

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI

Əlyazması hüququnda

AŞAĞIÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMLƏRİNDƏ ANİZOTROP KİNETİK HADİSƏLƏR

İxtisas: 2211.01 Bərk cismlər fizikası

Elm sahəsi: Fizika

İddiaçı: **Hüseynağa İbrahim oğlu Hüseynov**

Elmlər doktoru elmi dərəcəsi almaq
üçün təqdim edilmiş dissertasiyanın

AVTOREFERATI

BAKİ – 2022

Dissertasiya işi Bakı Dövlət Universitetinin Bərk cisimlər fizikası kafedrasında yerinə yetirilmişdir.

Elmi məsləhətçi: –fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Sofya Rüstəm qızı Fiqarova.

Rəsmi opponentlər: –AMEA-nın müxbir üzvü, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Oqtay Əbil oğlu Səmədov;



–fizika elmləri doktoru, dosent
Əli Həsən oğlu Hüseynov;

–fizika elmləri doktoru, dosent
Cahangir İslam oğlu Hüseynov;

–fizika elmləri doktoru, dosent
Rəfiqə Zabil qızı Mehdiyeva.

Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Ali Attestasiya Komissiyasının Bakı Dövlət Universitetinin nəzdində fəaliyyət göstərən ED 2.19 Dissertasiya şurası

Dissertasiya şurasının sədri:

fizika elmləri doktoru, dosent
Hüseyin Mikayıl oğlu Məmmədov

Dissertasiya şurasının elmi katibi:

fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dosent
Bəxtiyar Gülmalı oğlu Paşayev

Elmi seminarın sədri:

fizika elmləri doktoru, dosent
Sədiyar Soltan oğlu Rəhimov

| | |
|-----------------------------|-------|
| İmzanı təsdiq edərən | |
| BAKIDÖVLƏT UNIVERSİTETİNİN | |
| ELMI KATIBI | |
| Sədiyar Soltan oğlu Rəhimov | |
| prof. V.M.SALMANOV | |
| (imza) | |
| «25» 01 | 20 22 |

İŞİN ÜMUMİ XARAKTERİSTİKASI

Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi. Müasir nano-elektronikanın sürətli inkişafı nazik təbəqələr, təbii ifratqəfəslər (məsələn InSe_2 , GaSe , TaS_2 , NbTe_2) və süni ifratqəfəslər (məsələn $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, Si-Ge), kvant məftilləri, kvant çuxurları kimi aşağıölçülü elektron sistemlərində aşkar olunmuş yeni fiziki hadisələrin tədqiqi üçün zərurət yaradır. Molekulyar – şüa epitaksiyası (MŞE), qazfazlı epitaksiya 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. 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 maqnit müqaviməti, mənfi diferensial keçiricilik, kvant Holl keçiriciliyi, kinetik əmsalların ossilyasiyası kimi effektlərin aşkar olunmasıdır. İkinci səbəb aşağıölçülü sistemlərdən nanoelektronikaya birbaşa çıxışın olmasıdır. Məsələn, modullaşmış aşqarlamaya malik olan heteroqəçidlərində yüksək yüyürüklüyün olması səbəbindən heteroquruluşlardan ifratteztəsirli sahə tranzistorlarının yaradılmasında; Holl keçiriciliyinin kvantlanmasından 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 ildə 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 yaradır.

Aşağıölçülü sistemlərdə termomaqnit hadisələrin ardıcıl nəzəriyyəsinin olmamasına səbəb, bu sistemlərdə enerji spektrinin ani-

zotrop olması səbəbindən müxtəlif səpilmə mexanizmlərdə mürək-kəbliyin və kinetik hadisələrdə əlavə anizotrop luq yaradan xarici maqnit sahəsinin yönəlməsinin nəzərə alınmasının kifayət qədər çə-tin olmasıdır. Ona görə də maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan kvaziikiölçülü laylı sistemlərdə, həmçinin asim-metrik kvant çuxurlarında anizotrop köçürmə hadisələrinin öyrənil-məsi mövcud nəzəriyyəsinin inkişafı üçün faydalı əlavə ola bilər.

Tədqiqatın obyektı və predmeti. Tədqiqatın obyektı laylı kristallar, ifratqəfəslər və kvant çuxurlarıdır. Tədqiqatın predmeti kimi ifratqəfəslər, laylı kristallar və kvant çuxurlarında anizotrop elektron köçürmə hadisələri öyrənilmişdir.

Tədqiqatın məqsəd və vəzifələri. Tədqiqatın məqsədi kosi-nusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifratqəfəs və laylı sistem-lərdə elektrikkeçiriciliyi, istilikkeçiriciliyin elektron hissəsi, qalva-no- və termomaqnit əmsalların, həmçinin asimmetrik kvant çuxu-runda elektrikkeçiricilik və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin ani-zotrop luğunun nəzəri tədqiqi, enerji spektri, səpilmə mexanizmi-nin anizotrop luğunun, həmçinin aşağıölçülü elektron qazının para-metrlərinin və xarici sahənin təsiri ilə kinetik hadisələrdə yaranan xüsusiyyətləri müəyyən etməkdir. Bu məqsədə çatmaq üçün aşağıdakı məsələlər həll olunmuşdur:

1. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron qazı üçün aşqar ionlarından səpilmə halında maqnit sahəsi olmadıqda elektrikkeçiriliyi və istilikkeçiriciliyin elektron hissəsini hesab-lamaq. Səpilmənin anizotrop luğunun və aşqar ionunun ekranlaşma radiusunun bu kinetik əmsallara təsirini öyrənmək.

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

3. İfratqəfəslərdə fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hal-larında Nernst-Ettingshauzen (NE) əmsalını və onun maqnit sahəsi-

nin qiymət və istiqamətindən, mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılıqlarında yaranmış anizotropoluğu 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 eninə maqnit sahəsində istilikkeçiriciliyin elektron hissəsinin (Madji-Riqi-Ledyuk əmsalının) mini-zonanın dolma dərəcəsiindən, ifratqəfəsin periodundan, aşqar ionlarından səpilmə halında ekranlaşma radiusundan və Fermi səviyyəsinin mini-zonaya nəzərən vəziyyətindən asılılığını təyin etmək.

5. Eninə və uzununa NE effektlərinin aşqar ionlarından səpilmə halında anizotropuluğunu nəzərdən keçirmək. Ifratqəfəsin Fermi səthinin formasının, xarici maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətinin bu effektlərin anizotropuluğuna 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, polyar-optik fononlardan səpilmə halında yarımparabolik kvant çuxurun elektrikkeçiriciliyi və termoelektrik hərəkət qüvvəsinə təsirini öyrənmək.

Müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar:

1. Kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan elektron sistemlərində aşqar ionlarından səpilmə halında ekranlaşma radiusunun böyüməsi ilə elektrikkeçiriciliyin anizotropuluğu artır və Fermi səthi nahamar silindr olduqda bir tərtib böyük qiymət alır. Elektrikkeçiriciliyin anizotropuluğu aşqar ionların konsentrasiyasından və ifratqəfəsin periodundan asılıdır: ifratqəfəsin periodunun verilmiş qiymətində elektrikkeçiriciliyin anizotropuluğu 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 anizotropluq 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 sahədən xətti asılıdır, başqa sözlə Kapitsa effekti baş verir. Uzununa maqnit sahəsində eninə MM güclü sahədə müsbət, zəif sahədə mənfi işarəli olur, həmçinin 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 anizotropluğu əhəmiyyətli dərəcədədir və ikiölçülü elektronların yüyürüklüyünün kvadratı ilə tərs mütənasibdir. 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. Kvaziikiölçülülü və kvaziüçölçülülü 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 osillyasiya 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, polyar-optik 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 fərdi xüsusiyyətə malikdir – kvant çuxur səviyyələrinin Fermi səviyyəsi kəşiməsi nəticəsində ilgək əmələ gəlir.

12. Yarımparabolik kvant çuxurunda ikiölçülülü 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/delokallaşması 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 ilgəyi 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 $m_{||0}/m_{\perp}$ anizotropluğuundan asılıdır (burada m_{\perp} – eninə, $m_{||0}$ – uzununa komponentdir) və Fermi enerjisinin ε_F mini-zonanın yarımənəinə ε_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 aşqar 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 dərəcəsiindən, maqnit sahəsinin qiymət və istiqamətindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Alınmışdır ki, NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsiindən 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 dərəcəsiinin kiçik qiymətlərində mənfidir və dolma dərəcəsiinin qiymətiinin artması ilə yanaşı işarəsini dəyişir.

–Maqnit sahəsində termoehqin (uzununa NE effekti) səpilmə mexanizmindən və elektron qazının ölçüsündən asılılıqlarına sahənin qiymət və istiqamətiinin təsiri öyrənilmişdir. Uzununa güclü maqnit sahəsində akustik fononlardan və güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə kvaziikiölçülü elektron qazı üçün termoehq sifıra bərabərdir, halbuki, kvaziüçölçülü halda sifirdan fərqlidir və müsbətdir. Polyar-optik fononlardan səpilmə halında mini-zonanın dolma dərəcəsiinin azalması ilə termoehq əvvəlcə artır, sonra maksimumdan keçərək, ədədi qiymətcə azalır, güclü maqnit sahəsində ossilyasiya edir. Zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsinin artması ilə termoehq azalır və sifıra yaxınlaşır, hansı ki, bu da ekranlaşma radiusunun aşqarların konsentrasiyasından və ifratqəfəsin periodundan asılı olması ilə şərtlənir. Termoehqdə işarə dəyişməsi Fermi enerjisiinin ifratqəfəsdə mini-zonanın eninin yarısına bərabər olduqda baş verir. İfratqəfəsin periodunun azalması termoehqin düşməsinə gətirir.

–Qeyd olunmuşdur ki, temperatur qradientinin istiqaməti ilə fərqlənən eninə və uzununa NE effektləri keçirici elektronların aşqar ionlarından səpilməsi halında mini-zonanın dolma dərəcəsiindən, maqnit sahəsindən və ekranlaşma radiusundan müxtəlif şəkildə qeyri-monoton asılıdırlar: güclü maqnit sahəsində termoehq müsbətdir, halbuki eninə NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsiinin kiçik qiymətlərində mənfi işarəlidir, sonrakı qiymətlərində sifirdan keçərək müsbət olur; eninə NE əmsalı kvaziikiölçülü halda böyük qiymətdə artır, lakin termoehq azalır;

kvaziüçölçülü elektron qazı üçün NE əmsalı sıfıra yaxınlaşır, lakin termoehtq 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 konsentrasiyası və ifratqəfəs 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 fononlardan 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, termoehtq kvant çuxur profili və Fermi səviyyəsi ilə kvant çuxur səviyyələri arasındakı münasibətlə və səth potensialı ilə əlaqədar xüsusiyyətlərə malikdir: ilgək və termoehtqın işarə dəyişməsi. Bu xüsusiyyətlər lokallaşma/delokallaşma effektləri ilə və Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələrinə nəzərən vəziyyəti ilə izah olunur. Həmçinin termoehtq 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 34th International Physics Congress (Bodrum, Turkey, 2018), Uluslararası GAP Matematik-Mühendislik-Fen və Sağlık bilimləri 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 yüksək Impact factor-lu jurnallarda), 4 konfrans materialı və 19 tezis şəklində yerli və xarici jurnallarda dərc edilmişdir.

Dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı. Dissertasiya

tasiya 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, ixtisarların və şərti işarələrin siyahısından ibarətdir. Dissertasiyanın həcmi (mətdəki 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 İşarə).

İŞİN QISA MƏZMUNU

Girişdə seçilmiş mövzunun aktuallığı əsaslandırılır, məqsəd və məqsədə uyğun olaraq həll olunacaq məsələlər təyin olunur. Elmi yenilik, praktiki əhəmiyyəti və müdafiəyə təqdim olunan əsas müddəalar ifadə olunur.

Birinci fəsil maqnit sahəsi olmadıqda laylı quruluşlarda və ifratqəfəslərdə kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan keçirici elektronların köçürmə hadisələrinin öyrənilməsinə həsr olunur. Bu fəsildə keçirici elektronlar üçün enerji spektri, hal sıxlığı verilir və aşqar ionlarından səpilmə öyrənilir. Güclü anizotropluğa malik laylı kristallar və ifratqəfəslərdə elektronların lay müstəvisində hərəkətinə zəif əlaqə yaxınlaşmasında baxılır. Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə hərəkət isə güclü əlaqə yaxınlaşmasında təsvir olunur və dispersiya qanunu belə ifadə olunur:

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

Burada $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, k_{\perp} və k_z – elektronun dalğa vektorunun uyğun olaraq, uzununa və eninə komponentləri, ε_0 – minizonanın yarıməni, a – lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətə

mətdə ifratqəfəsin periodu, $m_x = m_y = m_{\perp}$ keçiricilik elektronlarının lay müstəvisində effektiv kütləsidir. Baxılan obyektlərdə yeni effektlər kosinusoidal dispersiya qanunu ilə keyfiyyətcə kifayət qədər yaxşı izah olunur. Laylı birləşmələrin, həmçinin ifratqəfəslərin elektron xassələrindəki anizotropluq enerji spektrinin anizotropluğu ilə bağlıdır, bu da təbii olaraq relaksasiya müddətində əks olunur, anizotropluq yaradır. Relaksasiya müddətinin uzununa və eninə komponentlərinin elektronun dalğa vektorunun komponentlərindən və ekranlaşma radiusundan asılılığı təhlil edilmişdir. Anizotrop dispersiya qanunu əsasında Born yaxınlaşmasında tərs relaksasiya müddətinin uzununa və eninə komponentləri aşqar ionlarından səpilmə halında, $\gamma < 1$ olduqda, harada ki, $\gamma = m_{\perp}/m_{\parallel}$, (m_{\perp} – effektiv kütlənin eninə, m_{\parallel} – uzununa komponentləridir) $1/m_{II} = (\epsilon\alpha^2/\hbar^2)\cos\alpha k_z$ tapılmışdır, hansı ki, alınmış ifadələr laylı birləşmələr, ifratqəfəslər üçün yaxşı ödəyir və belə ifadə olunur:

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

$$\frac{1}{\tau_{II}} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{1}{2k_z r_0} \times \left\{ \frac{1}{[1 + (2k_{\perp} r_0)^2]^{1/2}} - \frac{1}{[[1 + (2k_z r_0)^2]^{1/2} [1 + (2k_z r_0)^2]^{1/2} + (2k_{\perp} r_0)^2]^{1/2}} \right\}, \quad (3)$$

burada

$$q = \frac{2(k_{\perp} r_0)}{\sqrt{1 + 4(k_{\perp} r_0)^2}}, \quad \alpha = \arctg(r_0 k_z), \quad \tau_0 = \frac{(m_{\perp} \chi)^{1/2}}{8\pi N e a^{3/2}},$$

$$F(\alpha, q) = \int_0^{\alpha} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - q^2 \sin^2 \varphi}}, \quad E(\alpha, q) = \int_0^{\alpha} \sqrt{1 - q^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

– uyğun olaraq I və II növ elliptik inteqrallardır. Born yaxınlaşma-

sında $r_0 \ll r_B$ (burada $r_B = \chi \hbar^2 / me^2$ – effektiv Bor radiusudur).

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

Güclü ekranlaşma halında ($kr_0 \ll 1$) relaksasiya müddətinin anizotropluğu itir, aşqar atomunun yüklənmiş ionu özünü qısaməsafəyə təsirli δ formalı potensiallı nöqtəvi defekt kimi aparır.

Zəif ekranlaşma halında relaksasiya müddəti güclü anizotropdur və $kr_0 \gg 1$ şərti ödəndikdə (2) və (3) ifadələri kinetik əmsalları hesablamaq üçün əlverişli analitik formaya düşür.

Relaksasiya müddətinin tapılmış komponentləri əsasında yarımklassik yaxınlaşmada keçiricilik elektronlarının aşqar ionlarından səpilməsi halında elektrikkeçiriciliyi və istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsi hesablanmışdır.

Elektrikkeçiriciliyinin anizotropluğunun Fermi enerjisinin mini-zonanın yarımənənə nisbətindən asılılığı ekranlaşma radiusu və ifratqəfəs periodunun müxtəlif qiymətlərində ədədi hesablanmışdır.

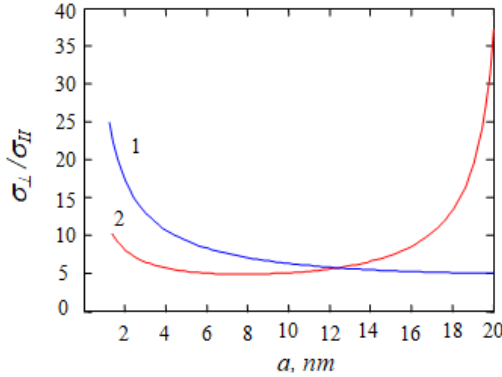
Göstərilmişdir ki, elektrikkeçiriciliyinin anizotropluğu aşqarların müxtəlif konsentrasiyalarına ifratqəfəsin periodundan müxtəlif cür asılıdır: böyük konsentrasiyalarda anizotropluq artır, kiçik konsentrasiyalarda isə anizotropluq azalır (şəkil 1). Cırlaşmış elektron qazı üçün elektrikeçiricilik anizotropluq əmsalı belə ifadə olunur:

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} = 2 \frac{r_0}{a} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{r_0}{a} \cdot Z_0\right)} \cdot \frac{I_{0,0,5/2}}{I_{1,2,1/2}}, \quad (4)$$

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

Göstərilmişdir ki, elektrikeçiriciliyin anizotropluğu elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülq haldan kvaziikiölçülüyə keçdikdə anizotropluq əhəmiyyətli dərəcədə artır. Həmçinin alın-

mışdır ki, elektrikkeçiriciliyin anizotropluğu ekranlaşma radiusunun böyüməsi ilə artır, başqa sözlə elektrikkeçiriciliyin anizotropğunun dərəcəsi aşqarların konsentrasiyası artdıqca azalır (şəkil 1.).



Şəkil 1. Elektrikkeçiriciliyin $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$ anizotropğunun aşqarların konsentrasiyasının müxtəlif qiymətlərində ifratqəfəsin a periodundan asılılığı: 1 – $N_i = 10^{22} m^{-3}$, 2 – $N_i = 10^{24} m^{-3}$

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

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

Güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında istilikkeçiriciliyin elektron hissəsinin anizotropluğu k_{\perp}/k_{\parallel} enerji spektrinin anizotropluğu nəticəsində yaranır və effektiv kütlənin anizotropğundan asılıdır.

$$\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} = \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \frac{I_{-1,0,1}}{I_{-1,0,0} - I_{-1,2,0}}. \quad (6)$$

İkinci fəsildə kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron sistemlərində eninə maqnit sahəsində (ifratqəfəsin lay müstəvisinə perpendikulyar) aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit effektlərdən Holl effekti və eninə maqnitmüqaviməti (MM)

öyrənilir. $\varepsilon_0 \gg \hbar/\tau$ şərti daxilində kinetik əmsalları relaksasiya müddəti yaxınlaşmasında Bolsmanın kinetik tənliyindən istifadə edərək hesablamaq olar. Belə yarımklassik yaxınlaşmada qalvanomaqnit tenzorun komponentləri aşqar ionlarından səpilmə halında hesablanmışdır və bu komponentlər əsasında Holl əmsalı, eninə maqnit müqaviməti tapılmışdır. Zəif və güclü ekranlaşma limit halları nəzərdən keçirilmişdir. Holl əmsalı və eninə MM-in eninə maqnit sahəsində maqnit sahəsinin qiymətindən, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən, həmçinin mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılılıqları öyrənilmişdir. Eninə maqnit sahəsində Holl əmsalı mənfidir, effektiv kütlə anizotropluğuundan $m_{||0}/m_{\perp}$ asılıdır və Fermi enerjisinin ε_F mini-zonanın yarımənə ε_0 nisbəti ilə təyin olunur, lakin ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən (r_0/a) asılı deyil.

Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ($\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$) alırıq:

$$R_{\perp} = -\frac{\pi^2 a^3}{e} \cdot \frac{m_{||0}}{m_{\perp}} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon - \varepsilon_0} \left[1 + \frac{5}{2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon - \varepsilon_0} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

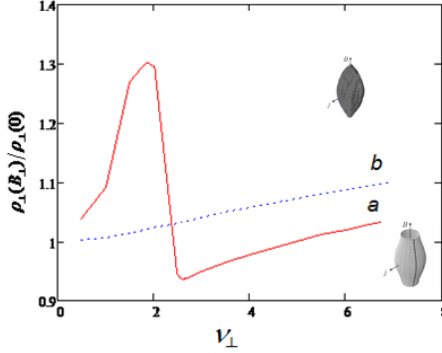
Kvaziüçölçülü halda ($\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$):

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

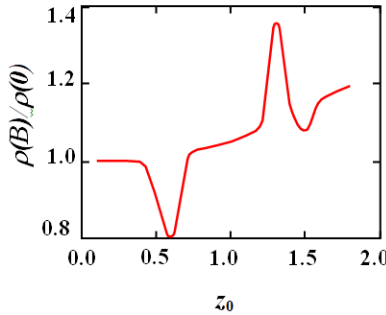
(7) və (8) ifadələrindən görünür ki, Holl əmsalı kütlənin anizotropluğu ilə düz mütənəsidir. Lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə effektiv kütlə $m_{||0} > m_{\perp}$ lay müstəvisindəki qiymətdən böyük olduğundan demək olar ki, Holl əmsalı ikiölçülü sistemlərdə üçölçülü haldan böyük qiymət alır. Holl əmsalı zəif maqnit sahəsində effektiv kütlə anizotropluğuundan və mini-zonanın dolma dərəcəsiindən, güclü maqnit sahəsində isə yalnız yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Güclü ekranlanmış aşqar ionlarından səpilmədə cırlanmış 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 dərəcəindən güclü asılıdır.

Eninə maqnit sahəsində cırlaşmış elektron qazının eninə MM-i üçün ədədi hesablama aparılmış və xüsusi müqavimətin maqnit sahəsindən (şəkil 2) və mini-zonanın dolma dərəcəindən



Şəkil 2. Nisbi xüsusi müqavimətin $\rho_{\perp}(B_{\perp})/\rho_{\perp}(0)$ ifratqəfəsin lay müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş $v_{\perp} = \Omega_{\perp}\tau_{\perp} = eB\tau_{\perp}/m_{\perp}$ maqnit sahəsindən asılılığı, $r_0/a = 3,5$ olduqda kvaziikiölçülü ($Z_0 = \pi$) (a), kvaziüçölçülü elektron qazı ($Z_0 = \pi/3$) (b), hallarında qurulmuşdur.



Şəkil 3. Nisbi xüsusi müqavimətin $\rho_{\perp}(B_{\perp})/\rho_{\perp}(0)$, $r_0/a = 5$ olduqda mini-zonanın Z_0 dolma dərəcəindən asılılığı.

(şəkil 3) asılılıqları qurulmuşdur. Kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazlarına baxılmışdır. Şəkillərin küncələrində Fermi səthi-

nin forması kvaziikiölçülülü ($\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$), kvaziüçölçülülü elektron qazı ($\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$) üçün göstərilmişdir. MM-in işarəsi maqnit sahəsindən (şəkil 2), mini-zonanın dolma dərəcəsiindən (şəkil 3) və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılıdır¹.

Qurulmuş qrafiklərdən görünür ki, uzağa təsir kulon potensialından səpilmə halında eninə maqnit sahəsində eninə MM kvaziikiölçülülü elektron qazı üçün zəif maqnit sahəsində müsbətdir və güclü sahədə isə mənfidir, güclü maqnit sahəsindən demək olar ki, xətti asılıdır, başqa sözlə Kapitsa effekti doğru olur. Eninə MM kvaziüçölçülülü elektron qazı üçün güclü maqnit sahəsində müsbətdir (şəkil 2). Güclü maqnit sahəsində maqnitmüqaviməti kvaziikiölçülülü elektron qazı üçün ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətinin müəyyən qiymətində mini-zonanın dolma dərəcəsiindən asılı olaraq işarəsini dəyişərək ossilyasiya edir (şəkil 3). Analitik ifadələr elektron qazının ölçüsünə və maqnit sahəsinə görə limit hallarında alınmışdır.

Zəif maqnit sahəsində ($\Omega_{\perp}\tau_{\perp}) \ll 1$, kvaziikiölçülülü elektron qazı üçün maqnitmüqaviməti belə təyin olunur:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{v_{\perp 0}^2}{\ln^2 2\pi\sigma_0} \left[5 - \frac{9}{\varepsilon/\varepsilon_0 - 1} \right], \quad (9)$$

burada $v_{\perp 0} = (eB/m_{\perp})\tau_{\perp 0}$. (9)-dan görünür ki, bu limit halında maqnitmüqaviməti müsbətdir, maqnit sahəsindən kvadratik asılıdır və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən loqarifmik zəif asılıdır.

Kvaziikiölçülülü elektron qazı üçün MM güclü maqnit sahəsində ($\Omega_{\perp}\tau_{\perp}) \gg 1$ elliptik inteqrallar vasitəsilə ifadə olunur və aşağıdakı formaya malikdir:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho(0)} = \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\varepsilon_0}{\varepsilon} \right) \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{\pi} K(k), \quad (10)$$

¹Askerov B.M. Figarova S.R., Guseynov G.I., Figarov V.R. Magnetoresistance in quasi-two-dimensional electron gas at scattering on impurity ions // Physical Status Solidi B, – 2014. 251 (6), – p. 1197-1201.

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

inteqraldır, $\varphi = Z/2$.

(10) ifadəsinin ədədi hesablaması göstərir ki, MM – güclü maqnit sahəsində mənfi ola bilər və Fermi enerjisinin minizonanın eninə nisbəti ilə təyin olunur, hansı ki, bu hesablama nəticəsi ümumi düstura uyğun hesablama ilə üst-üstə düşür (bax: şəkil 2). 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 minizonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur.

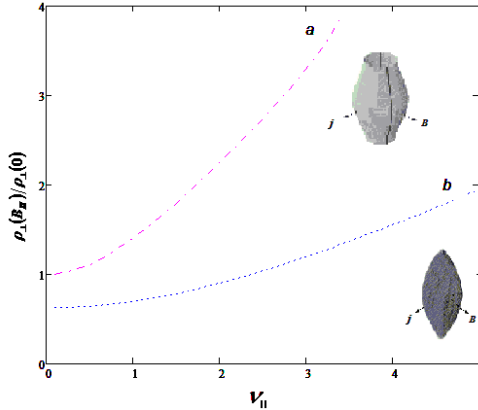
$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{Z_0 \sin Z_0 - \frac{Z_0^2}{2} \cos Z_0 - \sin^2 \frac{Z_0}{2}}{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)^2}, \quad (11)$$

Üçüncü fəsilə uzununa maqnit sahəsində (ifratqəfəsin lay müstəvisinə paralel) cırılmış elektron qazı üçün aşqar ionlarından səpilmə halında qalvanomaqnit effektlər tədqiq olunur. Qalvanomaqnit tenzorun komponentləri hesablanmış və onlar əsasında Holl əmsalı və maqnitmüqavimətinin analitik ifadələri elektron qazının ölçüsünə, ekranlaşma radiusu və maqnit sahəsinin qiymətinə görə limit hallarında tapılmış, həmçinin maqnit sahəsinin istiqamətinə görə bu kinetik əmsallarda yaranmış anizotropiya tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, Holl əmsalı uzununa maqnit sahəsində işarəsini dəyişir və ekranlaşma məsafəsindən asılı deyil. Zəif maqnit sahəsində Holl əmsalı müsbətdir, effektiv kütlənin anizotropiyyasından və Fermi enerjisinin minizonanın eninə nisbətindən asılıdır, lakin yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı deyil. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün Holl əmsalı belə ifadə olunur:

$$R_{\parallel} = \frac{\pi^2 a^3}{e} \cdot \frac{m_{\parallel 0}}{m_{\perp}} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right) \left[1 - \frac{8}{9} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right) \cdot \frac{4}{\pi^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_0} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

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: kvaziüçölçülüdən kvaziikiölçülüyə keçdikdə $|R_{\perp}|/|R_{\parallel}|$ anizotropluq əmsalı azalır.

Eninə MM-in ümumi ifadəsinə görə ədədi hesablamaya aparılmış və bu ədədi hesablamaya əsasında eninə MM-in maqnit sahəsinin qiymətindən (şəkil 4), ekranlaşma radiusunun ifratqəfəs perioduna nisbətindən asılılıqları öyrənilmişdir. Eninə MM kvaziikiölçülü elektron qazı üçün müsbətdir və maqnit sahəsindən monoton asılıdır, halbuki kvaziüçölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsinin kiçik qiymətlərində mənfi, aralıq qiymətlərində işarəsini dəyişir və güclü maqnit sahəsində müsbət olur (şəkil 4). Uzununa maqnit sahəsində eninə MM-in ekranlaşma məsafəsindən asılılığında işarə dəyişməklə ossilyasiya müşahidə olunur.



Şəkil 4. $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ nisbi xüsusi müqavimətin mini-zonanın $\nu_{\parallel} = \Omega_{\parallel}\tau_{\parallel}$, $\Omega_{\parallel} = (eB/m_{\parallel})$ dolma dərəcəsinin müxtəlif qiymətlərində, uzununa maqnit sahəsindən asılılığı: $a - Z_0 = \pi$, $b - Z_0 = \pi/2$.

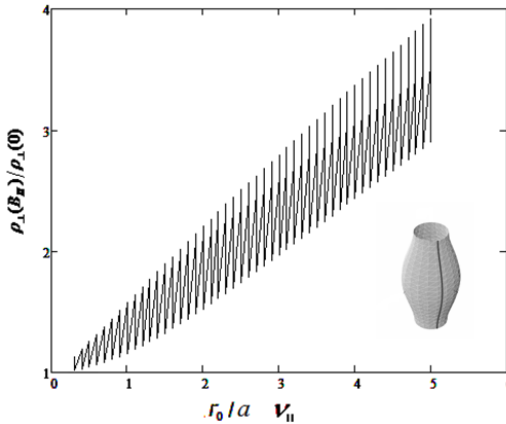
Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə MM maqnit sahəsinin bütün dəyişmə oblastında müsbətdir və zəif maqnit sahəsində belə tiyin olunur:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{1}{3} \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln(2\pi r_0/a)} > 0. \quad (13)$$

Eninə MM kvaziüçölçülü elektron qazı üçün güclü sahədə müsbət (şəkil 4), zəif sahədə isə aşağıdakı ifadədən də görüldüyü kimi mənfi ola bilər.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -1,31 \frac{v_{\perp 0} \cdot v_{\parallel 0}}{\ln(2r_0 Z_0/a)}. \quad (14)$$

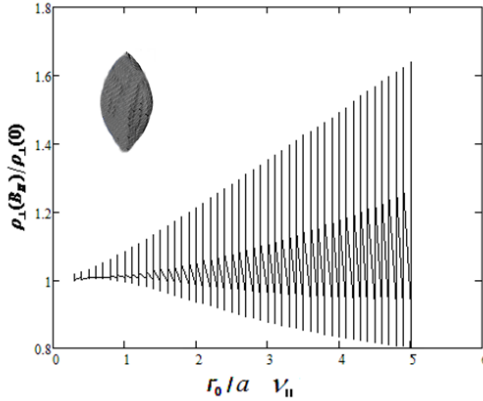
Eninə MM-də işarə dəyişməsi Fermi səthinin topologiyası, mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması ilə əlaqədardır və elektronun tsiklotron orbitinin radiusu ifratqəfəsin periodu tərtibdə olduqda baş verir. Eninə MM ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır: elektron qazının sıxlığı böyük olduqda eninə MM mənfi, kiçik sıxlığında isə müsbət olur. Aşqar ionlardan səpilmə halında relaksasiya müddətinin hesablanmasında yaranmış (şəkil 5)



Şəkil 5. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$, nisbi xüsusi müqavimətin $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ uzununa maqnit sahəsində $v_{\parallel} = eB\tau_{\parallel}/m_{\parallel}$ ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna r_0/a nisbətindən asılılığı

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 (şəkil 6).

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.



Şəkil 6. Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ($\epsilon_F < 2\epsilon_0$), nisbi xüsusi müqavimətinin $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ uzununa maqnit sahəsində $v_{\parallel} = eB\tau_{\parallel}/m_{\parallel}$ ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna r_0/a nisbətindən asılılığı

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 relaxasiya müddətinin anizotropluğu ilə bağlıdır.

Dördüncü fəsilə ifratqəfəslərdə eninə maqnit sahəsində fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında eninə Nernst-Ettingshauzen (NE) effekti öyrənilir. Eninə maqnit sahəsində kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün akustik, qeyri-polyar optik, polyar-optik, pyezoakustik və aşqar ionlarından səpilmə hallarında termomaqnit tenzorun komponentləri hesablanmış və bu komponentlər əsasında eninə NE əmsalı tapılmışdır. Göstərilmişdir ki, akustik, qeyri-polyar-optik, güclü ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə hallarında kvaziikiölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün eninə NE əmsal sıfıra bərabərdir $Q = 0$, lakin kvaziüçölçülü halda əmsal sıfırdan fərqlidir və mənfi işarəlidir $Q < 0$.

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

Zəif maqnit sahəsində $\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \ll 1$ ENE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılıdır və müsbət işarəyə malikdir $Q > 0$.

$$Q = Q_0 \frac{2}{Z_0} \left(\frac{3}{2} \frac{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}{(0,5Z_0 - 0,75 \sin 2Z_0 + Z_0 \cos Z_0)^2} I_{0,0,3} \right), \quad (15)$$

burada $Q_0 = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{\perp 0}$, $u_{\perp 0} = \frac{e\tau_{\perp 0}}{m_{\perp}}$ – ifratqəfəsin lay müstəvi-

sinə perpendikulyar istiqamətdə keçiricilik elektronların yüyürüklüyüdür. (15) – ifadəsindən alınır ki, NE əmsalı kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ($\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$) açıq Fermi səthi) $Q = 2Q_0$; lakin kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ($\varepsilon_F < 2\varepsilon_0$) qapalı Fermi səthi) $Q = \frac{4}{3}Q_0$.

Güclü maqnit sahəsində ($\Omega_{\perp}\tau_{\perp} \gg 1$) NE belə təyin olunur:

$$Q = \frac{1}{B^2} Q_0 \cdot \frac{1}{u_{\perp}^2} \cdot \frac{Z_0}{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0)^2}. \quad (16)$$

(16)-dan alınır ki, NE əmsalı elektronların yüyürüklüyünün kvadratı ilə tərs mütənəsibdir və elektron qazının ölçüsünə görə

limit hallarında aşağıdakı kimi ifadə olunur:
kvaziikiölçülü elektron qazı –

$$Q = Q_0 \cdot \frac{1}{3(u_{\perp} B)^2}; \quad (17)$$

kvaziüçölçülü elektron qazı –

$$Q = Q_0 \cdot \frac{1}{(u_{\perp} B)^2} \cdot \frac{1}{Z_0^2}. \quad (18)$$

Zəif maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalı I_{klm} funksiyaları vasitəsi ilə ifadə olunur:

$$Q = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{\perp 0} \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \cdot \frac{1}{I_{0,0,5/2}} \left(4 I_{0,0,3} - \frac{5}{2} \frac{I_{0,0,3/2}}{I_{0,0,5/2}} I_{0,0,4} \right) \quad (19)$$

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

$$Q = -4\pi^2 \left(\frac{k_0}{e} \right) \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot u_{\perp 0}. \quad (20)$$

Görünür ki, NE əmsalı kvaziikiölçülü elektron qazı ekranlaşma radiusundan asılı deyil, elektronların yüyürüklüyü $u_{\perp 0}$ və enerjilər nisbəti $k_0 T / \varepsilon_0$ ilə düz mütənəsbdir. (20)-dən görünür ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün zıif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalı mənfi işarilidir, lakin kvaziüçölçülü halda mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılı olaraq həm müsbət və həm də mənfi ola bilər.

Güclü maqnit sahəsində NE əmsalı üçün alırıq:

$$Q = \frac{1}{B^2} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0}{e} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\ln(2r_0 Z_0/a)}{u_{\perp 0(z\varepsilon)}} \cdot \left[\frac{1}{2} \frac{I_{0,0,-3/2}}{I_{0,0,1}} + \frac{I_{0,0,-1/2} I_{0,0,0}}{I_{0,0,1}^2} \right]. \quad (21)$$

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 Bi_2Te_3 laylı kristalında işarə dəyişmə müşahidə olunmuşdur.

Bəşinci fəsilə kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü cırışmış elektron qazı üçün uzununa maqnit sahəsində fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalı hesablanmışdır. Eninə NE əmsalı üçün elektron qazının ölçüsünə, maqnit sahəsinin qiymətinə, kulon potensialının ekranlaşma dərəcəsinə görə limit hallarında analitik ifadələr alınmışdır. Eninə NE-əmsalında maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi nəticəsində yaranmış anizotropluğa baxılmışdır.

Alınmış ümumi ifadə əsasında cırışmış elektron qazı üçün eninə NE əmsalının akustik fononlardan səpilmə halında mini-zonanın dolma dərəcəsindən və maqnit sahəsindən asılılıqları öyrənilmişdir.

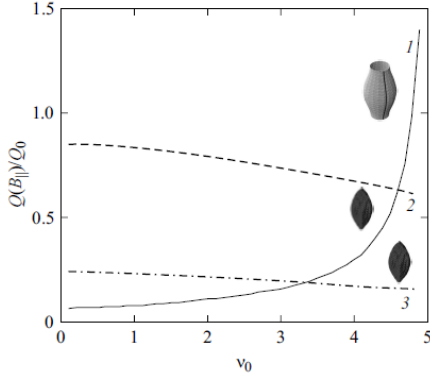
Eninə NE əmsalı üçün analitik ifadələr maqnit sahəsinin yalnız limit hallarında, zəif ($\Omega\tau_0 \ll 1$) və güclü ($\Omega\tau_0 \gg 1$) maqnit sahələrində almaq mümkündür. Zəif maqnit sahəsində NE əmsalı üçün alırıq:

$$Q = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{01} \cdot \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \left(1 - \Omega^2 \tau_{01}^2 \frac{\sin Z_0}{Z_0} \right). \quad (22)$$

(22)-dən görünür ki, zəif maqnit sahəsində NE əmsalı maqnit sahəsindən zəif asılıdır və kvaziikiölçülü elektron qazı üçün mənfi işarəlidir. Güclü maqnit sahəsində ($\Omega\tau_0 \gg 1$) NE əmsalı üçün alırıq:

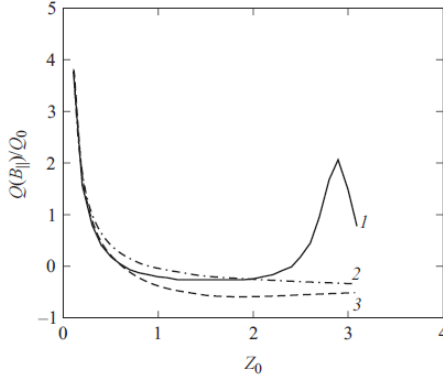
$$Q = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{e\tau_{01}}{m_{\parallel 0}} \cdot \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} u_{01} \cdot \frac{1}{(u_{\parallel} B)^2} \cdot \frac{\ln[\text{tg}(0,5Z_0 + 0,25\pi)]}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}. \quad (23)$$

Polyar-optik fononlardan səpilmədə relaksasiya müddəti anizotropdur və bu anizotropluq kinetik əmsallarda özünü göstərir. Eninə NE-əmsalının maqnit sahəsindən asılılığı şəkil 7-də, mini-zonanın dolma dərəcəsindən asılılığı isə şəkil 8-də göstərilmişdir. Şəkil 7-dən görünür ki, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə NE əmsalında sürətlə artma mövcuddur.



Şəkil 7. Mini-zonanın dolma dərəcəsinin müxtəlif qiymətlərində polyaroptik fononlardan səpilmə halında vahidsiz eninə NE əmsalının $Q(B_{||})/Q_0$ maqnit sahəsindən asılılığı: 1 – $Z_0 = \pi$, 2 – $Z_0 = \pi/2$, 3 – $Z_0 = \pi/3$

Burada $\Omega = eB/\sqrt{m_{\perp} m_{||0}}$ uzununa maqnit sahəsində elektronun tsiklotron tezliyidir. Şəkil 8-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



Şəkil 8. Vahidsiz eninə NE əmsalının $Q(B_{||})/Q_0$ mini-zonanın Z_0 dolma dərəcəsiindən asılılığı: 1 – güclü maqnit sahəsi ($\nu = \Omega\sqrt{\tau_{\perp 0}\tau_{||0}} = 4,5$), 2 – aralıq maqnit sahəsi ($\nu = 1$), 3 – zəif maqnit sahəsi ($\nu = 0,5$).

dolma dərəcəsi və maqnit sahəsindən asılı olaraq eyni bir nümunədə işarəsini iki dəfə dəyişir. Eninə NE əmsalının işarəsi

anizotrop sistemlərdə $\gamma = \frac{m_{\parallel} \tau_{\perp}}{m_{\perp} \tau_{\parallel}}$ əmsalı ilə təyin olunur, başqa

sözlə relaksasiya müddətinin enerjiden asılılığı və effektiv kütlə anizotropluğu ilə təyin olunur. İfratqəfəslərdə 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 azimptotikalari uyğun olaraq aşağıdakı kimidir²:

Zəif maqnit sahəsində ($\Omega \tau_0 \ll 1$):

$$Q = Q_0 \cdot \frac{1}{Z_0} \left[\frac{3}{2} + 2 \frac{(\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0) \cos Z_0}{0,5Z_0 - 0,75 \sin 2Z_0 + Z_0 \cos^2 Z_0} \left(1 + \frac{2}{3Z_0 \sin Z_0} \right) \right]. \quad (24)$$

Kvaziikiölçülü halda ($Z_0 = \pi$, $\varepsilon_F > 2\varepsilon_0$) yükdaşıyıcıların böyük konsentrasiyalarında NE əmsalı işarəsini saxlayır. Güclü maqnit sahəsi ($\Omega \tau \gg 1$):

$$Q = -Q_0 \frac{1}{2Z_0} \cdot \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{u_{\perp} u_{\parallel} B^2} \cdot \frac{I_{-1,-1,-1/2}}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}, \quad (25)$$

² Figarova, S.R., Huseynov, H.I., Figarov, V.R. Transverse Nernst-Ettinghausen effect in superlattices upon electron-phonon scattering // Semiconductors, – 2018. Jul; 52 (7), – p. 853-858.

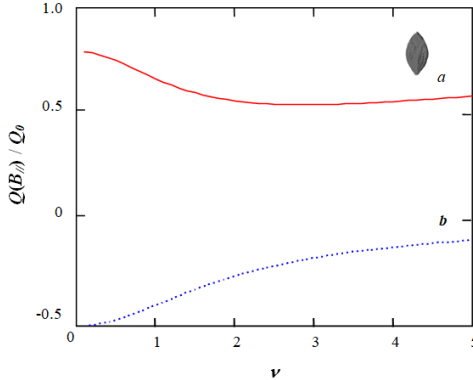
burada

$$I_{-1,-1,-1/2} = \int_0^{Z_0} \frac{dZ}{Z \cos Z (\cos Z - \cos Z_0)^{1/2}}.$$

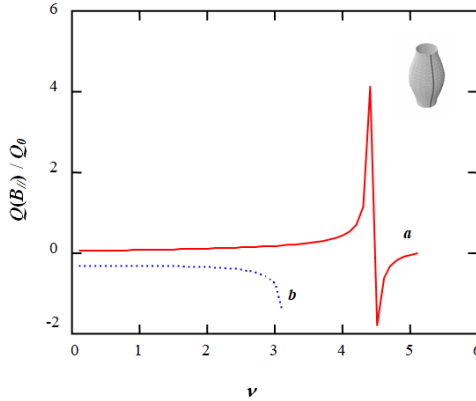
(24) və (25) ifadələrindən alınır ki, eninə NE əmsalının böyük qiymət alması ifratqəfəsdə yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün yüksək olması (məsələn, GaAs/AlGaAs ifratqəfəsində, $u_{\perp} = 9,5 \cdot 10^5 \text{ sm}^2/Bc$, $u_{\parallel} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ sm}^2/Bc$) nəticəsində baş verir və Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılıdır. Güclü maqnit sahəsində eninə NE əmsalı kiçik mənfi qiymət alır və tsiklotron orbitinin radiusu ifratqəfəsin periodu tərtibdə olduqda işarə dəyişməsi baş verir. Fermi səthinin topologiyasından asılı olaraq NE əmsalı fərdi xüsusiyyətlərə malikdir (25 düsturu).

Güclü maqnit sahəsində eninə NE əmsalı mənfi qiymət alır. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün eninə NE əmsalının akustik və polyar-optik fononlardan səpilmə hallarında müqayisə etmək xüsusi maraq kəsb edir (şəkil 9).

Göstərilmişdir ki, eninə NE əmsalı kvaziüçölçülü elektron qazı üçün akustik və polyar optik fononlardan səpilmədə müxtəlif işarəyə (şəkil 9) malikdir, halbuki kvaziikiölçülü halda güclü maqnit sahəsində eyni işarəlidir (şəkil 10).



Şəkil 9. Vahidsiz $Q(B_{||})/Q_0$ eninə NE əmsalının kvaziüçölçülü elektron qazı üçün $\nu = \Omega\tau_0$ maqnit sahəsinin qiymətindən asılılığı: a – polyar-optik fononlardan səpilmə, b – akustik fononlardan səpilmə.



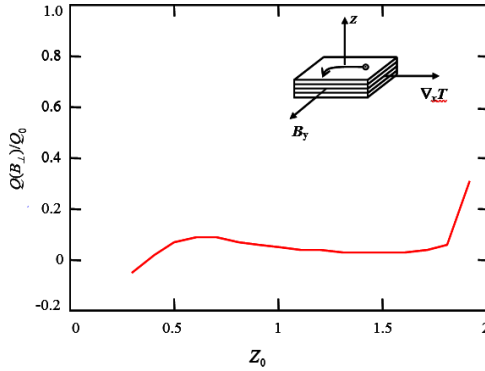
Şəkil 10. Vahidsiz NE əmsalının $Q(B_{||})/Q_0$ kvaziikiölçülü elektron qazı üçün $\nu = \Omega\tau_0$ maqnit sahəsindən asılılığı: a – polyar-optik fononlardan səpilmə, b – akustik fononlardan səpilmə.

Zəif maqnit sahəsində səpilmə prosesləri xüsusi üstünlük təşkil edir və qapalı Fermi səthi halında $\varepsilon < 2\varepsilon_0$ NE əmsalının artması baş verir, həm də ki, akustik fononlardan səpilmədə polyar-optik fononlardan səpilməyə nəzərən artım üç dəfə böyükdür. Qeyd etmək lazımdır ki, zəif və güclü maqnit sahəsi kriteriyalarına a , ε_0 ifratqəfəs və səpilmə mexanizm parametrləri təsir edir.

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 dərəcə-sindən qeyri-monoton asılıdır və onun dəyişmə xarakteri maqnit sahəsində NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfi işarəlidir, dolma dərəcəsi artdıqca işarə dəyişməsi baş verir, $Z_0 \approx \frac{\pi}{2}$ -də sıfırdan keçir, NE əmsalı müsbət qiymət alır (şəkil 11).

Zəif maqnit sahəsində $\Omega\tau \ll 1$ NE əmsalı zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında aşağıdakı formaya malikdir.

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{1/2} \frac{1}{\ln \left(\frac{2r_0 Z_0}{a} \right)} \left[-2 \frac{I_{1,0,1} - I_{1,2,1}}{I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}} + \frac{5}{2} \cdot \frac{I_{0,0,3/2}}{I_{0,0,5/2}} \cdot \frac{I_{1,0,2} - I_{1,2,2}}{I_{1,0,1/2} - I_{1,2,1/2}} \right]. \quad (26)$$



Şəkil 11. Vahidsiz NE əmsalının $Q(B_{\parallel})/Q_0$ uzununa güclü maqnit sahəsində ($\nu = 4$), zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında $r_0/a = 2$ mini-zonanının dolma dərəcəsiindən Z_0 asılılığı.

(24) ifadəsindən görünür ki, NE əmsalı mini-zonanının dolma dərəcəsiindən, mini-zonanının yarımınınin ε_0 istilik enerjisinə $k_0 T$ – nisbətindən və ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən isə loqarifmik zəif asılıdır.

Kvaziölçülü elektron qazı üçün NE əmsalı müsbətdir və belə təyin olunur:

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\ln(2r_0 Z_0/a)} = 0,15 > 0.$$

Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün alırıq:

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{Z_0^3 \cdot \ln(2r_0 Z_0/a)}$$

Belə səpilmə halında mini-zonanının dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərindən NE əmsalı artmağa başlayır. Güclü maqnit sahəsində eninə NE əmsalı aşqar ionlarında səpilmə halında belə təyin olunur:

$$\frac{Q}{Q_0} = -\frac{1}{B^2 u_{\perp 0(ze)} u_{\parallel 0(ze)}} \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{1}{2Z_0} \frac{\int_0^{Z_0} Z^{-1} \cos^{-1} Z \cdot (\cos Z - \cos Z_0)^{-1/2}}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}, \quad (27)$$

burada $u_{\parallel 0(ze)} = e\tau_{\parallel 0(ze)}/m_{\parallel 0}$ – keçiricilik elektronlarının lay müstəvisinə perpendikulyar müstəvidə yüyürüklüyüdür. Müəyyən yaxınlaşma ilə (27)-dən sadə ifadə alırıq.

$$\frac{Q(B)}{Q_0} = -\frac{1}{B^2 u_{\perp 0(ze)} u_{\parallel 0(ze)}} \left(\frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln Z_0}{Z_0 \cos Z_0}. \quad (28)$$

(28)-dan alınır ki, güclü maqnit sahəsində aşqar ionlarından səpilmə halında eninə NE əmsalı mini-zonanın dolma dərəcəsinin kiçik qiymətlərində mənfidir, böyük qiymətlərdə isə müsbət işarəli olur, bununla belə NE əmsalının qiyməti keçiricilik elektronlarının lay müstəvisində və laya perpendikulyar müstəvidə yüyürüklərindən asılıdır.

Maqnit sahəsinin istiqamətinin dəyişməsi nəticəsində NE əmsalında yaranmış anizotropluq 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 dərəcəsindən 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 dərəcəsindən asılı olaraq işarəsini iki dəfə dəyişir.

Altıncı fəsil ifratqəfəslərdə aşağıölçülü elektron qazı üçün fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə halında eninə və

uzununa maqnit sahələrində termoelektrik hərəkət qüvvəsi (uzununa NE effekti), eninə maqnit sahəsində istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsinin (Madji-Riqi-Ledyuk effekti) öyrənilməsinə həsr olunur. Göstərilmişdir ki, Fermi səviyyəsinin mini-zonaya nisbətən vəziyyətindən və ifratqəfəsin periodundan asılı olaraq termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termoehq) işarəsini dəyişə bilər və güclənmə baş verə bilər. Fermi enerjisi azaldıqca termoehq çox böyük qiymətdə artır. Alınmışdır ki, termoehq üçün eninə sahədə fərqli olaraq uzununa sahədə işarə dəyişməsi və doyma baş verir. Güclü maqnit sahəsində mini-zonanın dolma dərəcəsi artması ilə termoehqnin ossilyasiyası başlayır.

İfratqəfəslərdə akustik və qeyri-polyar optik fononlardan səpilmədə termoehq $\alpha(B_{\perp})$ mənfidir və eninə güclü maqnit sahəsində maqnit sahəsi induksiyasından asılı deyil və mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}. \quad (29)$$

Bu limit halında termoehq istilik enerjisinin mini-zonanın yarımənə nisbətindən $k_0 T / \varepsilon_0$ xətti asılıdır. Kvaziikiölçülü halda yalnız $k_0 T / \varepsilon_0$ – nisbəti ilə təyin olunur.

$$\alpha(B) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0}. \quad (30)$$

Uzununa maqnit sahəsində $\alpha(B_{\parallel})$ termoehq işarəsini dəyişərək müsbət olur. Zəif maqnit sahəsində ($\Omega_{\perp} \tau_{01} \ll 1$) mini-zonanın dolma dərəcəsi qeyri-monoton asılıdır.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_0}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \left[1 - (\Omega \tau_{01})^2 \frac{\sin Z_0}{Z_0^3} \right]. \quad (31)$$

Güclü maqnit sahələrində ($\Omega \tau_{01} \gg 1$) termoehq maqnit induksiyasının kvadratı və elektronların yüyürüklüyü ilə tərs mütənəsidir.

$$\alpha(B_{\parallel}) = \frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0 T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_0^2}{B^2 u_{\perp 0} u_{\parallel 0}} \cdot \frac{1}{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0} \ln \left| \operatorname{tg} \left(\frac{Z_0}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right|. \quad (32)$$

Bu limit halında termoehq mini-zonanın dolma dərəcəsinəndə güclü asılıdır və kvaziikiölçülü elektron qazı üçün sıfıra yaxınlaşır $\alpha(B_{\parallel}) = 0$.

Polyar-optik və pyezoakustik fononlardan səpilmə halında uzununa NE əmsalı zəif eninə maqnit sahəsində həmçinin k_0T/ε_0 nisbətindən və mini-zonanın Z_0 dolma dərəcəsinəndə asılıdır, kvaziikiölçülü elektron qazı üçün aşağıdakı formaya malikdir.

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{4}{3} \left[1 - v_{\perp 0}^2 \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{k_0T} \right)^2 \cdot 0.1 \right]. \quad (33)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, polyar-optik fononlardan səpilmə halında termoehq güclü maqnit sahəsində maqnit sahəsinin qiymətindən asılı deyil və akustik fononlardan səpilmə halına nisbətən iki dəfə böyük qiymət alır. Göstərilmişdir ki, maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq uzununa NE əmsalının işarəsi dəyişir.

Mini-zonanın dolma dərəcəsinin artması ilə termoehq azalır və ossilyasiya etməyə başlayır, bununla belə maqnit sahəsinin böyüməsi ilə ossilyasiya zəifləyir və sıfıra yaxınlaşır. 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.

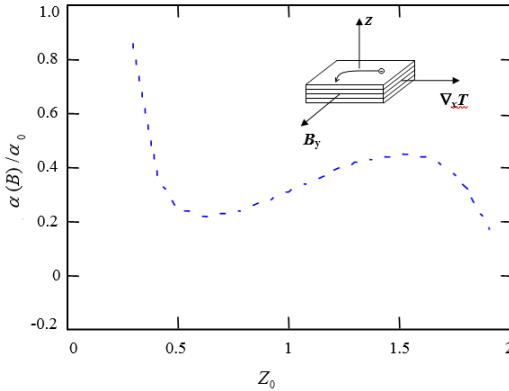
Zəif ekranlanmış aşqar ionlarından səpilmə halında termoehq eninə zəif maqnit sahəsində k_0T/ε_0 enerji parametrindən, B_{\perp} maqnit induksiyasından B_{\perp} , mini-zonanın Z_0 dolma dərəcəsinəndə ciddi asılıdır və r_0/a nisbətindən isə zəif loqarifmik asılıdır, halbuki güclü maqnit sahəsində sahədən asılı deyil və mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə təyin olunur:

$$\alpha(B_{\perp}) = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{\pi^2}{3} \frac{k_0T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\sin Z_0 - Z_0 \cos Z_0}{0.5 \cdot Z_0 - 0.75 \sin 2Z_0 + Z_0^2 \cos^2 Z_0}. \quad (34)$$

Müəyyən edilmişdir ki, ifratqəfəslərdə uzununa maqnit sahə-

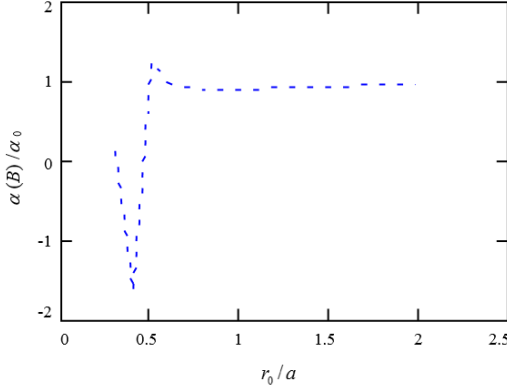
sində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmədə termoehqq mini-zonanın dolma dərəcəsiindən qeyri-monoton asılıdır (şəkil 12).

Güclü maqnit sahəsində termoehqq mini-zonanın dolmasının kiçik dərəcələrində böyük müsbət qiymət alır. Termoehqq kvazi-üçölçülü elektron qazı üçün sahədən müsbət qalaraq qeyri-monoton asılıdır, halbuki termoehqq kvaziikiölçülü elektron qazı üçün azalır. Termoehqqın belə dəyişmə tərzii güclü maqnit sahəsində sərbəst yolun orta uzunluğunun dəyişməsi, həmçinin kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ekranlaşma məsafəsinin konsentrasiyadan asılı olmaması, termoehqqın ifratqəfəsin periodunun tsiklotron orbitin radiusuna nisbəti ilə təyin olunması ilə bağlıdır. Termoehqqın güclənməsindən enerji çevrilməsi və generator yaratmaq üçün istifadə oluna bilər. Termoehqqın zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında ekranlaşma radiusundan asılılığı şəkil 12-də göstərilmişdir³.



Şəkil 12. Vahidsiz $\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0$ termoehqqın güclü maqnit sahəsində ($\nu = 4$), zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında $r_0/a = 2$ mini-zonanın dolma dərəcəsiindən Z_0 asılılığı.

³ 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.



Şəkil 13. Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün ($Z_0 = \pi/2$) vahidsiz $\alpha(B_{\parallel})/\alpha_0$ termoehqnin aralıq maqnit sahələrində $\nu = 1$, aşqar ionlarından səpilmə halında r_0/a ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılılığı.

Şəkil 13-dən alınır ki, kvaziüçölçülü elektron qazı üçün mini-zona dolduqca ekranlaşma radiusu azalır, bu halda böyük bucaq altında səpilmələr artır və termoehqnin ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılılığı qeyri-monoton olur. Maqnit sahəsinin aralıq qiymətlərində ($\nu \approx 1$) ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətinin müəyyən qiymətində termoehqnin işarə dəyişməsi baş verir, həmçinin mini-zonanın dolma dərəcəsinin $Z_0 \approx \pi/2$ qiymətində fərdi xüsusiyyəti yaranır. Bu xüsusiyyətlər ifratqəfəslərdə Fermi səthinin topologiyası ilə bağlıdır. Fermi səthinin müsbət əyriliyində $k_z = 0$ ətrafında elektronun effektiv kütləsi kiçikdir, müsbətdir və xarici təsir nəticəsində onun enerjisi artır, halbuki səthin əyriliyi mini-zonanın sərhəddində $k_z = \pi/2$ effektiv kütlə mənfi olur, elektronun enerjisi azalır, başqa sözlə Fermi səviyyəsi mini-zonada yerini dəyişdikdə termoehqnin işarəsi dəyişir. Kvaziikiölçülü elektron qazı üçün ekranlaşma radiusu konsentrasiyadan asılı olmur və termoehqnin işarəsi ifratqəfəsin periodunun tsiklotron orbitinin radiusuna nisbəti ilə təyin olunur və termoehqnin işarəsi ifratqəfəsin periodunun tsiklotron orbitinin radiusuna nisbəti ilə

təyin olunur, bu kəmiyyətlərin eyni olduğu halda termoelektrik qeyri-monoton asılılığı müşahidə olunur.

Kvaziüçölçülü elektron qazı üçün termoelektrik dəyişmə tərzində fərdi xüsusiyyətin yaranması ekranlaşma radiusunun mini-zonanın dolma dərəcəsinin funksiyası olması ilə bağlıdır. $r_0/a < 1$ ($r_0 \sim 1/n^{1/2}$) olduqda elektron qazının sıxlığı azaldıqca termoelektrik işarəsini dəyişir. İfratqəfəsin periodunun kiçilməsi termoelektrik azalmasına gətirir. Şəkil 13-dən alınır ki, uzununa maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında termoelektrik ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən asılılıqda işarə dəyişməsi baş verir. Termoelektrik 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 termoelektrik artır, bu da Nb ilə legirlənmiş SrTiO₃ ifratqəfəsində aparılan eksperimental işlərə uyğundur.

Bu fəsilə zəif ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilmə halında eninə və uzununa NE əmsallarının mini-zonanın dolma dərəcəsi ilə və uzununa maqnit sahəsinin qiymətindən asılılıqları müqayisə olunmuşdur.

Termomaqnit əmsallarda işarə dəyişmə Fermi səthinin topologiyası, ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan və ifratqəfəsin periodu ilə təyin olunması ilə şərtlənir. İfratqəfəsin a, ε_0 parametrlərini tənzimləməklə termomaqnit əmsallarını idarə etmək olar.

İfratqəfəslərdə eninə maqnit sahəsində akustik, polyar-optik fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında elektron istilikkeçiriciliyi (Madji-Riqi-Ledyuk – MRL) əmsalı hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, MRL əmsalı ifratqəfəslərdə fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında eninə zəif maqnit sahəsində maqnit sahəsi olmadıqda istilikkeçiriciliyin elektron hissəsinə nəzərən azalır. Güclü maqnit sahəsində istilikkeçiriciliyinin elektron hissəsi sıfıra yaxınlaşır, ona görə də ifratqəfəsin istilikkeçiriciliyi fonon qazının istilikkeçiriciliyinə bərabər olur və bu da fonon istilikkeçiriciliyini təcrübədə ölçməyə imkan verir.

Yeddinci fəsilə yarımparabolik potensiallı asimmetrik

kvant çuxurunda maqnit sahəsi olmadıqda akustik və polyar-optik fononlardan səpilmə hallarında elektron köçürmə hadisəsi nəzəriyyəsi inkişaf etdirilmişdir. Şredinger tənliyinin həlli əsasında yarımparabolik kvant çuxurda effektiv kütlə yaxınlaşmasında keçirici elektronların enerji spektri və dalğa funksiyasından istifadə edərək ikiölçülü cırlaşmış elektron qazı üçün elektrikkeçiriciliyi və termoelektrik kvant çuxurun profilindən, onun enindən və Fermi enerjisindən asılılığı tədqiq edilmişdir. Yarımparabolik kvant çuxurda səth potensialının (konfainment) elektron qazının elektrikkeçiriciliyinə və termoelektrik təsiri müzakirə olunur. Göstərilmişdir ki, elektrikkeçiriciliyi və termoelektrik kvant çuxurun enindən asılı olaraq ossilyasiya edir və ossilyasiyanın periodu kvant çuxur potensialından və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Təyin 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 artıqca elektrikkeçiriciliyi pilləvari böyüyür və ilgək əmələ gətirir, bu da Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələri ilə kəsişdikdə baş verir, həmçinin ilgəkdə olan budaqların sayı çuxur səviyyələrinin sayına bərabərdir. Aşkar olunmuşdur ki, yarımparabolik kvant çuxurda termoelektrik 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.

Asimmetrik kvant çuxurun potensialı aşağıdakı formaya malikdir:

$$U(z) = \begin{cases} U_s(z/d)^2, & 0 < z \leq d, \text{ olduqda} \\ \infty, & z \leq 0, \text{ olduqda} \end{cases} \quad (35)$$

burada U_s – səth potensialının maksimal qiyməti, d – kvant

çuxurun enidir. 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 yarımparabolik kvant çuxur üçün Şredinger tənliyinin həlli sağdan sonlu və soldan sonsuz olur və yarımparabolik kvant çuxurda ikiölçülü elektron qazı üçün dispersiya qanunu belə ifadə olunur:

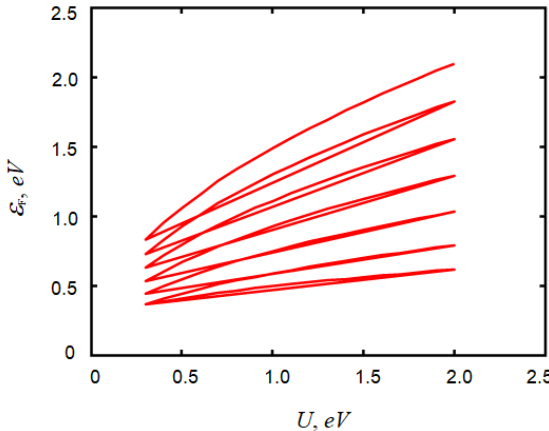
$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} + \hbar \omega_s \left(2n + \frac{3}{2} \right), \quad (36)$$

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.

(34) enerji spektri AlN/AlGaN/AlN və GaAs/AlGaAs ifratqəfəsləri üçün ödənilir. Verilmiş enerji spektri üçün Fermi enerjisi belə ifadə olunur:

$$\varepsilon_F = \frac{n_{el} \cdot \pi \hbar^2 d}{m(\bar{n} + 1)} + \hbar \frac{1}{d} \cdot \sqrt{\frac{2U_s}{m} \left(\bar{n} + \frac{3}{2} \right)}. \quad (37)$$

Fermi enerjisinin kvant çuxurun parametrlərindən asılılığı qeyri-monotondur (şəkil 14). Burada $n = \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_F}{\hbar \omega} - \frac{3}{2} \right)$ – ədədinin $\varepsilon_F = \varepsilon_n$ şərtindən tapılan tam hissəsidir.



Şəkil 14. Fermi enerjisinin kvant çuxur potensialından asılılığı

$$\text{Kvant çuxurun eni } d = d_{\min} = \frac{(\bar{n} + 3/2)(\bar{n} + 1)^{1/2}}{\pi n_{el}} \sqrt{\frac{2mU_s}{\hbar^2}} \text{ bu}$$

qiymətə bərabər olduqda Fermi enerjisi ekstremuma malik olur, hansı ki, elektron qazının konsentrasiyasından və kvant çuxur potensialından asılıdır ($U_s = 0.3eV, n_{el} = 10^{25} m^{-3}, d_{\min} \approx 10 nm$). Kvant çuxurun eninin kiçik qiymətlərində Fermi enerjisi kəskin aşağı düşür və sonra d_{\min} -dan böyük qiymətlərdə xətti artmağa başlayır.

Elektronların xy müstəvisində hərəkəti yarımklassik Bolsman tənliyi ilə təsvir olunur, $U(z)$ potensialı kvant çuxurda elektronların z oxu istiqamətdə kvantlanır; temperatur qradiyenti x oxu istiqamətdədir. Belə həndəsədə akustik fononlardan ($r = 0$) və polyaroptik ($r = 1$) fononlardan səpilmədə elektrikkeçiriciliyin ümumi ifadəsi belədir:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_0}{m} \cdot n_0 \cdot \frac{\sum_{n=0}^{\bar{n}} \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)^{r+1} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*} \right) \cdot d\varepsilon^*}{\sum_{n=0}^{n-1} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)}, \quad (38)$$

burada

$$n_0 = \frac{mk_0 T}{\pi d \hbar^2}, \quad \tau_0 = \frac{\pi \hbar^2 dk_0 T}{m} \left(\frac{2mk_0 T}{\hbar^2} \right)^r \cdot \frac{1}{A_r}, \quad \varepsilon_n^* = \frac{\varepsilon}{k_0 T}, \quad \varepsilon^* = \frac{\varepsilon_n}{k_0 T}.$$

Cırlaşmış elektron qazı üçün kvant çuxurun bütün dolu səviyyələri üzrə cəmləmə apararaq və Fermi enerjisinin (35) ifadəsini nəzərə alaraq akustik fononlardan səpilmə üçün dərin kvant çuxur ($\hbar \omega_s \gg k_0 T$) halında elektrikkeçiriciliyin aşağıdakı ifadəsini alırıq:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\pi \hbar^2 dn_{el}}{mk_0 T} \cdot \frac{1}{(\bar{n} + 1)(\bar{n} + 2)}, \quad (39)$$

burada $\sigma_0 = \frac{e^2 \tau_0 n_0}{m}$, \bar{n} – Fermi səviyyəsindən aşağıda olan alt səviyyələrin sayı.

(39)-dan görünür ki, bu halda elektrikkeçiriciliyi kvant

çuxurun eni və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə düz mütənəsbdir, lakin səth potensialından asılı deyil. Dayaz çuxur halında $\hbar\omega_s \ll k_0T$ elektrikkeçiriciliyi belə ifadə olunur:

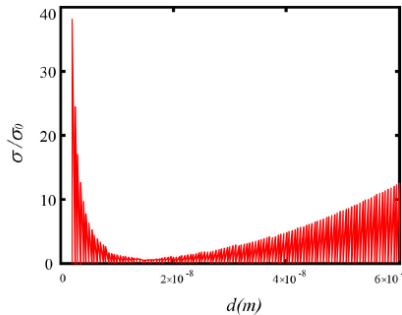
$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\pi \hbar^2 n_{el}}{m \cdot k_0T} \cdot \left[\frac{1}{\bar{n} + 1} - 3 \left(\frac{2\hbar\omega_s}{k_0T} \right)^2 \right]. \quad (40)$$

Dayaz çuxur halında elektrikkeçiriciliyi çuxurun enindən və səth potensialından asılıdır.

Polyar-optik fononlardan səpilmə halında elektrikkeçiriciliyi üçün alırıq:

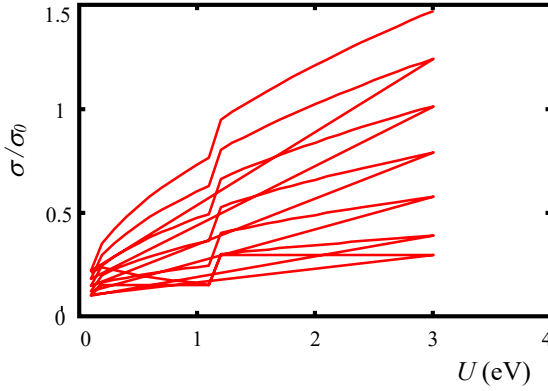
$$\sigma = \sigma_0 \left[\left(\frac{\pi d \hbar^3 n_{el}}{m \cdot k_0T (\bar{n} + 1)} \right)^2 + \left(\frac{\hbar\omega_s}{k_0T} \right)^2 \cdot \frac{\bar{n}(\bar{n} + 2)}{3} \right]. \quad (41)$$

(36) 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 (ε_F), kvant çuxurun enindən (d) (şəkil 15) və kvant çuxurun potensialından (U_s) (şəkil 16) asılılıqları öyrənilmişdir⁴.



Şəkil 15. Polyar-optik fononlardan səpilmə halında $U_s = 0.9 eV$ olduqda kvant çuxurun elektrikkeçiriciliyinin çuxurun enindən asılılığı.

⁴ Guliyev B.I., Figarova S.R., Huseynov H.I, Figarov V.R. Semi-parabolic quantum well electrical conductivity // European Physical Journal plus, – 2019. Jun; 134 (1), – p. 1-6.



Şəkil 16. Eni $d=10$ nm 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 $\Delta d = (\sqrt{mU_S}/\pi \hbar n_{el})^{1/2}$ çuxur potensialından və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Elektrikkeçiriciliyin sıçrayışlı asılılığında sıçrayışlar Fermi səviyyəsinin kvant çuxur səviyyələri ilə kəsişməsi nəticəsində yaranır. Şəkil 16-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.

Akustik fononlardan səpilmə halında termoeəq ümumi şəkildə belə ifadə olunur:

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \frac{\pi^2}{3} \frac{\sum_n \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}{\sum_n (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}. \quad (42)$$

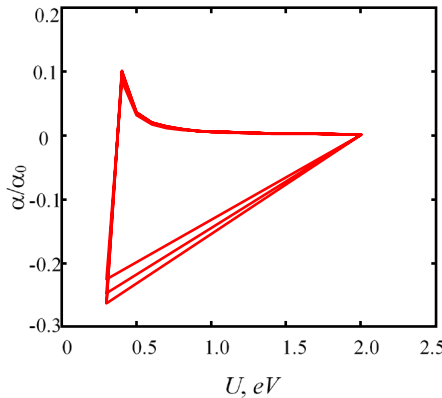
Polyar-optik fononlardan səpilmə halında termoeəq belə ifadə olunur:

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \cdot \frac{2\pi^2}{3} \cdot \frac{\sum_n (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*) \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}{\sum_n (\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)^2 \Theta(\varepsilon_F^* - \varepsilon_n^*)}. \quad (43)$$

(42) və (43) ümumi ifadələri əsasında GaAs/AlGaAs ifratqəfəsi üçün ədədi hesablamı aparılmış və $\left| \frac{\alpha}{\alpha_0} \right| \left(\alpha_0 = \frac{k_0 \pi^2}{e} \right)$

termoelektrik Fermi enerjisindən və kvant çuxur potensialından (şəkil 17-18) asılılıqlar qurulmuşdur⁵.

Kvant çuxurun müəyyən enində Fermi enerjisi, kvant çuxur səviyyələrinin enerjisi və kvant çuxur potensialının bir-birinə münasibətindən asılı olaraq termoelektrik fərdi xüsusiyyətlərə malikdir: ilgəyin yaranması və işarə dəyişməsi (şəkil 17, şəkil 18).

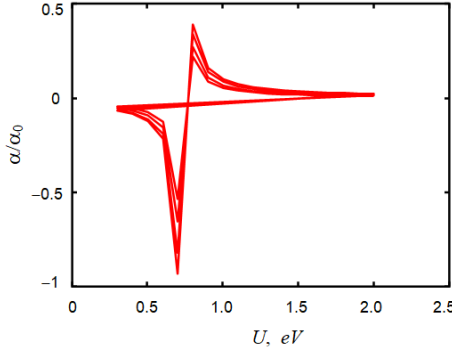


Şəkil 17. Polyar-optik fononlardan səpilmə halında, $a = 7 \text{ nm}$ olduqda termoelektrik kvant çuxur potensialından asılılığı.

Histerezis ilgəyi Fermi enerjisinin tezliyi $\omega_S = d^{-1}(2U_S/m)^{1/2}$ olan rəqsləri vasitəsilə induksiyanır; kvant çuxurun enini artırıqda və elektronların kiçik konsentrasiyalarında ilgək itir.

⁵Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Thermoelectric power hysteresis in semi-parabolic quantum well // Thin Solid Films, – 2021.721, – p.138554(1-4).

İkiölçülü elektron qazının konsentrasiyasının ifadəsindən alınır ki, elektron qazının konsentrasiyasının eyni bir qiymətində z oxu lokallaşma və delokallaşma hesabına (məsələn, n – kvant səviyəsindən $n+1$ kvant səviyyəsinə keçdikdə) (xy) müstəvisində elektronların sayı dəyişir, daha doğrusu



Şəkil 18. Akustik fononlardan səpilmə halında, $a = 7 \text{ nm}$ olduqda termoelektrinin kvant çuxur potensialından asılılığı.

eyni bir U_S potensialı iki ε_F Fermi enerjisinə uyğun gəlir, bu da termoelektrinin hisferezis ilqayını (şəkil 17, şəkil 18) $a = 7 \text{ nm}$ üçün izah edir. Fermi səviyyəsi delokallaşma hallarının sahəsinə düşdükdə yük sıxlığı artır və termoelektrik müsbət olur. Yarımparabolik kvant çuxurunda enerji səviyyələri arasındakı məsafə parabolik haldakı məsafədən iki dəfə böyükdür və bu da lokallaşma/delokallaşma prosesinə təsir edir.

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 qiymətləndirilmişdir. Göstərilmişdir ki, bu nisbətə böyüməsi ilə elektrikkeçiriciliyinin anizotropluğu artır və

Fermi səthi nahamar silindr olduqda bir tərtib böyük qiymət alır.

2. Alınmışdır ki, Holl əmsalı ifratqəfəslərdə maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq işarəsini dəyişir. İşarə dəyişkənliyi mini-zonada mənfi effektiv kütləli sahələrin olması ilə şərtlənir. Ifratqəfəslərdə Holl əmsalının anizotropluğu elektron qazının ölçüsündən asılıdır: kvaziüçölçülüdən kvaziikiölçülü hala keçdikdə anizotropluğu azalır.

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 dəyişkənliyi 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.

4. GaAs/AlGaAs ifratqəfəsi üçün aparılan ədədi hesablama göstərdi ki, eninə MM uzununa maqnit sahəsində, eninə sahədən fərqli olaraq, ekranlaşma radiusunun ifratqəfəsin perioduna nisbətindən qeyri-monoton asılıdır və bu nisbətini 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.

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.

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.

7. Eninə NE effektinin uzununa maqnit sahəsində zəif ekranlaşmış aşkar 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 və ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olması ilə şərtlənir. Eninə NE əmsalı kvaziikiölçülü elektron qazı üçün maqnit sahəsində artır, halbuki kvaziüçölçülü halda NE əmsalı sıfıra yaxınlaşır. Belə dəyişmə tərzii güclü maqnit sahəsində elektronun sərbəst yolunun orta uzunluğunun dəyişməsi, həmçinin kvaziikiölçülü halda ekranlaşma radiusunun konsentrasiyadan asılı olmaması ilə bağlıdır.

8. Eninə NE effektinin anizotropluğunun səpilmə mexanizmindən, maqnit sahəsinin istiqamətindən və elektron qazının ölçüsündən asılı olaraq fərdi xüsusiyyətləri aşkar olunmuşdur. Alınmışdır ki, eninə maqnit sahəsində NE əmsalı cırlaşmış

azalır və termoehtq işarəsini dəyişir.

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 sahəsiindən və ekranlaşma radiusundan müxtəlif şəkildə qeyri-monoton asılıdırlar. Güclü maqnit sahəsiində 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 təzi güclü maqnit sahəsiində elektronun sərbəst yolunun uzunluğunun güclü maqnit sahəsiində dəyişməsi, həmçinin kvazi-ikiölçülü halda ekranlaşma məsafəsinin konsentrasiyadan 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 ifratqəfəs periodunun sabit qiymətində azalır və sıfıra yaxınlaşır. İfratqəfəs parametrlərini tənzimləyərək termomaqnit əmsalları idarə etmək olar.

12. Göstərilmişdir ki, ifratqəfəslərdə eninə maqnit sahəsiində elektron istilikkeçiriciliyin (Madji-Riqi-Ledyuk əmsalı) qiyməti fononlardan və aşqar ionlarından səpilmə hallarında zəif maqnit sahəsiində maqnit sahəsi olmadığı haldaki qiymətindən kiçik olur, güclü maqnit sahəsiində isə sıfıra bərabər olur və bu nəticə ifratqəfəslərdə fonon istilikkeçiriciliyini təcürbədə ölçməyə imkan verir.

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, ossilyasiının 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.

14. Yarımparabolik kvant çuxurda yükdaşıyıcıların fononlardan 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.

Dissertasiyanın mövzusu üzrə çap olunmuş elmi əsərlərin siyahısı:

1. Гусейнов Г.И., Джабраилов Т.Г., Алиева Л.Р. Термомагнитные эффекты в пленках типа электронного кремния // Материалы I Республиканской научной конференции «Актуальные проблемы физики», – Баку: – 5 – 6 февраля, – 1998, –с. 54-55.

2. Гусейнов Г.И. Влияние анизотропии спектра на осцилляции кинетических коэффициентов в многодолинных полупроводниках // Материалы II Республиканской научной конференции «Актуальные проблемы физики», – Баку: – 30 – 31 октября, – 2001, – с.18-19.
3. Кулиев Б.И., Гусейнов Г.И. Время релаксации носителей тока при рассеянии на фононах в многодолинных полупроводниках // Материалы II Республиканской научной конференции «Актуальные проблемы физики», –Баку: – 30 – 31 октября, – 2001, – с.16.
4. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. К теории рассеяния носителей тока на ионах примеси в полупроводниках с анизотропным законом дисперсии // – Баку: Вестник Бакинского Университета, Серия физико-математических наук, – 2003. №1, – с. 127-132.
5. Гусейнов Г.И. К теории рассеяния носителей тока на ионах примеси в полупроводниках типа электронного кремния // Материалы III Республиканской научной конференции «Актуальные проблемы физики», посвященной 80-летию член корр. NANA, профессора А.И. Мухтарова. – Баку: февраль, – 2004. – с.78.
6. Hüseynov H.İ. Kvaziikiölçülü elektron qazının aşqar ionlarından səpilməsi və elektrikkeçiriciliyi // «Fizikanın aktual problemləri» IV Respublika Elmi konfransının materialları, Bakı: – 2006. – с.47.
7. Askerov B.M., Figarova S.R., Guseinov G.I., Figarov V.R. 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.
8. Askerov B.M., Figarova S.R., Huseynov H.İ., Figarov V.R. Anisotropy of impurity scattering and electrical conductivity in quasi-two-dimensional electronic systems // – Sankt-Petersburg: Physics of the Solid State, – 2008. Vol. 50, №4, – p.746-750.

9. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Гальваномагнитные эффекты в двумерных электронных системах при рассеянии на ионах примеси // – Баку: Вестник Бакинского Университета, Серия физико-математических наук, – 2009. №3, – с. 117-123.
10. Hüseynov H.İ. Kvaziikiölçülü sistemlərdə maqnit müqaviməti. «Metallar fizikasının müasir problemləri» // II Beynəlxalq elmi-praktik konfransın materialları, – Bakı: Az.MİU, – 2009, с.41-42.
11. Hüseynov H.İ. Kvaziikiölçülü sistemlərdə Holl effekti // Bakı Dövlət Universitetinin 90 illik yubileyinə həsr olunmuş Beynəlxalq Elmi konfransın materialları, Təbiət elmləri, – Bakı: – 2009, – s.124-125.
12. Гусейнов Г.И. Магнитосопротивление в квазидвумерных электронных системах при рассеянии на ионах примеси со слабой экранировке кулоновского потенциала // Материалы VI Республиканской научной конференции «Актуальные проблемы физики», Баку: БГУ, – 20 ноября, – 2010, – с.35-36.
13. Əsgərov V.M., Fiqarova S.R., Hüseynov H.İ., Mahmudov M.M. Aşqar ionlarından səpilmə halında kvaziikiölçülü və kvaziüçölçülü elektron qazının maqnit müqaviməti // Azərbaycan Fizika jurnalı, – Bakı: – 2010. 16 (2), – s. 11-14.
14. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов, Г.И. Поперечное магнетосопротивление низкоразмерной электронной системы при рассеянии на ионах примеси // – Баку: Известия НАН Азербайджана, Серия физико-математических и технических наук, физика и астрономия, – 2010. №5, – с. 3-8.
15. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Гальваномагнитные эффекты в квазидвумерных электронных системах при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси // – Баку: Вестник Бакинского Университета, Серия физико-математических наук, – 2011. №1, – с. 122-130.
16. Askerov B.M., Fiqarova S.R., Huseynov H.İ. Galvanomagnetic effects in superlattices at strong screening impurity ions scattering // Turkish Physical Society. 28th international

- Physics Congress. Abstract Book, – Turkey, Bodrum: – 6 – 9 september, – 2011, – p. 665-666.
17. Askerov B.M., Figarova S.R., Huseynov H.I. Transverse magnetoresistance in layered crystals at impurity ion scattering // International Conference on Nanoscience+ Technology. Abstract Book, – France, Paris: – 23 – 27 Jule, – 2012, – p.46.
 18. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Теории явлений переноса в квазидвумерных электронных системах при рассеянии на ионах примеси // – Баку: Journal of Qafqaz University, – 2012. №33, – с. 9-33.
 19. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Отрицательное магнитосопротивление в перпендикулярном оси сверхрешетки слабом магнитном поле при рассеянии на ионах примеси // – Баку: Известия НАН Азербайджана, Серия физико-математических и технических наук, физика и астрономия, – 2012. №5, – с. 3-9.
 20. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена в сверхрешетках // – Баку: Вестник Бакинского Университета, Серия физико-математических наук, – 2013. №1, – с. 86-92.
 21. Askerov B.M., Figarova S.R., Mahmudov M.M., Huseynov H.I. Magneto resistance in superlattices in parallel magnetic field // Turkish Physical Society, 30th international Physics congress. Abstract Book, – İstanbul-Turkey: – 2 – 5 September, – 2013, – p.467
 22. Гусейнов Г.И. Эффект Нернста-Эттингсгаузена в квазидвумерных электронных системах // Международная научная конференция «Актуальные проблемы физики» посвященной 80-летию Академика Б.М. Аскерова. Материалы конференции, – БДУ, Баку: – 6 декабрь, – 2013, – с.113-114.
 23. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Поперечное магнетосопротивление в сверхрешетках при рассеянии на ионах примеси // Международная научная конференция «Актуальные проблемы физики» посвященной 80-летию

- академика Б.М. Аскерова. Материалы конференции, – БДУ, Баку, – 6 декабрь, – 2013, – с.107-108.
24. Askerov B.M. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Magnetoresistance of layered semiconductors upon the scattering of charge carriers at impurity ions in a parallel magnetic field // – Sankt-Petersburg: Semiconductors, – 2014. 48 (6), – с. 768-773.
 25. Askerov B.M. Figarova S.R., Guseynov G.I., Figarov V.R. Magnetoresistance in quasi-two-dimensional electron gas at scattering on impurity ions // Physical Status Solidi B, – 2014. 251 (6), – p. 1197-1201.
 26. Hüseynov H.İ. Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində fononlardan səpilmə halında Nernst-Ettingshauzen effekti // – Bakı, AzTU: Elmi əsərlər, Fundamental elmlər, – 2015. 2(2), – s. 29-33.
 27. Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Электронная часть теплопроводности сверхрешеток // Республиканская научная конференция «Актуальные проблемы физики», – БГУ, Баку: – 17 Декабря, – 2015, – с.148-150.
 28. Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Электронная часть теплопроводности сверхрешетках при рассеянии на ионах примеси // – Баку: Вестник Бакинского Университета, Серия физико-математических наук, – 2016. №1, – с. 113-119.
 29. Кулиев Б.И., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Энергия Ферми двумерного электронного газа в квантовой яме асимметричной форме // – Баку: Аз ТУ: Ученые записки. Фундаментальные науки. Физика, – 2016. Т. 2, №2, – с.80-86.
 30. Гусейнов Г.И. Электропроводность двумерного электронного газа в квантовой яме асимметричной форме // Материалы IX Республиканской научной конференции «Актуальные проблемы физики», – БГУ, Баку: – 22 декабрь, – 2016, – с.151-154.
 31. Кулиев Б.И., Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Эффект Нернста-Эттингсгаузена в сверхрешетках в параллельном магнитном поле // Материалы международной научно-практической конференции «Современные проблемы физики ме-

- таллов», – Az ACU, Баку: – 10 – 11 октябрь, – 2016, – с.277-279.
32. Kuliev B.I., Figarova S.R., Huseynov H.I. Nernst-Ettingshausen Effect in Superlattices with Cosine-Dispersion Law // Turkish Physical Society 32th Int. Phys. Congress. Abstract Book, – Turkey, Bodrum: – 6 – 9 September, – 2016, – с.357.
 33. Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И. Фигаров В.Р. Анизотропия эффекта Нернста-Эттингсгаузена в сверхрешетках при рассеянии на фононах // Материалы VII Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы радиофизики», – Россия, г.Томск, ТГУ: – 18 – 22 сентября, – 2017, – с.29.
 34. Гусейнов Г.И., Панахов Т.М. Продольный эффект Нернста-Эттингсгаузена в сверхрешетках при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси // Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах. Сборник трудов международной конференции, Институт физики ДНЦ РАН им Х.И. Амирханова, – Махачкала, – 6 – 9 сентябрь, – 2017, – с.373-376.
 35. Figarova S.R., Huseynov H.I. Semiclassical Nernst-Ettingshausen effect of quasi-two-dimensional electron gas // Proceeding Book: «1st International Turkish World Engineering and Science Congress in Antalya». Antalya, Turkey, – 7 – 10 December, – 2017, – p. 920-923.
 36. Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И., Асланлы А.Ф. Концентрационная зависимость коэффициента Нернста-Эттингсгаузена в слоистых полупроводниках в продольном магнитном поле // – Баку: Ученые записки. Фундаментальные науки, – 2017. №2, – с. 80-86.
 37. Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И., Мустафаева Р.К. Полевая зависимость эффекта Нернста-Эттингсгаузена при рассеянии носителей тока на сильно экранированных ионах примеси // – Баку: Вестник Бакинского Университета, Серия физико-математических наук, – 2017. №3, – с. 111-120.
 38. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Anisotropy of Nernst-Ettingshausen Effect in Siperlattices during scattering on Phonons // Russian Physics Journal, – 2018. Mar; 60 (11),

- p. 1931-1937.
39. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Transverse Nernst-Ettingshausen effect in superlattices upon electron-phonon scattering // *Semiconductors*, – 2018. Jul; 52 (7), – p. 853-858.
 40. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Magneto-thermoelectric properties of layered structures for in impurity scattering // *Superlattices and Microstructures*, – 2018. Mar; 117, – p. 469-475.
 41. Kuliev B.I., Figarova S.R., Huseynov H.I. Electrical conductivity of the asymmetric quantum well // *Turkish Physical Society 34th international Physics congress. Book of abstracts*, – Turkey, Bodrum: – 5 – 9 September, – 2018, – p.468.
 42. 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.
 43. Huseynov H.I. Anisotropy of the Nernst-Ettingshausen effect in quasi – two dimensionality and quasi-three-dimensionality electronic systems // – Baku: *Journal of Baku Engineering University – Physics*, – 2019, 3 (1), – p. 63-81.
 44. Guliyev B.I. Figarova S.R. Huseynov H.I., Figarov V.R. Semi-parabolic quantum well electrical conductivity // *European Physical Journal plus*, – 2019. Jun; 134 (1), – p. 1-6.
 45. Figarova S.R., Guliev B.I., Huseynov H.I. Anisotropy of the longitudinal Nernst-Ettingshausen effect in the quasi-two dimensional electron gas for the optical phonons scattering // *2 International Scientific Conference on Mathematical, Engineering, Subject and Medical Sciences. Book of abstracts*, – Turkey, Adıyaman: – 21-23 June, – 2019. – p.103.
 46. Гусейнов Г.И. Эффект Маджи-Риги-Ледюка в сверхрешетках при рассеянии на акустических фононах // – Баку: Известия НАНА, Серия физико-математических и технических наук, физика и астрономия, – 2020. 40 (4), – с. 60-65.
 47. Huseynov H.I. The electrical conductivity of nondegenerate electron gas in a quantum well asymmetric form // – Baku: *Journal of Baku Engineering University, Physics*, – 2020.

- Vol. 4, No. 1, – p. 3-7.
48. Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И., Махмудов М.М. Эффект Маджи-Риги-Ледюка в квазидвумерном электронном газе при рассеянии на короткодействующем потенциале // – Баку: Вестник Бакинского Университета, серия физико-математических наук, – 2020. №2, – с. 89-95.
 49. Фигарова С.Р., Гусейнов Г.И., Махмудов М.М. Гальваномагнитные эффекты в сверхрешетках в продольном магнитном поле при рассеянии на сильно экранированных ионах примеси//– Баку: Вестник Бакинского Университета, серия физико-математических наук, – 2020. №3, – с. 52-63.
 50. Figarova S.R., Huseynov H.I., Figarov V.R. Thermoelectric power hysteresis in semi-parabolic quantum well // Thin Solid Films, – 2021.721, – p.138554(1-4).

Dissertasiyanın müdafiəsi **28 fevral 2022-ci il tarixində saat 15⁰⁰-da** Bakı Dövlət Universitetinin nəzdində fəaliyyət göstərən ED 2.19 Dissertasiya şurasının iclasında keçiriləcək.

Ünvan:Bakı şəhəri, Z.Xəlilov küç. 23, əsas bina, Az 1148.

Dissertasiya ilə Bakı Dövlət Universitetinin Elmi Kitabxanasında tanış olmaq mümkündür.

Dissertasiya və avtoreferatın elektron versiyaları Bakı Dövlət Universitetinin rəsmi internet saytında yerləşdirilmişdir.

Avtoreferat 26 yanvar 2022-ci il tarixində **zəruri** ünvanlara göndərilmişdir.

Çapa imzalanıb: 21.01.2022
Kağızın formatı: 60×84 ¹/₁₆
Həcm: 79574 işarə
Tiraj: 100 nüsxə