 0; \nabla_z T = 0$  şərtlərini nəzərə alaraq (5.1.3) düsturuna əsasən NE əmsalı üçün paralel maqnit sahəsində aşağıdakı münasibəti tapırıq.

$$Q = \frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{xx} \beta_{zx} - \beta_{xx} \sigma_{zx}}{\sigma_{xx} \sigma_{zz} + \sigma_{zx} \sigma_{xz}} \quad (5.1.4)$$

Qalvanomaqnit və termomaqnit tenzorların (3.1.2), (3.1.3), (5.1.1), (5.1.2) komponentlərini (5.1.4) ifadəsində nəzərə alaraq  $Q$  – üçün yeni ümumi asılılıq alırıq.

$$Q = \frac{1}{eT} \cdot \frac{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle \langle (\varepsilon - \zeta) \frac{\tau_{\parallel} v_{\perp}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle - \langle \frac{\tau_{\parallel} v_{\perp}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle \langle (\varepsilon - \zeta) \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle}{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle \langle \frac{\tau_{\parallel}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle + \langle \frac{\tau_{\perp} v_{\parallel}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle \langle \frac{\tau_{\parallel} v_{\perp}}{1+v_{\perp}v_{\parallel}} \rangle} \quad (5.1.5)$$

(5.1.5) ifadəsi ixtiyari cırılaşma dərəcəsi olan elektron qazı üçün paralel maqnit sahəsində müxtəlif səpilmə mexanizmləri, akustik fononlar, polyar optik fononlar, zəif və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə üçün doğrudur.

Seçilmiş həndəsədə ( $B = B_{\parallel} = B_y, \nabla T = \nabla_x T$ ) relaksasiya müddətinin (4.1.5), (4.1.9), (4.1.10), (2.1.10), (2.1.11), (2.1.12)–ifadələrini  $\sigma_{ik}$  və  $\beta_{ik}$  – larin (3.1.2), (3.1.3), (5.1.1), (5.1.2) münasibətlərində nəzərə alırıq və silindrik koordinatlarda  $\varepsilon_{\perp}$  – dəyişəninə görə inteqrallama apararaq cırlaşmış elektron qazı üçün paralel maqnit sahəsində qalvano – və termomaqnit tenzorların komponentlərini müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında tapırıq.

1) Akustik və qeyri – polyar optik fononlardan səpilmə.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \int_0^{Z_0} -\frac{X(Z)dZ}{Z \cdot Y_{\parallel(ak)}(Z)}, \sigma_{xz} = \sigma_0 \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}}\right)^{1/2} \Omega \tau_{01} \int_0^{Z_0} -\frac{X(Z)\cos Z dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel(ak)}(Z)}, \quad (5.1.6)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z \cdot dZ}{Z \cdot Y_{\parallel(ak)}(Z)}, \sigma_{zx} = \sigma_0 \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}}\right)^{1/2} \Omega \tau_{01} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel(ak)}(Z)}, \quad (5.1.7)$$

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e 3 \varepsilon_0} \int_0^{Z_0} -\frac{dZ}{Z \cdot Y_{\parallel(ak)}(Z)}, \quad (5.1.8)$$

$$\beta_{xz} = -\sigma_0 \frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e 3 \varepsilon_0} \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}}\right)^{1/2} \Omega \tau_{01} \int_0^{Z_0} \frac{\cos Z \cdot dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel(ak)}(Z)},$$

$$\beta_{zz} = 0; \beta_{zx} = 0 \quad (5.1.9)$$

burada  $Y_{\parallel(ak)}(Z) = 1 + v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0} \frac{1}{Z^2} \cos Z = 1 + (\Omega \tau_{01})^2 \frac{1}{Z^2} \cos Z$ ,  $\sigma_0 = \frac{e^2 n_0 \tau_{01}}{m_{\perp}}$ ,  $\Omega = eB / \sqrt{m_{\perp} m_{\parallel 0}}$  – elektronun tsiklotron tezliyidir,  $v_{\perp} = (m_{\perp} / m_{\parallel 0})^{1/2} \Omega \tau_{\perp}$ ,  $v_{\parallel} = (m_{\perp} / m_{\parallel 0})^{1/2} \Omega \tau_{\perp} \cos Z$ ,  $v_{\perp} v_{\parallel} = \Omega^2 \tau_{\perp} \tau_{\parallel} \cos Z$ .

2) Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə.

Paralel maqnit sahəsi  $xz$  müstəvisində elektronların hərəkət dinamikasına əsaslı şəkildə təsir göstərir. Belə ki, keçirici elektronların qrup sürəti ( $v_z = \frac{\varepsilon_0 a}{\hbar} \sin ak_z, v = \frac{\hbar k_x}{m}$ ) və effektiv kütləsinin ( $\frac{1}{m_z} = \frac{a^2 \varepsilon_0}{\hbar^2} \cos ak_z, \frac{1}{m_x} = \frac{1}{m_{\perp}}$ )  $X$  və  $Z$  oxları istiqamətdə dalğa vektorunun komponentlərindən asılılıqlar müxtəlifdir. Bu müxtəliflik NE əmsalının dəyişməsinə və anizotropluğuna gətirir. Cırlaşmış elektron qazı halında

(4.1.9), (4.1.10) düsturları vasitəsilə  $\tau_{\perp}, \tau_{\parallel}$  – relaksasiya müddətinin komponentlərini nəzərə almaqla silindrik koordinat sistemində  $\varepsilon_{\perp}$  – dəyişəninə görə inteqrallayaraq, (3.1.2), (3.1.3), (5.1.1), (5.1.2) – yə əsasən  $\sigma_{ik}$  və  $\beta_{ik}$  komponentləri üçün alırıq.

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \cdot \frac{1}{Z_0} \int_0^{Z_0} \frac{X_{(Z)}^2 dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)}, \quad (5.1.10)$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_0 \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{Z_0^2} \Omega \tau_{\parallel 0} \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right)^{1/2} \int_0^{Z_0} - \frac{X_{(Z)}^{5/2} \cdot Z \cdot \cos \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)},$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \frac{\tau_{\parallel 0}}{\tau_{\perp 0}} \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Z_0} \int_0^{Z_0} \frac{X_{(Z)}^{1/2} \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)}, \quad (5.1.11)$$

$$\sigma_{zx} = \sigma_0 \frac{\tau_{\parallel 0}}{\tau_{\perp 0}} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{Z_0^2} \Omega \tau_{\perp 0} \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right)^{1/2} \int_0^{Z_0} - \frac{X_{(Z)}^{3/2} \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)}, \quad (5.1.12)$$

$$\beta_{ik} = - \frac{\pi^2 k_0}{3 e} k_0 T \left. \frac{d\sigma_{ik}}{d\varepsilon_{\perp}} \right|_{\varepsilon_{\perp} = \zeta_F - \varepsilon_Z'} \quad (5.1.13)$$

burada  $Y_{\perp(op)} = 1 + v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0} \cdot \frac{1}{Z_0^2} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot X_{(Z)}^{3/2} \cdot Z \cdot \cos Z = 1 + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \cdot$

$$\cdot \frac{1}{Z_0^2} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot X_{(Z)}^{3/2} \cdot Z \cdot \cos Z, v_{\perp} = \Omega \tau_{\perp 0} \left( \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{Z_0} \cdot \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)$$

$$v_{\parallel} = \Omega \tau_{\parallel 0} \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right)^{1/2} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Z_0} \cdot Z \cos Z, v_{\perp 0} = \Omega \tau_{\perp 0} \left( \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Z_0},$$

$$v_{\parallel 0} = \Omega \tau_{\parallel 0} \left( \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Z_0}$$

$X(Z)$  –in mənası ikinci fəsilə 2.1 paragrafında 2.1.9 ifadəsində verilmişdir.

3) Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə.

Relaksasiya müddətinin (4.1.16), (4.1.17) ifadələrini (4.1.1)–də nəzərə alaraq silindrik koordinat sistemində  $\varepsilon_{\perp}$  dəyişəninə görə inteqrallama apararaq cırlaşmış elektron qazı üçün  $\beta_{ik}$  – termomaqnit tenzorunun komponentlərinin aşağıdakı ifadələrini alırıq.  $\sigma_{ik}$  – elektrikkeçirmə tenzorunun komponentləri üçüncü fəsilə hesablanmışdır (3.1.5), (3.1.6).



$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{2} \int_0^{Z_0} \frac{X_{(Z)}^{3/2} (4 + Y_{\parallel(z e)}(Z)) dZ}{\ln(4r_0 Z/a) Y_{\parallel(z e)}^2(Z)}, \quad (5.1.14)$$

$$\beta_{xz} = -\sigma_0 \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \Omega \tau_{\parallel 0(z e)} \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}}\right)^{1/2} \int_0^{Z_0} \frac{X_{(Z)}^2 (2 + Y_{\parallel(z e)}(Z)) Z \cos Z dZ}{\ln(4r_0 Z/a) Y_{\parallel(z e)}^2(Z)} \quad (5.1.15)$$

$$\beta_{zz} = -\sigma_0 \frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{\varepsilon_0}{3} \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right)^{-1/2} \frac{\tau_{\parallel 0(z e)}}{\tau_{\perp 0(z e)}} \left[ 2 \int_0^{Z_0} \frac{(1 - 0,75 Y_{\parallel(z e)}(Z)) Z \cdot \sin^2 Z dZ}{X_{(Z)}^{1/2} Y_{\parallel(z e)}^2(Z)} \right] \quad (5.1.16)$$

$$\beta_{zx} = -\sigma_0 \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\tau_{\parallel 0(z e)}}{\tau_{\perp 0(z e)}} \cdot \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}}\right)^{1/2} \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right) \Omega \tau_{\perp 0(z e)} \left[ 2 \int_0^{Z_0} \frac{Z \cdot X(Z) \sin^2 Z dZ}{\ln(4r_0 Z/a) Y_{\parallel(z e)}^2(Z)} \right] \quad (5.1.17)$$

burada  $Y_{\parallel(z e)}(Z) = 1 + v_{\perp 0(z e)} v_{\parallel 0(z e)} \cdot \frac{X_{(Z)}^2 \cdot Z \cdot \cos Z}{\ln(4r_0 Z/a)} \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right)^2 = 1 + \Omega^2 \tau_{\perp 0(z e)} \tau_{\parallel 0(z e)} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right)^2 \frac{Z \cdot X_{(Z)}^2 \cdot \cos Z}{\ln(4r_0 Z/a)}$  digər işarələmələr əvvəlki fəsildə göstərilmişdir.

4) Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə.

Paralel maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazı halında relaksasiya müddətinin (4.1.2.1) – ifadəsini (5.1.1), (5.1.2) düsturlarında yerinə yazaraq, silindrik koordinat sistemində  $\varepsilon_{\perp}$  dəyişəninə görə inteqrallama aparmaqla  $\beta_{ik}$  – termomaqnit tenzorunun komponentlərinin yeni ümumi ifadələrini tapırıq.  $\sigma_{ik}$  – elektrikkeçirmə tenzorunun komponentləri üçüncü fəsildə hesablanmışdır (3.17), (3.18).

$$\beta_{xx} = -\sigma_0 \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \left(\frac{2r_0}{a}\right) \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel(g e)}(Z)}, \quad (5.1.18)$$

$$\beta_{xz} = -\sigma_0 \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}}\right)^{1/2} \left(\frac{2r_0}{a}\right)^{1/2} \Omega \tau_0 \int_0^{Z_0} \frac{\cos Z \cdot dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel(g e)}(Z)} \quad (5.1.19)$$

$$\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0 \quad (5.1.20)$$

burada  $Y_{\parallel(g e)}(Z) = 1 + v_{\perp 0(g e)} \cdot v_{\parallel 0(g e)} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \cdot \frac{1}{Z^2} \cos Z = 1 + (\Omega \tau_0) (2r_0/a)^2 \tau_{\perp 0(z e)} \tau_{\parallel 0(z e)} \cdot Z^2 \cos Z$ , digər işarələmələr əvvəlki fəsildə göstərilmişdir.

## 5.2. Paralel maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron sistemlərində fononlardan səpilmə halında eninə Nernst – Ettingshauzen effekti

Holl effektindən fərqli olaraq NE effektində işarə dəyişməsi səpilmə mexanizmləri ilə bağlı olduğundan müəyyən temperaturda işarəyə görə hansı mexanizmin dominant olduğunu söyləmək olar. Paralel maqnit sahəsi perpendikulyar maqnit sahəsinə nisbətən daha güclü anizotrop luq yaratdığından NE əmsalının qiymətinə və işarəsinə daha çox təsir edə biləcəyi gözlənilir. Ona görə NE əmsalının işarəsinə təsir edən kəmiyyətlərdən temperatur, minizonanın dolma dərəcəsi ilə yanaşı maqnit sahəsinin səmtləşməsinin rolunu öyrənmək üçün NE əmsalını paralel maqnit sahəsində hesablayaq. Bunun üçün paraqraf 5.1–də seçilmiş həndəsədə hesablama aparırıq. Bu həndəsədə maqnit sahəsi ( $\vec{B}$ ) və temperatur qradienti ( $\vec{\nabla}T$ ) bir–birinə perpendikulyar olmaqla hər ikisi lay müstəvisində yerləşir. Əvvəlki fəsildə olduğu kimi əvvəlcə akustik, sonra isə polyar optik fononlardan səpilmənin NE əmsalının ədədi qiymətinə və işarəsinə təsirinə baxaq.

### 5.2.1. Akustik və qeyri – polyar optik fononlardan səpilmə

Akustik fononlardan səpilmə halında relaksasiya müddəti enerjiddən asılı olmadığından termomaqnit əmsallardan (5.1.9)–də  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$ . Bunu (5.1.4)–də nəzərə alsaq NE əmsalı üçün sadələşmiş düstur alarıq.

$$Q = -\frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{zx}\beta_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{zz} + \sigma_{xz}\sigma_{zx}} \quad (5.2.1.1)$$

Qeyd edək ki, perpendikulyar maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda akustik fononlardan səpilmədə  $Q = 0$  olduğu halda paralel maqnit sahəsində sıfırdan fərqlidir.

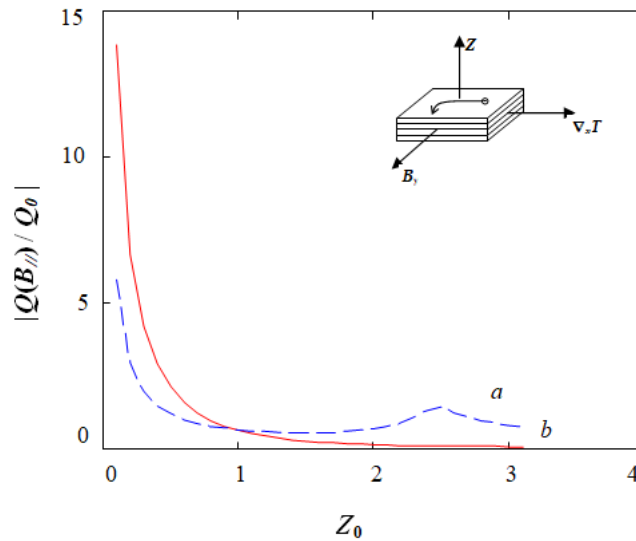
Cırlaşmış elektron qazı üçün akustik fononlardan səpilmədə qalvano – və termomaqnit tenzorların (5.1.6), (5.1.7), (5.1.8), (5.1.9) komponentlərini NE əmsalının (5.1.5) ümumi ifadəsində yerinə yazaraq [117, p. 1931–1933, 1935–1937], [118, p. 853, 855–856], [145, p. 71 – 72].

$$Q = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{e \tau_0}{m_{\perp}} \cdot \frac{\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{Z_0} \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{1 + \Omega^2 \cdot \tau_{01}^2 \cos Z}}{\int_0^{Z_0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0) dZ}{1 + \Omega^2 \cdot \tau_{01}^2 \cos Z} + \Omega^2 \cdot \tau_{01}^2 \int_0^{Z_0} \frac{\cos Z \cdot (\cos Z - \cos Z_0) dZ}{1 + \Omega^2 \cdot \tau_{01}^2 \cos Z}} \quad (5.2.1.2)$$

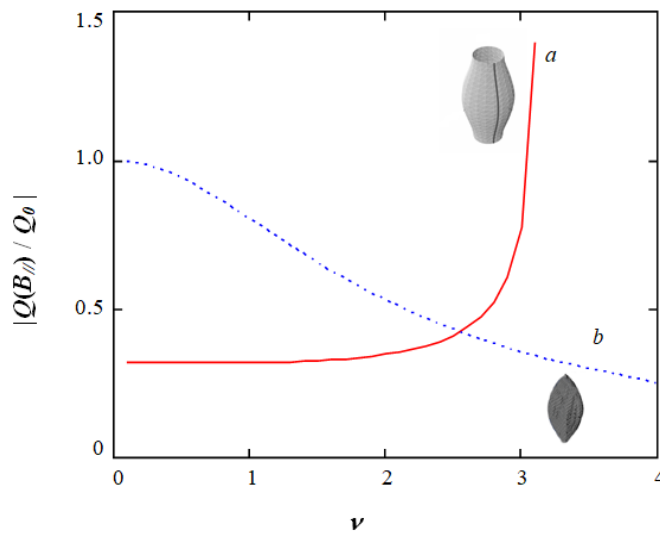
burada  $Q_0 = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{e \tau_0}{m_{\perp}}$ ,  $\tau_{01} = \frac{\pi \hbar^3 \rho \vartheta^2 a}{E_1^2 k_0 T m_{\perp}}$ .

(5.2.1.2) düsturu əsasında  $Q/Q_0$  –in mütləq qiymətinin minizonanın dolma dərəcəsiindən ( $Z_0$ ) (şəkil 5.2.1.1), maqnit sahəsinin qiymətindən ( $\Omega\tau_{01}$ ) (şəkil 5.2.1.2) (5.2.1.2 şəkildə küncərdə Fermi səthinin forması göstərilmişdir) asılılıqları verilmişdir. Fermi səviyyəsinin vəziyyəti Fermi səthinin topologiyasını təyin edir, bu da öz növbəsində eninə termomaqnit effektlərə təsir edir [239, p. 1 – 6].

Şəkil 5.2.1.1–dən görünür ki, zəif maqnit sahəsində mini–zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində,  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ , kiçik konsentrasiyalarda, kvaziüçölçülü halda NE əmsalının qiymətində güclü artım müşahidə olunur və zona dolduqca azalır və sabit qiymətə yaxınlaşır. Kvaziikiölçülü halda NE əmsalı maqnit sahəsində artır, kvaziüçölçülü halda isə azalır (şəkil 5.2.1.2): NE əmsalının işarəsi üçölçülü halda olduğu kimi mənfidir. Maqnit sahəsi paralel olduqda, perpendikulyar haldan fərqli olaraq, NE əmsalı kvaziikiölçülü halda sıfırdan fərqlidir. Qeyd edək ki, maqnit sahəsi lay səthinə perpendikulyar olduqda NE əmsalı kvaziikiölçülü halda sıfıra bərabərdir  $Q = 0$  [241,p.7522–7525]. Paralel maqnit sahəsində akustik fononlar üçün relaksasiya müddəti enerjidən asılı olmadığından yalnız  $\beta_{zz} = 0, \beta_{zx} = 0$  – termomaqnit komponentlər sıfıra bərabərdir.



**Şəkil 5.2.1.1.** Akustik fononlardan səpilmə halında  $Q(B_{||})/Q$  vahidsiz  $ENE$  əmsalının  $Z_0$  – mini – zonanın dolma dərəcəsiəndən asılılıđı:  $a$  – güclü maqnit sahəsi ( $\nu = \Omega\tau_0 = 5$ );  $b$  – zəif maqnit sahəsi ( $\nu = \Omega\tau_0 = 0,5$ ).



**Şəkil 5.2.1.2.** Akustik fononlardan səpilmə halında  $Q(B_{||})/Q_0$  vahidsiz  $ENE$  əmsalının uzununa maqnit sahəsindəndən  $\nu = \Omega\tau_0$  asılılıđı:  $a - Z_0 = \pi$ ,  $b - Z_0 = \pi/2$ .

$NE$  əmsalı üçün analitik ifadə zəif ( $\Omega\tau_0 \ll 1$ ) və güclü ( $\Omega\tau_0 \gg 1$ ) maqnit sahələri halında almaq mümkündür.

Zəif maqnit sahəsində:  $\Omega\tau_0 \ll 1$  – şərtin (5.2.1.2) – də nəzərə alırıq.

$$Q = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{01} \cdot \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \left(1 - \Omega^2 \tau_{01}^2 \frac{\sin Z_0}{Z_0}\right) \quad (5.2.1.3)$$

burada  $u_{01} = \frac{e\tau_{01}}{m_{\perp}}$  – lay müstəvisində yüyürlükdür. (5.2.1.3)–dən görünür ki, zəif maqnit sahəsində NE əmsalı lay müstəvisində təyin olunan  $u_{01}$  – yüyürlüklə düz mütənasibdir və maqnit sahəsindən zəif asılıdır. Fermi səviyyəsi mini–zonadan kənarında yerləşdikdə, bu kvaziikiölçülü elektron qazına aiddir, böyük konsentrasiyalarda NE əmsalı üçün alırıq.

$$Q = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{01} \quad (5.2.1.4)$$

Buradan görünür ki, kvaziikiölçülü halda NE əmsalı maqnit sahəsindən asılı olmayaraq sabit qiymət alır və işarəsini dəyişmir, mənfi qalır.

Güclü maqnit sahəsində:  $\Omega\tau_0 \gg 1$  şərtini (5.2.1.2)–də yerinə yetirərək NE əmsalı üçün alırıq.

$$Q = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{e\tau_{01}}{m_{\parallel 0}} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{01} \cdot \frac{1}{(u_{\parallel} B)^2} \cdot \frac{\ln [tg (0,5Z_0 + 0,25\pi)]}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (5.2.1.5)$$

(5.2.1.5)–dən görünür ki, güclü maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda yükdaşıyıcıların böyük konsentrasiyalarında NE əmsalı sifıra bərabərdir  $Q = 0$ . NE əmsalı lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yüyürlüklə və maqnit sahəsinin kvadratı ilə tərs mütənasibdir.

Akustik fononlar üçün (5.2.1.2) düsturu əsasında  $Q/Q_0$  –ın zəif (şəkil 5.2.1.3), güclü maqnit sahələri (şəkil 5.2.1.4)–də halında minizonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  asılılığı göstərilmişdir. Zəif maqnit sahəsində minizonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində akustik fononlardan səpilmədə  $Q/Q_0$  – çox böyük mənfi qiymət alır  $Q/Q_0 = 15$ ,  $Z_0$  – artdıqca böyük sürətlə sifıra yaxınlaşır. Güclü maqnit sahəsində də kiçik konsentrasiyalarda akustik fononlardan səpilmədə  $Q/Q_0$  – mənfi olur. Güclü

maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsinin böyük qiymətlərində, kvaziikiölçülü halda ( $Z_0 = \pi$ ) sıfıra bərabərdir.

$Q/Q_0$  – in maqnit sahəsindən asılılığında kvaziikiölçülü hal kvaziüçölçülü haldan əsaslı şəkildə fərqlənir, belə ki, açıq Fermi səthi olan halda NE əmsalı artır, qapalı olduqda azalır. NE əmsalının işarəsi akustik fononlardan səpilmədə üçölçülü halda olduğu kimi mənfidir. Alınmış ümumi ifadə əsasında cırlaşmış elektron qazı üçün eninə NE əmsalının akustik fononlardan səpilmə halında mini-zonanın dolma dərəcəsiəndənvə maqnit sahəsindən asılılıqları ğyrənilməşdir. Zəif maqnit sahəsində NE əmsalında mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$  güclü artım müşahidə olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, eninə maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə NE əmsalı akustik fononlardan səpilmə halında sıfıra bərabər olmasına baxmayaraq uzununa maqnit sahəsində sıfırdan fərqlidir.

### 5.2.2. Polyar – optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə

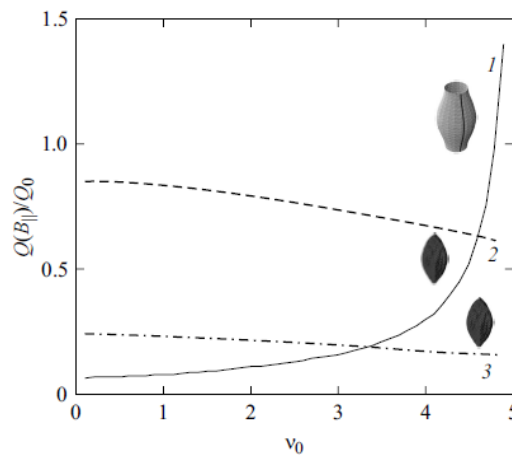
Polyar optik fononlardan səpilmədə akustik fononlardan fərqli olaraq relaksasiya müddəti güclü anizotropdur, lay müstəvisində və ona perpendikulyar istiqamətdə dalğa vektorunun komponentlərindən müxtəlif şəkildə asılıdır [73, p. 846-848].

Bu halda NE əmsalını təyin etmək üçün əvvəlki paraqrafda  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  –ların cırlaşmış elektron qazı üçün hesablanmış (5.1.10)–(5.1.13) ifadələrini (5.1.5) tənliyində yerinə yazıb silindrik koordinat sistemində  $\varepsilon_{\perp}$  – dəyişəninə görə inteqrallama apararaq cırlaşmış elektron qazı üçün maqnit sahəsinin və mini-zonanın dolma dərəcəsinin ixtiyari qiymətlərində alırıq [118,p.856–858], [145,p.73–76],[117, p. 1936–1937],[63, c. 64–72].

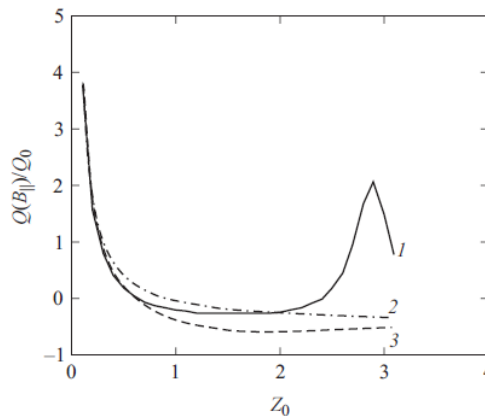
$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\frac{3}{2Z_0} \left( \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2} \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)} \right) - \frac{1}{2Z_0} \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2} \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X(Z) \left( 3 + Y_{\parallel(op)}(Z) \right) dZ}{Y_{\parallel(op)}^2(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2} \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)} + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2} \cdot \cos Z \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2} \cdot Z \cdot \sin^2 Z \cdot dZ}{Y_{\parallel(op)}(Z)}} \quad (5.2.2.1)$$

burada  $Y_{\parallel(op)}(Z) = 1 + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot X^{3/2}(Z) \cdot Z \cos Z$ ,  $\tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0}$  – əvvəlki fəsildə (4.1.4)– düsturları ilə ifadə olunurlar.

Polyar-optik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddətinin anizotropluğu kinetik əmsallarda özünü göstərir. Eninə NE - əmsalının maqnit sahəsindən asılılığı şək.5.2.2.1-də, mini-zonanın dolma dərəcəsinə asılılığı isə şək.5.2.2.2 -də göstərilmişdir. Şək.5.2.2.1-dən görünür ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsinin böyüməsi ilə eninə NE əmsalında sürətlə artma olduğu halda kvaziüçölçülü elektron qazı üçün azalma baş verir. Maqnit sahəsindən asılılıqda eninə NE əmsalının dəyişmə tərzii elektron qazının ölçüsündən ciddi asılıdır və bu asılılıqdakı fərq maqnit sahəsinin böyük qiymətlərində özünü daha qabarıq göstərir ( $\nu_0 = 4.5$ ). Zəif maqnit sahəsində elektron qazının ölçüsünə görə asılılıqda fərq zəifdir, belə ki Fermi səthi açıq olduqda zəif artma, qapalı olduqda isə zəif azalma müşahidə olunur, hansı ki, belə hal akustik fononlardan səpilmədə də eninə NE əmsalının modulu üçün yaranır.



**Şək. 5.2.2.1. Mini-zonanın dolma dərəcəsinin müxtəlif qiymətlərində polyar-optik fononlardan səpilmə halında vahidsiz eninə NE əmsalının  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  maqnit sahəsindən asılılığı:  $1 - Z_0 = \pi$ ,  $2 - Z_0 = \pi/2$ ,  $3 - Z_0 = \pi/3$**



**Şək.5.2.2.2. Vahidsiz eninə NE əmsalının mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsiindən asılılığı: 1 – güclü maqnit sahəsi ( $\nu = \Omega\sqrt{\tau_{\perp 0}\tau_{\parallel 0}} = 4, 5$ ), 2 – aralıq maqnit sahəsi ( $\nu = 1$ ), 3 – zəif maqnit sahəsi ( $\nu = 0, 5$ ).**

Burada  $\Omega = eB/\sqrt{m_{\perp}m_{\parallel 0}}$  uzununa maqnit sahəsində elektronun tsiklotron tezliyidir. Şəkil 5.2.2.2 -dən görünür ki, mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində NE əmsalı böyük müsbət qiymət alır, sonra isə  $Z_0 \approx \pi/2$  ətrafında işarəsini dəyişir və kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $Z_0 = \pi$  yenidən işarə müsbət olur, başqa sözlə NE əmsalı işarəsini iki dəfə dəyişir. Mini-zonanın dolma dərəcəsiindən və maqnit sahəsindən asılı olaraq eyni bir nümunədə işarəsini iki dəfə dəyişir. Bu nəticə onu göstərir ki, polyar optik fononlardan səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində ifratqəfəsin kimyəvi tərkibini dəyişmədən yeni tərkibli maddənin xassəsi alınır ki, bundan da praktikada istifadə oluna bilər. Eninə NE əmsalının işarəsi anizotrop sistemlərdə  $\gamma = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \cdot \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\parallel}}$  əmsalı ilə təyin olunur, başqa sözlə relaksasiya müddətinin enerjiden asılılığı və effektiv kütlə anizotropluğu ilə təyin olunur. ENE – effektində paralel maqnit sahəsində yaranan elektrik sahəsi  $E_Z$  sürətli və yavaş hərəkət edən elektronların relaksasiya müddətləri fərqi ilə təyin olunur  $E_Z \sim [\tau(\vartheta_1) - \tau(\vartheta_2)]$ . Ifratqəfəslərdə polyar-optik fononlardan səpilmə halında relaksasiya müddəti dalğa vektorunun uzununa  $k_{\perp}$  və eninə  $k_{\parallel}$  toplananlarından müxtəlif şəkildə asılıdır. Bundan başqa elektrionların effektiv kütlələri lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə ( $m_{\parallel}$ ) və lay müstəvisində ( $m_{\perp}$ ) bir-birindən fərqlənir  $m_{\perp} < m_{\parallel}$ , həmçinin  $m_{\parallel}$  dalğa vektorunun  $k_{\parallel}$  toplananından asılıdır. Beləliklə lay müstəvisində və ona perpendikulyar hərəkət edən relaksasiya müddəti və effektiv kütlələri müxtəlif olan iki cür elektron qrupu yaranır, uzununa maqnit sahəsi isə bu hərəkəti qarışdırır.

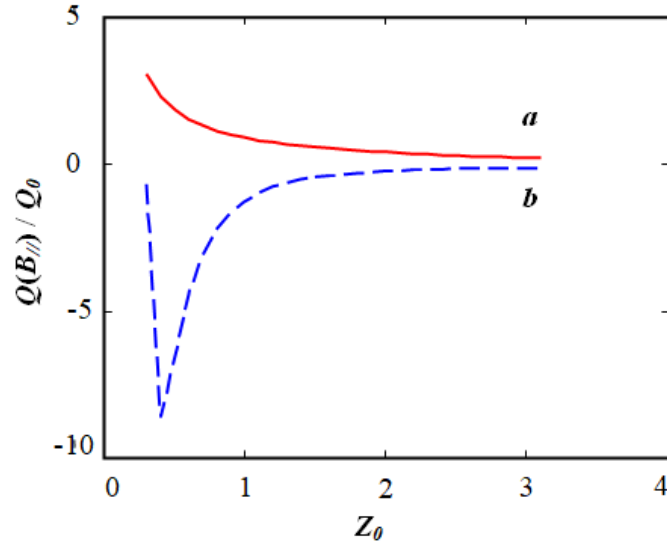
Elektronlar müxtəlif tsiklotron orbitlər üzrə hərəkət edirlər və sərbəst yolun orta uzunluğu bu elektronlar üçün müxtəlifdir. Qeyd edək ki, paralel maqnit sahəsində Holl əmsalı da işarəsini dəyişir [50, p. 375–378], lakin bu işarə dəyişkənliyi  $m_{\parallel}$  effektiv



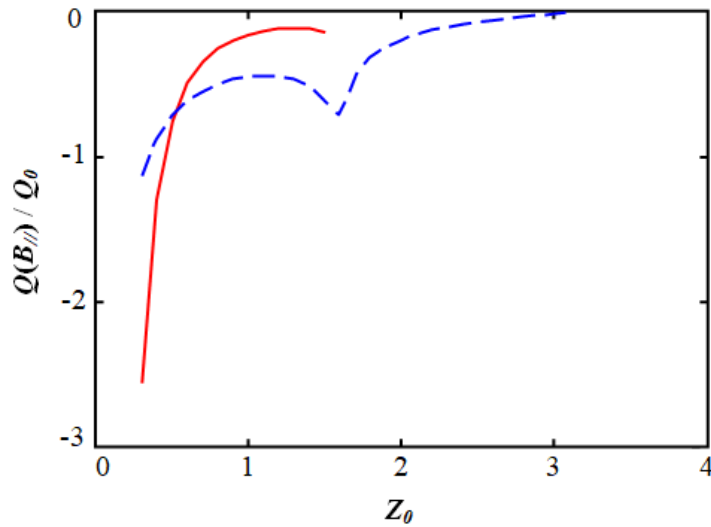
kütlənin mənfi qiymət alması ilə, yəni mini–zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin mövcud olması ilə bağlıdır.

(5.2.2.1) ifadəsi əsasında qurulmuş asılılıqları göstərən şəkil 5.2.1.3 və şəkil 5.2.1.4–dən görünür ki, polyar optik fononlardan səpilmə zəif maqnit sahəsində kiçik konsentrasiyalarda NE əmsalı müsbət qiymət alır, konsentrasiya artdıqca azalır və sıfıra yaxınlaşır. Güclü maqnit sahələrində kiçik konsentrasiyalarda NE əmsalı mənfi, konsentrasiya artdıqca  $Z_0 = \frac{\pi}{2}$  ətrafında işarəsini dəyişir, daha sonra konsentrasiyanın artması ilə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün yenidən müsbət olur. Bu nəticə əvvəlcə şəkil 5.2.2.1–də alınmış nəticə ilə üst–üstə düşür. Ifratqəfəslərdə polyar-optik fononlardan səpilmə halında relaksasiya müddəti dalğa vektorunun  $k_{\perp}$  və  $k_{\parallel}$  toplananlardan müxtəlif şəkildə asılıdır. Bundan başqa elektrionların effektiv kütlələri lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə ( $m_{\parallel}$ ) və lay müstəvisində ( $m_{\perp}$ ) bir-birindən fərqlənir  $m_{\perp} < m_{\parallel}$ , həmçinin  $m_{\parallel}$  dalğa vektorunun  $k_{\parallel}$  toplananından asılıdır. Beləliklə lay müstəvisində və ona perpendikulyar hərəkət edən relaksasiya müddəti və effektiv kütlələri müxtəlif olan iki cür elektron qrupu yaranır, uzununa maqnit sahəsi isə bu hərəkəti qarışdırır. Elektronların müxtəlif tsiklotron orbitin radiusunun sərbəst yolun orta uzunluğuna nisbəti müxtəlifdir. Eninə NE əmsalının polyar-optik fononlardan səpilmə halında zəif və güclü maqnit sahələrində asimptotikaları uyğun olaraq aşağıdakı kimidir:

*zəif maqnit sahəsində ( $\Omega\tau_0 \ll 1$ ):*



**Şəkil 5.2.1.3.**  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının zəif maqnit sahəsində mini–zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı: *a* – optik fononlardan səpilmə, *b* – akustik fononlardan səpilmə.



**Şəkil 5.2.1.4.**  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının güclü maqnit sahəsində mini–zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı: *a* – optik fononlardan səpilmə, *b* – akustik fononlardan səpilmə.

NE əmsalının analitik ifadəsini almaq üçün maqnit sahəsinin limit hallarını nəzərdən keçirək.

Zəif maqnit sahəsi ( $\Omega\tau_0 \ll 1$ ).

Bu şərti (5.2.2.1) – də nəzərə alaraq NE əmsalı üçün tapırıq.

$$Q = Q_0 \cdot \frac{1}{Z_0} \left[ \frac{3}{2} + 2 \frac{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \cos Z_0}{0,5Z_0 - 0,75 \sin 2Z_0 + Z_0 \cos^2 Z_0} \left( 1 + \frac{2}{3Z_0 \sin Z_0} \right) \right], \quad (5.2.2.2)$$

Kvaziikiölçülü halda ( $Z_0 = \pi, \varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ) yükdaşıyıcıların böyük konsentrasiyalarında NE əmsalı öz müsbət işarəsini saxlayır və qiymətcə akustik fononlardakı qiymətcə çox kiçikdir  $Q_{ak}/Q_{op} \approx 3$ . (5.2.2.2)–dən görünür ki, zəif maqnit sahəsində böyük müsbət qiymət alır  $Q = Q_0 \cdot \frac{1}{Z_0 \cdot \cos Z}$ ,  $Q_{op}/Q_0 \approx 4$  lakin  $Z_0 = \pi$  –yə yaxınlaşdıqda (kvaziikiölçülü hal) kiçik mənfi qiymət alır  $Q = -Q_0/6$ .

Beləliklə alınır ki, zəif maqnit sahəsində Fermi səviyyəsi mini–zonanın içərisinə düşdükdə (kvaziüçölçülü elektron qazı) konsentrasiyanın kiçik qiymətlərində ENE – əmsalı akustik fononlardan səpilmədə böyük qiymət alır  $Q_{ak}/Q_0 \approx 15$ , polyar – optik fononlardan səpilmədə isə  $Q_{op}/Q_0 \approx 4$  qiymət alır, yəni akustik halda optik hala nisbətən ENE əmsalı üç dəfə böyükdür.

Güclü maqnit sahəsi ( $\Omega\tau \gg 1$ ).

$\Omega\tau \gg 1$  şərtini (5.2.2.1) – də nəzərə alaraq NE əmsalı üçün tapırıq.

$$Q = -Q_0 \frac{1}{2Z_0} \cdot \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{u_{\perp} u_{\parallel 0} B^2} \cdot \frac{I_{-1,-1,-1/2}}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (5.2.2.3)$$

burada  $I_{-1,-1,-1/2} = \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot \cos Z (\cos Z - \cos Z_0)^{1/2}}$  şəklindədir,

$u_{\parallel}$  –lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə elektronların yüyürüklüyüdür.

(5.2.2.2) və (5.2.2.3) ifadələrindən alınır ki, NE əmsalının böyük qiymət alması ifratqəfəslərdə yükdaşıyıcıların böyük yüyürüklüyə malik olmaları ilə bağlıdır (Məsələn, *GaAs/AlGaAs* ifratqəfəsində  $u_{\perp} = 9,5 \cdot 10^5 \text{ sm}^2/\nu \cdot \text{san}$ ,  $u_{\parallel} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ sm}^2/\nu \cdot \text{san}$  [23,c.]) və Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılıdır. Uzununa güclü maqnit sahəsində yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının kiçik qiymətlərində polyar–optik fononlardan səpilmədə ENE–əmsalı akustik fononlarda olduğu kimi mənfi işarəli qiymət alır. Böyük konsentrasiyalarda ( $Z_0 = \pi$ , kvaziikiölçülü elektron qazı) Fermi səviyyəsi mini–zonadan kənara çıxır ( $\zeta_F > 2\varepsilon_0$ ) ENE əmsalı sıfıra yaxınlaşır  $Q_{op} \rightarrow 0$ . Bu nəzəri nəticə aparılmış [49,c.] eksperimental elmi işin nəticələrinə uyğundur. Güclü maqnit sahəsində (5.2.2.3) – də görünür ki, Fermi səthinin topologiyasından asılı olaraq NE əmsalı məxsusiyyətə malikdir.

Onu da qeyd etmək lazımdır ki, ifratqəfəslərdə zəif və güclü maqnit sahəsi kriteriyalarına ifratqəfəs parametrləri  $a, \varepsilon_0$  və səpilmə mexanizmi təsir göstərir.

### 5.3. Paralel maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə halında eninə Nernst – Etingşhauzen effekti

Qeyd olunduğu kimi İQ – lərdə lay müstəvisinə perpendikulyar və paralel istiqamətlərdə elektronların dinamikası çox fərqlənir. Digər tərəfdən aşqar ionlardan səpilmədə relaksasiya müddəti fononlara nisbətən daha güclü anizotropdur. Ona görə də paralel maqnit sahəsində aşqar ionlardan səpilmə halında NE əmsalında daha çox dəyişiklik gözlənilir [119, 110].

Aşqar ionlardan səpilmə halında ekranlaşma radiusunun ixtiyari qiymətində analitik ifadə almaq çətin olduğundan limit hallarına baxmaq əlverişlidir: zəif ekranlaşma  $kr_0 \gg 1$ , güclü ekranlaşma  $kr_0 \ll 1$ .

Əvvəlcə birinci limit halını nəzərdən keçirək.

#### 5.3.1. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında NE effekti

Qalvano – və termomaqnit tenzorların cırlaşmış elektron qazı üçün alınmış (5.3.1.5), (3.1.6), (5.1.14) – (5.1.17) düsturlarını (5.1.5)–də nəzərə alaraq NE əmsalının lay müstəvisinə paralel ixtiyari maqnit sahəsində aşağıdakı ifadəsini alırıq.

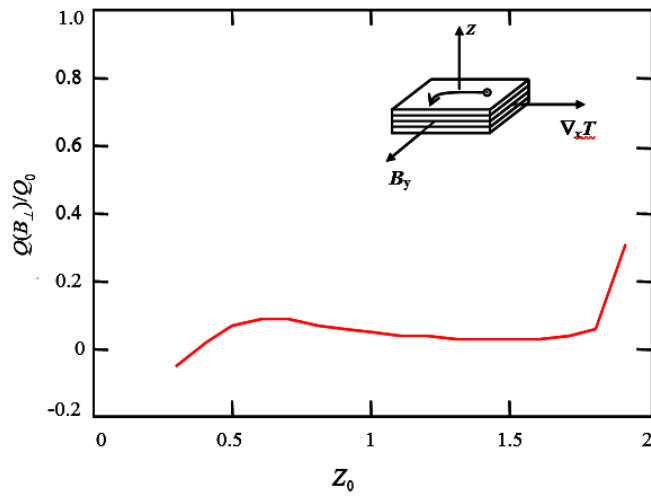
$$\frac{Q(B_{\parallel})}{Q_0} = \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{1/2} \cdot \frac{2 \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z) dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}(ze)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X(Z) Z \sin^2 Z dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}^2(ze)(Z)} \frac{1}{2} \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) \cdot Z \sin^2 Z dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}(ze)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2}(Z) [4 + y_{\parallel}(ze)(Z)] dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}^2(ze)(Z)} \quad (5.3.1.1)$$

$$\cdot \frac{\int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z) dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}(ze)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2}(Z) \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel}(ze)(Z)} + \Omega^2 \tau_{\perp 0}(ze) \tau_{\parallel 0}(ze) \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z) \cos Z dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}(ze)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) \cdot Z \sin^2 Z dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}(ze)(Z)}}$$

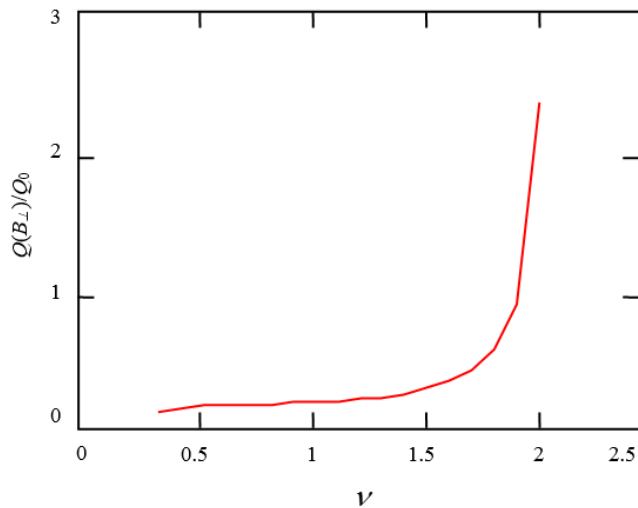
burada  $Q_0 = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot u_{\perp 0}(ze)$ ,  $u_{\perp 0}(ze) = \frac{e \tau_{\perp 0}(ze)}{m_{\perp}}$ ,  $\ln t = \ln(4r_0 Z/a)$ .

(5.3.1.1) ifadəsindən görüldüyü kimi paralel maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə ENE əmsalı  $k_0 T / \varepsilon_0$  – enerji nisbəti, maqnit sahəsinin ( $B$ )

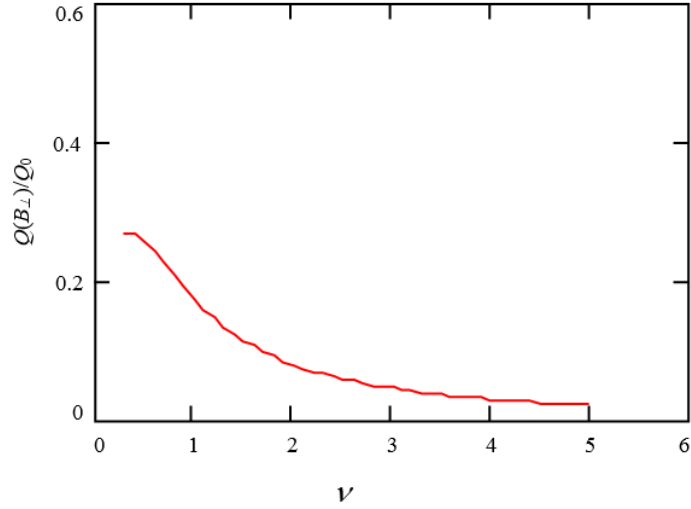
induksiyası, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbəti  $r_0/a$ , mini–zonanın dolma dərəcəsi ( $Z_0$ ) ilə təyin olunur,  $r_0/a$  – nisbətindən isə loqarifmik asılıdır



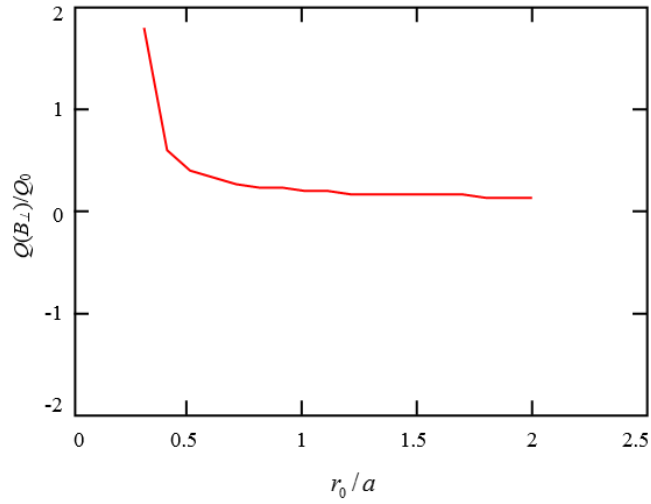
**Şəkil 5.3.1.1. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $Q(B_{II})/Q_0$  vahidsiz  $ENE$  əmsalının güclü maqnit sahəsində ( $\nu = 4$ )  $r_0/a = 2$  olduqda  $Z_0$  – mini–zonanın dolma dərəcəsiəndən asılılığı.**



**Şəkil 5.3.1.2. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $Q(B_{II})/Q_0$  vahidsiz  $ENE$  əmsalının kvaziikiölçülü ( $Z_0 = \pi$ ) elektron qazı üçün  $r_0/a = 2$  olduqda maqnit sahəsindən asılılığı**



**Şəkil 5.3.1.3. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $Q(B_{\perp})/Q_0$  vahidsiz  $ENE$  əmsalının kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ( $Z_0 = \pi/2$ )  $r_0/a = 2$  olduqda maqnit sahəsindən asılılığı**



**Şəkil 5.3.1.4. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $Q(B_{\perp})/Q_0$  vahidsiz  $ENE$  əmsalının aralıq maqnit sahəsində ( $\nu = 1$ ) kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ( $Z_0 = \pi/2$ )  $r_0/a$  – nisbətindən asılılığı.**

Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında alınmış (5.3.1.1) ifadəsinə əsasən ENE əmsalı  $Q/Q_0$  –in mini–zonanın dolma ( $Z_0$ ) dərəcəsindən şəkil 5.3.1.1,  $\Omega\tau$  maqnit sahəsindən (şəkil 5.3.1.2 kvaziikiölçülü elektron qazı üçün,  $Z_0 = \pi$  və şəkil 5.3.1.3 kvaziüçölçülü  $Z_0 = \pi/2$  – elektron qazı üçün), ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə  $r_0/a$  nisbətindən (şəkil 5.3.1.4) asılılıqları qurulmuşdur.

Şəkil 5.3.1.1–də zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə üçün  $Q/Q_0$  nisbətinin  $Z_0$  – minizonanın dolma dərəcəsindən asılılığı göstərilmişdir. Uzununa maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalının işarəsi Fermi səthinin topologiyasından və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılıdır. Eninə NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsindən qeyri-monoton asılıdır, güclü maqnit sahəsində dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində NE əmsalı kiçik mənfi qiymət alır, sonra isə minizona dolduqca, yəni konsentrasiya artdıqca  $Z_0 = \pi/2$  – qiymətində  $Q$  – sıfırdan keçir, müsbət qiymət alır. NE əmsalının işarəsi anizotrop sistemlərdə  $\gamma = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \cdot \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\parallel}}$  parametri ilə təyin olunur.  $\gamma$  – parametri sürətli  $\tau(v_1)$  və yavaş  $\tau(v_2)$  elektronları relaksasiya müddətləri fərqi ilə təyin olunur. Bundan başqa bu parametr maqnit sahəsinin istiqamətindən asılıdır, belə ki, maqnit sahəsi lay müstəvisində və ona perpendikulyar istiqamət hərəkət edən relaksasiya müddətləri enerjiden müxtəlif şəkildə asılı olan və effektiv kütlələri müxtəlif olan elektronların hərəkətlərini qarışdırır. Eninə NE–əmsalının dəyişmə tərzində məxsusiyyət mini– zonanın dolma dərəcəsi  $Z_0 = \pi/2$  ( $\varepsilon_F = \varepsilon_0$ ) qiymətində yaranır.

Şəkil 5.3.1.2–dən görünür ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $Q/Q_0$  – maqnit sahəsindən asılı olaraq sürətlə artır, işarəsi müsbətdir. Şəkil 5.3.1.3–ə əsasən deyə bilərik ki,  $Q/Q_0$  – kvaziüçölçülü elektron qazı üçün işarəcə müsbət qalaraq azalaraq sıfıra yaxınlaşır. ENE – nin belə asılılığı sərbəst yolun orta uzunluğunun güclü maqnit sahəsində dəyişməsi ilə, həmçinin kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olmadığından ENE əmsalının ifratqəfəs sabitinə elektronun tsiklotron orbitinin radiusu arasındakı münasibətlə təyin olunması ilə bağlıdır. ENE əmsalının işarə dəyişkənliyi nisbətən güclü maqnit sahələrində elektron orbitlərinin həndəsi effekti ilə bağlıdır. Şəkil 5.3.1.4–də kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ENE

əmsalının  $r_0/a$  –dan asılılığı göstərilmişdir. Bu asılılığa əsasən demək olar ki, kvaziüçölçülü halda mini–zona dolduqca ekranlaşma radiusu azalır, ona görə də böyük bucaqlar altında səpilmə artır.  $r_0/a > 1$  olduqda  $r_0 \sim 1/n^{1/2} \sim 1/n^{1/2}$  asılılığını nəzərə almaqla demək olar ki,  $Z_0$  – dolma dərəcəsi artdıqca, yəni elektron qazının sıxlığı artdıqca NE əmsalı işarəsini dəyişir.

Maqnit sahəsinin və elektron qazının ölçüsünün ixtiyari qiymətlərində NE əmsalı üçün analitik ifadənin alınması qeyri–mümkün olduğundan, həm maqnit sahəsinin zəif  $\Omega\tau \ll 1$ , güclü  $\Omega\tau \gg 1$ , həm də elektron qazının kvaziikiölçülü  $Z_0 = \pi, \varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ , kvaziüçölçülü  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)$  kimi limit hallarına baxmaq əlverişlidir.

A. Zəif maqnit sahəsi  $\Omega\tau \ll 1$ . Bu şərti (5.3.1.1) düsturunda nəzərə alaraq zəif maqnit sahəsində NE əmsalının  $I_{klm}$  – inteqralları ilə ifadəsini tapırıq.

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0T}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \cdot \left[ -2 \frac{I_{1,0,1} - I_{1,2,1}}{I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}} + \frac{5}{2} \cdot \frac{I_{0,0,3/2}}{I_{0,0,5/2}} \cdot \frac{I_{1,0,2} - I_{1,2,2}}{I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}} \right] \quad (5.3.1.2)$$

(5.3.1.2) düsturundan görünür ki, zəif maqnit sahəsində NE əmsalı enerjilər nisbətindən (mini–zonanın yarımının  $\varepsilon_0$  istilik enerjisi  $k_0T$  –yə nisbəti) asılıdır. Bundan başqa NE əmsalı ( $r_0$ ) ekranlaşma radiusunun ( $a$ ) ifratqəfəs sabitinə nisbətindən loqarifmik asılıdır və maqnit sahəsindən asılı deyil. Həmçinin ENE əmsalı mini – zonanın dolma dərəcəsi güclü asılıdır.

Kvaziikiölçülü halda ( $Z_0 = \pi, \zeta_F > 2\varepsilon_0$  – açıq Fermi səthi, nahamar silindr) ENE əmsalı böyük konsentrasiyalarda müsbət işarəlidir, maqnit sahəsindən asılı deyil, kiçik sifıra yaxın qiymət alır və belə düsturla təyin olunur.

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0T}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} 0,15 > 0 \quad (5.3.1.3)$$

Kvaziüçölçülü halda ( $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right), \varepsilon_F > 2\varepsilon_0$  Fermi səthi, elipsoid) ENE əmsalı kiçik konsentrasiyalarda belə təyin olunur.

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0T}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Z_0^3 \cdot \ln(2r_0 Z_0/a)} \quad (5.3.1.4)$$



Bu halda ENE–əmsalında mini–zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində güclü artma müşahidə olunur.

B. Güclü maqnit sahəsi  $\Omega\tau \gg 1$ .

Bu şərti (5.3.1.1) nəzərə alaraq güclü maqnit sahəsində NE əmsalı üçün alırıq.

$$\frac{Q}{Q_0} = -\frac{1}{B^2 u_{\perp 0(z_e)} u_{\parallel 0(z_e)}} \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{1}{2Z_0} \cdot \frac{\int_0^{Z_0} Z^{-1} \cos^{-1} Z \cdot (\cos Z - \cos Z_0)^{-1/2}}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (5.3.1.5)$$

burada  $u_{\parallel 0(z_e)} = e \tau_{\parallel 0(z_e)} / m_{\parallel 0}$  – lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yüyürüklükdür. Güclü maqnit sahəsində NE əmsalı mənfidir və  $B^2$  –la tərs mütənasibdir, həmçinin  $(k_0 T / \varepsilon_0)$  enerjilər nisbətindən asılıdır.

(5.3.1.5) tənliyini təxmini inteqrallamaqla belə ifadə etmək olar.

$$\frac{Q(B)}{Q_0} = -\frac{1}{B^2 u_{\perp 0(z_e)} u_{\parallel 0(z_e)}} \cdot \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln Z_0}{Z_0 \cos Z_0} \quad (5.3.1.6)$$

(5.3.1.6)–dan görünür ki, güclü maqnit sahəsində dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində NE əmsalı mənfidir, böyük qiymətlərində isə işarəsini dəyişərək müsbət olur.

### 5.3.2. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə ( $kr_0 \ll 1$ )

Güclü ekranlaşma halında NE əmsalını tapmaq üçün bu fəsildə paralel maqnit sahəsinə uyğun seçilmiş həndəsədən istifadə edirik, belə ki, maqnit sahəsi  $B = B_y = B_{\parallel}$  və temperatur qradienti  $\nabla T = \nabla_x T$  lay müstəvisində yerləşir və bir–birinə perpendikulyardır ( $\vec{B} \perp \vec{\nabla} T$ ). NE əmsalı  $j_x = j_z = 0$ ,  $\nabla_z T = 0$  şərtlərindən və  $Q = -E_z / B_y \nabla_x$  – düsturundan təyin olunaraq paralel maqnit sahəsi üçün alınan (5.1.5) düsturundan tapılır [162, c. 115 – 119].

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarında səpilmə halında relaksasiya müddəti enerjiden asılı olmadığından  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$ . Bu əmsalları (5.1.4) düsturunda nəzərə alsaq NE əmsalı üçün sadələşmiş ifadə alırıq.

$$Q = -\frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{zx} \cdot \beta_{xx}}{\sigma_{xx} \cdot \sigma_{zz} + \sigma_{xz} \cdot \sigma_{zx}} \quad (5.3.2.1)$$

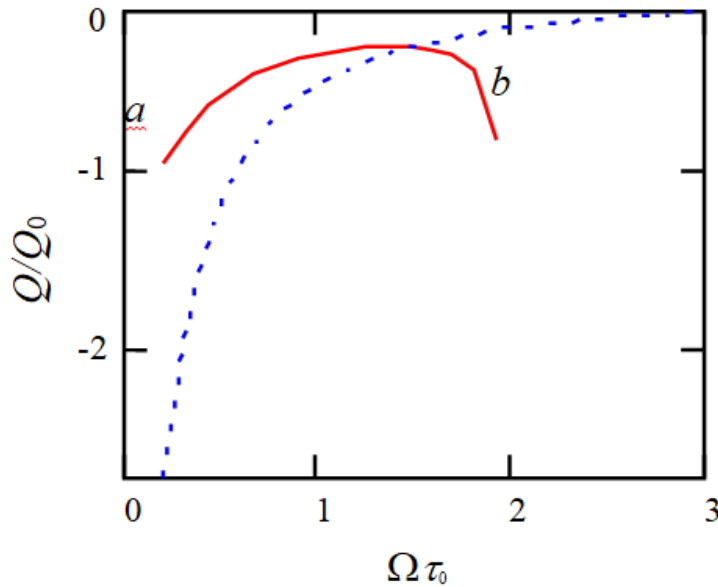
Gırlaşmış elektron qazı üçün hesablanmış  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  qalvano – və termomaqnit tenzorların (3.1.7), (5.1.8), (5.1.18) – (5.1.20) komponentlərini (5.1.5) – da nəzərə almaqla NE əmsalı üçün aşağıdakı münasibəti alırıq.

$$\frac{Q}{Q_0} = - \frac{\frac{k_0 T}{\epsilon_0} \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel}(ge)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot Y_{\parallel}(ge)(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{X(Z) dZ}{Z \cdot Y_{\parallel}(ge)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z \cdot Y_{\parallel}(ge)(Z)} + (\Omega \tau_0)^2 \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{X(Z) \cos Z \cdot dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel}(ge)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel}(ge)(Z)}} \quad (5.3.2.2)$$

burada  $Q_0 = (k_0/e)(\pi^2/3) u_{\perp 0}(ge), Y_{\parallel}(ge)(Z) = 1 + (\Omega \tau_0)^2 \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \cdot Z^{-2} \cos Z, u_{\perp 0}(ge) = e \tau_0 / m_{\perp}$  – lay müstəvisində yükdaşıyıcıların yüyürüklüyüdür,  $\tau_0 = \frac{(m_{\perp} \chi)^{1/2}}{8\pi N e a^{3/2}}$  [4, c. 747].

Güclü ekranlanmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün perpendikulyar  $B = B_{\perp}$  maqnit sahəsində sıfıra bərabər olduğu halda ( $Q = 0$ ), parallel maqnit sahəsində sıfırdan fərqlidir  $Q \neq 0$ , yalnız  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$ .

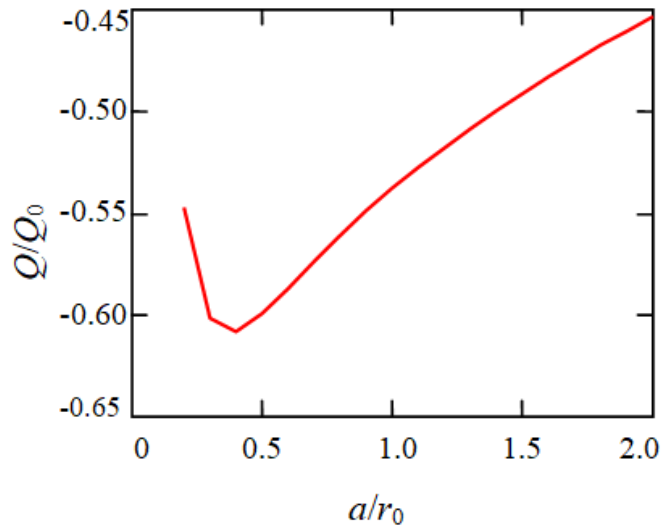
(5.3.2.2) düsturu əsasında NE əmsalının minizonanın dolma dərəcəsinin müxtəlif qiymətlərində ( $Z_0 = \pi/2$  – kvaziüçölçülü,  $Z_0 = \pi$  – kvaziikiölçülü elektron qazı üçün) maqnit sahəsindən asılılıq qrafiki qurulmuşdur (şəkil 5.3.2.1).



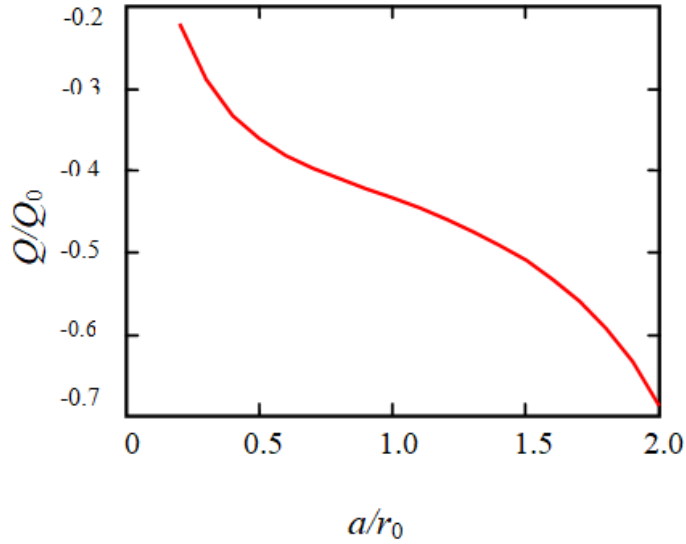
**Şəkil 5.3.2.1.  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının güclü ekranlanmış aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsindən asılılığı:  $a$  – kvaziikiölçülü elektron qazı;  $b$  – kvaziüçölçülü elektron qazı.**

Şəkil 5.3.2.1–dən görünür ki, kvaziüçölçülü elektron qazı üçün NE əmsalı maqnit sahəsindən monoton asılıdır, maqnit sahəsi artdıqca sifira yaxınlaşır. Kvaziikiölçülü halda isə NE əmsalı maqnit sahəsindən qeyri–monoton asılıdır, əvvəlcə artır, sonra isə maqnit sahəsinin müəyyən qiymətində azalmağa başlayır. NE əmsalının belə asılılığı yükdaşıyıcının sərbəst yolunun orta uzunluğunun güclü maqnit sahəsində dəyişməsi, həmçinin kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olmaması və buna görə NE əmsalının ifratqəfəsin periodunun elektronun tsiklotron orbitinin radiusuna nisbəti ilə təyin olunması ilə əlaqədardır. İfratqəfəs sabitinin tsiklotron orbitinin radiusuna bərabər olduqda NE əmsalının qeyri–monoton asılılığı yaranır.

NE əmsalının ekranlaşma radiusundan asılılığı şəkil 5.3.2.2 və şəkil 5.3.2.3–də göstərilmişdir.



**Şəkil 5.3.2.2.  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziüçölçülü elektron qazı üçün  $a/r_0$  – nisbətindən asılılığı.**



**Şəkil 5.3.2.3.  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $a/r_0$  – nisbətindən asılılığı.**

Şəkillərdən görünür ki, kvaziüçölçülü halda minizonanın dolması ilə ekranlaşma radiusu azalır, bu zaman böyük bucaq altında səpilmə güclənir və NE əmsalı  $a/r_0$  – nisbətindən qeyri–monoton asılı olur (şəkil 5.3.2.2).

Kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusu mini–zonanın dolma dərəcəsindən asılı olmur və NE əmsalı  $a/r_0$  nisbətindən monoton asılı olur (şəkil 5.3.2.3). NE əmsalının ekranlaşma radiusundan asılılığında minimum  $a/r_0 \approx 1/2$   $a/r_0 \approx 1/2$  olduqda alırıq.

Maqnit sahəsinin ixtiyari qiymətində ixtiyari ölçülü elektron qazı üçün NE əmsalının analitik ifadəsini almaq mümkün olmadığından maqnit sahəsinin zəif  $\Omega\tau_0 \ll 1$ , güclü  $\Omega\tau_0 \gg 1$  və elektron qazının kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü limit hallarına ayrılıqda baxmaq məqsədəuyğundur.

A. Zəif maqnit sahəsi  $\Omega\tau_0 \ll 1$ .

(5.3.2.2) ifadəsini  $\Omega\tau_0$  – parametrinə görə sıraya ayıraraq zəif maqnit sahəsində NE əmsalı üçün alırıq.

$$\frac{Q}{Q_0} = -\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{a}{2r_0} \cdot \frac{I_{-1,0,0}(I_{-2,0,0} - I_{-2,2,0})}{I_{-1,0,1}(I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0})} \quad (5.3.2.3)$$

(5.3.2.3) – dən görünür ki, zəif maqnit sahəsində NE əmsalı maqnit sahəsindən asılı olmur,  $k_0T/\varepsilon_0$  –la düz mütənasibdir, həmçinin minizonanın dolma dərəcəsindən güclü asılıdır.

B. Güclü maqnit sahəsi  $\Omega\tau_0 \gg 1$  .

Maqnit sahəsinin güclü olması şərtini (5.3.2.2)–də sıraya ayırmaqla nəzərə alırıq və NE əmsalı üçün tapırıq.

$$\frac{Q}{Q_0} = -\frac{k_0T}{\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{u_{\perp 0(ge)} \cdot u_{\parallel 0(ge)} \cdot B^2} \cdot \frac{I_{1,-1,0}}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (5.3.2.4)$$

burada  $u_{\parallel 0(ge)} = e\tau_{02}/m_{\parallel 0} - u_{\parallel 0(ge)} = e\tau_{02}/m_{\parallel 0}$  – lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yükdaşıyıcıların yüyürüklüyüdür. Güclü maqnit sahəsində NE əmsalı mənfidir,  $u_{\parallel 0(ge)} \cdot B^2$  –la və  $a/r_0$  –la tərs mütənasibdir. (5.3.2.4) dəyişiklik etməklə belə sadələşdirmək olar.

$$\frac{Q}{Q_0} = -\frac{k_0T}{\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{u_{\perp 0(ge)} \cdot u_{\parallel 0(ge)} \cdot B^2} \cdot \frac{Z_0 \ln |tg(Z_0|2 + \pi|4/2)| - \int_0^{Z_0} \ln |tg(Z|2 + \pi|4)| dZ}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (5.3.2.5)$$

(5.3.2.5) düsturundan və 5.3.2.1, 5.3.2.2, 5.3.2.3–cü şəkillərindən alınır ki, NE əmsalının güclü maqnit sahəsində asılılığı sinqulyarlığa malikdir. Beləliklə alırıq ki, uzununa maqnit sahəsində güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalı maqnit sahəsinin qiyməti ,  $k_0T/\varepsilon_0$  –istilik enerjisinin ifratqəfəsin yarımənəsinə nisbəti,  $a/r_0$  – ifratqəfəsin periodunun ekranlaşma radiusuna nisbəti və ,  $Z_0$  – mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur və mənfi işarəyə malikdir. Müəyyən edilmişdir ki, ifratqəfəslərdə eninə NE əmsalı uzununa zəif maqnit sahəsində sahədən asılı olmadığı halda, güclü maqnit sahəsində maqnit induksiyasının kvadratı ilə ( $B^2$ ) tərs mütənasibdir.

#### 5.4. İfratqəfəslərdə eninə NE effektinin anizotropluğu

İfratqəfəslərdə ilk növbədə quruluş anizotropluğunu qeyd etmək lazımdır, belə ki, hər bir laylı kristalda olduğu kimi ifratqəfəsdə də lay müstəvisində və laya

perpendikulyar istiqamətdə quruluş fərqlidir. Belə ki, ifratqəfəsləri müstəvi daxilində əlaqə kovalent rabitə şəklində, müstəvilərarası əlaqə isə zəif van-der-vaals əlaqəsi olan atom müstəviləri yığını kimi təsvir etmək mümkün olduğundan demək olar ki, elektronların da bu istiqamətlərdə hərəkətləri və qarşılıqlı təsirləri müxtəlifdir. İfratqəfəsin lay müstəvisində elektronların hərəkəti sərbəstdir və bu qarşılıqlı təsir zəif əlaqə yaxınlaşması ilə, lay müstəvisinə perpendikulyar hərəkət isə məhdud olduğundan güclü əlaqə yaxınlaşması ilə xarakterizə olunur. Bu elektron qruplarının effektiv kütlələri və səpilmə mexanizmləri güclü anizotropluğu olan relaksasiya müddətləri müxtəlifdir.

İfratqəfəslərdə əsas diqqətçəkən xüsusiyyət onların enerji spektrlərinin güclü anizotrop olmasıdır. Belə ki, ifratqəfəsdə enerji spektri bir–birindən kəskin fərqlənən iki toplanandan ibarətdir: birinci ifratqəfəsin oxuna perpendikulyar, lay müstəvisində sərbəst hərəkəti təsvir edən enerji spektri, ikinci birincidən asılı olmayan ifratqəfəs oxu istiqamətdə hərəkətin enerji spektri.

İfratqəfəslərdə səpilmə mexanizmləri birbaşa enerjidən asılı olduqlarından relaksasiya müddətinin anizotropluğu meydana çıxır. Yalnız akustik, qeyri–polyar optik, güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə relaksasiya müddətinin komponentləri eynidir və enerjidən asılı deyil, dalğa vektorunun bir komponentindən asılılırlar ( $k_{\parallel}$ ). Digər səpilmə mexanizmlərində: polyar optik, pyezoakustik və zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında relaksasiya müddətinin komponentləri elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən müxtəlif şəkildə asılıdırlar, bunlarda güclü anizotropluq özünü göstərir.

Eninə NE effekti elektron qazının ölçüsündən ciddi asılıdır. Kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazındakı fərqli xüsusiyyətlər ENE effektində anizotropluğa səbəb olur.

İfratqəfəslərdə maqnit sahəsinin ( $\vec{B}$ ), elektrik ( $\vec{E}$ ) və qradient ( $\vec{\nabla}T$ ) istiqamətlərinə nəzərən səmtləşməsinin yaratdığı anizotropluğu xüsusi qeyd etmək lazımdır. İfratqəfəslərdə quruluş, enerji spektri və səpilmə mexanizmlərində anizotropluğun mövcud olması lay müstəvisində və lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə elektronların hərəkət dinamikasının müxtəlif olmasına səbəb olur.

Beləliklə, müxtəlif relaksasiya müddəti və effektiv kütləsi olan lay müstəvisində və ona perpendikulyar istiqamətdə hərəkət edən elektron qruplarının yaranmasına səbəb olur. Lay müstəvisində yerləşən paralel və ya perpendikulyar maqnit sahələri elektronların hərəkətinə müxtəlif cür təsir edirlər.

Göstərilən müxtəlif səbəblərdən yaranan anizotropuqlar termomaqnit hadisələrə və xüsusilə də NE effektinə güclü təsir edir və onların fiziki xassələrində anizotropluğu yaranmasına səbəb olur.

Ayrı–ayrı səpilmə mexanizmləri təsir göstərdikdə NE effektində yaranmış anizotropluğu araşdırmaq.

1. Eninə NE effektinin fononlardan səpilmə halında anizotropluğu.

Dördüncü fəsildə göstərilmişdir ki, perpendikulyar maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün NE əmsalı sıfıra bərabərdir  $Q = 0$ . Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün sıfırdan fərqlidir və mənfidir  $Q < 0$ .

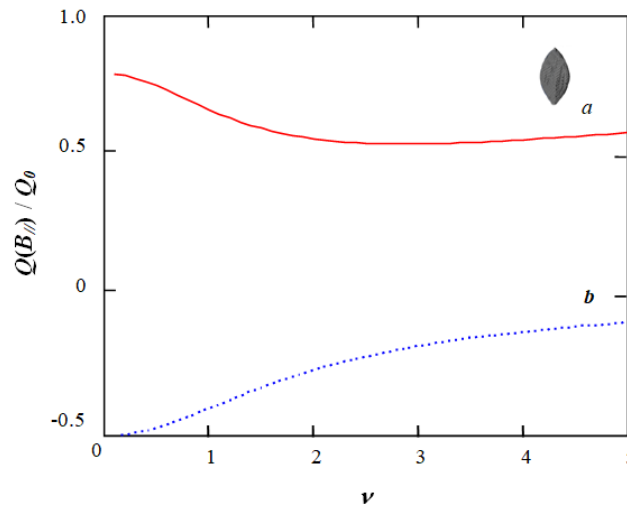
Beşinci fəsildə paraqraf 5.2–də göstərilmişdir ki, paralel maqnit sahəsində elektron qazının ixtiyari ölçüsündə  $Q$  sıfırdan fərqlidir, yalnız güclü maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda NE əmsalı sıfıra bərabərdir  $Q = 0$ . Qalan hallarda əmsal sıfırdan fərqlidir və mənfi qiymət alır  $Q < 0$ . Paralel maqnit sahəsində akustik və polyar optik fononlardan səpilmə halında NE əmsalını müqayisə etmək üçün asılılıq qrafikləri göstərilmişdir.

Bu qrafiklər (5.2.1.2) düsturu əsasına akustik fononlar üçün və (5.2.2.1) düsturu əsasında polyar–optik fononlar üçün NE əmsalının zəif və güclü maqnit sahələrində minizonanın dolma dərəcəsiindən asılılığını göstərir (şəkil 5.2.1.3 və şəkil 5.2.1.4). Bu asılılıqlardan görünür ki,  $Q/Q_0$  kəmiyyəti zəif maqnit sahəsində minizonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində optik və akustik fononlar üçün güclü fərqlənir, optik fononlarda müsbət böyük qiymət, akustik fononlarda isə mənfi modulca böyük qiymət alır, lakin  $Z_0$  –ın böyük qiymətlərində hər ikisi sıfıra yaxınlaşır. Həmçinin bu qrafiklərdən görünür ki, eninə NE əmsalının maqnit sahəsindən asılılığından görünür ki, böyük konsentrasiyalarda kvaziikiölçülü və kiçik konsentrasiyalarda kvaziüçölçülü electron qazı üçün NE əmsalının qiyməti müxtəlifdir: Fermi səthinin açıq olduğu halda NE əmsalı artır, lakin Fermi səthi qapalı olduqda isə azalır. Akustik fononlardan

səpilmə halında NE əmsalı həcmi nümunələrdə olduğu kimi mənfi işarəlidir. Qeyd etmək lazımdır ki, lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsin də akustik, qeyri polyar-optik və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə NE əmsalı sıfıra bərabər olur. Belə nəticənin alınması adları çəkilən səpilmə mexanizmləri halında kvaziikiölçülü electron qazı üçün relaksasiya müddətinin izotrop olması və elektronun lay müstəvisində maqnit sahəsində hərəkətində tsiklotron orbitinin radiusunun yalnız effektiv kütlənin müstəvidəki sabit toplananından asılı olması ilə əlaqədardır.

Lakin güclü maqnit sahələrində yükdaşıyıcıların kiçik konsentrasiyalarında həm optik, həm də akustik fononlardan səpilmədə NE əmsalı mənfi qiymət alır.

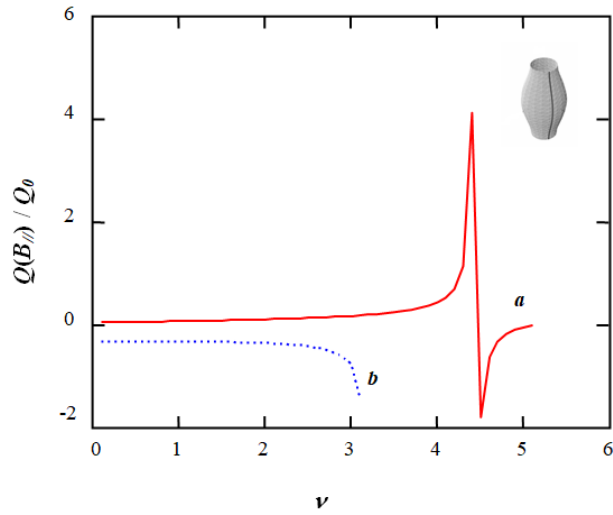
Akustik və optik fononlardan səpilmə halında NE əmsalının maqnit sahəsindən asılılıqlarını müqayisə etmək üçün kvaziüçölçülü (şəkil 5.4.1) və kvaziikiölçülü (şəkil 5.4.2) elektron qazı üçün NE əmsalının maqnit sahəsindən asılılıqları qurulmuşdur.



**Şəkil 5.4.1.  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının kvaziüçölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsindən asılılığı:  $a$  – polyar – optik fononlardan səpilmə,  $b$  – akustik fononlardan səpilmə.**

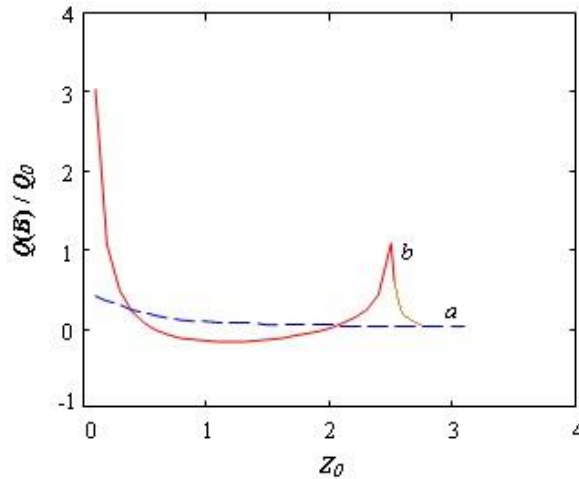
Şəkil 5.4.1 və şəkil 5.4.2–dən görünür ki, kvaziüçölçülü elektron qazı üçün akustik və optik fononlardan səpilmə üçün NE əmsalı müxtəlif işarəyə malikdir,





**Şəkil 5.4.2.  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının kvaziikiölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsindən asılılığı:  $a$  – polyar–optik fononlardan səpilmə,  $b$  – akustik fononlardan səpilmə.**

polyar optik  $Q > 0$ , akustik  $Q < 0$ , lakin kvaziikiölçülü halda güclü maqnit sahəsində işarə eyniləşir, mənfi olur  $Q < 0$ . Optik fononlardan səpilmədə  $Q$  –nün işarə dəyişməsi  $\nu_0 = \frac{B}{\sqrt{u_{\perp 0} \cdot u_{\parallel 0}}} = 4,5$  qiymətində baş verir. Zəif maqnit sahəsində səpilmə prosesləri xüsusi üstünlük təşkil edir və qapalı Fermi səthi halında eninə NE əmsalının artması baş verir, həm də ki, akustik fononlardan səpilmədə polyar-optik fononlardan səpilməyə nəzərən artım üç dəfə böyükdür.



**Şək.5.4.3. Vahidsiz eninə Nernst-Ettingshauzen  $Q/Q_0$  əmsalının perpendikulyar ( $a - B = B_{\perp}$ ) və paralel ( $b - B = B_{\parallel}$ ) maqnit sahələrində polyar-optik fononlardan səpilmə halında mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsindən asılılığı.**

Şək.5.4.3-dən də aşkar göründüyü kimi, polyar-optik fononlardan səpilmə halında maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi hesabına eninə NE əmsalında yaranan anizotrop luq əhəmiyyətli dərəcədədir: perpendikulyar maqnit sahəsində eninə NE əmsalı işarəsini müsbət olaraq sabit saxlayır, mini-zonanın dolma dərəcəsinin böyüməsi ilə monoton olaraq azalır, kvaziikiölçülü halda sıfıra yaxınlaşır; paralel maqnit sahəsində eninə NE əmsalının mini-zonanın dolma dərəcəsi ndən asılılığı qeyri-monotondur, dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində artaraq böyük müsbət qiymət alır, dolma dərəcəsinin böyüməsi ilə sıfırdan keçərək işarəsini mənfiyə dəyişir, mini-zonanın dolmasının sonrakı artmalarında, kvaziikiölçülü halda eninə Nernst-Ettingshauzen əmal ı yenidən işarəsini dəyişərək müsbət olur, beləliklə eyni bir nümunədə minizonanın dolma dərəcəsi ndən asılı olaraq işarəsini iki dəfə dəyişir. Bu o deməkdir ki,eyni bir nümunədə maddənin tərkibini dəyişmədən yeni maddənin xassəsini əldə etmək olar. İfratqəfəslərdə yaranmış bu xüsusiyyətdən

2. Eninə NE effektinin aşqar ionlarından səpilmədə anizotrop luğu.

İfratqəfəslər və digər laylı quruluşlarda dispersiya qanunu lay müstəvisində və lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə müxtəlif olduğundan elektronların bu istiqamətlərdə hərəkət xarakteri müxtəlifdir. Ona görə də maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətinin dəyişməsi elektronların hərəkət xarakterinə güclü təsir edir. Bunun nəticəsində eninə NE effektində yaranan anizotrop luğun mini–zonanın dolma dərəcəsi, maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılılığına dörd və beşinci fəsillərdə öyrənilir.

Göstərilmişdir ki, perpendikulyar zəif maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında NE əmsalı kvaziikiölçülü halda mənfi işarəli, kvaziüçölçülü halda minizonanın dolma dərəcəsi ndən asılı olaraq müsbət və ya mənfi ola bilər. Güclü maqnit sahəsində NE əmsalı müsbətdir, ekranlaşma radiusunun ( $r_0$ ) laya perpendikulyar istiqamətdə ifratqəfəsin perioduna ( $a$ ) nisbətindən loqarifmik asılıdır.

Paralel zəif maqnit sahəsində NE əmsalı kvaziikiölçülü halda, böyük konsentrasiyalarda müsbət işarəlidir, maqnit sahəsindən asılı olaraq sürətlə artır,

kvaziüçölçülü halda müsbətdir, azalaraq sıfıra yaxınlaşır. Güclü maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda müsbət, kvaziüçölçülü halda mənfidir. Paralel güclü maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında, perpendikulyar maqnit sahəsi halından fərqli olaraq eninə NE əmsalı eyni bir nümunədə işarəsini minizonanın dolma dərəcəsiindən asılı olaraq dəyişir, belə ki, dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfi işarəsini dolma dərəcəsinin böyük qiymətlərində müsbətə dəyişir.

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün perpendikulyar maqnit sahəsində NE əmsalı sıfıra bərabər  $Q = 0$  olduğu halda paralel maqnit sahəsində sıfırdan fərqlidir  $Q \neq 0$ , mənfidir  $Q < 0$ . Qeyd edək ki, kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusu konsentrasiyadan asılı olmur, ona görə də NE əmsalı ifratqəfəs sabitinin elektronun tsiklotron orbitinin radiusuna nisbəti ilə təyin olunur, onlar üst–üstə düşdükdə NE əmsalının qeyri–monoton asılılığı alınır. Kvaziüçölçülü halda NE əmsalının maqnit sahəsində  $a/r_0$  –dan asılılıqlarında fərq müşahidə olunmur, belə ki, perpendikulyar və paralel maqnit sahələrində alınan nəticələr bir – birinə yaxındır.

Yalnız zəif və güclü ekranlaşmalarda fərq alınır: zəif ekranlaşmada ENE əmsalı  $r_0/a$  –dan zəif loqarifmik asılı olduğu halda güclü ekranlaşmada  $r_0/a$  –dan birbaşa asılıdır.

Maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi nəticəsində NE əmsalında yaranmış anizotropuq aşkar edilmişdir. Eninə maqnit sahəsində akustik fononlardan və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hallarında kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə NE əmsalı sıfıra bərabərdir, halbuki uzununa maqnit sahəsində NE əmsalı sıfırdan fərqlidir.

Polyar-optik fononlardan səpilmədə eninə NE əmsalı eninə maqnit sahəsində müsbət işarəyə malikdir  $Q > 0$  və mini-zonanın dolma dərəcəsi böyüdükcə azacıq azalır, halbuki zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə eninə zəif maqnit sahəsində eninə NE əmsalı işarəsini dəyişir.

Uzununa maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında NE əmsalı maqnit sahəsinin qiymətindən və mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılı olaraq öz işarəsini dəyişir, lakin güclü maqnit sahələrində ossilyasiyaya başlayır, polyar optik

fononlardan səpilmə halında eninə NE əmsalı güclü maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsi asılı olaraq işarəsini iki dəfə dəyişir.

İfratqəfəslərdə uzununa maqnit sahəsində, mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində (kvaziüçölçülü elektron qazı üçün) termoelektrik hərəkət qüvvəsinin güclənməsi xüsusiyyətindən enerji çevrilməsində və generatorların hazırlanmasında istifadə oluna bilər. Həmçinin ifratqəfəslərin quruluş parametrlərini idarə etməklə termomaqnit əmsalların güclənmə qiymətinə nəzarət etmək olar.

### V fəslə aid nəticələr

1) Paralel maqnit sahəsində cırılmış elektron qazı üçün termomaqnit tenzoru komponentləri, NE əmsalının ümumi ifadələri alınmışdır (akustik, qeyri–polyar optik, polyar optik, pyezoakustik fononlar və aşqar ionlar ionlarından səpilmə halları üçün) [117, p. 1933, 1935], [118, p. 855–856], [120, p. 471–472], [62, c. 115–116].

2) Akustik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddət enerjiden asılı olmadığından  $\beta_{zz}, \beta_{zx}$  – termomaqnit komponentlər sıfıra bərabərdir  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$ . Maqnit sahəsinin qiymətindən, elektron qazının ölçüsündən asılı olmayaraq NE əmsalı mənfidir  $Q < 0$ . Kiçik konsentrasiyalarda  $Q$  böyük qiymət alır, minizonanın dolma dərəcəsi artdıqca bu qiymət azalır və sabit qiymətə yaxınlaşır. Maqnit sahəsinin qiyməti artdıqca kvaziikiölçülü halda  $Q$  –nün ədədi qiyməti artır, kvaziüçölçülü halda isə azalır, güclü maqnit sahəsində böyük fərq əmələ gəlir. Güclü maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda yükdaşıyıcıların böyük konsentrasiyalarında  $Q = 0$  olur. Bu nəticə [49,c.1166-1168] eksperimental işində öz təsdiqini tapmışdır.

3) Polyar optik fononlardan səpilmədə minizonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində böyük müsbət qiymət alır,  $Z_0 \approx \pi/2$  qiymətlərində işarəsini mənfiyə dəyişir, kvaziikiölçülü halda  $Z_0 = \pi$  yenidən müsbət qiymət alır. Eyni bir nümunədə minizonanın dolma dərəcəsi asılı olaraq NE əmsalı işarəsini iki dəfə dəyişir. Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün NE əmsalının işarəsi akustik  $Q_{ak} < 0$  və polyar – optik  $Q_{pol} > 0$  fononlardan səpilmədə fərqlidir. Lakin kvaziikiölçülü elektron qazı

üçün güclü maqnit sahələrində eyniləşir  $Q_{ak} < 0$ ;  $Q_{op} < 0$ . Polyar–optik fononlardan səpilmədə işarə maqnit parametrinin  $\nu_0 = 4,5$  qiymətində dəyişir, hansı ki, bu da [39,c.441-443] eksperimental işinin nəticəsinə uyğundur.

4) Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün NE əmsalı  $k_0T/\varepsilon_0, \ln(2r_0 Z_0/a), Z_0, B$  – parametrlərindən asılıdır və işarəcə müsbətdir, maqnit sahəsindən monoton asılı olaraq sürətlə artır, əmsalın güclənməsi baş verir. Kvaziüçölçülü halda NE əmsalı müsbətdir, maqnit sahəsi artdıqca azalır, müsbət qalaraq sifira yaxınlaşır. Güclü maqnit sahəsində dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində NE əmsalı kiçik mənfi qiymət alır, sonra isə minizona dolduqca, yəni konsentrasiya artdıqca  $Z_0 \approx \pi/2$  qiymətində  $Q$  – sıfırdan keçir, müsbət qiymət alır. Beləliklə, paralel maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə eninə NE əmsalı eyni bir nümunədə minizonanın dolma dərəcəsinin dəyişməsi nəticəsində işarəsini dəyişir.

5) Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə relaksasiya müddəti enerjiden asılı olmadığından termomaqnit tenzorun  $\beta_{zz} = \beta_{zx}$  komponentləri sifira bərabər olur  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$ . Maqnit sahəsindən, minizonanın dolma dərəcəsiindən, ekranlaşma radiusunun ( $r_0$ ) ifratqəfəs sabitinə ( $a$ ) nisbətindən asılı olmayaraq eninə NE əmsalı mənfi qiymət alır  $Q < 0$ .

6) Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə eninə NE əmsalı ekranlaşma radiusunun ( $r_0$ ) lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə ifratqəfəs sabitinə ( $a$ ) nisbətindən zəif loqarifmik asılı olduğu halda, güclü ekranlaşmada birbaşa xətti asılıdır. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $r_0/a > 1$  olduqda kvaziüçölçülü halda ( $r_0 \sim 1/n^{1/2}$ ) mini–zonanın  $Z_0$  eninə NE – əmsalı işarəsini dəyişir.

7) Uzununa maqnit sahəsində NE əmsalı güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $k_0T/\varepsilon_0, r_0/a, Z_0, B$  parametrlərindən asılıdır və mənfi işarəlidir  $Q < 0$ . Zəif maqnit sahəsində eninə NE əmsalı maqnit sahəsindən asılı deyil.  $Z_0, r_0/a$  nisbəti,  $u_{\perp}$  – yüyürüklüyü ilə təyin olunur. Güclü maqnit sahəsində  $1/u_{\parallel} B^2$  –la mütənasibdir və  $Z_0 \approx \pi/2$  nöqtəsində məxsusiyyətə malikdir.

**Figarova S.R., Huseynov H.I., V.R.Figarov. Transverse Nernst-Ettingshausen Effect in Superlattices Upon Electron-Phonon Scattering // Semiconductors, 2018, Vol.52, No.7, pp.853-858, Impact Ranking: 0,703.**

## VI FƏSİL

### KOSİNUSOİDAL DİSPERSİYA QANUNUNA TABE OLAN KVAZİİKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMİ ÜÇÜN TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ (UZUNUNA NERNST-ETTİNGSHAUZEN EFFEKTİ)

Maqnitotermoelektrik hadisələri digər kinetik hadisələrdən fərqləndirən əsas cəhət, onların enerji spektrinə, səpilmə mexanizminə, temperatura, maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətinə daha həssas olmalarıdır. Bu xüsusiyyət kvaziikiölçülü sistemlərdə həcmli nümunələrdə müşahidə olunmayan, qeyri-adi termomaqnit hadisələrin müşahidə olunmasına səbəb olur. Belə hadisələrə misal olaraq termoelektrik hadisələrinin (termoelektrik hərəkət qüvvəsinin) ossilyasiyası, güclənməsi, işarəsinin dəyişməsinə aid etmək olar [184,p.792-796], [107,p.133204-133215], [101,p.166801(1-4)], [86,p.205311(1-5)], [218,p.119-120], [127,p.R1-R3,R8-R11], – [87,p.R11094-R11097], [28,p.1776-1778].

Termoelektrik əmsalların ifratqəfəsin periodundan asılılığı [161,p.125113-125115]-də öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, səpici mərkəzlərin konsentrasiyası azaldıqca və temperatur artdıqca uzununa Nernst-Ettingshauzen (UNE) əmsalı artır. [166,p.166402(1-4)], [167,p.01661(1-5)], [127,p.R1-R10] işlərində müxtəlif enerji spektrli aşağıölçülü elektron qazı üçün güclü maqnit sahəsində termomaqnit əmsallartın ossilyasiyasına baxılmışdır. [127,p.R1-R15]-də uzununa və eninə NE effektlərinin maqnit sahəsindən və temperaturdan asılılıqları tədqiq olunmuşdur. Qeyd olunmuşdur ki, termoelektrik zəif maqnit sahəsində sahədən asılı deyil, böyük sahələrdə isə ossilyasiya edir. [190,p.133-138]-də *PbTe* birləşməli təbəqələrdə termoelektrik hadisələrin temperatur asılılıqları təcrübi olaraq öyrənilmişdir. [33,p.27-32]-də kvant ölçü effekti halında halkogenit tipli nanoquruluşlarda termoelektrik parametrlərin ölçüdən asılılıqları seçilmiş model əsasında nəzəri araşdırılmış və alınmış nəticələr təcrübi yoxlanılmışdır. [217, p.2627-2630 ], [157, p. 242107(1-3)], [181,p.213109(1-5)], [81,p.6432-6435], [169,p. 5-10 ], [88,p.225-231], [94,p.699-701], [159,p.4704(1-5)] işlərində ifratqəfəslərdə istilikkeçirmə prosesi həm nəzəri, həm də təcrübi olaraq öyrənilmişdir. [169,p.15-20]-da ifratqəfəslərdə istilikkeçirmə haqqında geniş məlumat

verilmiş, [88,p.225-230]-də *InAs/AlSb* ifratqəfəsi və [94,p.699-701]-də isə *GaAs/AlAs* ifratqəfəslərində istilikkeçirmənin temperatur asılılığı ölçülmüşdür. [88,p.220-230]-də aşağıölçülü yarımkəçirici mühitdə termoelektrik sistemin keyfiyyətlilik əmsalının təcrübi olaraq artırılma yolları araşdırılmışdır.

Qeyd olunan işlərdə əsasən eninə Nernst-Ettingshauzen effekti, istilikkeçirmənin isə maqnit sahəsi olmadıqda temperatur asılılığı araşdırılmışdır. Uzununa NE effekti və elektron istilikkeçirməsi maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən başqa minizonanın ( $Z_0$ ) dolma dərəcəsi, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə  $r_0/a$  – nəsibətindən asılıdır. Maqnit sahəsinin təsiri ilə elektronun trayektoriyasının əyriliyi artır, sərbəst yolun orta uzunluğu azalır və bunun nəticəsində ifratqəfəsin termomaqnit xassələri dəyişir. Ona görə də uzununa NE effektinin və elektron istilikkeçirməsinin maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılılığının öyrənilməsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Dissertsiyanın altıncı fəslə kvaziikiölçülü elektron sistemlərində eninə maqnit sahəsində uzununa NE effektinə və Madji-Riqi-Ledyuk (MRL) əmsalının hesablanmasına həsr olunmuşdur. Bu araşdırma ilə bağlı [33, c.27-32], [50,c.373-376], [61,c.116-119], [120,p.471-475], [34,c.60-65] işləri çap olunmuşdur.

Paraqraf 6.1-də eninə maqnit sahəsində UNE əmsalının kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəslərdə müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında ümumi ifadələri alınmışdır. Bu ifadələr əsasən maqnit sahəsinin qiymətinin və elektron qazının ölçüsünün limit hallarına baxılmışdır.

Paraqraf 6.2-də uzununa maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü sistemlərdə UNE əmsalının müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında ümumi ifadələri alınmışdır. Bu nəticələr güclü və zəif maqnit sahəsində, kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü limit hallarında araşdırılmışdır.

Paraqraf 6.3-də maqnit sahəsində elektron istilikkeçirməsi Madji-Riqi-Ledyuk (MRL) effekti öyrənilmişdir. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəslərdə müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında MRL əmsalının analitik ifadələri alınmışdır. Alınmış ifadələr maqnit sahəsinin ( $\Omega\tau \ll 1$  zəif,  $\Omega\tau \gg 1$  güclü) və elektron qazının ölçüsünün (kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazı) limit hallarında araşdırılmışdır.



Paraqraf 6.4-də eninə və uzununa NE–nin maqnit sahəsinə görə yaranmış anizotropluğu müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında öyrənilmişdir. Eninə və uzununa maqnit sahələrinin güclü və zəif qiymətlərində elektron qazının ölçüsünün müxtəlif limit hallarında anizotropluğu araşdırılmışdır. Bundan başqa eyni paralel maqnit sahəsində ENE və UNE əmsallarının müqayisə olunaraq anizotropluğuna baxılmışdır.

### 6.1. Eninə maqnit sahəsində uzununa Nernst-Ettingshausen effekti

Uzununa NE əmsalını (termoelektrik hərəkət qüvvəsi-termoehq) tapmaq üçün 4-cü fəsilə qeyd olunduğu kimi ilk növbədə uyğun həndəsəni seçmək lazımdır. Bu halda şəkil 4.1.1-də göstərilən həndəsə əlverişlidir, belə ki,  $B = B_z = B_{\perp}$ ;  $B_x = B_y = 0$ ;  $\nabla_x T = \nabla T$ ;  $\nabla_y T = \nabla_z T = 0$ ;  $E = E_x = E_y = E_z = 0$ . Qalvanomaqnit  $\sigma_{ik}$  və termomaqnit  $\beta_{ik}$  tenzorların komponentləri (2.1.8) və (4.1.1) ifadələri kimidir.

Termoehq-nin eninə maqnit sahəsində dəyişməsi UNE effekti adlanır. Termoehq yuxarıdakı həndəsəni nəzərə almaqla aşağıdakı şərtdən tapılır.

$$j_x = j_y = 0; \quad \nabla_y T = 0$$

$$\alpha(B_{\perp}) = \frac{E_x}{\nabla_x T} = \frac{\sigma_{xy}\beta_{xy} + \sigma_{xx}\beta_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (6.1.1)$$

Qalvano və termomaqnit tenzorların (2.1.8) və (4.1.1) komponentləri (6.1.1)-də nəzərə alaraq.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{1}{eT} \frac{\langle \frac{\tau_{\perp} v_{\perp}}{1 + v_{\perp}^2} \rangle \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta) \frac{\tau_{\perp} v_{\perp}}{1 + v_{\perp}^2} \rangle + \langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + v_{\perp}^2} \rangle \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta) \frac{\tau_{\perp}}{1 + v_{\perp}^2} \rangle}{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + v_{\perp}^2} \rangle^2 + \langle \frac{\tau_{\perp} v_{\perp}}{1 + v_{\perp}^2} \rangle^2} \quad (6.1.2)$$

Cırlaşmış elektron qazı üçün  $\alpha(B)$  –nin analitik ifadəsini almaq üçün  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  qalvano. və termomaqnit tenzorlarının ifadələrini müxtəlif səpilmə mexanizmləri üçün hesablamaq lazımdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, hansı səpilmə mexanizminin mövcud olması temperaturdan asılıdır. çox aşağı temperaturlarda (helium temperaturunda) aşqar ionlarından səpilmə, 40 K-nə yaxın temperaturlarda akustik və qeyri polyar optik fononlardan səpilmə, 80 K-də isə polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə

üstünlük təşkil edir. Ona görə də termoehq-nin ifadələrini hər bir səpilmə mexanizmi üçün hesablamaq lazımdır.

### 6.1.1. Akustik və qeyri polyar optik fononlardan səpilmə

Qalvanomaqnit  $\sigma_{ik}$  və termomaqnit  $\beta_{ik}$  tenzorlarının komponentlərinin (4.1.7) və (4.1.8) ifadələrini (6.1.2)-də yerinə yazaraq ixtiyari maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazı üçün akustik və qeyri-polyar optik fononlardan səpilmə halında  $\alpha(B_{\perp})$  ümumi ifadəsini alırıq.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{v_0^2 \int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z^2 Y_{\perp(ak)}(Z)} \int_0^{z_0} \frac{dZ}{Z^2 Y_{\perp(ak)}(Z)} + \int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{ZY_{\perp(ak)}(Z)} \cdot \int_0^{z_0} \frac{dZ}{ZY_{\perp(ak)}(Z)}}{\left[ \int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{ZY_{\perp(ak)}(Z)} \right]^2 + v_0^2 \cdot \int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z^2 Y_{\perp(ak)}(Z)}} \quad (6.1.1.1)$$

burada  $v_0^2 = \frac{e\tau_{01}}{m_1} \cdot B = \Omega_{\perp} \tau_{01}$ ,  $Y_{\perp(ak)}(Z)$  – dördüncü (4.1.7), (4.1.8),  $X(Z)$  – ikinci fəsillərdə qeyd olunmuşlar. Göründüyü kimi (6.1.1.1) ümumi ifadəsində  $\alpha(B)$  termoehq  $k_0 T / \varepsilon_0$  – istilik enerjisinin minizonanın yarımənəsinə nisbətindən xətti, maqnit sahəsi və minizonanın dolma dərəcəsiindən isə mürəkkəb formada asılıdır.

Alınmış (6.1.1.1) ifadəsindən görünür ki, akustik fononlardan səpilmə halında perpendikulyar maqnit sahəsində termoehq mənfi işarəlidir.

Zəif maqnit sahəsində  $\Omega_{\perp} \tau_{01} \ll 1$ . Bu şərti (6.1.1.1)-də yerinə yazaraq zəif maqnit sahəsində termoehq-nin  $I_{klm}$  funksiyalarından asılılığını alırıq [50, c. 375-376].

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{I_{-1,0,0}}{I_{-1,0,1}} \left\{ 1 + (\Omega_{\perp} \tau_{01})^2 \cdot \left[ \frac{I_{-2,0,1}}{I_{-1,0,1}} \left( \frac{I_{-2,0,0}}{I_{-1,0,0}} - \frac{I_{-2,0,1}}{I_{-1,0,1}} \right) + \frac{I_{-3,0,1}}{I_{-1,0,1}} - \frac{I_{-3,0,0}}{I_{-1,0,0}} \right] \right\} \quad (6.1.1.2)$$

Zəif maqnit sahəsində  $\alpha(B)$  additiv əlavə hədd qəbul edir.

**Güclü maqnit sahəsi**  $\Omega_{\perp} \tau_{01} \gg 1$ . Bu halda  $\alpha(B)$  maqnit sahəsindən asılı olmur və belə ifadə olunur.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (6.1.1.3)$$

Ifratqəfəslərdə akustik və qeyri-polyar optik fononlardan səpilmədə termoeəq  $\alpha(B_{\perp})$  mənfidir və eninə güclü maqnit sahəsində maqnit sahəsi induksiyasından asılı deyil və mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur. Bu limit halında  $\alpha(B_{\perp})$   $k_0 T/\varepsilon_0$  – enerjilər nisbətindən xətti,  $Z_0$  –dan isə mürəkkəb formada asılı olur.

Kvaziikiölçülü halda  $Z_0 = \pi$ .

$$\alpha(B) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \quad (6.1.1.4)$$

Bu halda  $\alpha(B)$  maqnit sahəsinin ədədi qiymətindən asılı olmur, yalnız  $k_0 T/\varepsilon_0$  –nisbəti ilə təyin olunur və xətti asılıdır, işarəcə mənfidir.

### 6.1.2. Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə

(4.1.13), (4.1.14) ifadələrinin (6.1.2)-də yerinə yazaraq  $\alpha(B_{\perp})$  üçün alırıq:

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \cdot 2 \int_0^{Z_0} \frac{X(Z) dZ}{y_{\perp(op)}^2(Z)} + v_{\perp(op)}^2 \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right) \frac{1}{Z_0^2} \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z) dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \left[ 2 \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{y_{\perp(op)}^2(Z)} + \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \right]}{\left[ \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \right]^2 + v_{\perp0}^2 \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \left[ \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z) dZ}{y_{\perp(op)}(Z)} \right]^2} \quad (6.1.2.1)$$

(6.1.2.1) ifadəsini belə şəkildə araşdırmağın mümkün olmadığına görə maqnit sahəsinin limit hallarına ayrılıqda baxaq

Zəif maqnit sahəsi  $v_{\perp 0} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp 0(op)} \ll 1$ . Termoeəq bu halda  $I_{klm}$  – inteqralları ilə ifadə olunur.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{I_{0,0,1}}{I_{0,0,2}} \cdot \left\{ 1 + v_{\perp 0}^2 \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \cdot \frac{1}{Z_0^2} \left[ \frac{I_{0,0,4}}{I_{0,0,2}} - \frac{1}{2} \frac{I_{0,0,3}}{I_{0,0,1}} - \frac{I_{0,0,3}^2}{I_{0,0,2}^2} \right] \right\} \quad (6.1.2.2)$$

Polyar-optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halında uzununa NE əmsalı zəif eninə maqnit sahəsində həmçinin  $k_0 T/\varepsilon_0$  nisbətindən və mini-zonanın  $Z_0$  dolma

dərəcəsi asılıdır.

**Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün** ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$ )

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{4}{3} \left[ 1 - v_{\perp 0}^2 \cdot \frac{1}{Z_0^2} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right) \cdot 0,1 \right] \quad (6.1.2.3)$$

Bu halda maqnit sahəsinin hesabına  $\alpha(B)$  mənfi hədd əlavə olunur.  $\alpha(B)$  modulca azalmasına səbəb olur.

**Güclü maqnit sahəsi**  $\Omega_{\perp} \tau_{\perp 0} \gg 1$

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{2Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (6.1.2.4)$$

Kvaziikiölçülü halda:

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot 2 \quad (6.1.2.5)$$

(6.1.2.4) və (6.1.2.5) ifadələrindən görünür ki, zəif maqnit sahəsindən fərqli olaraq güclü maqnit sahəsində termoeq maqnit sahəsinin qiymətindən asılı deyil, lakin ədədi qiymətcə hər iki halda  $k_0 T / \varepsilon_0$  – enerji parametri ilə təyin olunur.

Qeyd etmək lazımdır ki, polyar-optik fononlardan səpilmə halında termoeq güclü maqnit sahəsində akustik fononlardan səpilmə halına nisbətən iki dəfə böyük qiymət alır.

**6.1.3. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə,  $kr_0 \gg 1$ .**

(2.1.9), (4.1.16) və (4.1.17) ifadələrini (6.1.2)-də yerinə yazaraq cırlaşmış elektron qazı halında  $\alpha(B_{\perp})$  üçün alarıq:

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{v_{\perp 0}^2 \int_0^{Z_0} \frac{X^4(Z) dZ}{\ln^2 \tau_{\perp(z)}(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z)}{\ln^2 \tau_{\perp(z)}(Z)} \left( 1 + \frac{3}{v_{\perp(z)}(Z)} \right) dZ + \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2} dZ}{\ln \tau_{\perp(z)}(Z)} \left[ 3 \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2} dZ}{\ln \tau_{\perp(z)}(Z)} - \frac{1}{2} \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2} dZ}{\ln \tau_{\perp(z)}(Z)} \right]}{\left[ \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2} dZ}{\ln \tau_{\perp(z)}(Z)} \right]^2 + v_{\perp 0}^2 \left[ \int_0^{Z_0} \frac{X^4 dZ}{\ln^2 \tau_{\perp(z)}(Z)} \right]^2} \quad (6.1.3.1)$$

(6.1.3.1) ifadəsini aşkar analitik şəkildə almaq üçün maqnit sahəsinin limit hallarına baxaq.

Zəif maqnit sahəsi üçün  $v_{\perp 0(z)} = \Omega_{\perp} \tau_{\perp 0(z)} \ll 1$

Bu şərti (6.1.3.1)-də nəzərə alaq:

$$\alpha(B) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{5}{2} \cdot \frac{I_{0,0,3/2}}{I_{0,0,5/2}} \left\{ 1 + \frac{v_{\perp 0(z_e)}^2}{\left(\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}\right)^2} \left[ \frac{8}{5} \frac{I_{0,0,3}}{I_{0,0,3/2}} \cdot \frac{I_{0,0,4}}{I_{0,0,5/2}} + \frac{I_{0,0,11/2}}{I_{0,0,5/2}} - \frac{I_{0,0,4}^2}{I_{0,0,5/2}^2} - \frac{11}{5} \frac{I_{0,0,9/2}}{I_{0,0,3/2}} \right] \right\} \quad (6.1.3.2)$$

(6.1.3.2) ifadəsindən görünür ki, zəif maqnit sahəsində termoehq ifratqəfəslərdə enerji nisbəti  $k_0 T / \varepsilon_0$  – əmsalı,  $v_{\perp 0}$  – maqnit sahəsi,  $Z_0$  – minizonanın dolma dərəcəsiindən güclü asılıdır, lakin ölçü parametri  $r_0/a$  – dan zəif loqorifmik asılıdır.

Kvaziikiölçülü halda  $Z_0 = \pi$  – qiymətini nəzərə alaq.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{5}{3} \left[ 1 + \frac{v_{\perp 0(z_e)}^2}{\left(\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}\right)^2} 14,4 \right] \quad (6.1.3.3)$$

Elektrik hərəkət qüvvəsinə zəif maqnit sahəsinin verdiyi əlavə hədd  $v_{\perp 0(z_e)}^2$  –la düz mütənasib,  $r_0/a$  – nisbətindən isə zəif loqorifmik asılıdır. Zəif maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\perp})$  maqnit sahəsinin hesabına modulca artır.

Güclü maqnit sahəsi halı  $\Omega_{\perp} \tau_{0(z_e)} \gg 1$ .

Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında termoehq eninə zəif maqnit sahəsində  $k_0 T / \varepsilon_0$  enerji parametrindən,  $B_{\perp}$  maqnit induksiyasından, mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsiindən ciddi asılıdır və  $r_0/a$  nisbətindən isə zəif loqarifmik asılıdır, halbuki güclü maqnit sahəsində sahədən asılı deyil və mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur:

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}{0,5 \cdot Z_0 - 0,75 \sin 2Z_0 + Z_0^2 \cos^2 Z_0} \quad (6.1.3.4)$$

Güclü maqnit sahəsində termoehq maqnit sahəsindən asılı deyil,  $k_0 T / \varepsilon_0$  – enerjilər nisbətindən və minizonanın dolma dərəcəsiindən əsaslı şəkildə asılıdır. Kvaziikiölçülü halda  $Z_0 = \pi$ .

$$\alpha(B) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot 0,27 \approx -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \quad (6.1.3.5)$$

Termoehq kvaziikiölçülü halda yalnız  $k_0T/\varepsilon_0$  – dan asılıdır.

#### 6.1.4. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlardan səpilmə $kr_0 \ll 1$ .

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmənin özəlliyi odur ki, bu halda relaksasiya müddətinin həm  $\tau_z$  uzununa, həm də  $\tau_{\perp}$  – eninə komponentləri elektronun dalğa vektorunun yalnız  $k_z = k_{\parallel}$  eninə toplananından eyni şəkildə asılıdır. Relaksasiya müddəti izotropdur və hal sıxlığı ilə təyin olunur, born yaxınlaşmasında ( $r_B = \chi\hbar^2/me^2$  – effektiv Bor radiusudur) (2.1.12) şəklində ifadə olunur. Məlum olduğu kimi güclü ekranlaşmış aşqar ionu özünü nöqtəvi defekt kimi aparır və qısa məsafəyə təsir potensialına malikdir. Ekranlaşma radiusu isə öz növbəsində cırlaşmış elektron qazı üçün minizonanın dolma dərəcəsi və konsentrasiyadan asılıdır. Relaksasiya müddətinin (2.1.12), qalvanomaqnit  $\sigma_{ik}$  tenzorunun (2.1.13), termomaqnit  $\beta_{ik}$  tenzorunun komponentləri üçün tapılmış (4.1.18), (4.1.19) ifadələrini (6.1.2)-də yerinə yazmaqla  $\alpha(B_{\perp})$  – eninə maqnit sahəsində ümumi ifadəsini alırıq.

$$\alpha(B) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0T}{\varepsilon_0}.$$

$$\frac{\int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z Y_{\perp}(ge)(Z)} \int_0^{z_0} \frac{dZ}{Z Y_{\perp}(ge)(Z)} (\Omega_{\perp}\tau_0(ze))^2 \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z^2 Y_{\perp}(ge)(Z)} \cdot \int_0^{z_0} \frac{dZ}{Z^2 Y_{\perp}(ge)(Z)}}{\left[\int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z Y_{\perp}(ge)(Z)}\right]^2 + (\Omega_{\perp}\tau_0)^2 \left(\frac{a}{2r_0}\right) \cdot \int_0^{z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z^2 Y_{\perp}(ge)(Z)}} \quad (6.1.4.1)$$

$$\text{Burada } Y_{\perp}(ge)(Z) = 1 + (\Omega_{\perp}\tau_0)\left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \cdot Z^{-2}$$

(6.1.4.1)-dan görünür ki, termoehq maqnit sahəsindən başqa enerjilər nisbəti (istilik enerjisinin  $k_0T$  minizonanın  $\varepsilon_0$  yarımənənə nisbəti)  $k_0T/\varepsilon_0$  və ekranlaşma radiusunun ( $r_0$ ) ifratqəfəs sabitinə ( $a$ ) nisbəti ilə təyin olunur.

Zəif maqnit sahəsi  $\Omega_{\perp}\tau_0(ze) \ll 1$ .

Bu halda termoehq  $I_{klm}$  – inteqralı vasitəsilə ifadə olunur.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{I_{-1,0,0}}{I_{-1,0,1}} \left\{ 1 + (\Omega_{\perp}\tau_0)^2 \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^2 \left[ \frac{I_{-2,0,1}}{I_{-1,0,1}} \left( \frac{I_{-2,0,0}}{I_{-1,0,0}} - \frac{I_{-2,0,1}}{I_{-1,0,1}} \right) + \frac{I_{-3,0,1}}{I_{-1,0,1}} - \frac{I_{-3,0,0}}{I_{-1,0,0}} \right] \right\} \quad (6.1.4.2)$$

Güclü maqnit sahəsi  $\Omega\tau_0 \gg 1$ .

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \quad (6.1.4.3)$$

(6.1.4.3) ifadəsindən alınır ki, perpendikulyar güclü maqnit sahəsində termoehtq mənfi işarəlidir, mini-zonanın dolma dərəcəsiindən güclü asılıdır,  $\Omega\tau$  –maqnit sahəsindən və  $a/2r_0$  –dan asılı deyil. Qeyd etmək lazımdır ki, maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində termoehtq sahədən asılı deyil, hansı ki, bu nəticə [127,p.R1-R8] eksperimental işinə uyğundur.

Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $Z_0 = \pi$ .

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}$$

Güclü maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün  $\alpha(B_{\perp})$  – yalnız  $k_0 T/\varepsilon_0$  – nisbəti ilə təyin olunur.

$$\alpha(B_{\perp})_{optik} = 2\alpha(B_{\perp})_{akustik} \quad \alpha_{akustik}^{(B_{\perp})} = \alpha_{güclü ekranlaş}^{(B_{\perp})}$$

## 6.2. Uzununa maqnit sahəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsi

Ifratqəfəslərdə yükdaşıyıcıların hərəkət dinamikası əsasən iki istiqamətdə fərqlənir: lay müstəvisində və lay səthinə perpendikulyar istiqamətdə. Bu istiqamətlərdə yükdaşıyıcıların relaksiası müddətləri və effektiv kütlələri müxtəlif olur. Belə dinamikaya xarici maqnit sahəsi güclü təsir edir, başqa sözlə xarici maqnit sahəsi istiqanətini dəyişdikdə yükdaşıyıcıların hərəkət dinamikası dəyişir və bu da yeni fiziki xüsusiyyətlərin yaranmasına səbəb olur. Digər tərəfdən ifratqəfəslərdə enerji spektrinin, effektiv kütlənin və səpilmə mexanizminin anizotropluğuna paralel maqnit sahəsi daha həssasdır. Ona görə də paralel maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel})$  –in öyrənilməsi maraqlı nəticələrə gətirə bilər.

Paralel maqnit sahəsində UNE əmsalını hesablamıq üçün əvvəlcə beşinci fəsildə seçilmiş həndəsədən istifadə edək:  $E = E_x = E_y = E_z = 0$ ;  $\nabla_x T = \nabla T$ ;  $\nabla_y T = \nabla_z T = 0$ ;  $B = B_y = B_{11}$ ;  $\vec{B} \perp \vec{\nabla} T$ . Qalvona maqnit  $\sigma_{ik}$  tenzorunun (3.1.2), (3.1.3) komponentləri üçüncü fəsildə və termomaqnit  $\beta_{ik}$  tenzorların komponentləri beşinci

fəsildə (5.1.1)-(5.1.2) – ifadələri ilə verilmişdir.

İndi UNE əmsalını hesablayaq. Bunun üçün yuxarıda qeyd olunmuş həndəsədə daxilində ümumiləşmiş Om qanununun ifadəsindən istifadə edək.

$$j_i = \sigma_{ik} E_k - \beta_{ik} \nabla_k T, \quad (6.2.1)$$

burada  $j_x = j_z = 0, \nabla_z T = 0$ . Bu şərtlər daxilində termoehtq belə təyin olunur.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{E_x}{\nabla_x T} = \frac{\sigma_{xz} \beta_{zx} + \sigma_{zz} \beta_{xx}}{\sigma_{xx} \sigma_{zz} + \sigma_{xz} \sigma_{zx}} \quad (6.2.2)$$

(3.1.2), (3.1.3), (5.1.1), (5.1.2) ifadələrini  $\alpha(B_{\parallel})$  –in (6.2.2) düsturunda nəzərə alaq. Onda UNE əmsalı aşağıdakı kimi təyin olunur.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{1}{eT} \cdot \frac{\langle \frac{\tau_{\perp} \nu_{\parallel}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta_z) \langle \frac{\tau_{\parallel} \nu_{\perp}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle \rangle + \langle \frac{\tau_{\parallel}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle \langle (\varepsilon_{\perp} - \zeta_z) \frac{\tau_{\perp}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle}{\langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle \langle \langle \frac{\tau_{\parallel}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle \rangle + \langle \frac{\tau_{\perp} \nu_{\parallel}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle \langle \langle \frac{\tau_{\parallel} \nu_{\perp}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \rangle \rangle} \quad (6.2.3)$$

Ortalama işarələrini nəzərə alaraq inteqrallamanı cırlaşmış elektron qazı üçün aparırıq. Relaksasiya müddətinin  $\tau_{\perp}, \tau_{\parallel}$  – komponentlərinin aşkar ifadələrini nəzərə almaqla ayrı-ayrı səpilmə mexanizmləri üçün  $\alpha(B_{\parallel})$  –i hesablayaq.

### 6.2.1. Akustik və qeyri-polyar optik fononlardan səpilmə

Beşinci fəsildə cırlaşmış elektron qazı üçün akustik fononlardan səpilmə halında alınmış (5.1.6)–(5.1.9) ifadələrindən görünür ki,  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$  komponentləri sıfıra bərabərdir. Seçilmiş həndəsədə  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$  qiymətini nəzərə aldıqda akustik fononlardan səpilmə üçün (6.2.2) ifadəsi sadələşir.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{\sigma_{zz} \beta_{xx}}{\sigma_{xx} \sigma_{zz} + \sigma_{xz} \sigma_{zx}} \quad (6.2.1.1)$$

(5.1.6) – (5.1.9) ifadələrini (6.2.1.1) düsturunda yerinə yazaraq termoehtq  $\alpha(B_{\parallel})$  – üçün alırıq:

$$\alpha(B_{\parallel}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2 k_0 T}{3 \varepsilon_0} \cdot \frac{\int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{y_{\parallel}(ak)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{y_{\parallel}(ak)(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{dZ}{y_{\parallel}(ak)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{y_{\parallel}(ak)(Z)} + (\Omega \tau_{01})^2 \frac{1}{Z_0^2} \int_0^{Z_0} \frac{\cos Z dZ}{y_{\parallel}(ak)(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{y_{\parallel}(ak)(Z)}} \quad (6.2.1.2)$$

burada  $\Omega, y_{\parallel}(ak)(Z)$  – işarələmələrindən beşinci fəsildə istifadə olunmuşdur.



(6.2.1.2)–dən görünür ki, UNE əmsalı uzununa eninə maqnit sahəsində mənfi işarəli olmasına baxmayaraq maqnit sahəsində müsbət işarəyə malikdir. Bu halda  $\alpha(B_{\parallel})$  maqnit sahəsi ( $B_{\parallel}$ ) və minizonanın dolma dərəcəsi ( $Z_0$ ) qeyri-monoton  $\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}$  – dan isə xətti asılıdır. Maqnit sahəsinin limit hallarına baxaq.

Zəif maqnit sahəsi  $\Omega\tau_0 \ll 1$ . Bu şərti (6.2.1.2)-də nəzərə alaq.

$$\alpha(B_{\parallel}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2 k_0 T}{3 \varepsilon_0} \cdot \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \left[ 1 - (\Omega\tau_{01})^2 \frac{\sin Z_0}{Z_0^3} \right] \quad (6.2.1.3)$$

Uzununa zəif maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel})$  –maqnit sahəsindən zəif asılıdır,  $k_0 T/\varepsilon_0$  –la düz mütənasib,  $Z_0$  – mini-zonanın dolma dərəcəsi qeyri-monoton asılıdır və müsbət işarəlidir  $\alpha(B_{\parallel}) > 0$ .

Kvaziikiölçülü halda:  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2 k_0 T}{3 \varepsilon_0} \quad (6.2.1.4)$$

Kvaziikiölçülü halda  $\alpha(B_{\parallel})$  termoeq yalnız  $k_0 T/\varepsilon_0$  – enerji nisbəti ilə təyin olunur, maqnit sahəsindən asılı olmur.

Güclü maqnit sahəsi  $\Omega\tau_0 \gg 1$ . Bu şərt daxilində (6.2.1.2)-dən alırıq.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2 k_0 T}{3 \varepsilon_0} \cdot \frac{Z_0^2}{B^2 u_{\perp 0} u_{\parallel 0}} \cdot \frac{1}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \ln \left| \operatorname{tg} \left( \frac{Z_0}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right| \quad (6.2.1.5)$$

Güclü maqnit sahələrində termoeq maqnit induksiyasının kvadratı və elektronların yüyürüklüyü ilə tərs mütənasibdir. Bu limit halında termoeq mini-zonanın dolma dərəcəsi güclü asılıdır. Kvaziikiölçülü halda (6.2.1.5)-dən görünür ki,  $\alpha(B_{\parallel}) = 0$  termoeq sıfıra bərabərdir.

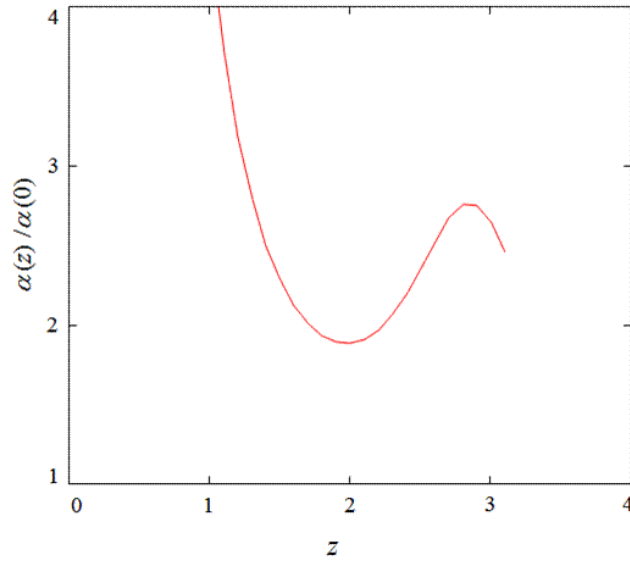
## 6.2.2. Polyar-optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə

Beşinci fəsilə aldığımız (5.1.10)-(5.1.13) ifadələrini (6.2.3)-də nəzərə alaraq polyar optik fononlardan səpilmə halında  $\alpha(B_{\parallel})$  –termoeq üçün alırıq [33, p. 30-32].

$$\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0 = \frac{\int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2} \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel(op)}(Z)} \cdot \frac{1}{2} \int_0^{Z_0} \frac{X^{(3+y_{\parallel(op)})} dZ}{y_{\parallel}^2(Z)} + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \cdot \tau_{\parallel 0} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot \frac{1.5}{Z_0^2} \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2} \cos Z dZ}{y_{\parallel(op)}(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2} Z \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel(op)}^2(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) dZ}{y_{\parallel(op)}(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2} \cdot Z \cdot \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel(op)}(Z)} + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \cdot \tau_{\parallel 0} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{Z_{01}^2} \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z) Z \cos Z dZ}{y_{\parallel(op)}(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2}(Z) Z \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel(op)}(Z)}} \quad (6.2.2.1)$$

burada  $\alpha_0 = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}$ ,  $\tau_{\perp 0} = \tau_{\perp 0(op)}$ ,  $\tau_{\parallel 0} = \tau_{\parallel 0(op)}$

$Z_0$  –dan asılılığı maqnit sahəsinin aralıq qiymətləri üçün qurulmuşdur (şəkil 6.2.2.1). Polyar-optik fononlardan səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0$  termoehqnin ümumi (6.2.2.1) ifadəsinə əsasən ədədi hesablanmış və hesablama əsasında termoehqnin maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində mini-zonanın dolma dərəcəsində asılılığı qurulmuşdur (şəkil 6.2.2.1).



**Şəkil 6.2.2.1. Uzununa Nernst-Ettingshausen əmsalının  $\alpha(B)/\alpha_0$  maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində  $\Omega\tau = 2,5$  mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsindən asılılığı**

Şəkildən görüldüyü kimi  $Z_0$  –ın kiçik qiymətlərində  $\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0$  çox böyük qiymət alır, sonra  $Z_0$  – artdıqca azalır və ossilyasiya edir. Maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində mini-zonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  –ın kiçik qiymətlərində uzununa NE əmsalı çox böyük qiymət alır, müsbət olur. Həmçinin kvaziikiölçülü elektron qazının konsentrasiyasının kiçik qiymətlərində termoehq çox böyük qiymət alır. Termoehq eninə maqnit sahəsindən fərqli olaraq uzununa maqnit sahəsində işarəsini dəyişərək müsbət olur. Maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində termoehqdə mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində çox böyük artım müşahidə olunur.

Mini-zonanın dolma dərəcəsinin artması ilə termoeəq azalır və ossilyasiya etməyə başlayır, bununla belə maqnit sahəsinin böyüməsi ilə ossilyasiya zəifləyir və sıfıra yaxınlaşır.

Zəif maqnit sahəsi  $\Omega\tau \ll 1$ .

Zəif maqnit sahəsində ifratqəfəslərdə termoeəq  $I_{klm}$  – inteqralları ilə ifadə olunur.

$$\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0 = \frac{2I_{0,0,1}}{I_{0,0,2}} \left\{ 1 - \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{Z_0^2} \left[ \frac{I_{1,1,5/2}}{I_{0,0,1}} + \frac{I_{1,1,5/2}(I_{1,0,3/2} - I_{1,2,3/2})}{I_{0,0,2}(I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2})} - \frac{I_{1,1,7/2}}{I_{0,0,2}} \right] \right\} \quad (6.2.2.2)$$

Zəif maqnit sahəsində termoeəq-də maqnit sahəsindən asılı olan mənfi işarəli additiv hədd əlavə olunur və bu həddin hesabına  $\alpha(B_{\parallel})$  –i və qiyməti həcmli nümunəyə nisbətən azalır.

Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün:  $\zeta > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{4}{3} \alpha_0 \left[ 1 - 0,13 \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{Z_0^2} \right] \quad (6.2.2.3)$$

Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün termoeəq işarəcə müsbətdir, maqnit sahəsi hesabına yaranmış əlavə hədd yalnız  $(\varepsilon_0/k_0 T)$  enerji nisbətindən asılı olur.

Güclü maqnit sahəsi  $\Omega\tau_0 \gg 1$ .

Güclü maqnit sahəsində polyar optik fononlardan səpilmə halında termoeəq maqnit induksiyasının kvadratı ilə tərs mütənasib olaraq belə təyin olunur.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{Z_0^2}{B^2 u_{\perp 0} \cdot u_{\parallel 0}} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{-5/2} \cdot \frac{1,5 I_{0,0,1}(I_{-1,-2,-5/2} - I_{-1,0,-5/2}) + (I_{0,-1,-1} - I_{0,1,-})}{I_{0,0,1}(I_{0,-1,0} - I_{0,1,0})} \quad (6.2.2.4)$$

(6.2.2.4) – inteqral ifadələrin asimtotikalarının araşdırılması göstərir ki, güclü maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel})$  termoeəq ossilyasiya edir, maqnit sahəsi gücləndikcə ossilyasiya zəifləyir və sıfıra bərabər olur.

Müəyyən edilmişdir ki, zəif maqnit sahələrində uzununa NE əmsalının anizotropluğu cüzdür, halbuki güclü maqnit sahələrində əhəmiyyətli dərəcədədir və ikiölçülü elektron qazının yüyürüklüyünün kvadratı ilə tərs mütənasibdir. Uzununa maqnit sahəsində termoehqnin doyması baş verir.

### 6.2.3. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə $kr_0 \gg 1$

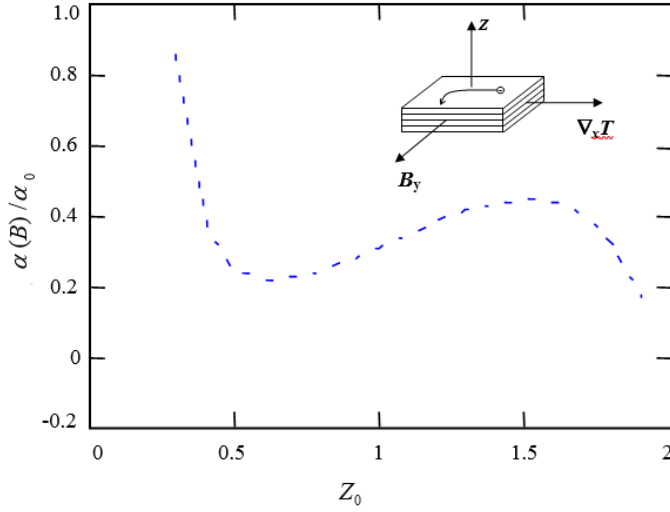
Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{\parallel})$  hesablamaq üçün (3.1.5), (3.1.6), (5.1.14), (5.1.15), (5.1.16), (5.1.17) ifadələrini (6.2.3)–də yerinə yazmaq lazımdır [136, p. 471-475]. Nəticədə cırlaşmış elektron qazı üçün ixtiyari kvantlanmayan maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel})$  –nin aşağıdakı analitik ifadəsini alırıq.

$$\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0 =$$

$$\frac{\int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2} Z \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel}(ze)(Z)} \cdot \frac{1}{2} \int_0^{Z_0} \frac{X^{3/2} (4+y_{\parallel}(ze)) Z \sin^2 Z dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}^2(ze)(Z)} + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{X^3 \cdot Z \cos Z dZ}{\ln t y_{\parallel}(ze)(Z)} \cdot 2 \int_0^{Z_0} \frac{X \cdot Z \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel}^2(ze)(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z) dZ}{y_{\parallel}(ze)(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{1/2}(Z) \cdot Z \sin^2 Z dZ}{y_{\parallel}(ze)(Z)} + \Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T}\right)^2 \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z) \cdot Z \cos Z dZ}{\ln t y_{\parallel}(ze)(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z) \cdot Z \sin^2 Z dZ}{\ln t \cdot y_{\parallel}(ze)(Z)}} \quad (6.2.3.1)$$

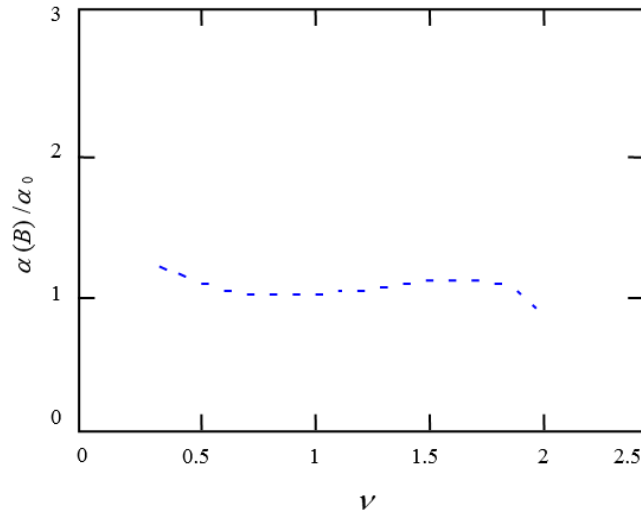
burada  $\tau_{\perp 0} = \tau_{\perp 0}(ze)$ ,  $\tau_{\parallel 0} = \tau_{\parallel 0}(ze)$ ,  $y_{\parallel}(ze)(Z)$ ,  $t$ ,  $X(Z)$  işarələmələrin mənası beşinci fəsildə verilmişdir.

(6.2.3.1) ifadəsindən görünür ki, zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında termoehq maqnit induksiyası  $B$ , enerjilər nisbəti  $k_0 T/\varepsilon_0$ , ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbəti  $r_0/a$  və mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsi ilə təyin olunur. Cırlaşmış elektron qazı üçün (6.2.3.1) ifadəsinə əsasən termoehqnin mini-zonanın ( $Z_0$ ) dolma dərəcəsiindən şəkil 6.2.3.1–də,  $\nu = \Omega(\tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0})^{1/2}$  maqnit sahəsindən şəkil 6.2.3.2 və şəkil 6.2.3.3 – də, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən ( $r_0/a$ ) şəkil 6.2.3.3 – də asılılıqları göstərilmişdir.



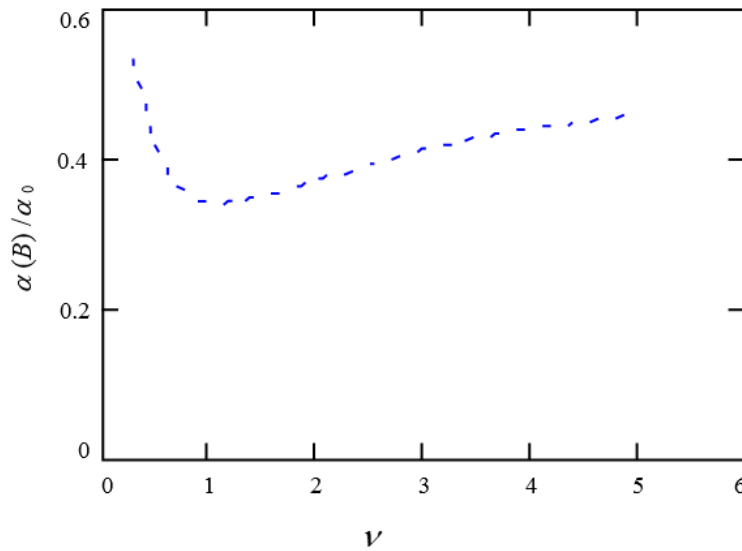
**Şəkil 6.2.3.1. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{II})/\alpha_0$  vahidsiz termoehqnin güclü maqnit sahəsində ( $\nu = 4$ )  $r_0/a = 2$  olduqda  $Z_0$  – mini–zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı.**

Şəkil 6.2.3.1–dən görüldüyü kimi termoehq-nin mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsiindən asılılığı qeyri-monotondur və maqnit sahəsinin təsiri ilə bu asılılığın xarakteri dəyişir. Güclü maqnit sahəsində termoehq müsbət işarəlidir.. Uzununa güclü maqnit sahəsində termoehq mini-zonanın dolmasının kiçik dərəcələrində böyük müsbət qiymət alır. Termoehq kvaziüçölçülü elektron qazı üçün sahədən müsbət qalaraq qeyri-monoton asılıdır, halbuki termoehq kvaziikiölçülü elektron qazı üçün azalır. Termoehqnin belə dəyişmə tərzi güclü maqnit sahəsində sərbəst yolun orta uzunluğunun dəyişməsi, həmçinin kvaziikiölçülü elektron. qazı üçün ekranlaşma məsafəsinin konsentrasiyadan asılı olmaması, termoehqnin ifratqəfəsin periodunun tsiklotron orbitin radiusuna nisbəti ilə təyin olunması ilə bağlıdır. Termoehqnin güclənməsindən enerji çevrilməsi və generator yaratmaq üçün istifadə oluna bilər.



**Şəkil 6.2.3.2. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{II})/\alpha_0$  vahidsiz termoehqnin kvaziikiölçülü ( $Z_0 = \pi$ ) elektron qazı üçün  $r_0/a = 2$  olduqda maqnit sahəsindən asılılığı**

Bu Şəkil 6.2.3.2- dən görünür ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün termoehqnin zəif və aralıq maqnit sahəsində müsbət qalaraq azalması müşahidə olunur.



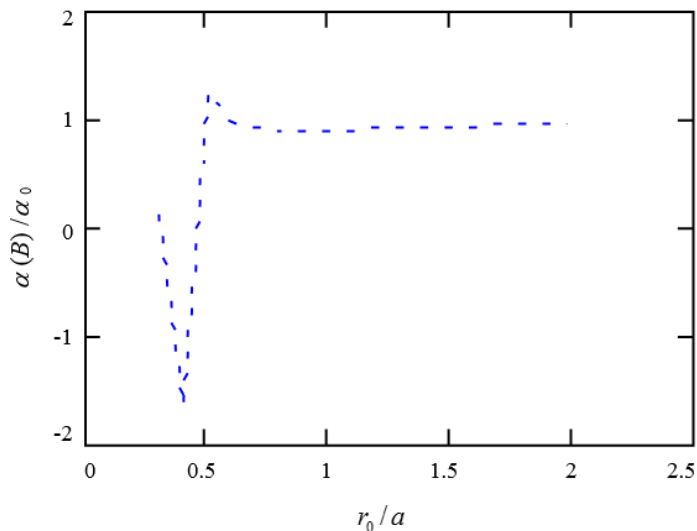
**Şəkil 6.2.3.3. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{II})/\alpha_0$  vahidsiz termoehqnin kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ( $Z_0 = \pi/2$ )  $r_0/a = 2$  olduqda maqnit sahəsindən asılılığı**

Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün alınan termoehqnin sahə asılılığı şəkil 6.2.3.3- dən görüldüyü kimi qeyri-monotondur, amma işarəcə müsbətdir. UNE əmsalının belə

dəyişmə tərzli güclü maqnit sahəsində elektronun sərbəst yolunun orta uzunluğunun dəyişməsi və kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olmaması ilə bağlıdır. Ona görə də termomaqnit əmsal ifratqəfəs sabitinin elektronun tsiklotron radiusuna nisbəti ilə təyin olunur.

Termoehqnin müsbət olması həmçinin maqnit sahəsinin istiqamətindən asılıdır və bu göstərir ki, mini-zonanın yuxarı səviyyələrində dəşik xarakterli keçiricilik mövcuddur və bu da öz növbəsində Fermi səthinin topologiyası ilə əlaqədardır. Belə ki, Fermi səviyyəsi mini-zonada dalğa vektorunun  $k_z$  komponentinin  $\pi/2a \leq k_z < \pi/a$  intervalına düşdükdə effektiv kütlə mənfi olur və belə yükdaşıyıcılara maqnit sahəsinin təsiri termoehqnin işarəsini dəyişə bilər. Fermi enerjisinin azalması ilə termoehqnin kəskin artması [101,p.166807(1-4)] eksperimental işində müşahidə olunmuşdur. Termoehqnin güclənməsinə quruluş parametrləri  $a, \varepsilon_0$  – idarə etməklə nail olmaq olar. Termoehqnin kifayət qədər güclənməsi enerji dəyişikliyi yaradaraq bu tip generatorlarının yaranması üçün fiziki əsas yarada bilər.

Termoehqnin ekranlaşma radiusundan asılılığı kvaziüçölçülü elektron qazı üçün şəkil 6.2.3.4–də göstərilmişdir.



**Şəkil 6.2.3.4. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{II})/\alpha_0$  vahidsiz termoehqnin aralıq maqnit sahəsində ( $\nu = 1$ ) kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ( $Z_0 = \pi/2$ )  $r_0/a$  – nisbətindən asılılığı.**

Şəkildən aydın odur ki, mini-zona dolduqca konsentrasiya artır və ekranlaşma radiusu azalır. Bunun nəticəsində böyük bucaqlar altında səpilmə artır, termoehtq  $r_0/a$  – nisbətindən qeyri-monoton asılı olur və  $r_0/a$  – nisbətinin müəyyən qiymətində məxsusiyyət yaranır. Beləliklə ( $\nu \approx 1$ ) aralıq maqnit sahələrində  $r_0/a$  – nisbətinin müəyyən nisbətində, mini-zonanın dolma dərəcəsi  $Z_0 = \pi/2$  olduqda işarə dəyişməsi baş verir. Bu dəyişiklik Fermi səthinin topologiyası ilə bağlıdır: Fermi səthinin  $k_z = 0$  nöqtəsində əyriliyi müsbət olduqda effektiv kütlə həmin nöqtədə kiçikdir və işarəcə müsbətdir.

Xarici təsir nəticəsində onun enerjisi artır. Mini-zonanın sərhəddi  $k_z = \pi/2$  – də əyrilik mənfidir, ona görə effektiv kütlə mənfidir, elektronun enerjisi azalır. Mini-zonada Fermi səviyyəsinin sürüşməsi nəticəsində termoehtqın işarə dəyişməsinin baş verməsi [86,p.205311(1-7)] işində qeyd olunmuşdur.

Kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusu konsentrasiyadan asılı deyil və termoehtqın işarəsi ifratqəfəs sabitinin elektronun tsiklotron orbitinin radiusuna nisbəti ilə təyin olunur, bu parametrlərin qiymətləri üst-üstə düşdükdə termoehtqın qeyri-monoton asılılığı müşahidə olunur. Kvaziüçölçülü halda termoehtqın dəyişmə tərzində məxsusiyyətin əmələ gəlməsi ekranlaşma radiusunun mini-zonanın  $Z_0$  dolma dərəcəsinin funksiyası olması ilə bağlıdır:  $r_0/a < 1$  olduqda ( $r_0 \sim 1/n^{1/2}$ ) elektron qazın sıxlığının azalması ilə termoehtq işarəsini dəyişir. Doğrudan da [201,p.175-178] işində göstərilmişdir ki, aşağı temperaturlarda müəyyən təyin olunmuş konsentrasiyada *GaAs/AlGaAs* heteroquruluşunda termoehtq işarəsini dəyişə bilər. Termomaqnit əmsallar mini-zonanın dolma dərəcəsi  $\frac{\pi}{2}$  tərtibdə olduqda ( $\varepsilon_F = \varepsilon_0$ ) məxsusiyyətə malikdirlər. Ifratqəfəs periodunun azalması termoehtqın azalmasına gətirir. Ümumiyyətlə, termomaqnit əmsalların işarə dəyişikliyi Fermi səthinin topologiyası, ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan və ifratqəfəs sabitindən asılılığı ilə bağlıdır. Termoehtq əsasən Fermi enerjisinin azalması ilə artır. Ifratqəfəsin quruluş parametrlərini idarə etməklə termomaqnit əmsallara nəzarət etmək olar.

Termoehtqın müsbət olması lay müstəvisinə nəzərən maqnit sahəsinin istiqaməti ilə bağlı izah olunur və göstərir ki, mini-zonanın yuxarı hissəsində mənfi effektiv



kütləli sahələr mövcuddur. Fermi enerjisinin azalması ilə termoehtq artır, bu da Nb ilə legirlənmiş SrTiO<sub>3</sub> ifratqəfəsində aparılan eksperimental işlərə uyğundur [101,p.166807(1-4)]

Maqnit sahəsinin limit hallarına baxaq.

**Zəif maqnit sahəsi**  $\Omega\tau \ll 1$ . Bu şərt daxilində (6.2.3.1) düsturundan tapırıq:

$$\alpha(B_{\parallel}) = \alpha_0 \cdot \frac{5}{2} \cdot \frac{I_{0,0,3/2}}{I_{0,0,5/2}}$$

$$\left\{ 1 + \frac{\Omega^2 \tau_{\perp 0} \tau_{\parallel 0}}{\ln \frac{2r_0 Z_0}{a}} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \left[ \frac{4}{5} \frac{I_{1,1,3}(I_{1,0,1} - I_{1,2,1})}{I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}} + \frac{I_{1,1,9/2}}{I_{0,0,5/2}} - \frac{I_{1,1,3}(I_{1,0,2} - I_{1,2,2})}{I_{0,0,5/2}(I_{1,2,1/2})} - \frac{9}{5} \frac{I_{1,1,7/2}}{I_{0,0,3/2}} \right] \right\}$$

(6.2.3.2)

İndi isə elektron qazının ölçüsünə görə limit hallarına baxaq.

**Kvaziikiölçülü elektron qazı:**  $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$  bu halda Fermi səthi açıqdır, izoenergetik səth nahamar silindrdir.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{5}{6} \alpha_0 \cdot \left[ 1 - \frac{1}{\ln(2r_0 \pi/2)} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \Omega^2 \tau_{\perp 0(z)} \cdot \tau_{\parallel 0(z)} \right] \quad (6.2.3.3)$$

**Kvaziüçölçülü elektron qazı:**  $\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0}\right)$ , Fermi səthi qapalıdır, izoenergetik səth ellipsoid şəklindədir.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{5}{6} \alpha_0 \cdot \frac{1}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \times$$

$$\times \left[ 1 - \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/2)} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \Omega^2 \tau_{\perp 0} \cdot \tau_{\parallel 0} \cos^2 Z_0 (Z_0 \sin Z_0 - \cos Z_0) \right] \quad (6.2.3.4)$$

Alınmış (6.2.3.3), (6.2.3.4) ifadələrindən görünür ki, uzununa maqnit sahəsində uzununa NE əmsalı müsbətdir, maqnit sahəsinin artması ilə azalır, Fermi enerjisi azaldıqda isə termoehtq qiymətcə artır.

**Güclü maqnit sahəsi**  $\Omega\tau \gg 1$ . Bu şərti (6.2.3.1)–da nəzərə alaraq termoehtqın güclü maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında ifadəsini alırıq.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{2\alpha_0}{B^2 u_{\perp 0} \cdot u_{\parallel 0}} \cdot \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \cdot \ln \left( \frac{2r_0 Z_0}{a} \right) \times$$

$$\times \frac{I_{0,0,1}(I_{-1,-2,-3} - I_{-1,0,-3}) + 0,25I_{-1,-1,-1/2}(I_{0,-1,-3/2} - I_{0,1,-3/2})}{I_{0,0,1}(I_{0,-1,0} - I_{0,1,0})} \quad (6.2.3.5)$$

Kvaziüçölçülü halda (6.2.3.5) ifadəsindən alırıq.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{2\alpha_0}{B^2 u_{\perp 0} \cdot u_{\parallel 0}} \cdot \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \ln\left(\frac{2r_0 Z_0}{a}\right) \frac{\sin^2 \frac{Z_0}{2} \cdot \ln Z_0}{\cos^3 Z_0 \left[ \operatorname{Intg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{Z_0}{2}\right) - \sin Z_0 \right]} \quad (6.2.3.6)$$

(6.2.3.5), (6.2.3.6) ifadələrindən görünür ki, minizonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində termoeq artır, kvaziikiölçülü halda termoeq sifıra yaxınlaşır.

#### 6.2.4. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə $kr_0 \ll 1$

Güclü ekranlaşma halında termoeqnin yekun ifadəsini almaq üçün (3.1.7), (3.1.8), (5.1.18), (5.1.19), (5.1.20) – ifadələrini (6.2.3)–də nəzərə almaq lazımdır. Cırlaşmış elektron qazı üçün ixtiyari maqnit sahəsində alırıq.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e 3 \varepsilon_0} \times \frac{\int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z \cdot Y_{\parallel(ge)}(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cdot Y_{\parallel(ge)}(Z)}}{\int_0^{Z_0} \frac{x(Z) dZ}{Z \cdot Y_{\parallel(ge)}(Z)} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z \cdot Y_{\parallel(ge)}(Z)} + \int_0^{Z_0} \frac{\cos Z \cdot x(Z) dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel(ge)}(Z)} \int_0^{Z_0} \frac{\sin^2 Z dZ}{Z^2 \cdot Y_{\parallel(ge)}(Z)}} \quad (6.2.4.1)$$

(6.2.4.1) – dən görüldüyü kimi perpendikulyar maqnit sahəsindəkindən fərqli olaraq paralel maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel}) > 0$  müsbətdir.

Termoeqnin aşqar analitik ifadəsini almaq üçün maqnit sahəsinin limit hallarına baxaq.

**Zəif maqnit sahəsi**  $\Omega\tau_0 \ll 1$ . Bu şərti (6.2.4.1)–də nəzərə almaqla termoeqnin  $I_{klm}$  – inteqrallarından asılı ifadəsini tapırıq.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e 3 \varepsilon_0} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \frac{I_{-1,0,0}}{I_{-1,0,1}} - (\Omega\tau_0)^2 \left( \frac{a}{2r_0} \right)^2 \left[ \frac{I_{-3,1,0}}{I_{-1,0,1}} + \frac{I_{-1,0,0}I_{-2,1,1}(I_{-2,0,0} - I_{-2,2,0})}{I_{-1,0,1}^2(I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0})} - \frac{I_{-1,0,0}I_{-3,1,1}}{I_{-1,0,1}^2} \right] \right\} \quad (6.2.4.2)$$

Analoji qayda ilə güclü maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel})$  hesablayaq.

Güclü maqnit sahəsi  $\Omega\tau_0 \gg 1$ . Bu şərti (6.2.4.1) – də nəzərə alaq.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0}{e} \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \frac{1}{B^2} \frac{1}{u_{\perp 0} u_{\parallel 0}} \left( \frac{a}{2r_0} \right)^{-2} \frac{I_{1,-1,0}(I_{1,-1,0} - I_{1,1,0})}{I_{0,0,1}(I_{0,-1,0} - I_{0,1,0})} \quad (6.2.4.3)$$

Güclü maqnit sahəsində termoehq  $B^2$ ,  $u^2$ ,  $(a/2r_0)^2$  –la tərs mütənasib,  $k_0 T/\varepsilon_0$  enerjilər nisbətindən xətti asılıdır.

### 6.3. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə maqnit sahəsində elektron istilikkeçiriciliyi – Madji Riği Ledyuk effekti

İstilikkeçirməni digər termomaqnit hadisələrdən fərqləndirən əsas cəhətlərdən biri onun temperatura, səpilmə mexanizminə, elektron qazının ölçüsünə, xarici maqnit sahəsinə daha çox həssas olmasıdır. Ona görə də istilik keçirməni maqnit sahəsində öyrənməklə ifratqəfəsə aid olan bir çox parametrləri qiymətləndirmək olar. Digər tərəfdən ifratqəfəslərdə istilikkeçirmənin xüsusiyyətlərindən nanotexnikada və yüksək keyfiyyətlik əmsalına malik materialların alınmasında istifadə olunur.

Bu paraqrafda lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində  $B = B_{\perp} = B_z$ , temperatur gradienti müstəvidə olduqda  $\nabla T = \nabla_x T$ ,  $(\vec{B} \perp \vec{\nabla} T)$  kvaziikiölçülü elektron sistemlərində MRL effekti öyrənilir. Məsələyə uyğun seçilmiş həndəsədə MRL əmsalı belə təyin olunur [79,p.].

$$k_{el}(B_{\perp}) = -\frac{w_x}{\nabla_x T} = \chi_{11} - T\beta_{11}\alpha(B_{\perp}) - TB\beta_{12}Q(B_{\perp}) \quad (6.3.1)$$

burada  $\alpha(B_{\perp})$  paraqraf 6.1–də (6.1.1) ifadəsindən,  $Q(B_{\perp})$  –isə (4.1.3) ifadəsindən tapılır. Bərk cisimlərdə istilikkeçirmə iki hissənin:  $k_f$  – fonon hissəsi,  $k_{el}$  – elektron hissəsinin cəmindən ibarətdir.

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \kappa_{el} = \kappa_f + \kappa_{11} - T\beta_{11}\alpha(B_{\perp}) - TB\beta_{12}Q(B_{\perp}) \quad (6.3.2)$$

(6.3.2) – ifadəsindən görünür ki,  $\kappa(B_{\perp})$  – istilikeçirməni ixtiyari cırlaşmış elektron qazı üçün aşkar analitik şəkildə ifadə etmək mümkün deyil. Ona görə də biz cırlaşmış elektron qazını nəzərdən keçirəcəyik. Cırlaşmış elektron qazı üçün Fermi funksiyaların xassələrindən istifadə edərək istilikkeçirmə tenzorunun (1.3.13) ifadəsinə əsasən onun komponentlərini müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında,  $\varepsilon_{\perp}$  – dəyişəninə görə inteqrallama apararaq tapırıq:

Akustik və qeyri – polyar optik fononlardan səpilmədə,

$$\kappa_{xx} = \kappa_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{ZY_{\perp(ak)}(Z)}, \quad (6.3.3)$$

$$\kappa_{xy} = \kappa_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot (\Omega_{\perp}\tau_{01}) \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X(Z)dZ}{Z^2Y_{\perp(ak)}(Z)}, \quad (6.3.4)$$

Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmədə,

$$\kappa_{xx} = \kappa_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{k_0T} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{Z_0} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^2(Z)dZ}{ZY_{\perp op}(Z)}, \quad (6.3.5)$$

$$\kappa_{xy} = \kappa_0 \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0T}\right)^2 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{Z_0^2} (\Omega_{\perp}\tau_{\perp op}) \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^3(Z)dZ}{Y_{\perp op}(Z)}, \quad (6.3.6)$$

Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə,

$$\kappa_{xx} = \kappa_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{\varepsilon_0}{k_0T} \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^{5/2}(Z)dZ}{\ln \frac{4r_0Z}{a} \cdot Y_{\perp(ze)}(Z)}, \quad (6.3.7)$$

$$\kappa_{xy} = \kappa_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0T}\right)^2 \cdot (\Omega\tau_{\perp 0(ze)}) \cdot \int_0^{Z_0} \frac{X^4(Z)dZ}{\left(\ln \frac{4r_0Z}{a}\right)^2 Y_{\perp(ze)}(Z)}, \quad (6.3.8)$$

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə,

$$\kappa_{xx} = \kappa_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right) \int_0^{Z_0} \frac{1}{Z} \cdot \frac{X(Z)}{Y_{\perp(ge)}(Z)} dZ, \quad (6.3.9)$$

$$\kappa_{xy} = \kappa_0 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{m_{\perp} \varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 a n_0} \cdot (\Omega_{\perp} \tau_{01}) \int_0^{Z_0} \frac{1}{Z^2} \cdot \frac{X(Z)}{y_{\perp}(ge)(Z)} dZ, \quad (6.3.10)$$

burada  $\kappa_0 = \sigma_0 T \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{3}$  üçölçülü halda maqnit sahəsi olmadıqda elektron istilikkeçirməsidir.

Eninə maqnit sahəsində  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}$  qalvano və termomaqnit tenzorların və ENE əmsalının 4-cü fəsilə alınmış qiymətlərini,  $\kappa_{ik}$  – istilikkeçirmə tenzorunun (6.3.3)–(6.3.10) və  $\alpha(B_{\perp})$  termoehqnin (6.1.2) ifadələrini (6.3.2)–də yerinə yazaraq müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında MRL–əmsalını hesablamaq olar. Lakin bu ifadələr mürəkkəb olduğuna görə maqnit sahəsinin zəif  $\Omega\tau \ll 1$ , güclü  $\Omega\tau \gg 1$  və elektron qazının ölçüsünün kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü limit hallarına ayrı–ayrı səpilmə mexanizmləri halında baxaq.

### 6.3.1. Akustik və qeyri–polyar optik fononlardan səpilmə

Uyğun əmsalları  $\kappa_{xx} = \kappa_{11}$  –in (6.3.3),  $\beta_{xx} = \beta_{11}$ ,  $\beta_{xy} = \beta_{12}$  –nin (4.1.8),  $\alpha(B_{\perp})$  –in (6.1.1.1),  $Q(B_{\perp})$  –in (4.2.1) ifadələrini və  $\Omega\tau \ll 1$  şərtini (6.3.2) – də nəzərə alaraq zəif maqnit sahəsində  $\kappa(B_{\perp})$  – istilikkeçirməni yığcam şəkildə tapırıq:

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \kappa_0 - \nu_0^2 \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 T \sigma_0 L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right), \quad (6.3.1.1)$$

burada  $\kappa_f$  – istilikkeçirmənin fonon hissəsidir,  $\zeta/\varepsilon_0$  – Fermi enerjisinin mini-zonanın yarmeninə nisbəti,  $k_0 T/\varepsilon_0$  – istilik enerjisinin mini-zonanın yarmeninə nisbəti,  $Z_0$  – mini-zonanın dolma dərəcəsi.

Zəif maqnit sahəsində  $\kappa(B_{\perp})$  istilikkeçirməyə kiçik additiv hədd əlavə olunur.

$$\kappa_0 = \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot T \sigma_0 \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} I_{-1,0,1} \left[ 1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \frac{I_{-1,0,0}^2}{I_{-1,0,1}^2} \right], \quad (6.3.1.2)$$

$\kappa_0$  – maqnit sahəsi olmadıqda istilikkeçirmənin elektron hissəsi,  $L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right)$

funksiyası  $\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0$  parametrlərindən müxtəlif formada asılıdır.  $I_{klm} = \int_0^{Z_0} Z^e \cos^k Z (\cos Z - \cos Z_0)^m dZ$  inteqralları ilə belə ifadə olunur.

$$L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right) = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot I_{-3,0,1} \left[ 1 - \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{I_{-1,0,0}^2 \cdot I_{-2,0,1}^2 + I_{-1,0,1}^2 \cdot I_{-2,0,0}^2 - I_{-1,0,0}^2 \cdot I_{-1,0,1} \cdot I_{-3,0,1} - 2 \cdot I_{-1,0,0} \cdot I_{-1,0,1} \cdot I_{-2,0,0} \cdot I_{-2,0,1}}{I_{-3,0,1} \cdot I_{-1,0,1}^3} \right] \quad (6.3.1.3)$$

(6.3.1.2), (6.3.1.3) ifadələrindən görünür ki, MRL əmsalı  $\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}$  – parametrlərindən,  $I_{klm}$  – inteqralları vasitəsilə  $Z_0$  – dan asılıdır.  $I_{klm}$  –in ədədi hesablaması [170,p.] göstərir ki, maqnit sahəsində istilikkeçirmə maqnit sahəsi olmadığı hala nisbətən azalır.

**Güclü maqnit sahəsi**  $\Omega_{\perp} \tau_{01} \gg 1$ . Bu şərti (6.3.2) düsturunda nəzərə almaqla MRL –əmsalı üçün tapırıq:

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 T \sigma_0 \frac{1}{(\Omega_{\perp} \tau_{01})^2} L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right), \quad (6.3.1.4)$$

burada

$$L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right) = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot [Z_0 \sin Z_0 + (1 - Z_0^2/2) \cos Z_0 - 1] \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{Z_0^2 [(1 + Z_0^2/2) \cos Z_0 - 1]}{[Z_0 \sin Z_0 + (1 - Z_0^2/2) \cos Z_0 - 1] (\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)^2} \right\} \quad (6.3.1.5)$$

(6.3.1.5)–dən görüldüyü kimi güclü maqnit sahəsində  $\kappa(B_{\perp})$  maqnit sahəsindən ( $\sim \frac{1}{B^2}$ ) tərs, mini-zonanın dolma dərəcəsiindən isə qeyri–monoton asılıdır, həmçinin enerjilər nisbətindən  $k_0 T / \varepsilon_0$  –dan asılıdır.

Kvaziikiölçülü halda ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$ )  $\kappa(B_{\perp})$  üçün alırıq

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 T \sigma_0 \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \frac{10}{(\Omega_{\perp} \tau_{01})^2} \left[ 1 - 5 \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \right], \quad (6.3.1.6)$$

Axırıncı (6.3.1.6) ifadəsindən görünür ki,  $k_0 T \approx \varepsilon_0$  olduqda  $\kappa_{el} < 0$  mənfidir,  $k_0 T / \varepsilon_0 \approx \frac{1}{2,23} = \frac{1}{\sqrt{5}}$  olduqda  $\kappa_{el} = 0$ ;  $\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} > 1$ ;  $\kappa_{el} < 0$ . Beləliklə,  $k_0 T / \varepsilon_0$  – müəyyən qiymətində  $\kappa_{el}(B_{\perp}) = 0$  olur,  $k_0 T / \varepsilon_0 > 1$ ,  $\kappa_{el} < 0$ , lakin  $\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} < \frac{1}{\sqrt{5}}$  olduqda  $\kappa_{el} > 0$  olur. Bundan başqa güclü maqnit sahəsində  $\kappa(B_{\perp})$   $k_0 T \ll 2\varepsilon_0$  şərti daxilində işarəsini dəyişir.

Kvaziüçölçülü halda  $\kappa(B_{\perp})$  minizonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  ciddi şəkildə asılıdır. Maqnit sahəsinin çox böyük qiymətlərində ifratqəfəsdə  $\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f$ , elektron istilikkeçirməsi sıfıra bərabər olur. Bu nəticədən istifadə edərək təcrübi olaraq  $\kappa_f$  – fonon payını tapmaq olar. Əvvəlki işlərlə [61,c.] müqayisə göstərir ki, zəif maqnit sahəsində sahənin təsiri nəticəsində MRL əmsalına kiçik additiv əlavə yarandığı halda, güclü maqnit sahəsində asılılıq güclüdür.

### 6.3.2. Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə

Qalvano və termomaqnit tenzorların  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}, \kappa_{ik}$  komponentlərinin (4.1.13), (4.1.14), (6.3.5), (6.3.6) ENE əmsalının (4.2.2.1),  $\alpha(B_{\perp})$  –nin (6.1.2.1) ifadələrini (6.3.2)–də yerinə yazaraq MRL əmsalının polyar-optik fononlardan səpilmə halında ümumi ifadəsini almaq olar. Maqnit sahəsinin zəif qiyməti üçün ( $\Omega_{\perp} \tau_{10} \ll 1$ )  $\kappa(B_{\perp})$  aşağıdakı analitik forma alır.

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \kappa_0 \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right) \frac{1}{Z_0} I_{0,0,2} \left[ 1 - \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{4I_{0,0,1}^2}{I_{0,0,2}^2} \right] - v_0^2 \sigma_0 T \cdot \left( \frac{k_0}{e} \right)^2 \cdot L \left( \frac{\zeta}{k_0 T}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0 \right) \quad (6.3.2.1)$$

burada  $L \left( \frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0 \right)$  funksiyası  $\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0$  parametrlərindən asılıdır,

$$L \left( \frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0 \right) = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{Z_0^3} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^3 I_{0,0,4} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times 2 \left[ \frac{2I_{0,0,1}}{I_{0,0,2}} \cdot \left( \frac{5I_{0,0,3}}{2I_{0,0,4}} - \frac{I_{0,0,1}}{I_{0,0,2}} + \frac{I_{0,0,1}}{I_{0,0,4}} \cdot \frac{I_{0,0,3}^2}{I_{0,0,2}^2} \right) + \frac{3I_{0,0,2}}{I_{0,0,4}} \left( \frac{3}{2} - \frac{I_{0,0,1} I_{0,0,3}}{I_{0,0,2}^2} \right) \right] \right\} \quad (6.3.2.2)$$

Göründüyü kimi zəif maqnit sahəsində MRL–əmsalının ifadəsinə maqnit sahəsindən asılı hədd  $\Delta\kappa(B_{\perp})$  əlavə olunur.

$$\Delta\kappa(B_{\perp}) = -v_0^2 \sigma_0 T \cdot \left( \frac{k_0}{e} \right)^2 \cdot L \left( \frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0 \right)$$

Kvaziikiölçülü halda ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$ ) şərtini nəzərə alsaq  $\kappa(B_{\perp})$  üçün aşağıdakı ifadəni alırıq.

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right) \cdot \left\{ 12 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \right] - \right. \\ \left. - (\Omega_{\perp} \tau_{\perp 0})^2 \cdot \left( \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^2 \cdot 1,4 \left[ 1 - 26 \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \right] \right\} \quad (6.3.2.3)$$

Elektron istilikkeçirməsində zəif maqnit sahəsində yaranan əlavə hədd  $\Delta\kappa(B_{\perp})$  enerji parametrlərindən  $\zeta/\varepsilon_0$ ,  $k_0 T/\varepsilon_0$  ciddi şəkildə asılıdır. Bu parametrlər  $\Delta\kappa(B_{\perp})$  əlavə həddin qiymət və işarəsinə təsir edir, belə ki,

$$k_0 T/\varepsilon_0 = 1/\sqrt{26} \text{ olduqda } \Delta\kappa(B_{\perp}) = 0,$$

$$k_0 T/\varepsilon_0 > 1/\sqrt{26} \text{ olduqda } \Delta\kappa(B_{\perp}) > 0,$$

$$k_0 T/\varepsilon_0 < 1/\sqrt{26} \text{ olduqda } \Delta\kappa(B_{\perp}) < 0,$$

Kvaziüçölçülü halda  $\left( \varepsilon_F < 2\varepsilon_0, Z_0 = \arccos \left( 1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0} \right) \right)$  MRL əmsalı minizona-  
nın dolma dərəcəsiindən qeyri–monoton şəkildə asılıdır.

Güclü maqnit sahəsində ( $\nu_0 = \Omega\tau \gg 1$ ) MRL - əmsalı analitik şəkildə  $L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right)$  funksiyası ilə ifadə olunur.

$$\Delta\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\nu_0^2} L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right), \quad (6.3.2.4)$$

burada

$$L\left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right) = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot Z_0^2 \left[ 1 + \frac{\pi^2}{3} \cdot \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{Z_0^2}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \right] \quad (6.3.2.5)$$

Güclü maqnit sahəsində MRL - əmsalı  $\frac{1}{B^2}$  –la mütənasibdir,  $Z_0$  –dan isə qeyri–monoton asılıdır. Maqnit sahəsinin böyük qiymətlərində  $\Delta\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f$  fonon istilikkeçirməsi üstünlük təşkil edir ki, bu vəziyyətdən eksperimental olaraq istilikkeçirmənin  $\kappa_f$  fonon payını tapmaq olar.

Kvaziikiölçülü halda istilikkeçirmə əmsalı belə təyin olunur:

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\nu_0^2} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} 32 \left[ 1 + 3 \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \right] \quad (6.3.2.6)$$



Akustik fononlardan səpilmədəkindən fərqli olaraq, polyar–optik fononlardan səpilmədə  $k_0T/\varepsilon_0$  –enerji parametri güclü maqnit sahəsində elektron istilik-keçirməsinin işarəsinə təsir etmir.

Kvaziüçölçülü halda  $\kappa(B_\perp)$  maqnit sahəsi ilə tərs mütənasibdir  $\sim B^2$ ,  $k_0T/\varepsilon_0$  –dan monoton asılı olduğu  $Z_0$  –dan qeyri–monoton asılıdır. İstilikkeçirmənin elektron payı müsbətdir.

### 6.3.3. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə, $kr_0 \gg 1$

Bu səpilmə mexanizmi üstünlük təşkil etdiyi halda qalvano və termomaqnit tenzorların  $(\sigma_{ik}, \beta_{ik}, \kappa_{ik})$  komponentlərinin (2.1.9), (4.1.16), (4.1.17), (6.3.7), (6.3.8) ifadələrini, habelə  $\alpha(B)$  termoehtqinin (6.1.3.1) və ENE əmsalının (4.3.1.1) ifadələrini (6.3.2)–də yerinə yazaraq MRL – əmsalını hesablamaq olar. Bu ifadənin mürəkkəb olduğunu nəzərə alaraq maqnit sahəsinin zəif, güclü qiymətlərində kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazını nəzərdən keçiririk.

Zəif maqnit sahəsində  $\kappa(B_\perp)$  üçün aşağıdakını alırıq  $\nu_0 = \Omega_\perp \tau_{\perp 0(ze)} \ll 1$ .

$$\kappa(B_\perp) = \kappa_f + \kappa(0) - \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{\varepsilon_0} \right)^2 \nu_0^2 L \left( \frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a} Z_0 \right), \quad (6.3.3.1)$$

burada

$$\begin{aligned} L \left( \frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a} Z_0 \right) &= \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{k_{0,0,11/2}}{\ln^3} \left\{ 1 + \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \times \right. \\ &\times \left[ \left( \frac{5}{2} \right)^2 \cdot \frac{I_{0,0,4} \cdot I_{0,0,3/2}^2}{I_{0,0,11/2} \cdot I_{0,0,5/2}^2} \left( \frac{8}{3} \cdot \frac{I_{0,0,3}}{I_{0,0,3/2}} + \frac{I_{0,0,11/2}}{I_{0,0,5/2}} \cdot \frac{I_{0,0,4}}{I_{0,0,5/2}} \right) \right. \\ &\left. \left. - 16 \frac{I_{0,0,3}}{I_{0,0,11/2}} \left( \frac{I_{0,0,3}}{I_{0,0,5/2}} - \frac{5}{8} \cdot \frac{I_{0,0,3/2} I_{0,0,4}}{I_{0,0,5/2}^2} \right) \right] \right\} \quad (6.3.3.2) \end{aligned}$$

$\kappa(0)$  maqnit sahəsi olmadıqda ifratqəfəsin istilik keçirmə əmsalındır,  $\chi_m = \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{e} \right)^2 \frac{\pi^2}{3}$  –həcmli nümunələrdə istilikkeçirmədir.

Kvaziikiölçülü elektron qazı ( $\zeta > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$ )

$\kappa(B_\perp) = \kappa_f + \kappa(0) - \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{e} \right)^2 \cdot \nu_0^2 I_{klm}$  –inteqrallarını  $Z_0 = \pi$  olduqda həll edərək kvaziikiölçülü elektron qazı üçün alırıq.

$$\frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{37}{\ln^3(2\pi r_0/a)} \left[ 1 + 9 \cdot 10^2 \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \right] \quad (6.3.3.3)$$

burada  $\kappa(0) = \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{e} \right)^2 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{15}{\ln(2\pi r_0/a)} \left[ 1 - 9 \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \right]$ .

(6.3.3.3) – ifadəsindən görünür ki, kvaziikiölçülü halda elektron istilikkeçirməsinə hədd əlavə olunur. Bu həddin hesabına maqnit sahəsi olmadıqda istilikkeçirmənin qiyməti maqnit sahəsində azalır. Bu halda elektron istilikkeçirməsi  $\zeta/\varepsilon_0, k_0 T/\varepsilon_0$  parametrlərindən (birbaşa) monoton asılı olduğu halda,  $r_0/a$  –dan zəif loqarifmik asılıdır.

Kvaziüçölçülü halda elektron istilikkeçirməsi  $\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, Z_0$  – parametrlərindən asılıdır.

Güclü maqnit sahəsi halına baxaq ( $\Omega_{\perp} \tau_{\perp 0(ze)} \gg 1$ ).

Bu şərti nəzərə alaraq  $\kappa(B_{\perp})$  MRL - əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq.

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{e} \right)^2 \frac{1}{v_0^2} L \left( \frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, Z_0 \right), \quad (6.3.3.4)$$

burada

$$L \left( \frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, Z_0 \right) = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \ln \frac{2r_0 Z_0}{a} I_{0,0,-1/2} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \left[ \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{0,0,-3/2}}{I_{0,0,-1/2}} \left( \frac{I_{0,0,1}}{I_{0,0,2}} + \frac{I_{0,0,0}}{I_{0,0,1}} \right) + \frac{I_{0,0,0}^2}{I_{0,0,1}^2} \right] \right\}$$

Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\kappa(B_{\perp})$  istilikkeçirmə əmsalı  $\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, Z_0$  kimi parametrlərdən asılıdır.

Quruluş parametri  $r_0/a$  – dan zəif loqarifmik asılıdır, minizonanın dolma dərəcəsi  $Z_0$  –dan  $I_{klm}$  – inteqralı vasitəsilə asılıdır.

Kvaziikiölçülü halda ( $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0, Z_0 = \pi$ ) aşağıdakı nəticəni alırıq.

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \sigma_0 T \left( \frac{k_0}{e} \right)^2 \frac{1}{v_0^2} \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \ln \frac{2\pi r_0}{a} \cdot 3,3 \cdot \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{(\cos Z - \cos Z_0)^{1/2}} \times \\ \times \left\{ 1 + 3,3 \left( \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^2 \left[ \frac{5}{6} \cdot \frac{\int_0^{Z_0} (\cos Z - \cos Z_0)^{3/2} dZ}{\int_0^{Z_0} (\cos Z - \cos Z_0)^{-1/2} dZ} + 1 \right] \right\} \quad (6.3.3.5)$$

burada  $v_0 = \Omega_{\perp} \cdot \tau_{\perp 0}$

Çox böyük sahələrdə  $\kappa(B_{\perp}) \approx \kappa_f$ , yəni bu halda da  $\kappa_f$  – ni fononlardan səpilmədə olduğu kimi təcrübi tapmaq olar.

### 6.3.4. Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə $kr_0 \ll 1$

Bu halda da qalvano və termomaqnit  $\sigma_{ik}, \beta_{ik}, \kappa_{ik}$  tenzorlarının komponentlərini (2.1.13), (4.1.18), (4.1.19), (6.3.9), (6.3.10), ENE əmsalının (4.3.2.1), termoeəq  $\alpha(B_{\perp})$  –nin (6.1.4.1) ifadələrini (6.3.2)–də yerinə yazaraq MRL–əmsalının mürəkkəb ifadəsini alırıq. Həmin ifadədə zəif maqnit sahəsi şərtini nəzərə alaq.

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f = \sigma_0 \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 T \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \cdot \frac{a}{2r_0} \left[ 1 - \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\pi^2}{3} \frac{I_{-1,0,0}^2}{I_{-1,0,1}^2} \right] I_{-1,0,1} - \sigma_0 \cdot \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 T (\Omega_{\perp} \tau_{\perp 0}) \cdot L \cdot \left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right) \quad (6.3.4.1)$$

burada  $L \cdot \left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right)$  funksiyası quruluş parametri  $r_0/a$ , enerji parametri  $k_0 T/\varepsilon_0$ , elektron qazının ölçü parametri  $Z_0$  – dan asılıdır.

$$L \left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right) = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^3 I_{-3,0,1} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{I_{-2,0,0}}{I_{-3,0,1}} - 2 \frac{I_{-1,0,1} I_{-2,0,1}}{I_{-1,0,1}^2} + \frac{I_{-1,0,0}}{I_{-2,0,0}} \cdot \left[ \left( \frac{I_{-2,0,1}^2}{I_{-1,0,1}^2} \cdot \frac{I_{-1,0,0}}{I_{-1,0,1}} + 2 \frac{I_{-3,0,0}}{I_{-1,0,1}} - \frac{I_{-3,0,1}}{I_{-1,0,1}} \cdot \frac{I_{-1,0,0}}{I_{-1,0,1}} \right) \right] \right\} \quad (6.3.4.2)$$

Güclü maqnit sahəsində  $\Omega_{\perp} \tau_0 \gg 1$  şərtini  $\kappa(B_{\perp})$  –in ümumi ifadəsində nəzərə alırıq

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \kappa_0 \cdot \frac{1}{(\Omega_{\perp} \tau_0)^2} \cdot L_1 \left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right) \quad (6.3.4.3)$$

burada

$$L_1 \left(\frac{\zeta}{\varepsilon_0}, \frac{r_0}{a}, \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}, Z_0\right) = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{-1} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\zeta - \varepsilon_0} \left[ \left( 1 - \frac{Z_0^2}{2} \right)^2 \cos Z_0 + Z_0 \sin Z_0 - 1 \right] \times \left[ 1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{Z_0^2 [1 - (1 + Z_0^2/2)^2 \cos Z_0]}{(\sin Z_0 + Z_0 \cos Z_0)^2 [(1 - Z_0^2/2)^2 \cos Z_0 + Z_0 \sin Z_0 - 1]} \right] \quad (6.3.4.4)$$

Çox güclü maqnit sahələrində  $\kappa(B_{\perp}) \approx \kappa_f$  və bundan istifadə edərək istilikkeçirmənin fonon payını digər səpilmə mexanizmlərində olduğu kimi təcrübi tapmaq olar.

Kvaziikiölçülü halda  $Z_0 = \pi$ , onda  $\kappa(B_{\perp})$  üçün alarıq.

$$\kappa(B_{\perp}) = \kappa_f + \kappa_0 \cdot \frac{1}{(\Omega_{\perp} \tau_0)^2} \cdot \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{-1} \cdot \left[1 - 5 \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0}\right)^2\right] \quad (6.3.4.5)$$

(6.3.4.5) ifadəsindən görünür ki,  $\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\sqrt{5}}$  olduqda  $\kappa_{el} = 0$  istilikkeçirmənin elektron hissəsi sıfıra bərabər olur.

$$\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \approx 1, \text{ olduqda } \kappa_{el} < 0,$$

$$\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} > \frac{1}{\sqrt{5}}, \text{ olduqda } \kappa_{el} < 0,$$

$$\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} < \frac{1}{\sqrt{5}}, \kappa_{el} > 0$$

Alınmış nəticələr göstərir ki, aşağı temperaturlarda  $k_0 T \ll \varepsilon_0$  olduqda istilikkeçirmənin elektron hissəsi işarəsini dəyişir.

#### 6.4. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü elektron qazı üçün UNE effektinin anizotropluğu

Əvvəlki fəsillərdə qeyd olunduğu kimi, ifratqəfəslərdə müxtəlif şəkildə anizotropluq mövcuddur. Bu anizotropluqlar ifratqəfəsin quruluşunda və fiziki parametrlərində, məsələn enerji spektri, səpilmə mexanizmi, effektiv kütlədə özünü göstərir. Ifratqəfəslərdə elektron qazının ölçüsünün müxtəlifliyi də anizotropluq yaradır. Bundan başqa xarici maqnit sahəsinin səmtləşməsi də anizotropluq yarada bilər. Ifratqəfəslərin məruz qaldığı bu növ anizotropluqlar kinetik əmsallarda anizotropluğun, həmçinin bununla əlaqədar yeni fiziki effektlərin yaranmasına səbəb olur. Əvvəlki fəsildə maqnit sahəsinin səmtləşməsinin müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında ENE effektində yaratdığı anizotropluq nəzərdən keçirilmişdir [117, p. 1934-

1937]. İndi isə ifratqəfəslərdə müxtəlif səpilmə mexanizmləri halında UNE effektində uzununa və eninə maqnit sahələrinin yaratdığı anizotropluğu nəzərdən keçirək.

Akustik fononlardan səpilmədə termoehq eninə sahədə mənfi olduğu halda uzununa sahədə müsbət işarəlidir. Termomaqnit komponentlər uzununa sahədə  $\beta_{zx} = \beta_{zz} = 0$  sifira bərabərdir, ona görə də termoehqnin ümumi ifadəsi eninə sahədəkindən fərqlidir.

Eninə güclü sahədə termoehq maqnit sahəsindən asılı deyil, uzununa sahədə isə bu asılılıq özünü biruzə verir, hətta maqnit sahəsində kvaziikiölçülü halda sifira bərabərdir. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə güclü maqnit sahəsində və uzununa zəif sahədə alınan nəticələr eynidir, hər iki halda termoehqnin ədədi qiyməti yalnız  $k_0T/\varepsilon_0$  –la təyin olunur.

Həm eninə ( $B_{\perp}$ ), həm də uzununa ( $B_{\parallel}$ ) maqnit sahəsinin kiçik qiymətlərində ( $\Omega\tau \ll 1$ ) termoehqda maqnit sahəsindən asılı əlavə additiv hədd yaranır. Bu həddin hesabına eninə sahədə  $|\alpha(B_{\perp})|$  qiymət  $Z_0$  –dan asılı olaraq arta və azala bilər. Uzununa sahədə isə bu hədd  $\Delta\alpha(B_{\parallel}) < 0$  olduğundan  $\alpha(B_{\parallel})$  – azalır.

Güclü maqnit sahəsində eninə sahədə termoehq maqnit sahəsindən asılı olmadığı halda, uzununa maqnit sahəsində  $\Omega^2\tau_{\perp 0} \cdot \tau_{\parallel 0} = B^2 u_{\perp 0} \cdot u_{\parallel}$  –la tərs mütənasib olur. Kvaziikiölçülü halda  $\alpha(B_{\perp}) \neq 0$  olduğu halda,  $\alpha(B_{\parallel}) = 0$  ölçülü elektron qazı üçün güclü maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\perp})$  yalnız  $k_0T/\varepsilon_0$  –dan asılı olduğu halda uzununa maqnit sahəsində bu cür asılılığa zəif maqnit sahəsində təsadüf edilir.

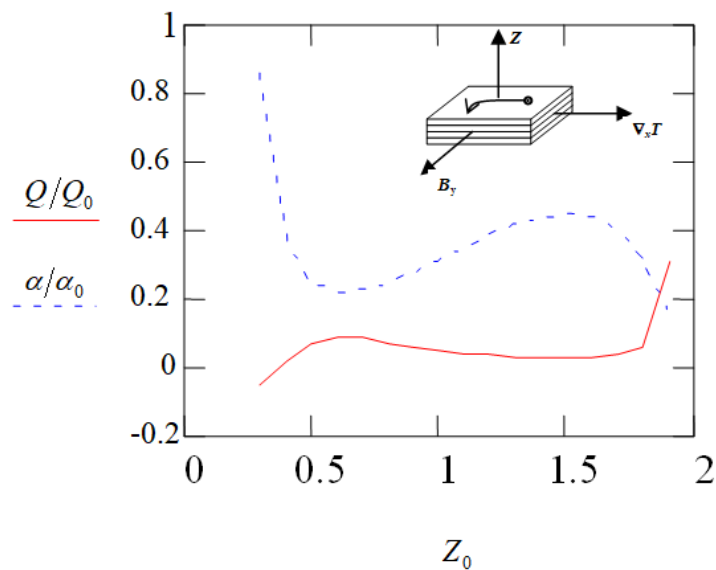
Polyar-optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halında maqnit sahəsi istiqaməti perpendikulyar haldan paralel hala keçdikdə termoehqda mənfidən müsbətə işarə dəyişikliyi baş verir. Maqnit sahəsinin kiçik qiymətlərində anizotropluq zəif olduğu halda böyük qiymətlərdə hiss olunacaq dərəcədədir. Eninə güclü maqnit sahəsində termoehq  $B$  –dən asılı olmamasına baxmayaraq, uzununa güclü maqnit sahəsində maqnit sahəsinin ( $B^2$ ) və yüyürüklüyün kvadratları ( $u^2$ ) ilə tərs mütənasibdir.

Paralel maqnit sahəsində maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində minizonanın dolma dərəcəsi azaldıqca, həmçinin elektronların konsentrasiyası azaldıqca  $\alpha(B_{\parallel})$

artır.  $Z_0$  – artdıqca, kvaziikiölçülü hala yaxınlaşdıqca termoeHQ azalır və ossilyasiya edir. Maqnit sahəsinin sonrakı artmasında ossilyasiya zəifləyir və sıfıra yaxınlaşır.

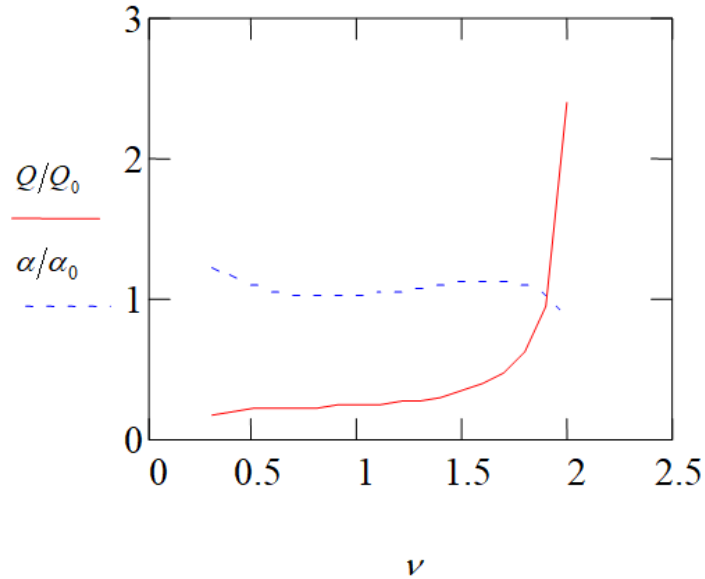
Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə  $B_{\perp}$  və uzununa  $B_{\parallel}$  maqnit sahələrində UNE effektində müəyyən anizotropluq yaranır. Eninə sahədə termoeHQ mənfi olduğu halda  $\alpha(B_{\perp}) < 0$ , uzununa sahədə müsbət işarəlidir  $\alpha(B_{\parallel}) > 0$ .

Zəif maqnit sahəsində hər iki halda termoeHQnin ifadəsində maqnit sahəsindən zəif asılı olan əlavə additiv hədd yaranır. Bu əlavə hədd eninə sahədə termoeHQni artırır, uzununa sahədə isə azaldır.



**Şəkil 6.4.1. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0$  vahidsiz termoeHQ,  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının güclü maqnit sahəsində ( $\nu = 4$ )  $r_0/a = 2$  olduqda  $Z_0$  – mini–zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı.**

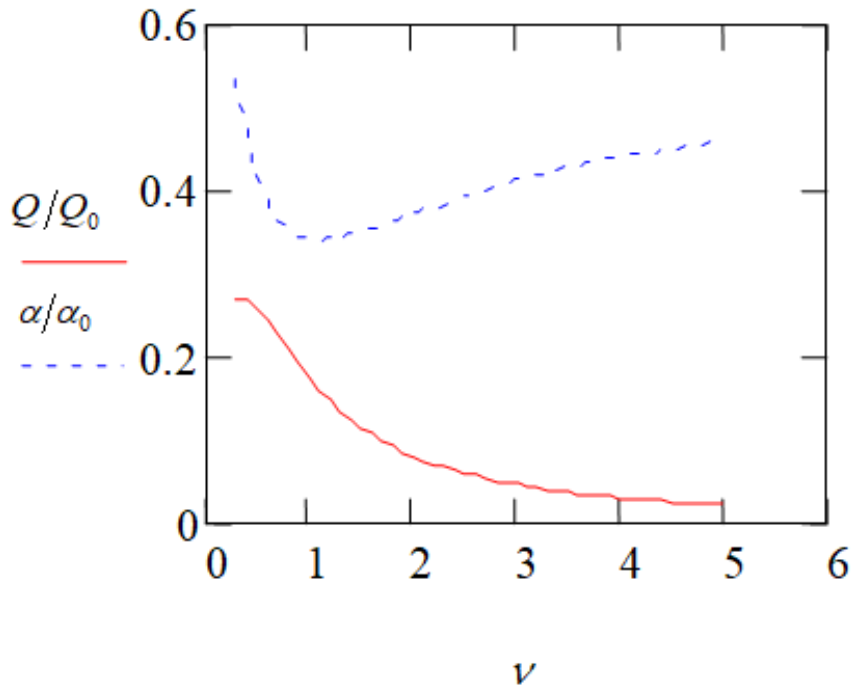
Eninə və uzununa NE əmsalları mini-zonanın dolma dərəcəsiindən qeyri-monoton asılıdırlar, onların dəyişmə tərzini maqnit sahəsindən müxtəlif cür asılıdır. Eninə sahədə termoeHQnin mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılığı qeyri-monotondur. Uzununa ( $\nu = \Omega\tau = 4$ ) maqnit sahəsində isə şəkil 5.3.1.1–də göstərilədiyi kimi mini-zonanın kiçik qiymətlərində  $\alpha(B_{\parallel})$  artır, kvaziikiölçülü halda ( $Z = \pi$ ) müsbət qiymət alaraq sıfıra yaxınlaşır.



**Şəkil 6.4.2. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0$  vahidsiz termoehq,  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz  $ENE$  əmsalının kvaziikiölçülü ( $Z_0 = \pi$ ) elektron qazı üçün  $r_0/a = 2$  olduqda maqnit sahəsindən asılılığı**

Güclü maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\perp})$  maqnit sahəsindən ( $\nu$ ) və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən ( $r_0/a$ ) asılı deyil və kvaziikiölçülü halda  $\alpha(B_{\perp})$  yalnız  $k_0T/\varepsilon$  parametri ilə təyin olunur. Uzununa maqnit sahəsində isə  $\alpha(B_{\parallel}) = B^2 u_{\perp 0} \cdot u_{\parallel 0}$  – tərs mütənasib asılıdır və kvaziikiölçülü halda  $\alpha(B_{\parallel}) = 0$  sifira bərabərdir.

Termomaqnit əmsalların maqnit sahəsindən asılılıqları kvaziikiölçülü halda kvaziüçölçülü elektron qazından fərqlidir. Kvaziikiölçülü halda eninə NE əmsalı maqnit sahəsində artır, uzununa NE əmsalı isə azalır, lakin kvaziüçölçülü halda eninə NE əmsalı sifira yaxınlaşır, uzununa NE əmsalı müsbət qalaraq maqnit sahəsindən qeyri-monoton asılıdır.



**Şəkil 6.4.3. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{||})/\alpha_0$  vahidsiz termoehq,  $Q(B_{||})/Q_0$  vahidsiz ENE əmsalının kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ( $Z_0 = \pi/2$ )  $r_0/a = 2$  olduqda maqnit sahəsindən asılılığı**

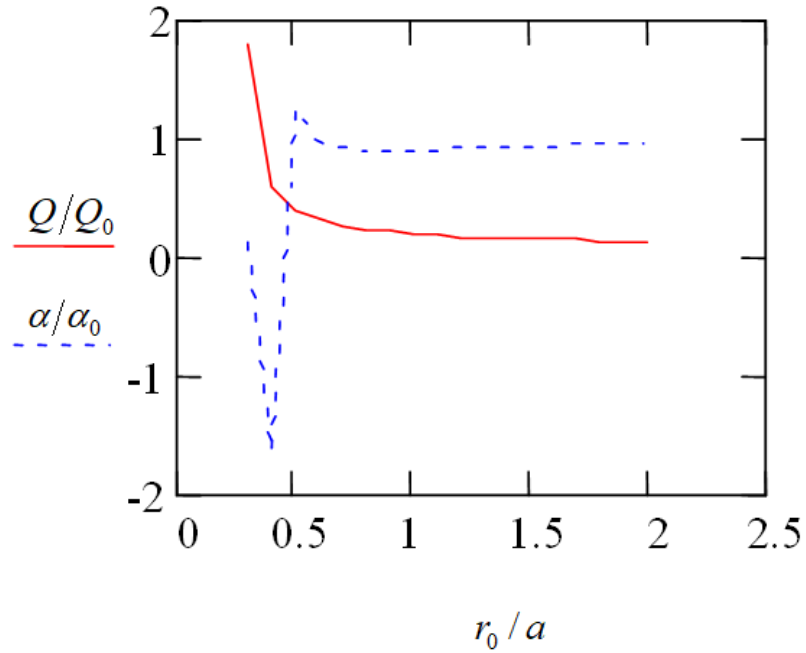
Termoehqnin maqnit sahəsindən asılılığında da ciddi anizotrop luq yaranır. Eninə zəif maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\perp})$  artdığı halda, güclü maqnit sahəsində asılı olmur. Uzununa maqnit sahəsində sahənin artması zamanı kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazının dəyişmə tərzində fərq əmələ gəlir. Maqnit sahəsinin artması ilə kvaziikiölçülüdə UNE əmsalı azalır və sifira yaxınlaşır, kvaziüçölçülü elektron qazında isə artır.

Güclü maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\perp})$  termoehq  $r_0/a$  ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbətindən asılı olmadığı halda uzununa sahədə bu asılılıq loqarifmik şəkildədir. Şəkil 6.4.4 – də bu asılılıq verilmişdir.

Kvaziüçölçülü halda ( $Z_0 = \pi/2$ ) elektron qazı üçün verilən bu asılılıqda göstərilir ki, mini-zona elektronlarla doluqca  $n$  – konsentrasiya artır, onda  $r_0 \sim r_0 1/n^{1/2}$  münasibətinə əsasən ekranlaşma radiusu azalır. Bu halda böyük bucaq



altında səpilmə də artır və nəticədə  $r_0/a$  –dan asılılıq qeyri-monoton olur və müəyyən qiymətdə məxsusiyyət yaranır. Maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində ( $\nu \approx 1$ )  $\alpha(B_{\parallel})$  –ın  $r_0/a$  asılılığında müəyyən qiymətdə termoehqnin işarəsi dəyişir.



**Şəkil 6.4.4. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında  $\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0$  vahidsiz termoehq,  $Q(B_{\parallel})/Q_0$  vahidsiz *ENE* əmsalının aralıq maqnit sahəsində ( $\nu = 1$ ) kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ( $Z_0 = \pi/2$ )  $r_0/a$  – nisbətindən asılılığı.**

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında da eninə sahədən uzununa sahəyə keçiddə termoehqnin işarə dəyişkənliyi baş verir, işarə mənfidən müsbətə dəyişir.

Zəif maqnit sahəsində hər iki halda termoehq minizonanın dolma dərəcəsi  $I_{klm}$  inteqralı vasitəsilə asılıdır, zəif anizotropluq yaranır.

Güclü maqnit sahəsində eninə sahədə  $\alpha(B_{\perp})$  termoehq  $B$  –dən,  $r_0/a$  –dan asılı deyil, və  $Z_0$  – mini-zonanın dolma dərəcəsi qeyri-monoton asılıdır. Kvaziikiölçülü halda  $\alpha(B_{\perp})$  yalnız  $k_0T/\varepsilon_0$  –la təyin olunur. Uzununa güclü maqnit sahəsində  $\alpha(B_{\parallel})$  termoehq isə  $B^2 u_{\perp 0} u_{\parallel 0} \cdot (a/2r_0)^{5/2}$  – parametrlərdən tərs asılıdır.

Termomaqnit əmsalların belə asılılıqları əsasən iki səbəbdən izah oluna bilər: 1) sərbəst yolun orta uzunluğu güclü maqnit sahəsində dəyişir; 2) kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ekranlaşma radiusu konsentrasiyadan asılı olmur və onun qiyməti qəfəs sabitinin tsiklotron orbitlərin radiusuna nisbəti ilə təyin olunur.

Uzununa güclü maqnit sahəsində uzununa NE əmsalı (termoeəq)  $\alpha$  müsbətdir, halbuki eninə NE əmsalı  $Q$  mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfi işarəli olur, sonra  $Q$  sıfırdan keçərək müsbət olur. Termomaqnit əmsallarda işarə dəyişmə Fermi səthinin topologiyası, ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan və ifratqəfəsin periodu ilə təyin olunması ilə şərtlənir. İfratqəfəsin  $a, \varepsilon_0$  parametrlərini tənzimləməklə termomaqnit əmsallarını idarə etmək olar.

## VI fəslə aid nəticələr

1. Uzununa Nernst–Ettingshauzen əmsalı (termoeəq) lay müstəvisinə perpendikulyar (eninə) və paralel (uzununa) maqnit sahələrində kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün hesablanmışdır. İstilikkeçirmə tenzorunun komponentlərinin cırlaşmış elektron qazı üçün müxtəlif səpilmə mexanizmləri, fononlar və aşqar ionlarından səpilmə hallarında ümumi ifadələri alınmış və bunlar əsasında Madji–Riqi–Ledyuk effekti lay müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsində öyrənilmişdir.

2. Göstərilmişdir ki, uzununa Nernst – Ettingshauzen əmsalı fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında eninə maqnit sahəsində mənfi işarəli olduğu halda, uzununa maqnit sahəsində müsbət işarəlidir.

3. Zəif maqnit sahəsində ( $\Omega\tau \ll 1$ ) hər iki səmtləşmədə termoeəq maqnit sahəsindən ( $B$ ) zəif,  $k_0T/\varepsilon_0$  – istilik enerjisinin mini-zonanın yarımənəinə nisbətindən xətti,  $Z_0$  – mini-zonanın dolma dərəcəsiəndən qeyri-monoton asılıdır. Aşqar ionlarından səpilmədə əlavə parametr  $r_0/a$  – ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs sabitinə nisbəti, MRL əmsalında  $\zeta_F/\varepsilon_0$  – Fermi enerjisinin mini-zonanın yarımənəinə nisbəti meydana çıxır.

Zəif maqnit sahəsində (həm eninə, həm də uzununa) termoehqnin ifadəsinə maqnit sahəsindən asılı olaraq termoehq arta və azala bilər.

Güclü maqnit sahəsində, eninə halda termoehq  $\alpha(B_{\perp})$  maqnit sahəsindən asılı deyil, halbuki uzununa sahədə  $\alpha(B_{\parallel})$  termoehq  $\sim \frac{1}{B^2 u_{\perp} \cdot u_{\parallel 0}}$ ,  $B^2$  və yüyürüklərin hasili ilə tərs mütənasibdir. Eninə sahədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün termoehq  $\alpha(B_{\perp})$  yalnız  $k_0 T / \varepsilon_0$  – ilə təyin olunur, asılılığı isə xəttidir. Həmçinin  $\alpha_{optik}(B_{\perp}) = 2 \alpha_{akustik}(B_{\perp})$ ,  $\alpha_{akustik}(B_{\perp}) = \alpha_{güclü ekran}(B_{\perp})$ .

4. Uzununa maqnit sahəsində akustik fononlardan və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə termomaqnit komponentlər  $\beta_{zz} = \beta_{zx} = 0$ . Güclü maqnit sahəsində akustik fononlardan səpilmə halında kvaziikiölçülü elektron qazı üçün termoehq  $\alpha(B_{\parallel}) = 0$  sifıra bərabərdir, kvaziüçölçülü elektron qazı üçün termoehq  $\alpha(B_{\parallel}) > 0$  müsbətdir.

Polyar-optik fononlardan səpilmə halında  $Z_0$  – azaldıqca  $\alpha(B_{\parallel})$  – artır,  $Z_0$  –ın sonrakı artan qiymətlərində  $\alpha(B_{\parallel})$  – azalır və ossilyasiya etməyə başlayır. Güclü maqnit sahəsində termoehq ossilyasiya edir, maqnit sahəsi artdıqca ossilyasiya azalır və sifıra yaxınlaşır.

Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü halda  $|\alpha(B_{\parallel})|$  – maqnit sahəsindən asılı olaraq azalır, güclü maqnit sahəsində  $Z_0$  –ın kiçik qiymətlərində kvaziüçölçülü halda artır, böyük qiymətlərdə, kvaziikiölçülü halda azalır və sifıra yaxınlaşır  $\alpha(B_{\parallel})$ . Güclü maqnit sahəsində termoehqnin mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılılığı qeyri-monotondur. Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün termoehqnin  $r_0/a$  – dan asılılığı qeyri-monotondur,  $r_0/a$  –nın müəyyən nisbətində, mini-zonanın dolma dərəcəsi  $Z_0 = \pi/2$  olduqda işarə dəyişməsi baş verir.

5. Termoehqnin güclənməsinə quruluş parametrləri  $a, \varepsilon_0$  –ı idarə etməklə nail olmaq olar. Termoehqnin kifayət qədər güclənməsi enerji çevrilməsi yaradaraq bu tip generatorların yaradılması üçün fiziki bünövrə yaradır.

6. Göstərilmişdir ki, ifratqəfəslərdə akustik, polyar-optik fononlardan və aşqar ionlarından səpilmədə zəif maqnit sahəsində istilikkeçirmə üçölçülü hala nisbətən azalır. Güclü maqnit sahəsində elektron istilikkeçirməsi sifıra yaxınlaşır, istilikkeçirmə

yalnız fononların hesabına baş verir. Bundan istifadə edərək fonon istilikkeçirməsini təcrübi olaraq tapmaq olar.

Akustik fononlar və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə güclü maqnit sahəsində çox kiçik temperaturlarda MRL – əmsalı işarəsini dəyişə bilər

- 1. Figarova, S.R., Huseynov, H.I., Figarov, V.R. Magnetothermoelectric properties of layered structures for in impurity scattering // Superlattices and Microstructures, – 2018. Mar; 117, – p. 469-475.**

## VII FƏSİL

### ASİMMETRİK KVANT ÇUXURUNDA MAQNİT SAHƏSİ OLMADIQDA KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ

Nanofizikanın indiki inkişaf mərhələsində nanoölçülü, qalınlığı de Broyl dalğasının uzunluğu tərtibdə olan laylardan ibarət sistemlər həm nəzəri öyrənilir, həm də nanoelektronikada geniş tətbiq olunur. Belə sistemlərə misal olaraq yarımkeçirici və yarımetal təbəqələri, MDY(metal dielektrik yarımkeçirici) quruluşları, hetero–quruluşları, habelə kvant çuxur (KÇ), kvant məftil (KM), kvant nöqtə (KN) kimi kvant obyektlərin yığımından ibarət olan süni ifratqəfəsləri (SİQ), təbii ifratqəfəsləri (TİQ) göstərmək olar. Ifratqəfəslər də öz növbəsində periodik, qeyri–periodik və kvaziperiodik olurlar. Bu kvant obyektlərində kinetik və termodinamik kəmiyyətlərin qalınlıqdan asılılığında üçölçülü nümunələrdə və mikroquruluşlarda müşahidə olunmayan özəl xassələr aşkar olunur. Bu xassələr kvant obyektlərin ölçülərindən başqa (məsələn, kvant çuxurun) onun formasından da asılıdır. Düzbucaqlı, parabolik formalı standart kvant çuxurlarında kinetik və termodinamik xarakteristikalar ikiölçülü elektron qazı üçün [37,c.847-850], [28,c.1776-1778], [30,c.370-373], [60,c.61-70, 83-86], [234,p.79-82], [196,p.1878-1880], [226,p.1850159(1-6)], [183,p.2011(1-2)], [75,p.1-50,60-65,230-250], [210,p.1-998] işlərində geniş tədqiq olunmuşdur. Belə standart formalı kvant çuxurları ilə yanaşı mürəkkəb profilli kvant obyektləri də tədqiq olunur [210,p.50-90 ], hansı ki, bunlardan nanooptik cihazların xarakteristikalarını mükəmməlləşdirmək üçün istifadə olunur. Asimmetrik kvant çuxurunda elektrikkeçiriciliyindən diodun xarakteristikalarında istifadə olunur. Belə ki, asimmetrik kvant çuxurunda enerji səviyyələri arasındakı fərq artır, bu da rezonans – tunel diodlarında volt-ampere xarakteristikasının kontrastlığını artırır.

Son dövrlərdə molekulyar şüa epitaksiyası (MŞE), qaz–fazalı epitaksiya (QFE), nanolitoqrafiya (NL) kimi metodların meydana gəlməsi nanoölçülü materialların təcrübi alınmasına imkan yaratdı. Bu metodlarla, həmçinin kvant obyektin yetişdirilməsinə nəzarət etmək və kvant çuxurların potensial profilinin təsvirini almaq,

nəzərdə tutulan modifikasiyanı yaratmaq mümkün oldu. Nəticədə standart profilli kvant çuxurlarla yanaşı yarıparabolik [231,p.175-179], Poş–Teller [80,p.1612-1616] və dərəcələnməmiş kimi profillər yaradılaraq və tədqiqat obyektinə çevrildi. Simmetriyası pozulmuş (asimmetrik profilli) kvant çuxurların qeyri–adi, simmetrik kvant sistemlərində təkrar olunmayan: qeyri–xətti optik xassələr [188,p.237(1-3, 7-10)], [84,p.102(1-5)], [220,p.63-67], [180,p.313-315], [162,p.107-110], [229,p.765-770], [224,p.8-10] elektrik xassələri [211,p.406(1-5)], [72,p.411(1-3,5-7)], [165,p.5296-5300], [114,p.94-97] aşkar olunmuşdur. Kvant çuxurlarında potensialın profilində asimmetriklik yaratmaq üçün xarici sahənin təsirindən (məsələn, elektrik sahəsinin [232,p.405-408], [220,p.65-68], [162,p.107-109] işlərində, maqnit sahəsinin [228,p.1850159(1-3,9-11)], [180,p.315-319], [144,p.2487-2500] işlərində), həmçinin kvant çuxurun kompozisiya qiymətləndirilməsi yolu ilə əldə etmək olar. Kvant çuxurun kompozisiya qiymətləndirilməsi odur ki, yetişən təbəqədə qəfəs parametrlərinin səthə perpendikulyar istiqamətdə dəyişməsi idarə olunur və bu da tetroqonal təhrif olunmaya gətirir. Asimmetrik kvant çuxurları nano və optikoelektronikanın müxtəlif sahələrində, o cümlədən infraqırmızı fotodetektorlarda, yaddaş elementlərində, bielektronlu tranzistorlarda və yarımkəçirici lazerlərdə tətbiq oluna bilər.

İkiölçülü elektron qazında yükdaşıyıcıların hərəkətinin kvantlanması, uyğun enerji spektri [134,p.1751-1754], [135,p.077204(1-5)], [121,p.24-26] təbəqələrin xarakteristikasını dəyişir. Kvant çuxurun kinetik və termodinamik parametrlərinin temperatur, konsentrasiya, təbəqənin qalınlığı, elektrik və maqnit sahələrinin qiymət və istiqamətindən asılılıqları dəyişir [75,p.5-35,230-280], [234,p.79-82], [196,p.1878-1881]. İkiölçülü elektron sistemlərində Fermi səviyyəsi kinetik əmsalların asılılıqlarında həlledici rol oynayır. Ona görə də ilk növbədə yarıparabolik kvant çuxurunda enerji spektrini tapmaq və Fermi enerjisinin qalınlıqdan, konsentrasiyadan asılılığını öyrənmək xüsusi maraq kəsb edir.

Bu fəsildə yarıparabolik kvant çuxurunda Şredinger tənliyi həll olunmuş, elektron üçün dalğa funksiyası və enerji spektri tapılmışdır. Enerji spektrinin ifadəsindən

istifadə edərək akustik, qeyri–polyar optik və polyar optik, pyezoakustik fononlardan səpilmə halında elektrikkeçiriciliyi və termoelektrik hərəkət qüvvəsi hesablanmışdır.

Birinci paraqrafda kvant çuxur üçün Şredinger və Puasson tənlikləri birgə həll olunmuş, yarıparabolik kvant çuxuru üçün uyğun potensial enerji seçilmişdir. Potensial enerjinin ifadəsi Şredinger tənliyində nəzərə alınmaqla elektronun dalğa funksiyası və enerji spektri tapılmışdır. Enerji spektri əsasında hal sıxlığı hesablanmışdır.

İkinci paraqrafda yarıparabolik kvant çuxurunda cırlaşmış ikiölçülü elektron qazı üçün Fermi enerjisinin analitik ifadəsi tapılmış, Fermi enerjisinin çuxurun parametrlərindən və konsentrasiyasından asılılığı tədqiq olunmuşdur. Fermi enerjisinin ossilyasiya periodu hesablanmış, səth potensialı və çuxurun qalınlığının ossilyasiya perioduna təsiri öyrənilmişdir[43,c.(80-86)].

Üçüncü paraqrafda yarıparabolik kvant çuxurunda ikiölçülü cırlaşmış elektron qazının akustik, qeyri–polyar optik və polyar, pyezoakustik optik fononlardan səpilmə halında elektrikkeçirmə tenzorunun çuxur parametrlərindən və Fermi enerjisindən asılılığı öyrənilmişdir [136, p.264(1-6)].

Dördüncü paraqrafda assimetrik kvant çuxurunda ikiölçülü cırlaşmış elektron qazının akustik, qeyri–polyar optik və polyar optik, pyezoakustik fononlardan səpilmə halında termo-ehq üçün analitik ifadə tapılmış və onun çuxur parametrlərində asılılığı araşdırılmışdır [123, p.138554(1-4)].

### **7.1. Asimetrik (yarıparabolik) kvant çuxurunda enerji spektri və hal sıxlığı**

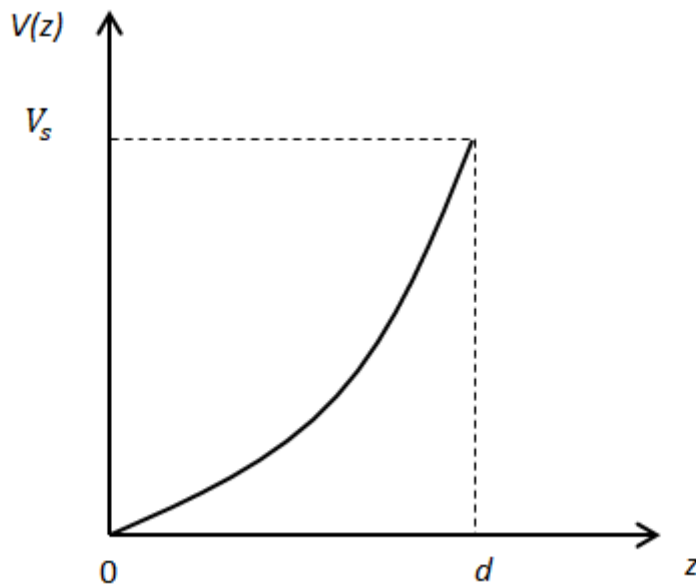
Yarıparabolik potensiallı asimetrik kvant çuxurunda maqnit sahəsi olmadıqda akustik və polyar-optik fononlardan səpilmə hallarında elektron köçürmə hadisəsi nəzəriyyəsi inkişaf etdirilmişdir. Şredinger tənliyinin həlli əsasında yarıparabolik kvant çuxurda effektiv kütlə yaxınlaşmasında keçirici elektronların enerji spektri və dalğa funksiyasından istifadə edərək ikiölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün elektrikkeçiriciliyi və termoehqnin kvant çuxurun profilindən, onun enindən və Fermi enerjisindən asılılığı tədqiq edilmişdir.

Bu paraqrafda potensial enerjisi  $U(z)$  olan asimmetrik kvant çuxurunda enerji spektrinə baxılmışdır [232,p.405-408], [228,p.1850159(1-8)], [238,p.235515(1-3)], [136,p.264(1-6)], [236,p.347-350], [151,p.497-499]. Çuxurda potensial enerji belə ifadə olunur [43, c.80–82], [136, p.1 –2] (Şəkil 7.1.1).

$$U(z) = \begin{cases} U_s (z/d)^2, & 0 < z \leq d & \text{olduqda,} \\ \infty, & z \leq 0 & \text{olduqda,} \end{cases} \quad (7.1.1)$$

burada  $U_s$  – potensial enerjinin maksimal qiyməti,  $d$  – kvant çuxurun enidir. Belə asimmetrik potensiallı kvant təbəqəsini yastıq üzərində yetişdirməklə reallaşdırmaq olar. Belə ki, bu halda təbəqənin bir tərəfi sərbəstdir, digər tərəfi isə yastıqla bağlıdır. Bu vəziyyətdə yaranmış fəza yükləri elektrostatik potensial yaradır, hansı ki, bu potensial zonanın əyilməsinə, onu düzbucaq formadan yarıparabolik formaya keçməsinə səbəb olur. Burada yaranmış yüklər və potensial Puasson tənliyi ilə bir-birinə bağlıdır. Bu tənliklərdən potensial enerjinin maksimal qiyməti tapılır.

Elektronun dalğa funksiyasının sərhəd şərtlərindən istifadə edərək səth potensialı üçün  $(d/2\hbar)(2mU_s)^{1/2} \gg 1$  şərtini alırıq ki, bu şərt daxilində yarıparabolik kvant çuxur üçün Şredinger tənliyinin həlli sağdan sonlu və soldan sonsuz olur.





### Şəkil 7.1.1. Potensial enerjinin $z$ koordinatından asılılığı.

Enerji spektrini tapmaq üçün asimmetrik, potensial enerjili kvant çuxuru üçün stasionar halda Şredinger tənliyini Puasson tənliyi ilə birgə həll etmək lazımdır.

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + [\varepsilon - U(z)] \psi = 0, \quad (7.1.2)$$

burada  $U(z)$  potensial enerjinin maksimal qiyməti (7.1.1) şərtindən tapılır,  $\psi(x, y, z)$  dalğa funksiyası,  $m$  – elektronun kütləsidir. Əgər elektronun potensial enerjisi bir koordinatdan ( $z$ ) asılı olarsa, dalğa funksiyasını dəyişənlərə ayırmaq olar.

$$\psi(x, y, z) = \phi(x, y) \cdot \varphi(z) \quad (7.1.3)$$

Elektronun hərəkəti  $(x, y)$  müstəvisində sərbəst,  $z$  oxu istiqamətində isə məhduddur. Ona görə də elektronun enerjisinin  $(x, y)$  müstəvidə dalğa vektorunun komponentlərindən asılılığı zəif əlaqə yaxınlaşmasına əsasən belə ifadə etmək olar.

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} \quad (7.1.4)$$

(7.1.1), (7.1.3) ifadələrini (7.1.2) tənliyində nəzərə alaraq.

$$\frac{d^2 \varphi(z)}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( \bar{\varepsilon} - \frac{m\omega_S^2 z^2}{2} \right) \varphi(z) = 0, \quad (7.1.5)$$

Elektronun  $z$  oxu istiqamətdə hərəkəti  $U(z)$  potensialı ilə təyin olunur və (7.1.5) – tənliyi ilə təsvir olunur.

burada  $\omega_S = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2Vs}{m}}$  – kvant çuxurunda yarıparabolik potensialın tezliyidir,  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon - \varepsilon_{\perp}$  – işarə edilmişdir.

Kvant mexanikasıdan [45,c.82-106] məlumdur ki, (7.1.5) tənliyinin həlli Ermit polinom şəklindədir.

$$\varphi_n(z) = C_n e^{-\zeta^2/2} H_n(\zeta) \quad (7.1.6)$$

burada  $n = 0, 1, 2$ , kvant ədədləridir,  $z = a\zeta$ ,  $C_n = \frac{1}{\sqrt{2^{n \cdot n} (\alpha \cdot \sqrt{\pi})}}$ ,  $\alpha^4 \sqrt{\frac{d^2 \hbar^2}{2m V_S}}$ . Digər tərəfdən dalğa funksiyasının kəsilməzlik xassəsinə görə sərhədlərdə bu funksiya sıfıra bərabərdir.

$$\left. \begin{aligned} \varphi_n(z=0) &= 0 \\ \varphi_n(z=d) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7.1.7)$$

$\varphi(z=0) = 0$  şərtindən alınır ki, kvant ədədləri tək qiymət almalıdır:  $2n+1$  olmalıdır.

$$\varphi(z=d) = 0 \text{ şərtindən alınır ki, } \varphi_n(d) = C_n \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{d}{\alpha}\right)^2} H_n\left(\frac{d}{\alpha}\right) = 0,$$

$H_n\left(\frac{d}{\alpha}\right) \neq 0$  olduğundan  $e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{d}{\alpha}\right)^2} \Rightarrow 0$  yaxınlaşar. Bundan ötrü  $\frac{1}{2}\left(\frac{d}{\alpha}\right)^2 \gg 1$  şərti ödənilməlidir. Bu münasibətdən alınır ki, aşağıdakı şərtin ödənilməsi vacibdir.

$$\frac{m \omega_s d^2}{2\hbar^2} \gg 1$$

Elektronun enerji spektri aşağıdakı şəkildə alınır  $\varepsilon = \varepsilon_{\perp} + \varepsilon_n$ , (7.1.8)

$$\varepsilon_n = \hbar\omega_s \left(2n + \frac{3}{2}\right) \quad (7.1.9)$$

Şredinger tənliyinin həlli sağdan sonlu və soldan sonsuz olur və yarımparabolik kvant çuxurda ikiölçülü elektron qazı üçün dispersiya qanunu belə ifadə olunur:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} + \hbar\omega_s \left(2n + \frac{3}{2}\right),$$

(7.1.10)

burada  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $m$  – effektiv kütlə,  $\omega_s = d^{-1}(2U_s/m)^{1/2}$  – yarımparabolik potensialın tezliyi.

(7.1.10)- enerji spektri *AlN/AlGaN/AlN* və *GaAs/AlGaAs* ifratqəfəsləri üçün ödənilir. Verilmiş enerji spektri üçün Fermi enerjisi belə ifadə olunur:

Parabolik profilli kvant çuxurunda elektronun enerjisi belə təyin olunur.

$$\varepsilon_n = \hbar\omega_s \left(N + \frac{1}{2}\right) \quad (7.1.10)$$

Yarıparabolik profilli kvant çuxurunda isə  $N$  –in yalnız tək qiymətləri nəzərə alınır,  $N = 2n + 1$ . Enerji spektrini bildikdən sonra yarımparabolik kvant çuxurunda cırlaşmış elektron qazı üçün hal sıxlığını hesablayaq. Halların ümumi sayı belə ifadə olunur.

$$Z = 2 \frac{\Sigma}{k} = 2 \frac{L_x L_y}{(2\pi)^2} \sum_n \iint dk_x dk_y \quad (7.1.11)$$

Polyar koordinatlara keçək və inteqrallamanı davam etdirək.

$$Z = 2 \frac{L_x L_y}{(2\pi)^2} \cdot \frac{d \cdot 2\pi}{k} \sum_n \int k_{\perp} dk_{\perp} \quad (7.1.12)$$

Kvant çuxurunun həcmninin  $V = L_x L_y d$  olduğunu nəzərə alaraq hal sıxlığını belə təyin etmək olar.

$$\frac{Z}{V} = \frac{1}{\pi d} \sum_n \int k_{\perp} dk_{\perp} \quad (7.1.13)$$

Inteqrallamada enerjinin (7.1.8) ifadəsini nəzərə alsaq hal sıxlığı üçün alarıq.

$$g(\varepsilon) = \frac{m^{3/2} \varepsilon}{2\pi \hbar^3 \sqrt{2 V_s}} \quad (7.1.14)$$

Göründüyü kimi kvadratik şəkildə səth potensialı olduqda hal sıxlığı  $\varepsilon$  enerjiden xətti asılı olur, halbuki üçölçülü nümunələrdə enerjiden  $\sim\sqrt{\varepsilon}$  şəklindədir.

$g(\varepsilon)$  – hal sıxlığı funksiyasının kvant çuxurun enindən asılılığını tapmaq üçün onu Hevisayt funksiyası ilə ifadə etmək əlverişlidir [210,p.].

$$g(\varepsilon) = \frac{m}{\pi \hbar^2 d} \sum_n \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) \quad (7.1.15)$$

Buradan  $\Theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$  pilləli Hevisayt funksiyası aşağıdakı xassələrə malikdir.

$$\Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) = \begin{cases} 1 & \varepsilon > \varepsilon_n & \text{olduqda} \\ 0 & \varepsilon < \varepsilon_n & \text{olduqda} \end{cases} \quad (7.1.16)$$

$\Theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$  – funksiyasının xassələrini (7.1.14)–də tətbiq etməklə  $g(\varepsilon)$  – üçün alarıq.

$$g(\varepsilon) = \frac{m}{\pi \hbar^2 d} (\bar{n} + 1), \quad (7.1.17)$$

burada  $\bar{n}$  dibi verilmiş enerjiden aşağıda yerləşən alt zonaların sayıdır.

## 7.2. Asimmetrik kvant çuxurunda elektron qazının Fermi enerjisi

Asimmetrik kvant çuxurunda elektronun enerjisini və hal sıxlığını bilmək köçürmə hadisələrinin öyrənilməsi üçün kifayət deyildir. Ona görə də yükdaşıyıcıların

konsentrasiyasını hesablamaq və konsentrasiyanın Fermi enerjisi ilə əlaqəsini tapmaq vacibdir [43,c. 82 – 85], [136,p, 264 (1–2)].

İkiölçülü elektron qazı üçün elektronların konsentrasiyası belə təyin olunur.

$$n_{el} = \frac{m}{\pi \hbar^2 d} \sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} f(\varepsilon) \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n), \quad (7.2.1)$$

burada  $f(\varepsilon)$  Fermi – Dirak paylanma funksiyasıdır. İntegrallamanı  $\varepsilon_{\perp}$  üzrə apararaq ixtiyari cırlaşmış elektron qazı üçün alırıq.

$$n_{el} = \frac{m k_0 T}{\pi \hbar^2 d} \sum_n \ln \left( 1 + \exp \frac{\varepsilon - \varepsilon_n}{k_0 T} \right), \quad (7.2.2)$$

burada  $\mu$  kimyəvi potensialdır. Fermi funksiyasının xassəsindən istifadə edərək cırlaşmış elektron qazı üçün konsentrasiyanı hesablayaq.

$$n_{el} = \frac{m}{\pi d \hbar^2} \sum_{n=0}^{\bar{n}} (\varepsilon_F - \varepsilon_n) \quad (7.2.3)$$

Burada cəmləmə Fermi səviyyəsindən aşağıda olan 1–dən  $\bar{n}$  – qədər bütün alt zonalar üzrə aparılır. Cəmləmədə  $\sum_{n=0}^{\bar{n}} 1 = \bar{n} + 1$ ,  $\sum_{n=0}^{\bar{n}} n = \bar{n} (\bar{n} + 1)/2$  olduğu nəzərə alınır. Enerji spektrinin

$$\varepsilon_n = \hbar \omega_s \left( 2n + \frac{3}{2} \right) \quad (7.2.4)$$

ifadəsini (7.2.3) – də nəzərə alaraq və konsentrasiyanı hesablayaq

$$n_{el} = \frac{m (\bar{n} + 1)}{\pi \hbar^2 d} \left[ \varepsilon_F - \hbar \omega_s \left( \bar{n} + \frac{3}{2} \right) \right] \quad (7.2.5)$$

(7.2.5) – dən  $\varepsilon_F$  – Fermi enerjisini tapmaq.

$$\varepsilon_F = \frac{n_{el} \cdot \pi \hbar^2 d}{m (\bar{n} + 1)} + \hbar \frac{1}{d} \cdot \sqrt{\frac{2 V_s}{m}} \left( \bar{n} + \frac{3}{2} \right) \quad (7.2.6)$$

Fermi enerjisinin qalınlıqdan asılılığını öyrənmək üçün bəzi işarələmələr qəbul edək.

$$\varepsilon_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m d_0^2}, \quad x = \frac{d}{d_0}, \quad d_0 = \left( \frac{\pi}{2 n_{el}} \right)^{1/3}$$

Bu işarələmələri nəzərə almaqla Fermi enerjisini yığcam şəkildə yazmaq olar.

$$\varepsilon_F = \varepsilon_1(d_0) \cdot f(x) \quad (7.2.7)$$

(7.2.7) düsturu Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən asılılığını təsvir edir. Bu düsturda  $f(x)$  və  $\gamma_S$  – belə ifadə olunurlar.

$$f(x) = \frac{x}{\bar{n} + 1} + \gamma_S \cdot \frac{\bar{n} + 3/2}{x}, \quad \gamma_S = \frac{2 d_0 \sqrt{2m V_S}}{\pi^2 \hbar},$$

burada  $x$  – vahidsiz kəmiyyətdir,  $f(x)$  – funksiyası ümumiyyətlə monoton olmayan funksiyadır. Fermi enerjisinin ( $\varepsilon_F = \varepsilon_n$ )  $n$  –ci kvant səviyyəsinin enerjisi ilə üst–üstə düşdüyü eni tapaq.

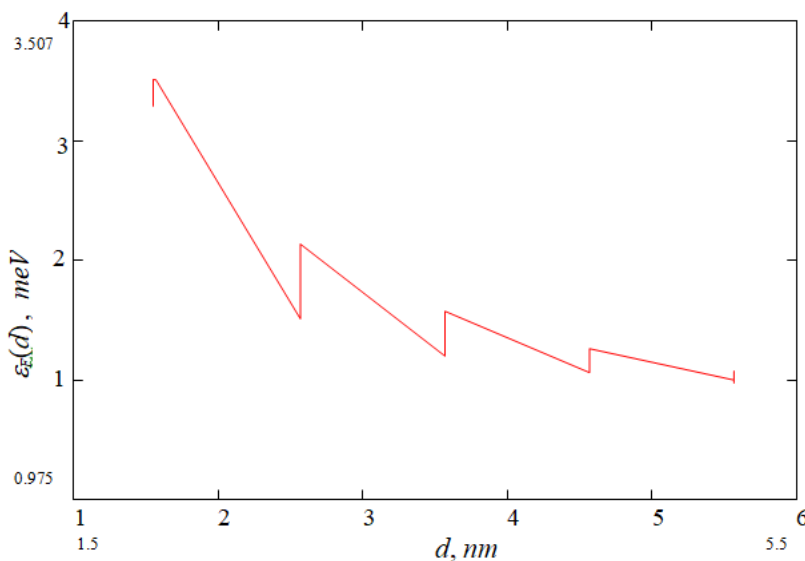
$$\varepsilon_F = \varepsilon_n = \hbar\omega_S(d) \left(2\bar{n} + \frac{3}{2}\right) \quad (7.2.8)$$

bu halda kvant ədədi  $n$  – enerjisi  $\varepsilon_F$  –dən kiçik olan alt zonaların sayı ilə eynidir  $n = \bar{n}$ . Nəticədə kvant çuxurun eni üçün alırıq:

$$x_n^2 = \gamma_S \bar{n} (\bar{n} + 1) \quad (7.2.9)$$

Burada  $\bar{n}$  kəmiyyəti (7.2.4) ifadəsindən tapılan  $n = \frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega} - \frac{3}{2} \right)$  ədədinin tam hissəsidir.

Deməli  $f(x)$  funksiyası  $x_{\bar{n}} \leq x \leq x_{\bar{n}+1}$  intervalında təyin olunur. (7.2.7) ifadəsi əsasında Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən asılılıq qrafiki şəkil 39–da qurulmuşdur. Bu qrafikdə potensial enerjinin maksimal qiyməti  $U_S = 0,2 \text{ eV}$  götürülmüşdür.



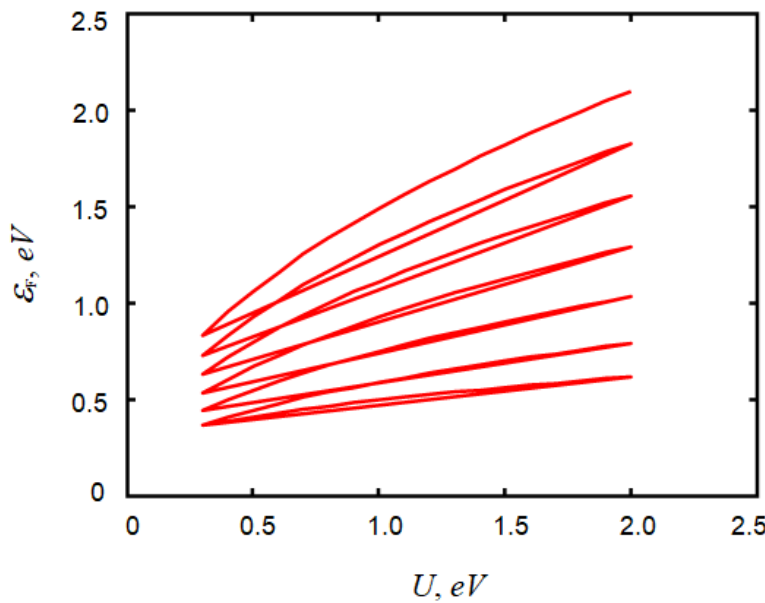
**Şəkil 7.2.1.**

**Fermi enerjisinin çuxur potensialının  $U_S = 0.2 eV$  qiymətində kvant çuxurun  $d$  enindən və  $n$  kvant ədədindən asılılığı.**

7.2.1. şəkli və (7.2.7) ifadəsindən görünür ki,  $x_n \leq x \leq x_{n+1}$  intervalında kvant çuxurun enindən asılılığı qeyri– monotondur, asılılıqda zirvələr (piklər) əmələ gəlir və bu proses kvant effektləri ilə bağlıdır. Belə ki,  $x = x_n$  olduqda  $\varepsilon_F = \varepsilon_n$  olur, sonra Fermi enerjisi azalır və minizonadan keçərək artır,  $x = x_{n+1}$  olduqda  $\varepsilon_F = \varepsilon_{n+1}$ . Fermi enerjisi çuxurun eninin

$$d = d_{min} = \frac{(\bar{n} + 3/2) (\bar{n} + 1)^{1/2}}{\pi n_{el}} \sqrt{\frac{2m U_S}{\hbar^2}}$$

qiymətində minimuma malikdir. Məsələn:  $U_S = 0,3 eV$ ,  $n_{el} = 10^{-25} m^{-3}$ ,  $d_{min} = 10 nm$  bərabər olur. Səth potensial enerjisinin  $U_S$  verilmiş qiymətində  $n$  artdıqca Fermi enerjisi də artır. Kvant çuxurun eninin müəyyən qiymətində də  $U_S$  – potensial enerjisinin azalması ilə Fermi enerjisi də azalır (Şəkil 7.2.2).



**Şəkil 7.2.2.**

**Fermi enerjisinin kvant çuxur  $U$  potensialından asılılığı. Kvant çuxurun eni  $d = 10 nm$ .**

Qrafikdə Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən asılı olaraq ossilyasiya etdiyi görünür, belə ki, kvant çuxurun enerji səviyyəsi  $\varepsilon_{n+1}$  Fermi səviyyəsindən aşağıda olduqda hal sıxlığında sıçrayış müşahidə olunur. Ossilyasiyanın periodunu belə təyin etmək olar.

$$\Delta x = \sqrt{\gamma_S} \left( \sqrt{(\bar{n} + 1)(\bar{n} + 2)} - \sqrt{\bar{n}(\bar{n} + 1)} \right) \quad (7.2.10)$$

Fermi enerjisinin konsentrasiya asılılığını öyrənmək üçün (7.2.6)–ifadəsini aşağıdakı şəkildə çevirək. Periodun ifadəsindən görüldüyü kimi, Fermi enerjisinin ossilyasiyasının periodu kvant çuxurun enindən və çuxurun səth potensialından asılıdır.

$$n_S = \frac{\sqrt{2m V_S}}{\pi \hbar d^2} \text{ və } u = \frac{n_{el}}{n_S} - \text{işarələməni qəbul etməklə (7.2.6)–nı yığcam formaya}$$

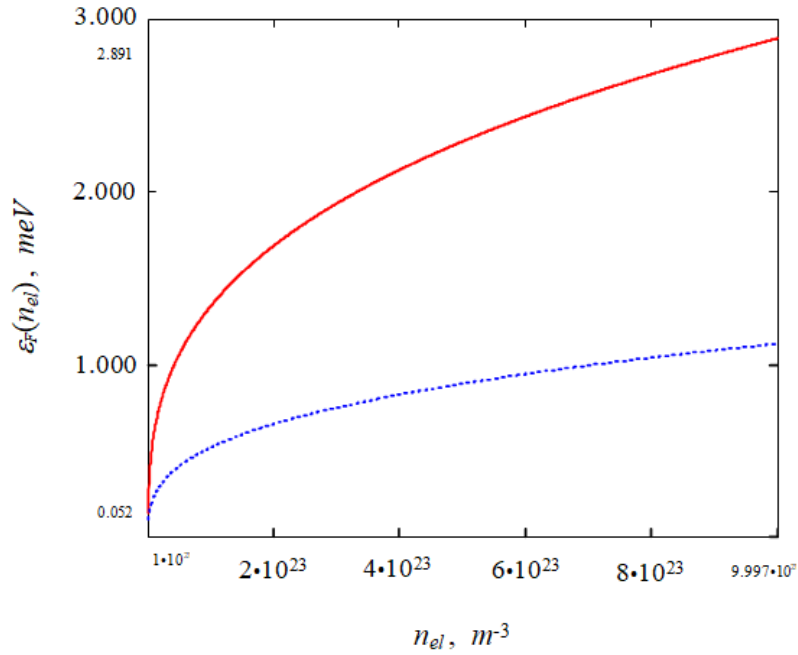
salmaq olar.

$$\varepsilon_F (n_{el}) = \hbar \omega_S (d) \left( \bar{n} + \frac{3}{2} + \frac{u}{\bar{n} + 1} \right) \quad (7.2.11)$$

(7.2.11)–dən görünür ki, Fermi enerjisinin  $n_{el}$  elektronların konsentrasiyasından  $u_n \leq u \leq u_{n+1}$  intervalında asılılığı xətti olur. (7.2.6) ifadəsi əsasında potensial enerjinin  $V_S = 0,2 \text{ eV}$ ,  $V_S = 0,3 \text{ eV}$  və kvant çuxurun eninin  $d = 10^{-8} \text{ sm}$  qiymətlərində Fermi enerjisinin konsentrasiyadan asılılığı qurulmuşdur.

Qrafikdən görünür ki, səth potensialının maksimal qiyməti azaldıqca Fermi enerjisi də azalır və böyük konsentrasiyalarda Fermi enerjisinin konsentrasiyadan asılılığı xətti olur.

Müasir texnologiya müxtəlif kvant çuxur profillərini əldə etməyə və mürəkkəb quruluşlu kvant çuxura malik quruluşlardan istifadə etməyə imkan verir. Müasir cihazların xarakteristikalarını hesablayarkən potensialın forması nəzərə alınmalıdır, belə ki, bu nəzərə alınma keyfiyyətə yeni nəticələrə gətirə bilər. Fermi səviyyəsi kinetik əmsallara əvəmiyyətli dərəcədə təsir edir və onların dəyişmə tərzini təyin edir. Ona görə də bu paraqrafda asimmetrik formalı kvant çuxurda ikiölçülü elektron qazının Fermi enerjisi tədqiq olunur. Burada Fermi enerjisinin konsentrasiyadan və kvant çuxur parametrlərindən asılılığının ümumi ifadələri alınmışdır. Alınmış ifadələrin təhlili göstərir ki, Fermi enerjisi kvant çuxurun enindən qeyri- monoton asılıdır.



**Şəkil 7.2.3.**

**Fermi enerjisinin elektronların konsentrasiyasından asılılığı:  $1-U_s = 0.2 eV$ ,  $2-U_s = 0.03 eV$ .**

Fermi enerjisinin qiyməti kvant çuxur parametrləri – çuxurun eni və səth potensialından əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən asılılığında zirvələrin əmələ gəlməsi kvant effekti səbəbidəndir. Fermi enerjisi səth potensialının böyüməsi ilə artır. Görünür ki, səth potensialının azalması ilə Fermi enerjisi də azalır, böyük konsentrasiyalarda yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılılıqda xəttilik müşahidə olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılılıqlarını tədqiq edərək ikiölçülü elektron qazının kvant çuxurunun forması və kvant çuxurun səth potensialı haqqında təklif irəli sürmək olar.

Fermi enerjisinin konsentrasiya, çuxurun potensialı və enindən (Şəkil 7.2.1, Şəkil 7.2.2, Şəkil 7.2.3) asılı olması ölçü kvantlanması kvant çuxurun makroskopik xarakteristikalarına əsaslı şəkildə təsir etməsini deməyə əsas verir.



Məsələn, qrafendə Fermi enerjisini dəyişməklə 0,01–0,1 THs tezlikdə udulmanı 0%–dən 100% –ə qədər dəyişməni idarə etmək olar [223,p.107-111], halbuki bu metod qrafendə böyük yürüklük və ya yüksək Fermi enerjisi tələb edir (Fermi enerjisi 1 eV).

### 7.3. Asimmetrik kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının elektrikkeçiriciliyi

Yarıparabolik kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının enerji spektri və dalğa funksiyasının məlum olması bir çox kinetik əmsalların hesablanmasına imkan yaradır. Digər tərəfdən Fermi enerjisinin keçirici elektronların konsentrasiya və kvant çuxurun parametrlərindən asılı olması göstərir ki, kinetik əmsallar da bu kəmiyyətlərdən asılı ola bilər. Ona görə də bu paragrafda yarıparabolik kvant çuxurunda elektronların akustik, qeyri–polyar optik və polyar, pyezoakustik optik fononlardan səpilmə halında ikiölçülü elektron qazının elektrikkeçirməsi (EK) öyrənilir.

Elektrikkeçirməni hesablamaq üçün elektrik vektorunu  $x$  oxu istiqamətdə yönəldirik  $\vec{E} (E_x, 0, 0)$  və cərəyan sıxlığının aşağıdakı ifadəsindən istifadə edirik [122,p.10-13].

$$j_x = -\frac{2e^2}{V} \cdot \sum_{n,k_x,k_y} \left( \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tau(\vec{k}) v_x^2 \cdot E_x, \quad (7.3.1)$$

burada  $n$  – kvant ədədi,  $k_x, k_y$  – elektronun dalğa vektorunun  $(xy)$  müstəvisində komponentləridir,  $\tau(\vec{k})$  – müxtəlif səpilmə mexanizmləri üçün relaksasiya müddətidir.

Om qanunundan istifadə edərək elektrikkeçirilik üçün alırıq.

$$\sigma_{xx} = e^2 \cdot \sum_{n,k_x,k_y} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tau(\vec{k}) v_x^2 \quad (7.3.2)$$

İnteqrala keçmək üçün  $\sum_{n,k_x,k_y} = \frac{S}{(2\pi)^2} \int \dots dk_x dk_y$  keçidindən istifadə edirik.

Sonra isə polyar koordinatlara keçək  $d\vec{k} = dk_x dk_y = k_{\perp} dk_{\perp} d\varphi$ . Polyar koordinatlarda inteqrallamanı yerinə yetirərək elektrikkeçirmə ixtiyari səpilmə mexanizmi və ixtiyari cırlaşmış ikiölçülü elektron qazı üçün aşağıdakı münasibətini alırıq.

$$\sigma = e^2 \cdot n_{el} \langle \tau / m \rangle \quad (7.3.3)$$

burada  $\langle \dots \rangle$  – mötərizə belə ifadə olunur.

$$\langle \tau / m \rangle = \frac{m}{\pi d n_{el} \hbar^2} \sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \varepsilon_n) \quad (7.3.4)$$

Alınmış (7.3.4) ifadəsi ixtiyari profilli kvant çuxuru üçün doğrudur. EK–nın analitik ifadəsini almaq üçün KÇ–nin potensialının və relaksasiya müddətinin aşkar ifadəsini bilmək lazımdır. Bu paraqrafda elektronların fononlardan səpilməsinə baxırıq.

Ümumi şəkildə relaksasiya müddətinin tərs qiyməti  $W(\varepsilon)$  elektron–fonon səpilmə ehtimalı və hal  $g(\varepsilon)$  sıxlığı ilə düz mütənasibdir.

$$\tau^{-1} \sim W(\varepsilon) g(\varepsilon) \quad (7.3.5)$$

İkiölçülü elektron qazının hal sıxlığında da bu şərt nəzərə alınır və belə ifadə olunur [199, p.169-179,210-225], [54, c.974-980], [165, p.5296-5300].

$$\tau = \frac{1}{g_n(\varepsilon)} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)^r \cdot \frac{1}{A_r} \quad (7.3.6)$$

Hal sıxlığının ifadəsi (7.1) paraqrafda (7.1.15) düsturu ilə verilmişdir.  $A_r$  –in qiyməti müxtəlif səpilmə mexanizmləri üçün [136,p.264(1-6)] – də verilmişdir.

Relaksasiya müddətinin (7.3.6) ifadəsinin alınmasında keçid ehtimalını tapmaq üçün sinisoidal dalğa funksiyasından istifadə olunmuşdur.

$$\varphi(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(-\frac{\pi d}{z}\right) \quad (7.3.7)$$

(7.3.6) ifadəsi fononlar üçün ümumdür. Akustik və qeyri–polyar optik fononlardan səpilmədə  $r = 0$ ,  $A_0^{-1} = \frac{2\pi\rho v_0^2}{3\pi E_1^2 k_0 T}$ , burada  $\rho$  –kristalın sıxlığı,  $v_0$  – səs sürəti,  $E_1$  – deformasiya potensialı əmsalı,  $k_0$  –Bolsman əmsalı,  $T$  – mütləq temperaturdur. Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə üçün  $r = 1$ , onda  $A_1 = \frac{\hbar m \chi^*}{3\pi^2 \hbar^2 e^2}$ , burada  $\frac{1}{\chi^*} = \frac{1}{\chi_{\infty}} - \frac{1}{\chi_0}$ ,  $\chi_{\infty}$  – yüksək tezlikli,  $\chi_0$  – statik dielektrik nüfuzluqlarıdır,  $m$ ,  $e$  elektronun uyğun olaraq kütləsi və yüküdür.

Keçirici elektronların fononlardan səpilməsinin relaksasiya müddəti əsasən KÇ–nin enindən və potensialından asılıdır [214,p.6489-6493]. Enerji spektrinin (7.1.9), relaksasiya müddətinin (7.3.6) ifadələrini (7.3.3)–də yerinə yazsaq. Onda fononlardan səpilmə halında EK üçün alırıq.

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_0}{m} \cdot n_0 \cdot \frac{\sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)^{r+1} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*}\right) \cdot d\varepsilon^*}{\sum_{n=0}^{\bar{n}-1} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)}, \quad (7.3.8)$$

burada  $n_0 = \frac{m k_0 T}{\pi d \hbar^2}$ ,  $\tau_0 = \frac{\pi \hbar^2 d k_0 T}{m} \left(\frac{2m k_0 T}{\hbar^2}\right)^r \cdot \frac{1}{A_r}$ ,  $\varepsilon_n^* = \frac{\varepsilon}{k_0 T}$ ,  $\varepsilon^* = \frac{\varepsilon_n}{k_0 T}$ . Fononlardan səpilmə halında EK–nin (7.3.8) ifadəsi ümumidir. Ona görə də aşkar analitik ifadə almaq üçün fononların növünü relaksasiya müddəti vasitəsilə nəzərə almaq lazımdır. Biz bu paraqrafda iki halı nəzərdən keçirəcəyik: 1) akustik və qeyri – polyar optik, 2) polyar- optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə.

### 7.3.1. Akustik və qeyri–polyar optik fononlardan səpilmədə elektrikkeçiriciliyi

İkiölçülü elektron qazı üçün akustik və qeyri–polyar optik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddəti izotropdur, elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən asılı deyil.

$$\frac{1}{\tau_{ak}} = \frac{1}{\tau_{ak.0}} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) \quad (7.3.1.1)$$

$$\text{burada} \quad \frac{1}{\tau_{ak.0}} = \frac{3\pi}{\hbar} \sum_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) \left| \frac{E_1^2 \cdot k_0 T}{2NM_0 v_0^2} \right| V \cdot \frac{m}{\pi \hbar^2 d} =$$

$$\frac{2}{3} \tau_{01} \quad (7.3.1.2)$$

$V$  –kristalın həcmi,  $d$  – çuxurun eni,  $N$  – elementar özəklərin sayı,  $M_0$  – bir özəyin kütləsidir. (7.3.9) ifadəsini (7.3.8)–də nəzərə alaraq ixtiyari cırlaşmış elektron qazı üçün mürəkkəb şəkildə EK–nin ifadəsini alırıq. Aşkar ifadələr almaq üçün cırlaşmış elektron qazına ayrılıqda baxılmışdır.

Güclü cırlaşmış elektron qazı  $\zeta/k_0 T \gg 1$  şərti ilə müəyyən olunur. Bu halda elektrikkeçirmə üçün alırıq.

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_0}{m} \cdot n_0 \cdot \frac{\sum_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)} \quad (7.3.1.3)$$

burada  $\varepsilon_n$  – 7.1 paraqrafında,  $\varepsilon_F$  – isə 7.2 paraqrafda verilmişdir,  $\varepsilon_F^* = \frac{\varepsilon_F}{k_0T}$ .

Cəmləməni  $n = 0$  – dan  $\bar{n}$  –yə qədər apararaq alırıq.

$$\sigma = \sigma_0 \left[ \varepsilon_F - \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \varepsilon_n^* \cdot \Theta (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \right] \quad (7.3.1.4)$$

burada  $\sigma_0 = \frac{e^2 \tau_0 n_0}{m}$

Cırılma dərəcəsi ixtiyari olan elektron qazı üçün elektrikkeçirmənin (7.3.8)– ifadəsində cırılma şərtini ( $e^{\frac{\zeta}{k_0T}} \ll 1$  və ya  $e^{\frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0T}} \ll 1$ ) nəzərə alaraq cırılmayan elektron qazı üçün elektrikkeçiriciliyi hesablayırıq.

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 \frac{\sum_{n=0}^{\bar{n}} F_{r+1} (\zeta^* - \varepsilon_n^*)}{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta (\zeta^* - \varepsilon_n^*)} = \\ &= \sigma_0 \cdot \frac{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*} \right) (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)^{r+1} \cdot d\varepsilon^*}{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)} \end{aligned} \quad (7.3.1.5)$$

burada  $F_{r+1} (\zeta^* - \varepsilon_n^*) = \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*} \right) x^r dx$  – Fermi inteqralıdır, cırılmamış elektron qazı halında Qamma funksiya ilə ifadə olunur [75,p. 32–40]. Kvant çuxurda elektron qazının davranışı kimyəvi potensialın ( $\zeta$ ) vəziyyətindən asılıdır. Kimyəvi potensial da öz növbəsində konsentrasiya ( $n_{el}$ ), temperatur ( $T$ ) və çuxur parametrlərindən ( $d$ ) asılıdır. Ona görə də kvant çuxurda baş verən kvant hadisələrini aydınlaşdırmaq üçün kimyəvi potensialı hesablamaq vacibdir. Kimyəvi potensialı hesablamaq üçün keçirici elektronların konsentrasiyasının məlum ifadəsindən [122,p.10-13] istifadə edirik.

$$F_r (\zeta^*) = e^{\zeta^*} \Gamma(r + 1) \quad (7.3.1.6)$$

burada  $r$  – səpilmə parametri, hansı ki, ikiöçülü elektron qazının relaksasiya müddətinə daxildir [73,p.843-848],

$$\begin{aligned} x &= \frac{\varepsilon}{k_0T} = \varepsilon^*, & \zeta^* &= \frac{\zeta}{k_0T} \\ n_{el} &= \frac{m k_0T}{\pi \hbar^2 d} \cdot \sum_{n=0}^{\bar{n}} \ln \left( 1 + e^{\frac{\zeta - \varepsilon_n}{k_0T}} \right) \end{aligned} \quad (7.3.1.7)$$

Cırılma şərtini bu ifadədə nəzərə alırıq və konsentrasiyanın düsturunu sadələşdiririk.

$$n_{el} = \frac{m k_0 T}{\pi d \hbar^2} \cdot \sum_{n=0}^{\bar{n}} e^{\frac{\zeta - \varepsilon_n}{k_0 T}} = \frac{m k_0 T}{\pi d \hbar^2} \cdot e^{\frac{\zeta}{k_0 T}} \sum_{n=0}^{\bar{n}} e^{-\frac{\varepsilon_n}{k_0 T}} \quad (7.3.1.8)$$

(7.3.1.8) – dan kimyəvi potensialı tapırıq.

$$\zeta = -k_0 T \cdot \ln \frac{m k_0 T}{\pi d \hbar^2 n_{el}} \cdot \left[ \left( 1 - e^{-\frac{2\hbar\omega_S}{k_0 T}} \right)^{-1} + (\bar{n} + 1) \cdot e^{-\frac{3\hbar\omega_S}{2k_0 T}} \right] \quad (7.3.1.9)$$

(7.3.1.9) – dən görünür ki, kimyəvi potensial mənfidir və kvant çuxurun parametrlərinin qeyri-monoton asılıdır. Çuxur parametrlərinin limit hallarına baxaq:

a) Aşağı temperatur, dərin çuxur;

$$\zeta = -k_0 T \cdot \ln \frac{m k_0 T}{\pi d \hbar^2 n_{el}} \quad (7.3.1.10)$$

Dərin çuxur halında kimyəvi potensial çuxur potensialından asılı deyil, mütləq temperaturdan xətti asılıdır.

b) Dayaz çuxur halında kimyəvi potensial üçün alırıq:

$$\zeta = -k_0 T \cdot \ln \frac{m k_0 T}{\pi d \hbar^2 n_{el}} \cdot \left[ \frac{k_0 T}{2\hbar\omega_S} + \bar{n} + 2 \right] \quad (7.3.1.11)$$

Dayaz çuxur halında kimyəvi potensial çuxur potensialı və çuxurun enindən güclü asılıdır. Kimyəvi potensial həmçinin kvant səviyyələrin sayından da asılıdır.

Fermi inteqralının asimtotikasından istifadə edərək (7.3.1.5) ifadəsindən cırılşmamış ikiölçülü elektron qazının EK–sı üçün alırıq.

$$\sigma = \sigma_{0.ak} \cdot e^{\frac{\zeta}{k_0 T}} \left[ \frac{1}{\bar{n} + 1} \left( 1 - e^{-\frac{\hbar\omega_S}{k_0 T}} \right)^{-1} + e^{-\frac{3\hbar\omega_S}{k_0 T}} \right] \quad (7.3.1.12)$$

Kimyəvi potensialın (7.3.1.8) ifadəsini (7.3.1.6) – yerinə yazaraq alırıq.

$$\frac{\sigma_x}{\sigma_0} = \frac{\pi \hbar^2 d n_{el}}{m k_0 T} \cdot \frac{\frac{1}{\bar{n} + 1} \left( 1 - e^{-\frac{2\hbar\omega_S}{k_0 T}} \right)^{-1} + e^{-\frac{3\hbar\omega_S}{k_0 T}}}{\frac{k_0 T}{2\hbar\omega_S} + \bar{n} + 2} \quad (7.3.1.13)$$

Dərin çuxur üçün  $\hbar\omega_S \gg k_0 T$  (7.3.1.13) – dən alırıq.

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\pi \hbar^2 d n_{el}}{m k_0 T} \cdot \frac{1}{(\bar{n} + 1)(\bar{n} + 2)} \quad (7.3.1.14)$$

Göründüyü kimi dərin kvant çuxuru halında EK elektronların konsentrasiyası və çuxurun eni ilə düz mütənasib, lakin temperaturla tərs mütənasibdir. Dayaz çuxur halında  $\hbar\omega_S \ll k_0T$  şərti ödənilir. Bu şərt daxilində (7.3.1.13) – dən alırıq.

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\pi\hbar^2 dn_{el}}{m \cdot k_0T} \cdot \left[ \frac{1}{(\bar{n} + 1)} - 3 \left( \frac{2\hbar\omega_S}{k_0T} \right)^2 \right] \quad (7.3.1.15)$$

(7.3.1.15) – dən görünür ki, dayaz çuxur halında  $\sigma$  həm çuxur potensialı, həm də çuxurun enindən asılıdır. Dayaz çuxur halında EK–nı azaldan həddin qiyməti kvant çuxurun potensialın dəyişmə tezliyinin kvadratı ilə düz mütənasibdir.

### 7.3.2. Polyar- optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halında EK

Akustik fononlardan səpilmədən fərqli olaraq polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmənin relaksasiya müddəti anizotropdur, dalğa vektorunun komponentlərindən asılıdır.

$$\frac{1}{\tau_{op}} = \frac{1}{\tau_{op,0}} \cdot \frac{\sum_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)}{\varepsilon_1^*}, \quad (7.3.2.1)$$

Burada  $\frac{1}{\tau_{op,0}} = \frac{3\pi}{\hbar} \cdot \frac{e^2}{\chi^* d}$ . (7.3.2.2)

(7.3.2.2) düsturunu (7.3.8)–də nəzərə alsaq ixtiyari dərəcədə cırlaşmış elektron qazı üçün  $\sigma$  EK–nı tapa bilərik, lakin tapılmış ifadə mürəkkəb olduğundan tam cırlaşmış və cırlaşmamış elektron qazı hallarını ayıraq. Tam cırlaşmış elektron qazı üçün  $\frac{\zeta}{k_0T} \gg 1$  şərti daxilində (7.3.8)–dən polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halı üçün EK–nın ifadəsini alırıq.

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{\sum_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)^2}{\sum_{\bar{n}=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)} \quad (7.3.2.3)$$

Fermi səviyyəsinə ( $\varepsilon_F$ ) qədər dolmuş səviyyələrdə olan elektronların sayına görə cəmləmə apararaq.

$$\sigma = \sigma_{0,op} \cdot \left[ \varepsilon_F^{*2} - \frac{1}{\bar{n} + 1} \cdot 2\varepsilon_F^* \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) + \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^* \right] \quad (7.3.2.4)$$

Burada  $\varepsilon_F$  – Fermi enerjisinin (7.2.6) ifadəsini nəzərə alırıq və  $n$  – üzrə cəmləmə aparırıq.

$$\sigma = \sigma_0 \left[ \left( \frac{\pi d \hbar^3 n_{el}}{m \cdot k_0 T (\bar{n} + 1)} \right)^2 + \left( \frac{\hbar \omega_S}{k_0 T} \right)^2 \cdot \frac{\bar{n}(\bar{n} + 2)}{3} \right] \quad (7.3.2.5)$$

$\bar{n}$  – Fermi səviyyəsindən aşağıda olan alt zonaların sayıdır.

(7.3.8) ifadəsi əsasında *GaAs/AlGaAs* yarımparabolik kvant çuxurunda,  $m = 0,067m_0$  –,  $n = 10^{25} m^{-3}$  – nəzərə almaqla,  $T = 60K$  akustik,  $80 K$  polyar-optik fononlardan səpilmə halında aparılan ədədi hesablamalardan istifadə edərək elektrikkeçiriciliyin Fermi enerjisindən ( $\varepsilon_F$ ), kvant çuxurun enindən ( $d$ ) (şəkil 15) və kvant çuxurun potensialından ( $U_s$ ) (şəkil 16) asılılıqları öyrənilmişdir.

Cırlaşmamış elektron qazı üçün  $e^{\frac{\zeta}{k_0 T}} \ll 1$  şərti daxilində (7.3.8)–dən EK–nın analitik ifadəsini tapırıq.

$$\frac{\sigma}{\sigma_{op.0}} = 2 \frac{\sigma}{\sigma_{ak.0}} = 2e^{\frac{\zeta}{k_0 T}} \left[ \frac{1}{\bar{n} + 1} \left( 1 - e^{-\frac{\hbar \omega_S}{k_0 T}} \right)^{-1} + e^{-\frac{\hbar \omega_S}{k_0 T}} \right] \quad (7.3.2.6)$$

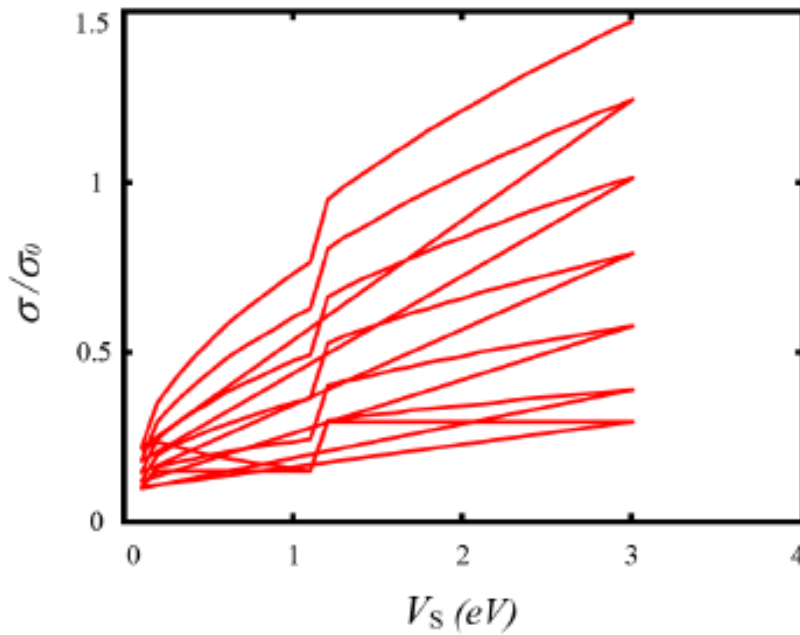
(7.3.2.6) ifadəsini (7.3.1.12) ilə müqayisə etsək görürük ki, optik fononlardan səpilmə halında EK akustik fononlardan səpilməyə nisbətdə iki də böyükdür.

Standart düzbucaqlı, parabolik kvant çuxurları ilə müqayisədə yarımparabolik kvant çuxurunda EK yeni həddin əlavə olunması ilə fərqlənir. Əlavə hədd çuxurun parametrlərindən və elektronların konsentrasiyasından asılıdır.

Məlumdur ki, aşağıölçülü sistemdə temperatur dəyişdikcə dominantlıq edən səpilmə mexanizmi də dəyişir, çox aşağı helium temperaturunda aşqar ionlarından,  $50 K$ –də akustik fononlardan səpilmə üstünlük təşkil etdiyi halda  $80 K$ –də optik fononlardan səpilmə dominantdır [195, p.075318(1-6)]. Molekulyar şüa epitaksiya üsulu ilə əldə olunmuş real kvant quruluşları çox aşağı temperaturlarda elektron daşınma prosesində əsas səpici mərkəzlərə çevrilən defektlərə malik olurlar (məsələn, atomlar, vakansiyalar və s.). Defektlərdən səpilmədə relaksasiya müddəti akustik fononlardan səpilmədə olduğu kimi hal sıxlığı ilə tərs, kvant çuxurun eni ilə düz mütənasibdir [54, c.974-980]. Ona görə də EK–nın kvant çuxurun enindən asılılığı akustik fononlarda olduğu kimidir.

Yarımparabolik kvant çuxurunda elektron qazının EK–sının asılılıqlarını təhlil etmək məqsədi ilə akustik fononlardan səpilmə üçün (7.3.11), (7.3.12) polyar optik fononlardan səpilmə üçün (7.3.26)–(7.3.28) ifadələrinin köməyi ilə EK–nın ədədi

hesablama əsasında ( $\varepsilon_F$ ) Fermi enerjisindən, ( $d$ ) çuxurun enindən və ( $U_s$ ) çuxur potensialının amplitud qiymətindən asılılıqları qurulmuşdur. Burada akustik və optik fononlardan səpilməyə parametrlərin  $\rho = 5,4^q/sm^3$  sıxlıqlı,  $m = 0,067 m_0$  – kütləli, səsin sürəti  $v_0 = 3 \cdot 10^5 \frac{sm}{san}$ ,  $E_1 = 7 eV$  deformasiya potensialı,  $n = 10^{25}m^{-3}$  – konsentrasiyalı,  $T = 60K$  mütləq temperaturu qiymətlərində akustik fononlar üçün 80 K–də isə polyar optik fononlar üçün tipik yarıparaboik *GaAs/AlGaAs* kvant çuxur üçün qurulmuşdur. Şəkil 7.3.2.1–dən görünür ki, kvant çuxurun potensialı artdıqca EK pilləvari dəyişərək artır. Budaqlar enerji səviyyələrinə uyğundur, Fermi səviyyəsi kvant çuxurun enerji səviyyələri ilə kəsişməsi halında ilgək qapanır və bu proses təkrarlanır.



**Şəkil 7.3.2.1.**

**Eni  $d = 10nm$  olan kvant çuxurun elektrikkeçiriciliyinin çuxur potensialından asılılığı.**

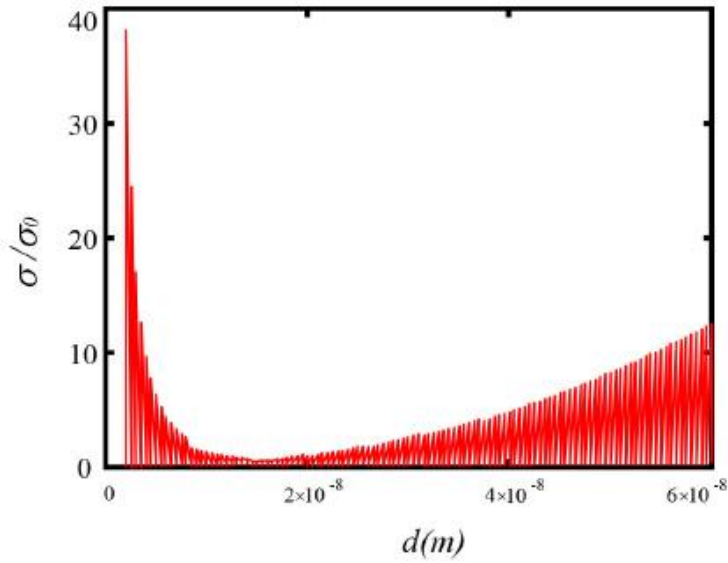
Qurulmuş asılılıqlardan alınır ki, elektrikkeçiriciliyi Fermi enerjisinin pilləli funksiyasıdır və çuxurun enindən asılı olaraq ossilyasiya edir, hansı ki, ossilyasiyanın periodu  $\Delta d = \left(\sqrt{mU_s}/\pi \hbar n_{el}\right)^{1/2}$  çuxur potensialından və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Elektrikkeçiriciliyin sıçrayışlı asılılığında sıçrayışlar Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələri ilə kəsişməsi nəticəsində yaranır. Şəkil



7.3.2.1-dən alınır ki, kvant çuxur potensialı artdıqca elektrikkeçiricilikdə ilgək əmələ gəlir, buna səbəb Fermi səviyyəsinin vəziyyətinin kvant çuxur səviyyələrinə nəzərən qeyri-monoton dəyişməsi, bu halda hal sıxlığı sıçrayışla dəyişir, bu da öz növbəsində elektrikkeçiriciliyində əyilmə nöqtələrinin yaranmasına səbəb olur.

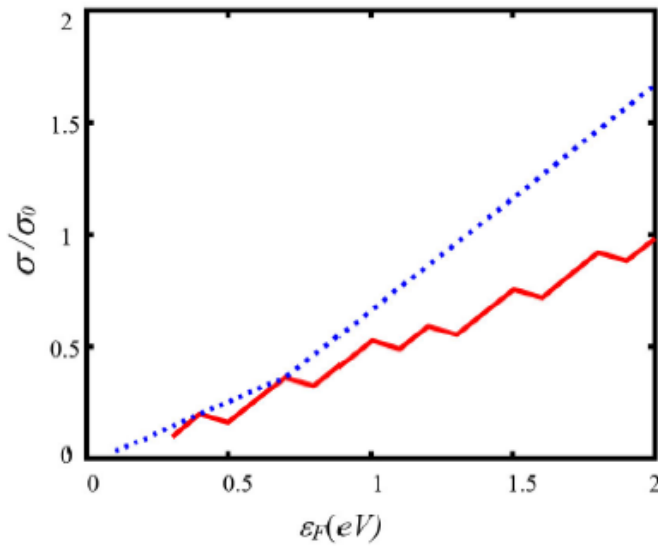
Şəkil 7.3.2.2. – Şəkil 7.3.2.4.–də göstərilmiş asılılıqlardan aydın olur ki, EK Fermi səviyyəsinin kvant çuxurun enerji səviyyələrinə nisbətən vəziyyətindən asılı olaraq kvant çuxurun enindən asılı olaraq ossilyasiya edir. Ossilyasiyanı belə izah etmək olar: kvant çuxurun eni azaldıqca kvant səviyyələri arasındakı məsafə artır, nə vaxt ki, səviyyələrdən biri Fermi səviyyəsi ilə kəsişir, səviyyələrin sayı bir vahid azalır və EK – kəskin dəyişir. KÇ–nin eninin sonrakı azalmasında yenidən  $\varepsilon_n$  səviyyələrdən biri Fermi səviyyəsi ilə kəsişərək səviyyələr sayını yenə bir vahid azaldır. Beləliklə, EK–nin asılılığında yaranmış zirvələr (piklər) Fermi səviyyəsinin kvant çuxurun səviyyələri ilə kəsişməsinə uyğundur. Ossilyasiyanın periodu yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından və kvant çuxurun potensialından asılıdır  $\Delta d = \left( \frac{\sqrt{m} V_s}{\pi \hbar n_{el}} \right)^{1/2}$ . Qeyd etmək lazımdır ki, EK–nin davranmasında ən böyük özəllik  $n = 3$  olduqda özünü göstərir.

Müəyyən edilmişdir ki, akustik fononlardan səpilmədə elektrikkeçiriciliyin ossilyasiyasının amplitudu çuxurun eninin böyüməsi ilə artır, halbuki polyar-optik fononlardan səpilmədə bu asılılıq qeyri-monotondur və bu hal keçirici elektronların kvant çuxurda delokallaşması ilə bağlıdır. Kvant çuxur potensialı artdıqca elektrikkeçiriciliyi pilləvari böyüyür və ilgək əmələ gətirir, bu da Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələri ilə kəsişdikdə baş verir, həmçinin ilgəkdə olan budaqların sayı şuxur səviyyələrinin sayına bərabərdir



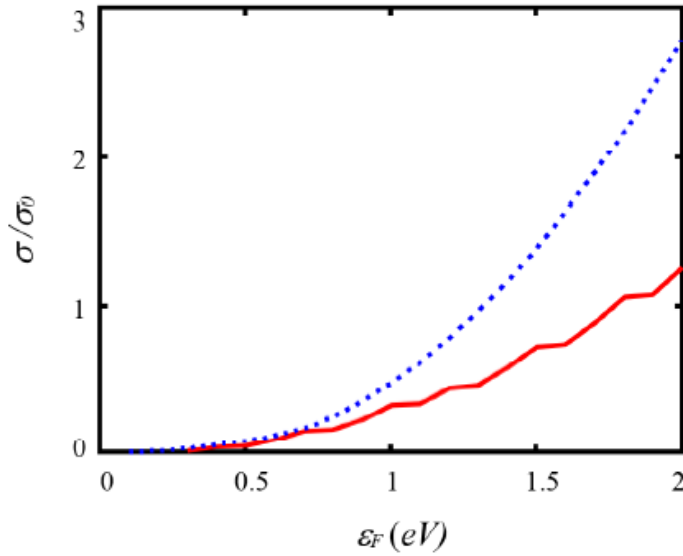
Şəkil 7.3.2.2.

**Polyar-optik fononlardan səpilmə halında  $U_s = 0,9 \text{ eV}$  olduqda kvant çuxurun elektrikkeçiriciliyinin çuxurun enindən asılılığı.**



Şəkil 7.3.2.3.

**Müxtəlif enə malik  $d = 10 \text{ nm}$  (bütöv xətt),  $d = 20 \text{ nm}$  (qırıq-qırıq xətt) kvant çuxurun akustik fononlardan səpilmə halında elektrikkeçiriciliyinin Fermi enerjisindən asılılığı.**



Şəkil 7.3.2.4.

**Müxtəlif enə malik  $d = 10\text{nm}$  (bütöv xətt),  $d = 20\text{ nm}$  (qırıq-qırıq xətt) kvant çuxurun polyar-optik fononlardan səpilmə halında elektrikkeçiriciliyinin Fermi enerjisindən asılılığı.**

EK–nin KÇ–nin enindən asılı olaraq ossilyasiya etməsi səpilmə mexanizmin-dən asılıdır: belə ki, akustik fononlardan səpilmədə ossilyasiyanın amplitudu KÇ enindən asılı olaraq artır, optik fononlardan isə bu asılılıq qeyri–monotondur (şəkil 7.3.2.4). Bu onunla əlaqədardır ki, akustik fononlardan səpilmə izotropdur, elektronun dalğa funksiyasından asılı deyil, polyar optik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddəti anizotropdur və dalğa vektorunun komponentlərindən asılıdır. KÇ–nin eninin  $d_{min}$  qiymətində EK – minimum qiymət alır.

$$d_{min} = \sqrt[4]{\frac{2m V_s (n + 1)^2 \cdot n \cdot (n + 2)}{3\pi^2 \hbar^2 n_{el}^2}} \quad (7.3.2.7)$$

Ədədi hesablamalarda  $m = 0,067 m_0$ ,  $n = 10^{25} m^{-3}$ ,  $V_s = 0,3\text{ eV}$  üçün  $d_{min} = 5\text{nm}$  – alınır. Polyar optik fononlardan səpilmədə EK–in artması onunla izah olunur ki, KÇ–nin eninin müəyyən qiymətində KÇ–nin hündürlüyünün azalması ilə mümkün olan halların enerjisinin azalması baş verir və ardıcıl olaraq elektronların KÇ–ni tərk etməsinə səbəb olur. Elektronların lokallaşması azalır və keçiricilikdə iştirak edən elektronların sayı artır, elektrikkeçirmə artır. Nəticədə yükdaşıyıcıların paralel

layda fəza daşınması baş verir [230, p.5595-5601]. KÇ–nin hündürlüyünün artması və KÇ–nin eninin azalması EK–da iştirak edən elektronların sayını azaldır.

EK–nın Fermi enerjisindən asılılığı (şəkil 7.3.2.4) pilləli xarakter daşıyır, bu da KÇ–nin enerji səviyyəsinin Fermi səviyyəsi ilə kəsişməsi anlarında baş verir. KÇ–nin potensialının artması ilə ossilyasiya zirvlərinin sayı azalır və zirvələrin vəziyyəti KÇ–nin eninin böyük qiymətləri tərəfə sürüşür. Bundan başqa EK–nın qiyməti KÇ–nin eninin artması ilə azalır, halbuki kvant çuxurun potensialının artması isə EK–də artır və nəticədə ilgək əmələ gəlir. Geniş kvant çuxurlar üçün EK Fermi enerjisindən monoton asılıdır.

Asimmetrik kvant çuxurun tədqiqi əsasında birelektronlu tranzistorlar və yarımkeçirici lazerlər yaratmaq mümkündür.

#### **7.4 Asimmetrik formalı kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi**

Asimmetrik kvant çuxurunda elektronların  $xy$  (lay müstəvisində) müstəvisində hərəkəti yarıklassik Bolsman tənliyi ilə təsvir olunur.  $z$  – oxu istiqamətdə hərəkət kvantlanır və kvant çuxurun  $U(z)$  potensialı ilə idarə olunur. Kvant çuxurda ikiölçülü elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsini tapmaq üçün elektrikkeçirmə  $\sigma_{ik}$  –  $\nabla$ tenzoru ilə yanaşı  $\beta_{ik}$  – termoelektrik tenzorunu da hesablamaq lazımdır. Elektrikkeçirmə tenzoru 7.3 paragrafında hesablanmışdır.  $\beta_{ik}$  –nı hesablamaq üçün  $\overline{\nabla T}$  temperatur gradientini  $x$  oxu istiqamətdə yönəldərək cərəyan sıxlığının ifadəsindən istifadə edirik.

$$j_x = -\frac{2e}{V} \sum_{n,k_x,k_y} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tau(\vec{k}) \vartheta_x^2 \left( eE_x - \frac{\varepsilon - \mu}{T} \nabla_x T \right) \quad (7.4.1)$$

digər tərəfdən

$$j_x = \sigma_{xx} E_x - \beta_{xx} \nabla_x T \quad (7.4.2)$$

Buradan  $\sigma_{xx}, \beta_{xx}$  – üçün alırıq,

$$\sigma_{xx} = +\frac{2e}{V} \sum_{n.k_x, k_y} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tau(\vec{k}) v_x^2 \quad (7.4.3)$$

$$\beta_{xx} = -\frac{2e}{V} \sum_{n.k_x, k_y} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tau(\vec{k}) v_x^2 \cdot \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \quad (7.4.4)$$

Hesablamanı polyar koordinatlarda  $dk_{\perp}, d\varphi$  aparırıq və  $j_x = 0$  olduğunu nəzərə alaraq termoehq – ni hesablayırıq.

$$\alpha = \frac{\beta_{xx}}{\sigma_{xx}} = -\frac{1}{eT} \cdot \frac{\langle \frac{\tau}{m} (\varepsilon - \zeta) \rangle}{\langle \frac{\tau}{m} \rangle}, \quad (7.4.5)$$

burada ortalama işarəsi belə ifadə olunur,

$$\langle A \rangle = \frac{m}{\pi d n_{el} \hbar^2} \sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \varepsilon_n) \cdot A \cdot \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*} \right) \cdot d\varepsilon \quad (7.4.6)$$

$d$  – çuxurun eni,  $n_{el}$  – elektronların konsentrasiyası,  $m$  – elektronun kütləsidir.

İxtiyari profilli asimmetrik kvant çuxuru, cırlaşma dərəcəsi ixtiyari olan halda termoehq belə təyin olunur:

$$\alpha = -\frac{1}{eT} \frac{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tau(k) \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \zeta) d\varepsilon}{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tau(k) \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \varepsilon_n) d\varepsilon} \quad (7.4.7)$$

Səpilmənin xarakteri  $\tau$  relaksasiya müddəti ilə təsvir olunur və müxtəlif səpilmə mexanizmləri üçün müxtəlif qiymət alır. (7.4.7) ifadəsini ümumi şəkildə həll etmək mümkün deyil. Ona görə də akustik və optik fononlardan səpilməyə ayrılıqda baxmaq lazımdır.

#### 7.4.1. Asimmetrik kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazı üçün akustik fononlardan səpilmədə termoehq

İkiölçülü elektron qazı üçün akustik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddəti (7.3.1.1) və (7.3.1.2) ifadələri ilə təyin olunur [136,p.264(1-6)], [75, p.105-113], [54, c.974-980].

(7.3.1.1) və (7.3.1.2) ifadələrini (7.4.3) və (7.4.4)–də nəzərə alırıq və inteqralları cırlaşmış elektron qazı üçün həll edərək  $\sigma_{xx}, \beta_{xx}$  –in Fermi enerjisindən asılılığını tapırıq. İkiölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün bu asılılıqlar və (7.4.7) ifadəsi əsasında termoehqnin akustik, qeyri–polyar optik fononlar, qısa məsafəyə təsir potensiallı aşqar ionlarından və defektlərdən səpilmə halında ümumi ifadəsini alırıq.

$$\alpha = -\frac{k_0 \pi^2}{e} \frac{\sum_n \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}{3 \sum_n (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}, \quad (7.4.1.1)$$

Alınmış ifadədə cəmləməni Fermi səviyyəsinə qədərki səviyyələr üzrə aparırıq (1–dən  $\bar{n}$  –yə qədər,  $\bar{n}$  – sayı  $\varepsilon_F = \varepsilon_n$  şərtindən tapılır). Nəticədə  $\sigma_{xx}, \beta_{xx}$  və termoehq  $\alpha$  üçün alırıq:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 n_0 \tau_{01}}{m} \cdot \frac{2}{3}$$

$$\cdot \left[ \frac{n_{el}}{n_s} \cdot \frac{1}{\bar{n} + 1} + \frac{\hbar \omega_s}{k_0 T} \left( \bar{n} + \frac{3}{2} \right) - \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \right], \quad (7.4.1.2)$$

$$\beta_{xx} = -\frac{e^2 n_0 \tau_{01}}{m} \cdot \frac{2}{3} \left( \frac{k_0}{e} \right) \cdot \frac{\pi^2}{3} \quad (7.4.1.3)$$

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{\bar{n} + 1}{\frac{n_{el}}{n_0} + \frac{\hbar \omega_s}{k_0 T} \left( \bar{n} + \frac{3}{2} \right) (\bar{n} + 1) - \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^*}, \quad (7.4.1.4)$$

burada  $n_0 = -\frac{m k_0 T}{\pi d \hbar^2}$ .

Kvant çuxurun enerji səviyyəsi Fermi səviyyəsi ilə üst – üstə düşdükdə (7.4.1.3) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşür.

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{n_0 (\bar{n} + 1)}{n_{el}} \quad (7.4.1.5)$$

Deməli, akustik və qeyri – polyar optik fononlardan səpilmə mexanizmi üçün termoehq  $V_s$  – səth potensialından asılı deyil, elektronların  $n_{el}$  konsentrasiyası və kvant çuxurun enidən tərs asılıdır.

## 7.4.2. Asimmetrik kvant çuxurunda polyar optik fononlardan səpilmə halında ikiölçülü elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi

Polyar optik və pyezoakustik fononlardan səpilmədə ikiölçülü elektron qazı üçün relaksasiya müddəti (7.3.2.1), (7.3.2.2) düsturlarına əsasən təyin olunur [75, p.113-121], [54, c.974-980]. Bu halda akustik fononlardan səpilmədən fərqli olaraq relaksasiya müddəti dalğa vektorundan asılıdır.

Relaksasiya müddətinin ifadəsini nəzərə alaraq termoehtq–nin optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halında ümumi ifadəsini tapırıq:

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{2\pi^2}{3} \cdot \frac{\sum_n (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}{\sum_n (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)^2 \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}, \quad (7.4.2.1)$$

Relaksasiya müddətinin (7.3.2.1) və (7.3.2.2) ifadələrini (7.4.3), (7.4.4) tənliklərində yerinə yazaraq cırlaşmış elektron qazı halında,  $\varepsilon_F$  – Fermi səviyyəsindən aşağıdakı səviyyələr üzrə cəmləmə apararaq  $\sigma_{xx}$ ,  $\beta_{xx}$  komponentləri və termoehtq üçün tapırıq.

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 n_0 \tau_{01}}{m} \cdot \frac{1}{3} \times \left[ \varepsilon_F^{*2} - \frac{1}{\bar{n} + 1} 2\varepsilon_F^* \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^* + \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^{*2} \right], \quad (7.4.2.2)$$

$$\beta_{xx} = \frac{e^2 n_0 \tau_{02}}{m} \cdot \left(\frac{k_0}{e}\right) \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{2}{3} \cdot \left[ \varepsilon_F^* - \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^* \right], \quad (7.4.2.3)$$

$$\alpha = -\left(\frac{k_0}{e}\right) \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot 2 \times \frac{\varepsilon_F^* - \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^*}{\varepsilon_F^{*2} - \frac{1}{\bar{n} + 1} 2\varepsilon_F^* \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^* + \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\bar{n}} \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \varepsilon_n^{*2}}, \quad (7.4.2.4)$$

(7.4.2.4) ifadəsində  $\varepsilon_F$  – Fermi enerjisinin (7.2.6) qiymətini nəzərə almaqla  $n \rightarrow \infty$  görə cəmləmə apararaq  $\alpha$  termoehtq üçün aşağıdakı yığcam alılıq alırıq.

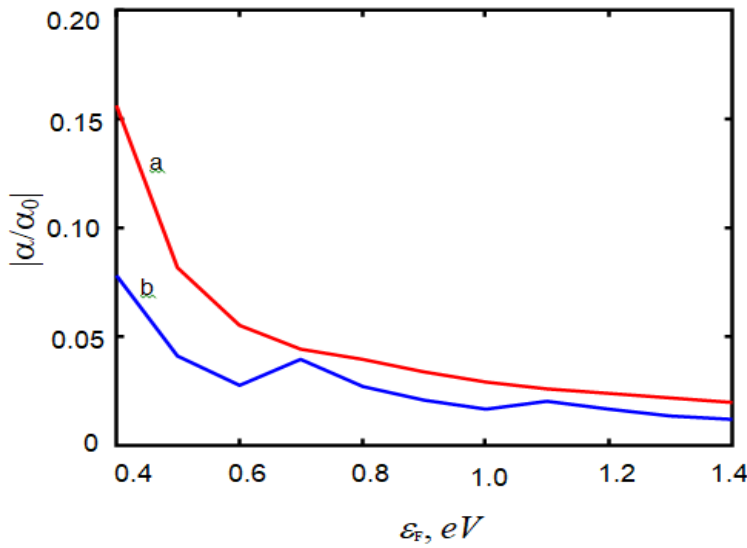
$$\alpha = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{2\pi^2}{3} \cdot \frac{n_0(\bar{n} + 1)}{n_{el} \left[ 1 + \left(\frac{\hbar\omega_s}{k_0 T}\right)^2 \left(\frac{n_0}{n_{el}}\right)^2 \frac{\bar{n}(\bar{n} + 1)^2(\bar{n} + 1)}{3} \right]} \quad (7.4.2.5)$$

(7.4.2.5) ifadəsindən görünür ki, termoelektrik polyar və pyezakustik fononlardan səpilmə halında  $U_s$  – səth potensialından asılıdır;

$\frac{\sqrt{2m U_s}}{\pi \hbar d^2 n_{el}} \gg 1$  olarsa termoelektrik elektronların  $n_{el}$  – konsentrasiyası, kvant çuxurun eni  $d$ , mütləq temperatur  $T$  ilə düz,  $U_s$  –lə tərs mütənasibdir.

Əgər  $\frac{\sqrt{2m U_s}}{\pi \hbar d^2 n_{el}} \ll 1$  termoelektrik elektronların konsentrasiyası  $n_{el}$  – ilə tərs mütənasib, demək olar ki, ( $U_s$ ) səth potensialı və ( $T$ ) mütləq temperaturdan asılı deyil.

(7.2.6), (7.4.1.1) və (7.4.2.1), (7.4.2.4) düsturları əsasında termoelektrik-nin  $\left| \frac{\alpha}{\alpha_0} \right|$  modulunun  $\left( \alpha = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \right)$  Fermi enerjisindən (Şəkil 7.4.2.1), kvant çuxurun parametrlərindən (Şəkil 7.4.2.2 – Şəkil 7.4.2.5) asılılıqları qurulmuşdur. Bu asılılıqları qurarkən yarımparabolik kvant çuxurunda aşağıdakı parametrlər  $m = 0,067 m_0$ ,  $n_{el} = 10^{-25} m^{-3}$ ,  $T = 100 K$  nəzərə alınmışdır.



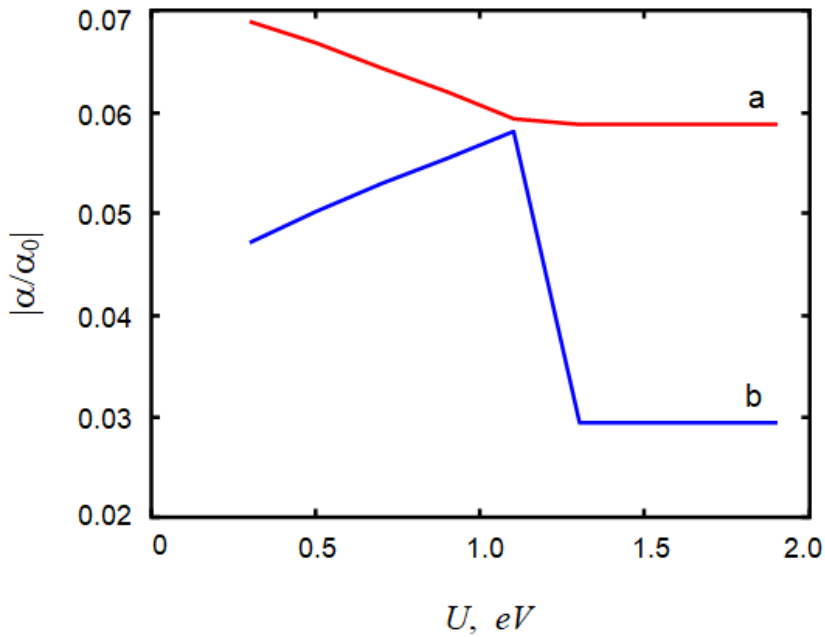
Şəkil 7.4.2.1.

**Polyar-optik (a) və akustik fononlardan (b)  $U_s = 0,5 eV$ ,  $a = 5 nm$  olduqda termoelektrik-nin Fermi enerjisindən asılılığı.**

Şəkil 7.4.2.1 – dən görünür ki, Fermi səviyyəsindən asılı olaraq termoelektrik-nin osilyasiyası baş verir və kvant çuxur enerji səviyyələri Fermi səviyyəsi ilə kəsişdikdə termoelektrik sıçrayışa məruz qalır. Kvant çuxurun enerji səviyyəsi Fermi səviyyəsi ilə termoelektrik sıçrayışla yeni vəziyyətə keçir. Fermi enerjisi böyük olduqca daha çox enerji



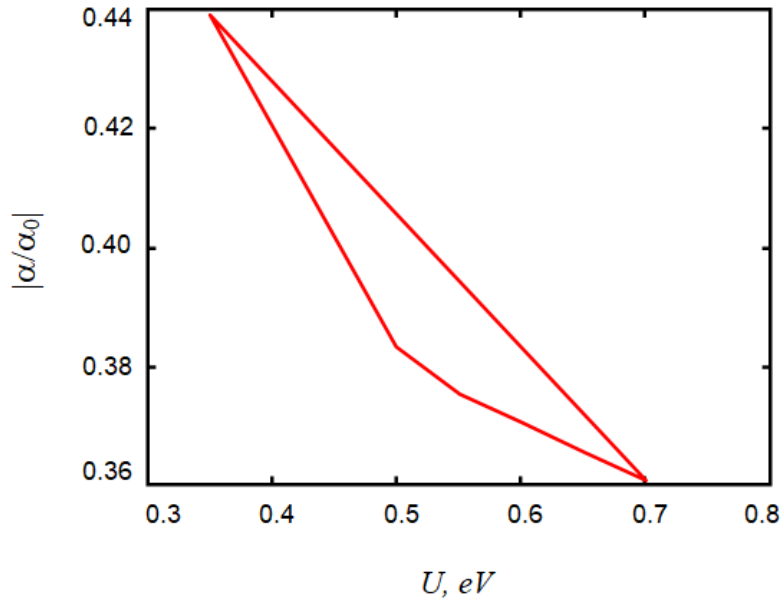
səviyyəsi Fermi səviyyəsi ilə kəsişir. Fermi səviyyəsindən aşağıda çuxur səviyyələrinin lokallaşmasında hal sıxlığı uyğun olaraq böyük qiymət alır. Osilyasiya periodu KÇ–nin potensialından və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır:  $\Delta d = \left( \frac{\sqrt{2m} V_s}{\pi \hbar d n_{el}} \right)^{1/2}$  [136, p.264(1-6)].



**Şəkil 7.4.2.2.**

**Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin polyar–optik (a) və akustik (b) fononlardan səpilmə hallarında kvant çuxur potensialından asılılığı:  $a = 10nm$**

Termoelektrik KÇ–nin potensialından asılılığında  $1eV$  – qiymət ətrafında güclü sıçrayışla enmə müşahidə olunur (şəkil 7.4.2.2).

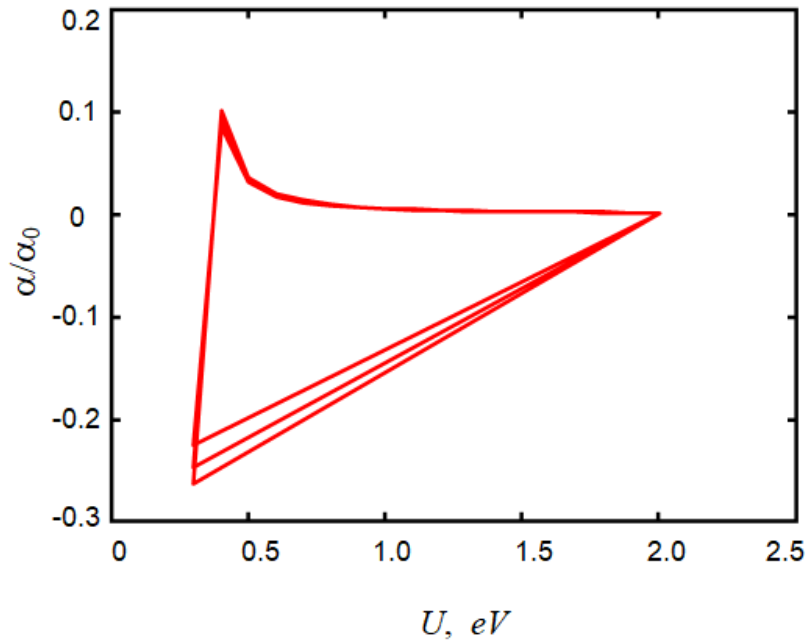


**Şəkil 7.4.2.3.**

**Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin polyar–optik fononlardan səpilmə hallarında kvant çuxur potensialından asılılığı:  $a = 20nm$ .**

(7.4.8) və (7.4.13) ümumi ifadələri əsasında *GaAs/AlGaAs* ifratqəfəsi üçün ədədi hesablama aparılmış və  $\left| \frac{\alpha}{\alpha_0} \right| \left( \alpha_0 = \frac{k_0 \pi^2}{e 3} \right)$  termoelektrik Fermi enerjisindən və kvant çuxur potensialından (şəkil 7.4.2.4, şəkil 7.4.2.5). asılılıqları polyar-optik və akustik fononlardan səpilmə hallarında qurulmuşdur.

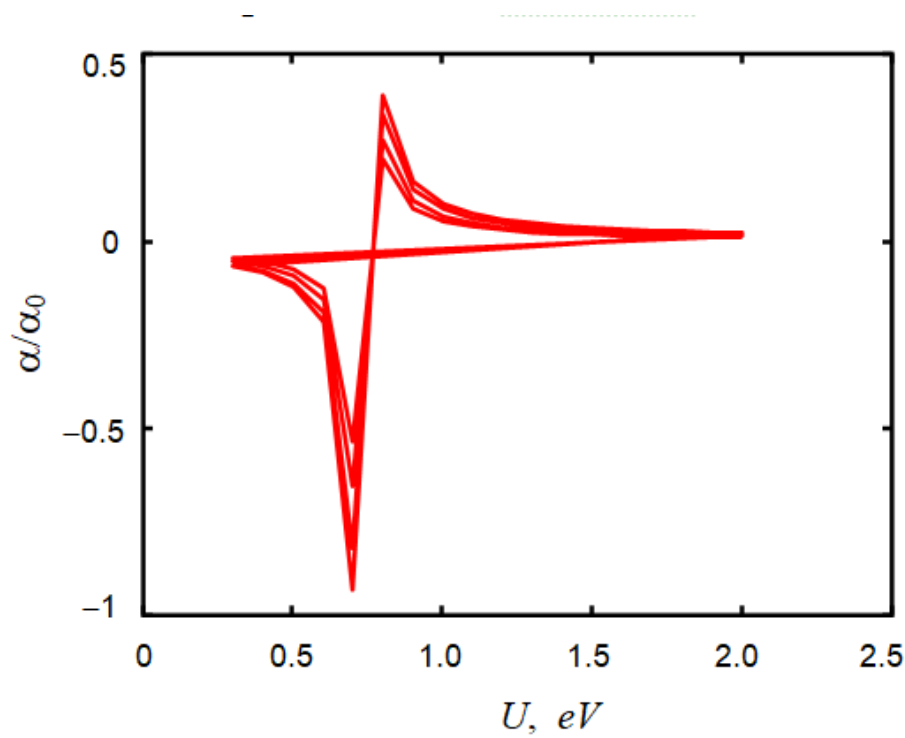
Termoelektrik Fermi enerjisindən asılı olaraq ossilyasiya edir və kvant çuxur enerji səviyyələri Fermi səviyyəsi ilə kəsişdikdə termoelektrik sıçrayışa məruz qalır. Kvant çuxurun müəyyən enində Fermi enerjisi, kvant çuxur səviyyələrinin enerjisi və kvant çuxurun potensialının bir-birinə münasibətindən asılı olaraq termoelektrik fərdi xüsusiyyətlərə malikdir: ilqəyin yaranması və işarə dəyişməsi (şəkil 7.4.2.4, şəkil 7.4.2.5).



**Şəkil 7.4.2.4.**

**Polyar-optik fononlardan səpilmə halında,  $a = 7nm$  olduqda termoehqnin kvant çuxur potensialından asılılığı.**

Əgər Fermi səviyyəsi elektronların lokallaşmadığı sahəyə daxil olarsa, yükdaşıyıcıların sıxlığı artar, termoehq mənfi işarəli olar və əksinə [225, p.215-221]. Əgər Fermi səviyyəsi lokallaşma sahəsinə daxil olarsa, yük sıxlığı azalar və termoehq müsbət işarəli olar (Şəkil 7.4.2.4 – 7.4.2.5).



**Şəkil 7.4.2.5.**

**Akustik fononlardan səpilmə halında,  $a = 7nm$  olduqda termoehqnin kvant çuxur potensialından asılılığı.**

Histerezis ilgəyi Fermi enerjisinin tezliyi  $\omega_s = d^{-1}(2U_s/m)^{1/2}$  olan rəqsləri vasitəsilə induksiyanır; kvant çuxurun enini artırıdıda və elektronların kiçik konsentrasiyalarında ilgək itir. İkiölçülü elektron qazının konsentrasiyasının ifadəsindən alınır ki, elektron qazının konsentrasiyasının eyni bir qiymətində  $z$  oxu lokallaşma və delokallaşma hesabına (məsələn,  $n$ - kvant səviyyəsindən  $n+1$  kvant səviyyəsinə keçdikdə)  $(xy)$  müstəvisində elektronların sayı dəyişir, daha doğrusu eyni bir  $U_s$  potensialı iki  $\varepsilon_F$  Fermi enerjisinə uyğun gəlir, bu da termoehqnin histerezis ilgəyini (şəkil 7.4.2.4, şəkil 7.4.2.5)  $a=7nm$  üçün izah edir. Fermi səviyyəsi delokallaşma hallarının sahəsinə düşdükdə yük sıxlığı artır və termoehq müsbət olur (Yarımparabolik kvant çuxurunda enerji səviyyələri arasındakı məsafə parabolik haldakı məsafədən iki dəfə böyükdür və bu da lokallaşma/delokallaşma prosesinə təsir edir.)

Kvant çuxurun eninin müəyyən qiymətində Fermi enerjisi ilə kvant çuxurun enerjilər nisbətindən və səth potensialından asılı olaraq termoehtdə fərdi xüsusiyyətlər müşahidə olunur: ilgək əmələ gəlir və işarə dəyişməsi baş verir. Bu ilgəklər Fermi enerjisinin kvant çuxurun potensialının rəqs tezliyinə bərabər tezliklə  $\omega_s = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2 U_s}{m}}$  rəqs etməsinə səbəb olur.

Hal sıxlığının kvantlanması (hansı ki,  $U_s$  –dən asılıdır) artır və sonra azalır [220,p.63-68]; nəticədə Fermi enerjisi ilə KÇ–nin enerji səviyyələrinin enerji nisbətində asılılığı qeyri–monoton xarakter daşıyır (Şəkil 6). Elektron potensial çuxurda qalmadıqda ( $\varepsilon > V$ ) paralel keçirici layda elektronların sayı artır və bu artım termoehtnin dəyişmə nöqtəsinə qədər aparılır [151, p.497-501], [240, p.R13361-R13364]. Bu məxsusiyyət səth potensialının kənarında sıçrayışından və lokallaşmış enerji səviyyələri daxilində meydana çıxır.

## VII fəslə aid nəticələr

1. Şredinger tənliyinin həllindən istifadə edərək asimmetrik (qeyri-parabolik) formalı kvant çuxurunda Fermi enerjisinin konsentrasiyadan və çuxurun parametrlərindən asılılıq ifadələri ümumi şəkildə tapılmışdır. Göstərilmişdir ki, Fermi enerjisi kvant çuxurun enindən qeyri-monoton, konsentrasiyadan xətti və səth potensialının qiymətindən isə  $U_s^{1/2}$  – kimi asılıdır. Fermi enerjisinin kvant çuxurun enindən asılılığında zirvələrin əmələ gəlməsi (piklərin) kvant effektlərin olduğunu göstərir. Səth potensialı artdıqca Fermi enerjisinin qiyməti də artır və ossilyasiya edir. Fermi enerjisinin ossilyasiya periodu tapılmış, ona səth potensialı və çuxurun eninin təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, böyük konsentrasiyalarda Fermi enerjisinin konsentrasiyadan asılılığı xətti olur və bu asılılığın öyrənilməsi praktiki əhəmiyyətlidir, belə ki, konsentrasiyadan, kvant çuxurun enindən asılılığa əsasən ikiölçülü elektron qazının kvant çuxurun forması və səth potensialı haqqında təklif vermək olar.

2. Fermi enerjisi kinetik əmsallara və onların davranışına əsaslı şəkildə təsir edir. Göstərilmişdir ki, EK –nin Fermi enerjisindən asılılığı pilləli xarakter daşıyır, onun

qiyməti isə KÇ-nin enindən asılı olaraq ossilyasiya edir, hansı ki, ossilyasiyanın periodu yarımparabolik kvant çuxurun potensialından və konsentrasiyasından asılıdır. EK-nın çuxurun enindən asılılığında zirvələr yaranır və bu zirvələrin yaranması halı Fermi səviyyəsinin KÇ-nin enerji səviyyələrinə nəzərən tutduğu vəziyyətlə əlaqədardır. Aşkar olunmuşdur ki, polyar-optik fononlardan səpilmədə KÇ-nin enindən asılılıq qeyri-monotondur. Yarımparabolik KÇ-də çuxur potensialının artması ilə Fermi enerjisi və EK də artır, EK-nın asılılığında ilgək əmələ gəlir.

3. Məhdud səth potensialının, Fermi enerjisinin və kvant çuxurun eninin termoehtq-yə təsiri fononlardan səpilmə halında araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, termoehtq-nin səth potensialından asılılığında ilgək əmələ gəlir və işarə dəyişməsi baş verir. Fermi enerjisindən asılı olaraq termoehtq ossilyasiya edir və ossilyasiyanın periodu səth potensialından, kvant çuxurun enindən və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Termoehtq-nin belə qeyri-adi davranışı Fermi səviyyəsi ilə çuxurun enerji səviyyələri arasındakı münasibətlə əlaqədardır. Yarımparabolik kvant çuxurunda termoehtq üçün ilgəklərin əmələ gəlməsi lokallaşmış və ya lokallaşmamış dominant elektronlar tərəfindən həyata keçməsi və işarə dəyişməsi əsasən Fermi enerji effektidir.

4. Yarımparabolik kvant çuxurda səth potensialının (konfaiment) elektron qazının elektrikkeçiriciliyinə və termoehtq-yə təsiri müzakirə olunur. Göstərilmişdir ki, elektrikkeçiriciliyi və termoehtq kvant çuxurun enindən asılı olaraq ossilyasiya edir və ossilyasiyanın periodu kvant çuxur potensialından və yükdaşıyıcıların. Aşkar olunmuşdur ki, yarımparabolik kvant çuxurda termoehtq fərdi xüsusiyyətlərə malikdir: histerezis ilgəyi və işarə dəyişmə kimi xassələr aşkar olunur. Bu fərdi xüsusiyyətlər səth potensialından asılıdır, kvant çuxurda lokallaşma/delokallaşma effektləri və kvant çuxurun kənarında olan elektronların xassələri ilə, həmçinin Fermi enerjisi, səth potensialının qiyməti və kvant çuxur enerji səviyyələri arasındakı münasibətlə izah olunur.

**Figarova, S.R. Thermoelectric power hysteresis in semi-parabolic quantum well /S.R.Figarova, H.I.Huseynov, V.R.Figarov //Thin Solid Films,-2021,721,-p.138554(1-4).**

## NƏTİCƏLƏR

1. İfratqəfəslərdə keçirici elektronların aşqar ionlarından səpilməsi halında relaksasiya müddətinin işdə alınmış komponentləri əsasında elektrikkeçiriciliyi və istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsi hesablanmışdır. Ekranlaşma radiusunun GaAs/AlGaAs ifratqəfəsinin perioduna nisbətinin müxtəlif qiymətlərində elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu Fermi enerjisinin mini-zonanın eninə nisbətindən asılılığı ədədi hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, bu nisbətənin böyüməsi ilə elektrikkeçiriciliyinin anizotropluğu artır və Fermi səthi nahamar silindr olduqda bir tərtib böyük qiymət alır [4,7,8,18,28].

2. Alınmışdır ki, Holl əmsalı ifratqəfəslərdə maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq işarəsini dəyişir. İşarə dəyişkənliyi mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması ilə şərtlənir. İfratqəfəslərdə Holl əmsalının anizotropluğu elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülüdür kvaziikiölçülü hala keçdikdə anizotropluğu azalır [9,15,18].

3. Müəyyən olunmuşdur ki, ifratqəfəslərdə eninə MM-in anizotropluğu aşqar ionlarından səpilmə halında mini-zonanın dolma dərəcəsi, maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Zəif ekranlaşma halında elektronun tsiklotron orbitinin radiusu ifratqəfəsin periodu tərtibdə olduqda işarə dəyişikliyi baş verir. Eninə zəif maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə MM müsbət, güclü sahədə mənfidir. Güclü maqnit sahəsində eninə MM maqnit sahəsindən xətti asılıdır, başqa sözlə Kapitsa effekti müşahidə olunur. Eninə MM-in belə dəyişmə tərzini təcrübə olaraq GaAs/AlGaAs ifratqəfəsində müşahidə olunmuşdur. Uzununa maqnit sahəsində eninə MM kvaziikiölçülü elektron qazı üçün güclü sahədə müsbət, zəif sahədə mənfidir. Uzununa maqnit sahəsində eninə MM-in qiyməti eninə sahədəki qiymətindən bir tərtib böyükdür. Kvaziüçölçülü elektron qazının eninə maqnit müqaviməti eninə sahədə həmişə müsbətdir, lakin uzununa sahədə isə işarəsini dəyişir [13,14,18,24,25,49].

4. GaAs/AlGaAs ifratqəfəsi üçün aparılan ədədi hesablama göstərdi ki, eninə MM

uzununa maqnit sahəsində, eninə sahədən fərqli olaraq, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətindən qeyri-monoton asılıdır və bu nisbətənin müəyyən qiymətində fərdi xüsusiyyətə malikdir: MM-in ekranlaşma radiusundan işarə dəyişən formada ossilyasiya edir. Alınmışdır ki, güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə MM müsbətdir və güclü maqnit sahəsində ekranlaşma radiusundan asılı deyil, bu onu göstərir ki, bu halda tsiklotron orbiti aşqar ionunun ekranlaşma sahəsini örtür [15,18,19,24,25,49].

5. Maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində eninə MM öz işarəsini ifratqəfəsdə Fermi səviyyəsi mini-zonanın ortasında olduqda dəyişir. Fermi səthi nahamar silindr olduqda mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələr yaranır. Eninə MM-in işarə dəyişməsi mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması səbəbindən tsiklotron orbit üzrə fırlanmaları fərqli olan iki cür elektron qrupunun müxtəlif səpilmə mexanizminə malik olmaları ilə bağlıdır [13,14,19,24,25,49].

6. Uzununa maqnit sahəsində fononlardan səpilmə halında eninə NE effekti tədqiq olunur. Göstərilmişdir ki, polyar-optik fononlardan səpilmə halında eyni bir nümunədə NE əmsalının işarəsi mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılı olaraq iki dəfə dəyişir. Akustik fononlardan səpilmə halında NE əmsalı polyar-optik fononlardan səpilməyə nisbətən üç dəfə böyük qiymət alır. Güclü maqnit sahəsində NE əmsalının işarəsi dəyişir, buna səbəb elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən müxtəlif şəkildə asılı olan relaksasiya müddətinə malik və effektiv kütlə anizotropluğu olan iki qrup elektronun mövcud olması ilə izah olunur [26,36,38,39,43].

7. Eninə NE effektinin uzununa maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit sahəsinin qiymətindən, mini-zonanın dolma dərəcəsiindən və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs periobluna nisbətindən asılılığı tədqiq olunur. Göstərilmişdir ki, güclü maqnit sahələrində NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsiindən qeyri-monoton asılıdır: dolma dərəcəsiinin kiçik qiymətlərində NE əmsalı mənfi qiymət alır, sonra sıfırdan keçərək müsbət olur. NE əmsalında işarə dəyişməsi Fermi səthinin topologiyası ilə ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olması ilə şərtlənir. Eninə NE əmsalı kvaziikiğlülü elektron qazı üçün maqnit sahəsində artır, halbuki kvaziüçölçülü halda NE əmsalı sıfıra yaxınlaşır. Belə dəyişmə tərzini güclü maqnit



sahəsində elektronun sərbəst yolunun orta uzunluğunun dəyişməsi, həmçinin kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olmaması ilə bağlıdır [20, 35, 37, 40, 43].

**8.** Eninə NE effektinin anizotropluğu səpilmə mexanizmindən, maqnit sahəsinin istiqamətindən və elektron qazının ölçüsündən asılı olaraq fərdi xüsusiyyətləri aşkar olunmuşdur. Alınmışdır ki, eninə maqnit sahəsində NE əmsalı cırlaşmış kvaziikiölçülü elektron qazı üçün akustik fononlardan səpilmə üçün sıfıra bərabərdir, halbuki uzununa maqnit sahəsində sıfırdan fərqlidir. Polyar-optik fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalı eninə maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsi artdıqca azalır, halbuki uzununa maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsi işarə dəyişənə qədər qeyri-monoton asılıdır. Qeyd edək ki, işarə dəyişmə halı NE əmsalı üçün laylı Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> kristalında müşahidə olunmuşdur [26, 36, 37, 38, 39, 40, 43].

**9.** Fononlardan səpilmə halında uzununa NE (termoeəq maqnit sahəsində) effektinin anizotropluğu öyrənilmişdir. Akustik fononlardan səpilmədə uzununa güclü maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazı üçün uzununa NE əmsalı sıfıra bərabərdir, halbuki eninə sahədə sıfırdan fərqlidir. Polyar-optik fononlardan səpilmə halında zəif maqnit sahəsində effektin anizotropluğu cüzidir, halbuki güclü maqnit sahəsində anizotrop luq əhəmiyyətli dərəcədədir. Termoeəq üçün aparılan ədədi hesablama göstərir ki, maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində mini-zonanın dolma dərəcəsi kiçik olduqda termoeəqnin böyük qiymətdə güclənməsi müşahidə olunur, lakin güclü sahədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ossilyasiya etməyə başlayır [34, 40, 42].

**10.** Göstərilmişdir ki, zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında uzununa maqnit sahəsində termoeəq işarəsini dəyişir, hansı ki, bu işarə dəyişmə Fermi səthinin topologiyası və ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olması ilə şərtlənir. Fermi səthinin müsbət əyriliyində elektronların effektiv kütləsi müsbət qiymət alır və xarici faktorun təsiri olduqda enerji artır, halbuki əyrilik mənfi olanda mini-zonanın sərhəddində effektiv kütlə mənfi olur və elektronun enerjisi azalır. Beləliklə termoeəqnin işarəsi Fermi səviyyəsi mini-zonadan keçdikdə dəyişə bilər. İfratqəfəsin periodunun azalması termoeəqnin düşməsinə səbəb olur. Termoeəq Fermi enerjisinin azalması ilə çox böyük qiymətdə artır, hansı ki, belə artma təcürbi olaraq Nb ilə

legirlənmiş  $\text{SrTiO}_3$  ifratqəfəsində müşahidə olunmuşdur. Termoehq həmçinin ifratqəfəsin periodu və tsiklotron orbitin radiusu arasındakı münasibətdən asılıdır: ekranlaşma radiusunun kiçik qiymətlərində elektron qazının sıxlığı azalır və termoehq işarəsini dəyişir [34, 40].

**11.** Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron qazı üçün aşqar ionlarından səpilmə halında eninə və uzununa NE əmsallarının müqayisəsi aparılmışdır. Göstərilmişdir ki, eninə və uzununa NE effektləri mini-zonanın dolma dərəcəsiindən, maqnit sahəsindən və ekranlaşma radiusundan müxtəlif şəkildə qeyri-monoton asılıdırlar. Güclü maqnit sahəsində uzununa NE əmsalı müsbətdir, lakin eninə NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfi qiymət alır, sonra isə mini-zona dolduqca sıfırdan keçərək müsbət olur. Termomaqnit əmsalların belə dəyişmə tərzii güclü maqnit sahəsində elektronun sərbəst yolunun uzunluğunun güclü maqnit sahəsində dəyişməsi, həmçinin kvaziikiölçülü halda ekranlaşma məsafəsinin konsentrasiya-yadan asılı olmaması ilə əlaqədardır. Kvaziüçölçülü halda ekranlaşma radiusunun azalması ilə uzununa NE əmsalı aralıq maqnit sahələrində öz işarəsini dəyişir, lakin eninə NE əmsalı ekranlaşma radiusunun artması ilə ifratqəfəsin periodunun sabit qiymətində azalır və sıfıra yaxınlaşır. İfratqəfəs parametrlərini tənzimləyərək termomaqnit əmsalları idarə etmək olar [20, 34, 35, 40, 43].

**12.** Göstərilmişdir ki, ifratqəfəslərdə eninə maqnit sahəsində elektron istilikkeçiriciliyin (Madji-Riqi-Ledyuk əmsalı) qiyməti fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında zəif maqnit sahəsində maqnit sahəsi olmadığı haldakı qiymətindən kiçik olur, güclü maqnit sahəsində isə sıfıra bərabər olur və bu nəticə ifratqəfəslərdə fonon istilikkeçiriciliyini təcrübədə ölçməyə imkan verir [27,28, 46,48 ].

**13.** Yarımparabolik potensiallı asimmetrik kvant çuxurda ikiölçülü elektron qazının elektrikkeçiriciliyinin elektron-fonon səpilməsi halında kvant çuxur parametrlərindən və Fermi enerjisindən asılılığı təyin olunmuşdur. Elektrikkeçiriciliyi kvant çuxurun enindən asılı olaraq ossilyasiya edir, hansı ki, ossilyasiyin periodu kvant çuxur potensialından və keçirici elektronların konsentrasiyasından asılıdır. KÇ potensialının artması ilə elektrikkeçiriciliyi sıçrayışla artır, Fermi səviyyəsinin kvant çuxur

səviyyələri ilə kəsişməsi ilə əlaqədar olaraq ilgək əmələ gətirir, halbuki yarımparabolik kvant çuxur səviyyələri arasındakı məsafə parabolikdəkindən böyükdür, bu da yükdaşıyıcıların lokallaşması/delokallaşması effektinə təsir edir. Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələrinə nəzərən müəyyən vəziyyətində, elektronların lokallaşması azalır və elektrikkeçiricilikdə iştirak edən elektronların sayı artır. Müəyyən olunmuşdur ki, akustik fononlardan səpilmə halında elektrikkeçiriciliyin kvant çuxurun enindən asılı olaraq elektrikkeçiriciliyin ossilyasiya amplitudu çuxurun eni böyüdükcə artır, halbuki polyar-optik fononlardan səpilmədə isə bu asılılıq qeyri-monotondur və bu cür asılılıq keçiricilik elektronların delokallaşması ilə bağlıdır [29, 30, 44, 47,50].

**14.** Yarımparabolik kvant çuxurda yükdaşıyıcıların fononlar-dan səpilmə halında termoehtq-yə səth potensialının təsiri öyrənilmişdir. Termoehtqnin Fermi enerjisindən və kvant çuxur parametrlərindən asılılığı təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, termoehtq Fermi enerjisindən asılı olaraq ossilyasiya edir, həmçinin ossilyasiya periodu səth potensialından, kvant çuxurun eni və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Termoehtqnin dəyişmə tərzində ilgəyin əmələ gəlməsi və işarə dəyişməsi kimi fərdi xüsusiyyətlər səth potensialı, Fermi enerjisi və kvant çuxurun müəyyən nisbətində yaranır. Göstərilmişdir ki, ilgəyin olması kvant çuxurun kənarındakı elektronların xassələri ilə bağlıdır və elektronların lokallaşması/delokallaşması effektləri ilə izah olunur, lakin işarə dəyişməsi isə Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələrinə nisbətən vəziyyəti ilə təyin olunur. Termoehtqnin işarə dəyişməsi Fermi səviyyəsinin lokallaşma sahəsində yerləşdikdə böyük konsentrasiyalarda baş verir [29,44,50].

## İSTİFADƏ EDİLMİŞ ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

1. Əsgərov, B.M. Aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazının maqnit müqaviməti /B.M.Əsgərov, S.R.Fiqarova, H.İ.Hüseynov [və b.] //-Bakı, AMEA. Fizika institutu: Azərbaycan Fizika jurnalı, - 2010. 16(2), - s. 11-14.
2. Hüseynov, H.İ. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində fononlardan səpilmə halında Nernst-Ettingshauzen effekti //Bakı, AZTU: Elmi əsərlər. Fundamental elmlər, - 2015. 2(2), - s. 29-33.
3. Андо, Т. Электронные свойства двумерных систем /Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. – Москва: Мир, - 1985. – 415 с.
4. Аскеров, Б.М. Анизотропия примесного рассеяния и электропроводности квазидвумерных электронных систем. /Б.М. Аскеров, Г.И. Гусейнов, С.Р. Фигарова //Физика твердого тела (ФТТ), - 2008. 50(4), - с. 746-750.
5. Аскеров, Б.М. К теории рассеяния носителей тока на ионах примеси в полупроводниках с анизотропным законом дисперсии /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов //Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, Баку: - 2003. №1, - с. 127-132.
6. Аскеров, Б.М. Теории явлений переноса в квазидвумерных электронных системах при рассеянии на ионах примеси /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов //Journal of Qafqaz University, -Баку: -2012.№33,-с. 9-33.
7. Аскеров, Б.М. Гальваномагнитные эффекты в двумерных электронных системах при рассеянии на ионах примеси /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов //Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, Баку: - 2009. №3, с.117-123.
8. Аскеров, Б.М. Поперечное магнетосопротивление низко размерной электронной системы при рассеянии на ионах примеси /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов //Известия НАНА, серия физ.-мат. и техн. наук, физика и астрономия, - Баку: - 2010. №5, - с. 3-8.

9. Аскеров, Б.М. Гальваномагнитные эффекты в квазидвумерных электронных системах при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов // Вестник БГУ, серия физ.-мат. наук, -Баку: - 2011. №1, - с. 122-130.
10. Аскеров, Б.М. Отрицательное магнитосопротивление в перпендикулярном оси сверхрешетки слабом магнитном поле при рассеянии на ионах примеси /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов// Известия НАНА, серия физ.-мат. наук и техн. наук, физика и астрономия, - Баку: - 2012. №5, - с. 3-9.
11. Аскеров, Б.М. Магнитосопротивление в слоистых полупроводниках при рассеянии на ионах примеси в параллельном магнитном поле /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов [и др.] // Физика и техника полупроводников (ФТП), - 2014. 48 (6), - с. 768-773.
12. Аскеров, Б.М. Магнитосопротивление сверхрешеток в сильном магнитном поле / Б.М. Аскеров, Б.И. Кулиев, М.М. Панахов // ФТТ, - 1992. 26, - с. 752-755.
13. Аскеров, Б.М. Поперечный эффект Нернста – Эттингсгаузена в сверхрешетках /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов // Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, - Баку: - 2013. №1, - с. 86-92.
14. Аскеров, Б.М. Кинетические эффекты в квазидвумерных системах при рассеянии носителей тока на фононах /Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова, И.Р. Гадирова // Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, - Баку: - 1999. №3-4, -с. 5-21.
15. Аскеров, Б.М. Подвижность электронов и термоэдс полупроводниковой сверхрешетки при рассеянии на фононах /Б.М. Аскеров, Б.И. Кулиев, М.М. Панахов [и др.]// ФТП, - 1990. 24 (12), - с. 2211-2214.
16. Балагуров, Б.Я. К теории упругой рассеяния медленных частиц на двумерном потенциале // ЖЭТФ, - 2012. 141 (6), - с. 1041-1048.

17. Баранский, И.П. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках /П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский [и др.] – Киев: Науково Думка, - 1977. – 270 с.
18. Боднар, И.В. Тепловое расширение и теплопроводность соединений  $\text{In}_2\text{S}_3$ ,  $\text{CuIn}_5\text{S}_8$  и твердых растворов  $(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_{1-x}(\text{In}_2\text{S}_3)_x$  // ФТП, - 2014. 48 (5), - с. 577-581.
19. Борисенко, С.И. Физика полупроводниковых наноструктур /С.И. Борисенко. – Томск: Издательство Томского Политехнического Университета, - 2010. – 115 с.
20. Борисенко, С.И. Дисперсия времени релаксации квазидвумерных электронов при рассеянии на ионах примеси в сверхрешетке с легированными квантовыми ямами // ФТП, - 2003. 37 (5), - с. 588-591.
21. Борисенко, С.И. Зависимость акустического рассеяния квазидвумерных электронов от параметров сверхрешетки типа  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  // ФТП, - 2002. 36 (10), - с. 1237-1240.
22. Борисенко, С.И. Рассеяние электронов на ионах примеси при низких температурах в сверхрешетке с легированными квантовыми ямами // ФТП, - 2003. 37 (9), - с. 1117-1122.
23. Борисенко, С.И. Расчет низкополевой подвижности квазидвумерных электронов сверхрешетки  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$  в области температуры 77К // ФТП, - 2002. 36 (7), - с. 861-868.
24. Борисенко, С.И. Анализ механизмов рассеяния электронов в сверхрешетке  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с легированными квантовыми ямами при продольном резонансном тока переносе в области сильных электрических полей и низких температур /С.И. Борисенко, Г.Ф. Караваев // ФТП, - 1999. 33 (4), - с. 438-444.
25. Борисенко, С.И. Время релаксации импульса и температурная зависимость подвижности электронов в полупроводниковых

- сверхрешетках из слабо взаимодействующих квантовых ям //ФТП, - 1999. 33 (10), - с. 1240-1245.
- 26.Булаевский, Л.Н. Сверхпроводимость и электронные свойства слоистых соединений // Успехи физических наук (УФН), - 1975. 116 (3), - с. 449-483.
- 27.Гандмахер, В.Ф. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках / В.Ф. Гандмахер, И.Б. Левинсон – Москва: Наука, - 1969. – 370 с.
- 28.Гашимзаде, Ф.М. Термоэдс полупроводниковой пленки с параболическим потенциалом в сильном магнитном поле / Ф.М. Гашимзаде, М.А. Бабаев, Х.А. Гасанов// ФТТ, - 2001. 43 (10), - с. 1776-1778.
- 29.Голубев, В.Г. Проводимость тонких нанокристаллических пленок кремния / В.Г. Голубев, Л.Е. Морозова, А.Б. Певцов [и др.]// ФТП, - 1999, 33 (1), - с. 75-78.
- 30.Гохфельд, В.М. Щ термодинамике квазидвумерного электронного газа // Физика низких температур (ФНТ), - 2005. 31 (7), - с. 769-773.
- 31.Губанов, А.И. Расчет энергетического спектра сильно анизотропных кристаллов /А.И. Губанов, А.Д. Чевычелов// ФТП, - 1960. 2, - с. 1379-1389.
- 32.Гуржи, Р.Н. Об электропроводности двумерных металлических систем /Р.Н. Гуржи, А.Н. Копелиович, С.Б. Руткевич// Журнал экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ), - 1982. 83.1 (7), - с. 290-302.
- 33.Гусейнов, Г.И. Продольной эффект Нернста-Эттингсгаузена в сверхрешетках при рассеянии на полярных оптических фононах // - Баку: Ученые записки. Фундаментальные науки, - 2019. №2, - с. 27-32.
- 34.Гусейнов, Г.И. Эффект Маджи-Риги-Ледюка в сверхрешетках при рассеянии на акустических фононах // Баку: Известия НАНА, серия физ.-мат. и техн. наук, физика и астрономия, - 2020.40(4), - с.60-65.
- 35.Демиховский, В.Я. Физика квантовых низкоразмерных структур /В.Я. Демиховский, Г.А. Бугальтер – Москва: Логос, - 2000, - 250 с.

36. Драгунов, В.П. Основы нанوفизики /В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин. – Москва: Логос, - 2006, - 494 с.
37. Дымников, В.Д. Энергия ферми электронов в тонкой металлической пластинки // ФТТ, - 2011. 53 (5) – с. 847-852.
38. Дымников, В.Д. Уровни энергии в квантовой яме с прямоугольными стенками сложной формы /В.Д. Дымников, О.В. Константинов// ФТП, - 1995.29 (1), - с. 133-139.
39. Житинская, М.К. Влияние неоднородностей кристаллов  $Bi_2Te_3$  на поперечной эффект Нернста-Эттингсгаузена /М.К. Житинская, С.А. Немов, Т.Е. Свечникова // ФТП, - 1997.31 (4), - с. 441-443.
40. Иванов, Ю.В. Влияние электрон-фононного взаимодействия на термоэлектрические свойства сверхрешеток /Ю.В. Иванов, М.В. Ведерников, Ю.И. Равич// Письмо в ЖЭТФ, - 1999. 69 (4), - с. 290-295.
41. Кельдыш, Л.В. О влиянии ультразвука на электронный спектр кристалла// ФТТ, - 1962. 4, - с. 2265-2267.
42. Копаев, Ю.В. Блоховские осцилляции и динамическая проводимость сверхрешетки /Ю.В. Копаев, С.Н. Молотков// Письма в ЖЭТФ, - 1994. 59 (11), - с. 770-777.
43. Кулиев, Б.И. Энергия Ферми двумерного электронного газа в квантовой яме асимметричной форме / Б.И. Кулиев, С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов// - Баку: Ученые записки. Фундаментальные науки, - 2016.2, - с. 80-86.
44. Кульбачинский, В.А. Двумерные, одномерные, нульмерные структуры и сверхрешетки /В.А. Кульбачинский. – Москва. МГУ, - 1978. – 165 с.
45. Ландау, Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистическая теория /Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – Москва: Наука, - 1974. – 752 с.
46. Моисеев, С.Г. Основы нанوفизики /С.Г. Моисеев, С.В. Виноградов, - Ульяновск: Ульяновский Государственный Технический Университет (Ул. ГТУ), - 2010, - 40 с.



47. Неверов, В.Н. Физика низкоразмерных систем /В.Н. Неверов, А.Н. Тимов. – Екатеринбург: Уральский Государственный Университет, - 2008. – 232 с.
48. Немов, С.А. Влияние легирования медью на кинетические коэффициенты и их анизотропию в  $PbSb_2Te_4$  /С.А. Немов, Н.М. Благих, Н.С. Дёма [и др.] // ФТП, - 2012. 46 (4), - с. 463-468.
49. Немов, С.А. Об анизотропии рассеяния Дырок в слоистом соединении  $PbSb_2Te_4$  по данным коэффициента Нернста-Эттингсгаузена /С.А. Немов, М.К. Житинская, Л.Е. Шелимова [и др.] // ФТТ, - 2008, 50 (7), - с. 1166-1168.
50. Панахов, Т.М., Гусейнов Г.И. Продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена в сверхрешетках при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси // Труды Международных конференции «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах», - Махачкала: - 6-9 сентября, - 2017, - с. 373-376.
51. Песчанский, В.Г. О магнитосопротивление слоистых проводников // Физика низких температур, - 1997. 23 (1) – с. 47 – 51.
52. Песчанский, В.Г. О гальваномагнитных явлениях в слоистых проводниках //ЖЭТФ, - 1997. 112 в2 (8) б, - с. 618-627.
53. Петрушева, Т.Н. Термоэлектрическая добротность в низкоразмерных полупроводниковой среде /Т.Н. Петрушева, С.А. Подрожняк, Г.Н. Шелабанова // Journal of Serbian Federal University “Engineering and Technologies, - 2013. 6 (6), - с. 657-664.
54. Пшеная-Северин, Д.А. Расчет подвижности и термоэлектрической эффективности многослойных структур с квантовыми ямами /Д.А. Пшеная-Северин, Ю.И. Равич // ФТП, - 2002. 36 (8), - с. 974-980.
55. Пшеная-Северин, Д.А. Расчет термоэлектрической эффективности многослойных структур с квантовыми ямами в случае полярного рассеяния носителей на оптических фонах /Д.А. Пшеная-Северин, Ю.И. Равич // ФТП, - 2004. 38(10), - с. 1251-1255.

56. Романов, Ю.А. Дифференциальной проводимости полупроводниковых сверхрешеток // ФТТ, - 2003. 45 (3), - с. 529-534.
57. Романов, Ю.А. Нелинейная проводимость и вольтамперные характеристики двумерных проводниковых сверхрешеток /Ю.А. Романов, Е.В. Демидов// ФТП, - 1997. 31 (3), - с. 308-310.
58. Саченко, А.В. Моделирование эффективности многопереходных солнечных элементов /А.В. Саченко, В.П. Костылов // ФТП, - 2014. 48 (5), - с. 693-701.
59. Силин, А.П. Полупроводниковые сверхрешетки // УФН, 1985. 147 (3), - с. 485-521.
60. Тавгер, Б.А. Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках /Б.А. Тавгер, В.Я. Демиховский // УФН, - 1968, 96 (1), - с. 61-86.
61. Фигарова, С.Р. Электронная часть теплопроводности сверхрешетках при рассеянии на ионах примеси /С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов// - Баку: Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, - 2016. 2 (2), - с. 80-86.
62. Фигарова, С.Р. Полевая зависимость эффекта Нернста-Эттингсгаузена при рассеянии носителей тока на сильно экранированных ионах примеси /С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов, Р.К. Мустафаева// - Баку: Вестник БГУ, сер. физ.-мат. наук, - 2017. №3, - с. 111-120.
63. Фигарова, С.Р. Концентрационная зависимость коэффициента Нернста-Эттингсгаузена в слоистых полупроводниках в продольном магнитном поле /С.Р. Фигарова, Г.И. Гусейнов, А.Ф. Асланлы// - Баку: Ученые записки. Фундаментальные науки, - 2017. №2, - с. 80-86.
64. Фигарова, С.Р. Эффект Холла в квазидвумерных электронных системах при рассеянии носителей тока на оптических фонах // - Баку: Вестник ВГУ, сер. физ.-мат. наук, - 2006. №3, - 183-189.
65. Херман, М. Полупроводниковые сверхрешетки /М. Херман. – Москва: Мир, - 1989, 238 с.

- 66.Шик, А.Я. Явления переноса в одномерных сверхрешетках // ФТП, - 1973. 7 (3), - с. 261-269.
- 67.Шик, А.Я. Физика низкоразмерных систем /А.Я. Шик, Л.Г.Бакуева, С.Ф. Мусихин [и др.]. – Санкт – Петербург: Наука, - 2001, - 156 с.
- 68.Шмелев, Т.М. Кинетические эффекты в молекулярных и твердотельных системах во внешних полях /Т.М. Шмелев, С. Менса, Г.И. Цуркан // Кишинев: Штиница, - 1990, с. 71-77.
- 69.Abdelsalam, N. Electronic and Magnetic Properties of Graphite Quantum Dots /N. Abdelsalam, T. Espinosa – Ortega, I.A. Lukyanchuk //Low Temperature Physics, - 2015. 41 (5), - 396-400.
- 70.Alisultanov, Z.Z. On the theory of Nernst-Ettingshausen oscillations in monolayer and bilayer graphene // Physics Letters A., - 2014. 378 (30-31), - p. 2329-2331.
- 71.Ando, T. Electronic properties of two – dimensional systems /T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern // Reviews of Modern Physics (Reviews of Modern Physics), - 1982. 54 (2), - p. 437-621.
- 72.Asadpour, S.H. Phase – dependent electromagnetically induced grating in a four – level quantum system near a plasmonic nanostructure /S.H. Asadpour, A. Panahpour, M. Jafari //(European Physical Journal Plus), - 2018. 133, - p. 411 (1-7).
- 73.Askerov, B.M. Electron – phonon scattering and anisotropy of conductivity in quasi – two – dimensional systems /B.M. Askerov, B.I.Kuliev, S.R. Figarova [et. al.]// (Journal of Physics: Condensed Matter), - 1995. 7, - p. 843-848.
- 74.Askerov, B.M., Figarova, S.R., Guseinov, G.I. [et. al.] Relaxation time and electrical conductivity anisotropy of layered crystals at the scattering of charge carriers by impurity ions// AIP Conference Proceedings “Frontiers of fundamental physics: Eighth international Symposium FFP8”, - American Institute of Physics, USA, - 28 april, - 2007. Vol. 905, - p. 43-47.

75. Askerov, B.M. Electron transport phenomena in Semiconductors /B.M. Askerov. – Singapore: World Scientific, - 1994. – 389 p.
76. Askerov, B.M. Mobility of conductor electrons and thermopower of semiconductor superlattices of scattering of phonons/ B.M. Askerov, B.I. Kuliev, M.M. Panahov [et. al.]// semiconductors, - 1990. 24 (12), - p. 2211-2214.
77. Askerov, B.M. Magnetoresistance in quasi – two – dimensional electron gas at scattering on impurity ions /B.M. Askerov, S.R. Figarova, G.I. Guseinov [et. al.]// Physical Status Solidi B, - 2014, 251 (6), - p. 1197-1201.
78. Askerov, B.M. Anisotropy of the thermoelectric power in superlattices /B.M. Askerov, S.R. Figarova, V.R. Figarov// Nanotechnology, - 2007.18, - p. 424024 (1-3).
79. Askerov, B.M. Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases /B.M. Askerov, S.R. Figarova – Berlin: Springer Verlag, - 2010, - 374 p.
80. Aytikin, O. Nonlinear optical properties of a Pöschl-Teller quantum well under electric and magnetic fields /O. Aytikin, S. Turgut, M. Tomak// Physica E: - 2012. 44 (7-8), - p. 1612-1616.
81. Bao, Y. Thermal Conductivity of *Ge/Si* Quantum Dot Superlattices /Y. Bao, W.L. Liu, M. Shamsa [et. al.] //Journal of the Electrochemical Society, - 2005.152 (6), - p. 6432-6435.
82. Behnia, K. Oscillating Nernst-Ettingshausen Effect in Bismuth across the Quantum Limit /K. Behnia, M.A. Measson, Y. Kopelevich// Physical Review Letters, - 2007, 98, - p. 166602 (1-4).
83. Bergman, D.L. Theory of dissipationless Nernst effects //Physical Review Letters (Phys. Rev. Lett.), - 2010. 104, - p. 066601 – 1 – 066601 – 4.
84. Bejan, D. Exciton effects on the nonlinear optical properties of semiparabolic quantum dot under electric field //European Physical Journal Plus, - 2017. 132, - p. 102 (1-9).

85. Beyer, H. *PbTe* based superlattice structures with high thermoelectric efficiency /H. Beyer, J. Nurnus, H. Böttner [et. al.]// Applied Physics Letters, - 2002.80, - p. 1216-1218.
86. Bian, Z. Cross plane Seebeck coefficient and Lorenz number in superlattices /Z. Bian, M. Zerabadi, R. Singh [et. al.] // Physical Review B, - 2007. 76, - p. 205311 – 1 – 205311 – 7.
87. Bogarek, E.N. Thermopower of quantum nanowires in a magnetic field. /E.N. Bogarek, A.G. Scherbakov, U. Landman// Physical Review B, - 1996. 54 (16), - p. R11094-R11097.
88. Borca-Tascinc, T. , Achimov, D., Liu, W.L. [et. al.] Thermal conductivity of in *InAs/Alsb* Superbutttices //Proceedings of the Transfer and Transport Phenomena in Microscale “Microscale Ther, mophysical Engineering” 15–20 october – 2001, p. 225-231.
89. Borisenko, S.I. Analysis of the temperature dependence of electron mobility in *Cd Ge As<sub>2</sub>* single crystals /S.I. Borisenko, V.Yu. Rud, Yu.V. Rud [et.al] // Semiconductor Science and Technology, - 2002. 17, - P. 1128-1132.
90. Bose, D.N. Photoconductivity, low–temperature conductivity and magnetoresistance studies on the layered semiconductor *Ga Te* /D.N. Bose, S. Pal//Physical Review B, - 2001.63, - p. 235321 – 1 235321 – 8.
91. Broido, D.A. – Theory of thermoelectric power factor in quantum well and wire superlattices /D.A. Broido, T.L. Reinacre// Physical Review B, - 2001.64, - p. 045324-045334.
92. Bykov, A.A. Quasiclassical negative magnetoresistance of a two – dimensional electron gas in a random magnetic field /A.A. Bykov, G.M. Gusev, I.R. Leite [et. al.] //Physical Review B, - 2001.65, - p. 035302-1-035302-7.
93. Bykov, A.A. Semiclassical Negative Magnetoresistance of a 2D Electron gas caused by scattering by Short – Range and Long – Range Potentials /A.A.

- Bykov, A.K. Bakarov, A.V. Goran [et. al.] //Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters), - 2003.78, - p. 134-137.
94. Capinski, W. Thermal conductivity of *GaAs/AlAs* superlattices /W. Capinski, H.I. Mares// Physical B: Condensed Matter, - 1996.219-220, - p. 699-701.
95. Chang, L.L. Electronic properties of in *As – GaAs* superlattices /L.L. Chang, L. Esaki// Surface Science, - 1980.98, - p. 70-89.
96. Charput, L. Anisotropy and thermopower in *Ti<sub>3</sub> Si C<sub>2</sub>* /L. Charput, G. Hug, P. Pecheur [et. al.]// Physical Review B, - 2005.71, - p. 121104-1-121106-3.
97. Chcrelsry, J.G. Thermopower and Nernst Effect in graphene in a magnetic field /J.G. Chcrelsry, N.P. Ong// Physical Review B, - 2009.80, - p. 081413-1-081413-4.
98. Craig, B.I. Therotical examination of the quantum – size effect in thin grey – thin films /B.T. Craig, B.J. Garrison// Physical Review B, - 1986.33 (12), - p. 8130-8135.
99. Daves, J.H. The physics of low dimensional semiconductors /J.H. Daves. – Cambrige: Cambrige University Press, - 1998. – 450 p.
100. Davies, R.A. Magnetotransport in semiconductor superlattices /R.A. Davies, P.J. Newson, T.G. Powell [et. al.]// Semiconductor Science and Technology, - 1987.2 (1), - p. 61-64.
101. Delugas, P. Spontaneous 2 – Dimensional Carrier Confinement at the n – Type *SrTiO<sub>3</sub>/LaAlO<sub>3</sub>* interface /P. Delugas, A. Filippetti, V. Fiorentini [et. al.]// Pyhsical Renew Letters, - 2011.106, - p. 166807-1-166807-4.
102. Delugas, P. Doping induced dimensional crossower and thermopower burst in *Nb – doped SrTiO<sub>3</sub>* superlattices /P. Delugas, A. Filippetti, M.J. Verstraete [et. al.]// Physical Review B, -2013.88, - p. 045310-1-045310-8.
103. Dely, B.C. Molecular dynamics calculation of the In – plane thermal conductivity of *GaAs/AlAs* superlatices /B.C. Dely, H.J. Maris, Y. Tanana [et. al.]//Physical Review B, - 2003.67, - p. 33308-1-33308-3.

104. Dmitriev, I.A. Nonequilibrium phenomena in high Landau levels /I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov [et.al.]// *Reviews of Modern Physics*, - 2012, 84, - p. 1709-1763.
105. Dmitriev, A.I. Two dimensional character of Electron Gas in layered *InSe* Crystals /A.I. Dmitriev, Z.D.Kovalyuk, V.I. Lazorenko [et. al.]// *Physica Status Solidi (B)*, - 1990.162, - p. 213-225.
106. Dolgoplov, V.T. Magnetoresistance of a two – dimensional electron gas in a Parallel Magnetic Field /V.T. Dolgoplov, A. Gold// *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, - 2000.1, - p. 27-30.
107. Dollfus, P. Thermoelectric effekts in graphenc Nanosructures /P. Dollfus, V.H. Nguyen, J. Saint–Martin // *Journal of Physics: Condensed Matter*, - 2015.27, - 133204-133223.
108. Doran, Electronic Structure and Band Theory of Transition Metal Dichalcogenides // *Physica B+C*, - 1980.99, - p. 227-237.
109. Edwards, J. Anisotropy in resistivity of  $NbSe_2$ /J. Edwards, R.F. Frindt// *Journal of Physics and chemisty of Solids*, - 1971.32, - p. 2217-2221.
110. Endo, A. Origin of pasitive magnetoresistance in smallamplitude unidirectional lateral superlattices /A. Endo, Y. Iye// *Physical Review B*, - 2005.72, - p. 235303-1-235303-11.
111. Endo, A. Small amplitude low – field magnetoresistance osscillation in unidirectional lateral superlattices: Geometric resonance of Bragg – reflected cyclotron orbits. /A. Endo, Y. Iye// *Physical Review B*, - 2005.71, - p. 081303-1081303-4.
112. Eric Yang, S.R. Magnetoexcitons in quasiperiodic superlattices /S.R. Eric Yang, S. Das Sarma// *Physical Review B*, - 1988.37, - p. 4007-4012.
113. Esaki, L. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors /L. Esaki, R. Tsu// *IBM Journal of Research and Development*, - 1970.14, - p. 61-65.
114. Farias, G.A., Ramos, A.C.A., Alves, T.F.A. [et. al.]. Transport and thermodynamic properties of 2 DEG in the presonce of tilted magnetic field//

- AIP Conference Proceedings “Transport and Optical Properties of Nanomaterials – ICTOPON”, USA: 2009, - p. 94-101.
115. Figarova, S.R. Transverse magnetoresistance in layered electron systems /S.R. Figarova, V.R. Figarov// A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics (EPL), - 2010.89, - p. 37004-p1-37004-p5.
  116. Figarova, S.R. Hall effect in a two – dimensional electron gas /S.R. Figarova, V.R. Figarov// Philosophical Magazine Letters, - 2007.87 (6), - 373-378.
  117. Figarova, S.R. Anisotropy of Nernst-Ettinghausen Effect in Superlattices during scattering on Phonons /S.R. Figarova, H.I. Huseynov, V.R. Figarova// Russian Physics Journal, - Tomsk: - 2018.60 (11), - p. 1931-1937.
  118. Figarova, S.R. Transvers Nernst-Ettinghausen Effect in Superlattices Upon Electron – Phonon Scattering /S.R. Figarova, H.I. Huseynov, V.R. Figarov// Semiconductors, - 2018.52 (7), - p. 853-858.
  119. Figarova, S.R., Huseynov, H.I. Semiclassical Nernst-Ettinghausen effect of quasi – two – dimensional electron gas// Proceeding Book. “Ist International Turkish World Engineering and Science Congres in Antalya”. Antalya. Turkey: - 7 – 10 december, - 2017, - p. 920-923.
  120. Figarova, S.R. magnetothermoelectric properties of layered structures for in impurity scattering /S.R. Figarova, H.I. Huseynov, V.R. Figarova// Superlattices and Microstructures, - 2018.117, p. 469-475.
  121. Figarova, S.R. Thermodynamic properties of electron gas in complex shaped quantum well /S.R. Figarova, G.N. Hasiyeva, V.P. Figarov// Physica E, - 2015.69, - p. 24-26.
  122. Figarova, S.R. Negative differential conductivity in quantum well with complex potential for electron – phonon scattering /S.R. Figarova, G.N. Hasiyeva, V.R. Figarov// Physica E, - 2016.78, - p. 10-13.
  123. Figarova, S.R. Thermoelectric power hysteresis in semi-parabolic quantum well /S.R. Figarova, H.I. Huseynov, V.R. Figarov //Thin Solid Films, - 2021, 721, - p. 138554(1-4).



124. Fischer, R. Coupling of image states to quantum – well states for *Au* on *Pd* (111) /R. Fischer, T. Fauster// *Physical Review B*, - 1995.51 (11), - p. 7112-7116.
125. Fivas, R.C. Dimensionality and the Electron – Phonon interactions in Layer structures //*Nuovo Cimento B*, - 1969.63 (1), - p. 10-40.
126. Fivas, R.C. Electron – phonon interaction in semiconducting layer structures /R. Fivaz, E. Mooser// *Physical Review*, - 1967.136, - p. A833-A836.
127. Fletcher, R. Magnetothermoelectric effects in semiconductor systems //*Semiconductor Science and Technology*, - 1999.14, - p. R1-R15.
128. Friedman, L. Electron – phonon scattering in superlattices //*Physical Review B*, - 1985.32 (2), - p. 955-961.
129. Galbova, O. Angular magnetic breakdown oscillations in conductors /O. Galbova, O.V. Kirichenko, V.G. Pescansky// *Low Temperature Physics*, - 2013.39 (7), - p. 602-606.
130. Gold, A. Electronic transport properties of a two – dimensional electron gas in a silicon quantumwell structure at low temperature // *Physical Review*, - 1987.35 (2), - c. 723-733.
131. Goswami, S. Signatures of an anomalous Nernst effect in a mesoscopic two – dimensional electron system /S. Goswami, C. Siegert, M. Pepper [et.al.]// *Physical Review B*, - 2011,83, - p. 073302-1-073302-4.
132. Goswami, S. Highly enhanced thermopower in two – dimensional electron systems at milli Kelvin temperatures /S. Goswami, C. Siegert, M. Baenninger [et. al.]// *Physical Review Letters*, - 2009.103 (2), - 026602 (1-5).
133. Grigoriev, P.D. Longitudinal interlayer magnetoresistance in strongly anisotropic quasi – two – dimensional metals// *Physical Review B*, - 2013.88, - p. 054415-1-054415-6.
134. Guliyev, B.I. The Fermi energy and in – plane electron effective mass in semiconductive thin films non parabolic energy band /B.I. Guliyev, R.F. Eminbekli// *Physica B*, - 2008.403 (10), p. 1751-1754.

135. Guliyev, B.I. Effects of Nonparabolic on thermo power of Size – Quantized Semiconductor Films /B.I. Guliyev, A.B.Chyaneh, N. Bashirov [et. al.]// Chinese Physics Letters, - 2015.32 (7), - p. 077204-1-077204-5.
136. Guliyev, B.I. Semi – parabolic quantum well electrical conductivity /B.I. Guliyev, S.R. Figarova, H.I. Huseynov [et. al.]// European Physical Journal plus, - 2019.134, - p. 264 (1-6).
137. Gusev, G.M. Single – particle relaxation time in a spatially fluctuating magnetic field /G.M. Gusev, R. Leitye, A.A. Bykov [et. al.]// Physical Review B, - 1999.59, - p. 5711-5716.
138. Gusev, A.I. Nanocrystalline materials /A.I. Gusev, A.A. Rempel. – Cambridge: Cambridge International Science Publishing, - 2004. – 351 p.
139. Gusyaning, V.P. Quantum oscillations as the tool for study of new functional materials /V.P. Gusyaning, V.M. Loktev, I.A. Lukyancuk [et. al.]// Low Temperature Physics, - 2014.40, - p. 355-366.
140. Hashimzade, F.M. Magnetothermoelectric effects in two – dimensional quantum well: role of shortrange potential /F.M. Hashimzade, Kh.A. Hasanov, B.H. Mehdiyev [et. al.]// Physica Scripta, - 2010.81 (1), - p. 015701 (1-8).
141. Henriques, A.B. Ionized impurity scattering in periodically  $\delta$  – dopped  $InP$  / A.B. Henriques, L.C.D. Goncalves, N.F. Oliveira [et. al.]// Physical Review B, - 1997.55, - p. 13072-13079.
142. Henriques, A.B. Electronic scattering in doped finite superlattices /A.B. Henriques, P.L. Souza, B. Yavich// Physical Review B, - 2001.64, - p. 045319-1045319-6.
143. Hess, K. Impurity and phonon scattering in layered structures// Applied Physics Letters, - 1979.35 (7), - p. 484-486.
144. Hummel, A.B. The coherent Holl effect of charge carriers a superlattice: semiclassical description of the wavepacket dynamics /A.B.Hummel, T.baner, E. Mohler [et. al.]// Journal of Physics: Condensed Matter, - 2006.18, - p. 2487-2509.

145. Huseynov, H.I. Anisotropy of the Nernst-Ettinghausen effect in quasi – two dimensionality and quasi – three – dimensionality electronic systems // Journal of Baku Engineering University – Physics, - 2009.3 (1), - p. 63-81.
146. Huseynov, H.I. The electrical conductivity of nondegenerate electron gas in a quantum well asymmetric form//Baku: Journal of Baku Engineering University, Physics, - 20.
147. Hwang, E.H. Carrier transport in two – dimensional graphene layers /E.H. Hwang, S. Adam, S. Das Sarma//Physical Review Letters, - 2007.98 (18), - p. 186806-1-186806-4.
148. Hwang, E.H. Theory of thermopower in 2D graphene /E.H. Hwang, E. Rossi, S. Das Sharma// Physical Review B, - 2009.80 (23), - p. 235415-1-235415-5.
149. Imamura, K. Lattice thermal conductivity in superlattices: molecular dynamics calculations with a heat reservoir method /K. Imamura, Y. Tanaka, N. Nishiguchi [et. al.]//Journal of Physics: Condensed Matter, - 2003.15 (50), - p. 8679-8690.
150. Inone, M. Transport properties of quasi – two – dimensional  $Mo_4O_{11}$  crystals /M. Inone, S. Ohara, S. Horisaka [et. al.]// Physica Status Solidi B, - 1988.148, - p. 659-671.
151. Karimi, M.J. Linear and Nonlinear intersubband Optical Absorption of Finite and Infinite Semiparabolic quantum wells /M.J. Karimi, A. Keshavazz, A. Poostforush// Modern Physics Letters B, - 2011.25, - 497-
152. Kartsovnik, M.V. High Magnetic Fields: A Tool for studying Electronic Properties Layered Organic Metals// Chemical Reviews, - 2004, 104, - p. 5737-5781.
153. Kartsovnik, M.V. Galvanomagnetic phenomena in layered organic conductors (Review) /M.V. Kartsovnik, V.G. Peschansky// Low Temperature Physics, - 2005.31 (3-4), - p. 185-202.
154. Kasapoglu, E. Intense laser field effects on the linear and nonlinear intersubband optical properties of semiparabolic quantum well /E. Kasapoglu,

- C.A.Duque, H. Sari [et. al]// European Physical Journal B, - 2011.82, - p. 13-17.
155. Kasapoglu, E. Binding energies of excitons in symmetric and asymmetric quantum wells in magnetic field /E.Kasapoglu, H. Sari, Y. Ergun [et. al.]// Superlattices and microstructures, - 1998.24, - p. 359-368.
156. Kasapoglu, E. Shallow donor impurity binding energy in the V – Shaped quantum well under the crossed electric and magnetic fields /E. Kasapoglu, I. Sokmen// Physica E: Low dimensional Systems and Nanostructures, - 2005.27 (1-2), - 198-203.
157. Kim, W. Cross – plane lattice and electronic thermal conductivities of *ErAs* : *InGaAs/InGaAlAs* superlattices /W. Kim, S.L. Singer, A. Majumdar [et. al]// Applied Physics Letters, - 2006.88, p. 242107 (1-3).
158. Kirichenko, O.V. Thermomagnetic phenomena in layered conductor /Low Temperature Physics, - 2006.32 (12), - p. 1154-1157.
159. Kirichenko, O.V. Electron transport in strongly anisotropic structures in magnetic field /O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, O. Galbova// Journal of Physical Studies, - 2009.13 (4), - p. 4704-1-4704-5.
160. Kubakaddi,S.S.Electronic Thermal Conductivity in Quasi-Two-Dimensional Semiconductor Quantum Well Structures / S.S.Kubakaddi, B.G.Mulimani, V.M.Jali // Physica Status Solidi (b),-1986.135,-p.k163-k167.
161. Kundu, A. Magnetothermoelectric effects in graphene and their dependence on scatterer concentration, magnetic field and band gap /A. Kundu, M.A. Alrefae, T.S. Fisher// Journal of Applied Physics, - 2017.121, - p.125113-
162. Kasapoglu, E. The effects of the electric and magnetic fields on the nonlinear optical properties in the step–like asymmetric quantum well /E. Kasapoglu, F. Urgan, C.A. Duque [et. al.]// Physica E: Low – dimensional Systems and Nanostructures, - 2014.61, - p. 107-110.
163. Lee, J. Impurity scattering limited mobility in a quantum well heterojunction /J. Lee, H.N. Spector, V.K. Arora// Journal of Applied Physics, - 1983.54, - p. 6995-7004.

164. Liang, T. Evidence for massive bulk Dirac fermions in  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  from Nernst and thermopower experiments /T. Liang, Q. Gibson, J. Xiong [et. al.]// Nature Communications, - 2013.4, - p. 1-9.
165. Lima, F.M.S. Electric field effects on electron mobility in  $n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs$  single asymmetric quantum wells /F.M.S. Lima, A.L.A. Fonseca, O.A.S. Nunes [et. al.]// Journal of Applied Physics, - 2002.92, - p. 5296-5303.
166. Lukyanchuk, I.A. Phase analysis of quantum oscillations in graphite /I.A. Lukyanchuk, Y.Kopelevich, - Physical Review Letters, - 2004.93, - 166402 (1-4).
167. Lukyanchuk, I.A. Giant Nernst–Ettingshausen oscillations in Semiclassically strong magnetic fields /I.A. Lukyanchuk, A.A. Varlamov, A.V. Kovokin// Physical Review Letters, - 2011.107, - p. 01661-1-01661-5.
168. Ma, R. Magnetothermoelectric transport properties in graphene superlattices with one dimensional periodic potentials /R. Ma, L. Sheng// A. Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics (EPL), - 2015.109 (1), - p. 17004-1-17004-6.
169. Mahan, G.D. Thermal conductivity of superlattices /G.D. Mahan. – Springer, - 2004. –
170. Mamedov, B.A. Analytical evaluation of Askerov function arising from anisotropy of the thermoelectric power in superlattices // Physics A. Statistical Mechanics and its Applications, - 2012.391 (23), - p. 5883-5886.
171. Mani, R.G. Zero – resistance states induced by electromagnetic – wave excitation in  $GaAs/AlGaAs$  heterostructures /R.G. Mani, J.H. Smet, K. Van Klitzing// Nature, - 2002.420, - p. 646-650.
172. Mashrautsan, V.V. Hall effect in  $La_{1-x}Sr_xM_nO_3$  crystals /V.V. Mashkautsan, R.I. Zaunillina, N.G. Bebenin [et. al.] Physical of the Solid State, - 2003.45 (3), - 494-498.

173. Masselin, W.T. Ionized – impurity scattering of quasi-two-dimensional quantum-confined carriers// *Physical Review Letters*, - 1991.66, - p. 1513-1516.
174. Menz, P.M. Magnetoconductance due to parallel magnetic fields in silicon inversion layers /P.M. Menz, R.G. Wheeler// *Physical Review B*, - 1987.35, - p. 2844-2853.
175. Mimura, T. High Electron Mobility Transistor Logic /T.Mimura, K. Joshin, S. Hiyamizu [et. al.]// *Japanese Journal of Applied Physics*, - 1981.20 – p. L598-L600.
176. Mirlin, A.D. Magnetotransport in lateral superlattices with small angle impurity scattering: Low field magnetoresistance /A.D.Mirlin, E. Tsitsishvili, P. Woefle// *Physical Review B*, - 2001.64, - p. 125319-125324.
177. Mirlin, A.D. Quasiclassical negative magnetoresistance in 2D electron gas: interplay of strong scattering and smooth disorder. Low field magnetoresistance /A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, F. Evers [et. al.]// *Physical Review Letters*, - 2001.87, - p. 126805-126809.
178. Mooser, E. Physics and chemistry of material with layered structure /E. Mooser, F. Levy, P.A. Lee// *Reidel Dordrecht*, - 1976. – 245 p.
179. Mori, S. Electronic properties of Semiconductor Superlattices. Low temperature mobility perpendicular to the superlattice /S. Mori, T. Ando// *Journal of Physical Society of Japan*, - 1980.48, p. 865-873.
180. Niculescu, E.C. Interband absorption in square and semiparabolic near – surface quantum wells under intense laser field /E.C. Niculescu, N. Eseau// *European Physical Journal B*, - 2011.79, - p. 313-319.
181. Nika, D.L. Thermal Conductivity Inhibition in Phonon Engineered Core Shell Cross – Section Modulated *Si/Ge* Monowires /D.L. Nika, A.I. Cocemasov, D.V. Crismari [et. al.]// *Applied Physics Letters*, - 2013.102(21), - p. 213109-1-213109-5.

182. Nishina, Y. Proceedings of the Yamada conference IV on Physics and chemistry of layered materials sendai /Y. Nishina, S. Tanuma, H.W. Myron// Physical B, - 1981.105, - 509p.
183. Nizhankovsky, V.I. Thermodynamics of two – dimensional electron gas in magnetic field //Physics Research International, - 2011.2011, - p. 1-4.
184. Nguyen, O.K. Transport properties of the two – dimensional electron gas in wide AIP quantum wells: The effects of background charged impurity and acoustic phonon Scattering /O.K. Nguyen, T.V. Van// Superlattices and Microstructures, - 2016.100(12), - p. 792-798.
185. Nogaret, A. Signature of phonon drag thermopower in periodically modulated structures //Physical Review B, - 2002.66, - p. 125302-1-125302-7.
186. Oji, J. Thermomagnetic effects in two – dimensional electron systems //Journal of Physics C: Solid State Physics, - 1984.17(17), p. 3059-3066.
187. Ortix, C. Curvature – induced geometric potential in strain–driven nanostructures /C. Ortix, S. Kiravittaya, O.G. Schmidt [et. al.]// Physical Review B, - 2011.84, - p. 045438-1-045438-5.
188. Ozturk, E. Linear and total intersubband transitions in the step–like *GaAs/GaAlAs* asymmetric quantum well as dependent on intense laser field // European Physical Journal Plus, - 2015.130, - p. 237 (1-10).
189. Parisini, A.L. Electronic structure and vertical transport in random dimer *GaAs – Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As* superlattices /A.L. Parisini, L. Tarricone, V. Bellani [et. al.]// Physical Review B, - 2001.63, - 165321-1-165321-7.
190. Patil, S.S. Structural and thermoelectric properties of thermally evaporated *PbTe* Thin Films /S.S. Patil, P.H. Pawar// chalcogenide Letters, - 2012.9(4), - p. 133-143.
191. Polyakov, D.G. Quasiclassical magnetotransport in a random array of antidots /D.G. Polyakov, F. Evers, A.D. Mirlin [et. al.]// Physical Review B, - 2001. 64(20) – p. 205306-1-205306-19.

192. Price, P.J. Two – Dimensional Electron Transport in semiconductor layers.  
1. Phonon Scattering// F Physics, 1981.133, - p.217-239.
193. Pusep, Y. Vertical longitudinal magnetoresistance of semiconductor superlattices /Y. Puser, G.M. Gusev, A.J.Chiquito [et. al.]// Physical Review B, - 2001.63, - p. 165307-165312.
194. Rafiee, M. Quantum size effects in *Pb* (111) thin films from density functional calculations /M. Rafee, S.J. Asadabadi// Computational materials Science, 2009.47, - p. 584-592.
195. Raichev, O.E. Theory of acoustic – phonon assisted magnetotransport in two – dimensional electron systems at large filling factors // Physical Review B, - 2009.80, - p. 075318-1-075318-9.
196. Ramos, A.C.A. Thermodynamics of a quasi – two dimensional electron gas: Effects of magnetic fields, temperature and finite width /A.C.A. Ramos, G.A. Farias, N.S. Almedia// Physica E, - 2011.43, - p. 1878-1881.
197. Renald, V. Large positive magnetoresistance in a high – mobility two – dimensional electron gas: Interplay of short – and long – range disorder /V. Renald, Z.D. Kvon, V.M. Gusev [et. al.]// Physical Review, - 2004, 70, - p. 033303-1-033303-4.
198. Ridley, B.K. The electron–phonon interaction in quasi–two dimensional semiconductor quantum – well structure //Journal of Physics: Condensed Matter, - 1982.15, - p. 5899-5917.
199. Ridley, B.K. Hot electrons in two – dimensional structures //Reports on Progress in Physics, - 1991.54, - p. 169-256.
200. Romanov, Y.A. Self-induced and induced transparencies of two-dimensional and three-dimensional superlattices /Y.A.Romanov, J.Y.Pomanova // Condens.- matter,-2002.1,-0205645-
201. Ruf, C. The influence of subband structure on the thermoelectric power of *GaAs/AlGaAs* heterojunctions /C. Ruf, M.A. Brummell, E. Gmelin// Superlattices and Microstructures, - 1989.6(2), - p. 175-178.



202. Sakiroglu, S. Nonlinear optical rectification and the second and third harmonic generation in Poschl – Teller quantum well under the intense laser field /S. Sakiroglu, F. Ugan, U. Yesilgul [et. al.]// Physics Letters A, - 2012.376, - p. 1875-1880.
203. Sarma, S.D. Charged impurity scattering – limited low temperature resistivity of low – density silicon inversion layers /S.D. Sarma, E.H. Hwang // Physical Review Letters, - 1999.83, - p. 164-168.
204. Schofield, A.J. Quasi – linear magnetoresistance in an almost two – dimensional band structure /A.J. Schofield, J.R. Cooper// Physical Review B, - 2000.62, - p. 10779-10785.
205. Schubert, E.F. Realization of the Esaki – Tsu – type doping superlattice /E.F. Schubert, J.E. Cunningham, W.T. Tsang// Physical Review B, - 1987.36(2), - p. 1348-1351.
206. Schubert, E.F. Quantum–confined interband absorption in *GaAs* sawtooth – doping superlattices /E.F. Schubert, B. Ullrich, T.D. Harris [et. al.]// Physical Review B, - 1988.38(12), - p. 8305-8310.
207. Shik, A.Y. Superlattices in periodical semiconductor //Semiconductors, - 1974.8, - p. 1841-1864.
208. Smith, M.F. Anisotropic scattering in angular dependent magnetoresistance oscillations of quasi – 2D and quasi 1D metals: beyond the relaxation – time approximation /M.F. Smith, R.H. McKenzie// Physical Review B, - 2008.77, - p. 235123-235134.
209. Smrcka, L. Magnetoresistance oscillations in *GaAs/AlGaAs* superlattices subject to in–plane magnetic fields /L. Smrcka, P. Vasek, P. Svoboda [et. al.]// Physica E: Low–dimensional Systems and Nanostructures, - 2006.34, - p. 632-635.
210. Solid State Physics. FFF № 35. Physics of low – dimensional structures and quantum device course /Lund University, intofall, - 2007, -
211. Solorinejad, G. Managing optical bistability and multistability by embedding quantum dot nanostructures in a photonic crystal /G. Solorinejad,

- S.H. Asadpour, M. Panahi [et. al.]// European Physical Journal Plus, - 2016.131, - p. 406(1-6).
212. Song, S.R. Surface confined quantum well state in  $MoS_2$  (0001) thin film /S.R. Song, S. Meng, S.X. Du [et. al.]// Applied Physics Letters, - 2015.107(16), - p. 161602-1-161602-4.
213. Sotomoyor, N.M. Negative linear classical magnetoresistance in a corrugated two – dimensional electron gas /N.M. Sotomoyor, G.M. Gusev, J.R. Leite [et. al.]// Physical Review B, - 2004.70, - p. 235326-1-235326-6.
214. Stavrou, V.N. Influences of asymmetric quantum wells on electron – phonon interactions /V.N. Stavrou, M. Babiker, C.R. Bennet// Journal of Physics: Condensed Matter, - 2001.13, - p. 6489-6498.
215. Sun, J.T. Surface confined quantum well state in  $MoS_2$  (0001) thin film /J.T. Sun, S.R. Song, S. Meng [et. al.]// Applied Physics Letters, - 2015.107, p. 161602-1-161602-4.
216. Syme, R.T. The thermoelectric effect in silicon on sapphire inversion layers /R.T.Syme, M. Papper, A. Gumdlach// Superlattices and Microstructures, - 1989.5(1), - p. 103-107.
217. Tamura, S. Phonon Group Velocity and Thermal Conduction in Superlattices /S. Tamura, Y. Tanaka, H.J. Marris// Physical Review B, - 1999.60, - p. 2627-2630.
218. Thomas, P. On the transver thermopower of layered structures /P. Thomas, I.P. Zvyagin// Superlattices and Microstructures, - 1991.10(1), - p. 119-120.
219. Thompson, A.H. Effect of interection on electron transport in Tantalum disulfide /A.H. Thompson, F.R. Gomble, R.F. Koeler [et. al.]// Physical Review, - 1972.5, - p. 2811-2816.
220. Tiena, N.T. Linear intersubband optical absorption in the semi – parabolic quantum wells based on  $AlN/AlGaN/AlN$  under a uniform electric field /N.T. Tiena, N.N. Hurge, T.T. Nguyena [et. al.]// Physica B, - 2017.519, - p. 63-68.

221. Ugan, F. Nonlinear optical rectification and second-harmonic generation in a Semi-parabolic quantum well under intense laser field: Effects of electric and magnetic fields /F. Ugan, J.C. Martinez – Orozco, R.L. Restrepo [et. al.]// Superlattices and Microstructures, - 2015.81, - p. 26-33.
222. Vassell, V.O. Low – field galvanomagnetic properties of the quasi – two dimensional electron gas in gated  $n - AlGaAs/GaAs$  heterostructures /V.O. Vassel, J.Lee// Semiconductors Science and Technology, - 1989.4, - p. 645-656.
223. Wang, M. THs applications of 2D materials: Gaphena and beyond Nano – Structures and Nano Objects /M. Wang, E.H. Yang// Nano – Structures, Nano Objects, - 2018.15, - p. 107-113.
224. Wang R.Z. Third – harmonik generation in asymmetric coupled quantum wells /R.Z. Wang, K.X. Guo, B. Chen [et. al.]// Superlattices and Microstructuras, - 2009.45, - p. 8-15.
225. Wang, J. Nonlinear thermoelectric transport through a double barrier structure /J. Wang, L. Wan, Y. Wei [et. al.]// Modern Physical Letters B, - 2006.20(05), - p. 215-223.
226. Weiss, D. Density of states in a two – dimensional electron gas in the presence of a one – dimensional superlattice potential /D. Weiss, Z.C. Gerhard// Physical Review, - 1989.39, - p. 39-42.
227. Yan, X.Z. Nernst effect of Dirac fermions in graphene under a weak magnetic field /X.Z. Yan, C.S. Ting// Physical Review B, - 2010.81, - p. 155457-1-155457-9.
228. Yan, R.Y. Optical properties in  $GaAs/AlGaAs$  semiparabolic quantum wells by the finite diference method: Combined effects of electric field and magnetic field /R.Y. Yan, J. Tang, Z.H. Zhang// InternationalJournal Modern Physics B, - 2018.32, - p. 1850159 (1-12).
229. Yesilgul, U. Linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in Symmetric double semi-v– shaped quantum wells// Journal of Luminescence, - 2012.132, - p. 765-773.

230. Yokoyama, K. Monte Carlo Study of electronic transport in  $Al_{1-x}Ga_xAs/GaAs$  single – well heterostructures /K. Yokoyama, K. Hess// Physical Review B, - 1986.33(8), - p. 5595-5606.
231. Yu, Y.B. Exciton effects on the nonlinear optical rectification in one – dimensional quantum dots /Y.B. Yu, S.N. Zhu, K.X. Guo// Physical Letters A, - 2005.335(2), - p. 175-181.
232. Yuan, J.H. The second – harmonic generation susceptibility in semiparabolic quantum wells with applied electric field /J.H. Yuan, Y. Zhang, H. Miao [et. al.]// Optics communications, - 2015.356, - p. 405-410.
233. Zabala, O. Self – consistent study of electron confinement to metallic thin films on solid surfaces /O.E. Zabala, N.Chulkov, E.V. Puska [et. al.]// Physical Review B, - 2005.71(20), - 205401-1-205401-10.
234. Zavadsky, W. Thermodynamics of two – dimensional electron gas in a magnetic field// Springer series in solid – state sciences, - 1984.53, - p. 79-85.
235. Zhai, W. A theoretical study of third – harmonic generation in semi – parabolic plus semi – inverse squared quantum wells /W. Zhai, H. Hassanbadi, L. Lu [et. al.]// Optics Communications, - 2014.319, - p. 95-99.
236. Zhang, L. Electro – optic effect in a semi – parabolic quantum well with an applied electric field /L. Zhang, H.J. Xie// Modern Physical Letters B, - 2003.17(9), - 347-354.
237. Zhang, S. Extraordinary Hall effect in magnetic multilayers // Physical Review B, - 1995.51(6), - p. 3632-3636.
238. Zhang, L. Electric field effect on the second order nonlinear optical properties of parabolic and semiparabolic quantum wells /L. Zhang, H.J. // Physical Review B, - 2003.68, - p. 235315.
239. Zhu, Z. Nernst effect and dimensionality in the quantum limit /Z. Zhi, H. Yang, B. Fauque [et. al.]// Nature Physics, - 2009.6, - p. 26 (1-13).
240. Zhu, J. Hysteresis and spikes in the quantum Hall effect /J. Zhi, H.L. Störner, L.N. Pfeiffer [et. al.]// Physical Review B, - 2000.61 (20), - p. R13361-R13364.

241. Zianni, X. Semiclassical magnetothermopower of a quasi-two dimensional electron gas /X. Zianni, P.N. Putter, M.J. Kearney// Physical Review B, - 1994.49(11), - p. 7520-7527.
242. Zuev, Y.M. Thermoelectric and magnetothermoelectric transport measurements of graphene/ Y.M.Zuev, W.Chang,P.Kim // Phys.Rev.– Lett.,–2009.102,–p.096807-
243. Boucaud, P. Spectroscopy of intersubband transitions in Si – Si<sub>1-x</sub> Ge<sub>x</sub> quantum wells/ P.Boucaud, L.Wu, F.H.Julien[et.al.]// Thin Solid Films, –1997.294,–p.173-178.
244. Kannan, E.S. Charge trapping in the a double quantum well system / E.S. Kannan, G.H.Kim, I.Farrer[et.al.]// J.Phys. Condens. Matter, – 2008.20, –p. 455206 -
245. Mohrmann, J. Persistent hysteresis in graphene-mica van der Waals heterostructures /J.Mohrmann, K.Watanabe, T.Taniguchi[et.al.] // Nanotechnology, –2015.26, –p.015202.
246. Cazalas, E. Hysteretic response of chemical vapor deposition graphene field effect transistor on SiC substrates/ E.Cazalas, I.Childres, A.Majcher[et.al.] // Appl.Phys.Lett., –2013.103, –p.053123-
247. Shih, C.J. Understanding surfactant graphene interactions using a graphene field effect transistor: relating molecular structure to hysteresis and carrier mobility/ C.J.Shih, G.I.Paulus, Q.H.Wang[et.al.]// Langmuir, – 2012.28, –p. 8579-8586. Y.F.
248. Gantmakher, Y.F., Carrier Scattering in Metals and Semiconductors/ Y.F. Gantmakher, Y.B.Levinson. –Amsterdam: Elsevier, –2012, –370p.
249. Hien, N.D. Magneto-optical effect in GaAs/GaAlAs semi-parabolic quantum well / N.D.Hien, C.A.Duque, E.Feddi [et.al.] // Thin Solid Films, –2019.682, –p.10-17.

250. Tien, N.T. Linear intersubband optical absorption in the semi-parabolic quantum wells based on AlN/AlGaN/AlN under a uniform electric field / N.T. Tien, N.N. Hung, T.T. Nguyen [et.al.] // *Physica B*, –2017.519, –p.63-68.
251. Askerov, B.M. Thermopower of quasi-two-dimensional systems at scattering of charge carriers on phonons / B.M. Askerov, B.I. Kuliev, S.R. Figarova [et.al] // *Physica of the Solid State*, –1997.39, –p.1857-1859.
252. Bies, W.E. Thermoelectric properties of anisotropic semiconductor / W.E. Bies, R.J. Radtke, H. Ehrenreich [et.al] // *Phys. Rev.*, –2002.65, –p.085208-085216.
253. Friedman, L. Thermopower of superlattices as a probe at the density of the states distribution // *Journal of Physics C: Solid State Physics*, –1984.17, –p.3999-4008.

## İxtisarlara və şərti işarələrin siyahısı.

1. EK – elektrikkeçirmə
2. ENE – eninə Nernst-Ettingshauzen
3. İQ – ifratqəfəs
4. KÇ – kvant çuxur
5. KM – kvant məftil
6. KN – kvant nöqtə
7. MM - maqnitmüqaviməti
8. MŞE – molekulyar - şüa epitaksiyası
9. MRL – Madji-Riqi-Ledyuk
10. NE – Nernst-Ettingshauzen
11. Termoehq – termoelektrik hərəkət qüvvəsi
12. UNE – uzununa Nernst-Ettingshauzen.
15. YKÇ- yarımparabolik kvant çuxur.
16.  $\sigma_{ik}$  - elektrikkeçiriciliyi tenzoru.
17.  $\beta_{ik}$  - termoelektrik tenzoru
18.  $\kappa_{ik}$  - istilikkeçiriciliyi tenzoru.

