

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI

Əlyazması hüququnda

**YARIMKEÇİRİCİ KVANTÖLÇÜLÜ SİSTEMLƏRDƏ
ELEKTRONLARIN OPTİK VƏ TERMODİNAMİK XASSƏLƏRİNİN
MƏXSUSİYYƏTLƏRİNİN ANALİZİ**

İxtisas: 2220.01 – yarımkeçiricilər fizikası

Elm sahəsi: Fizika

İddiaçı: **Behbud Hüseyn oğlu İbrahimov**

Fəlsəfə doktoru elmi dərəcəsi
almaq üçün təqdim edilmiş dissertasiyanın

AVTOREFERATI

Bakı – 2021

Dissertasiya işi Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Bakı Dövlət Universitetinin Fizika fakültəsinin Yarımkeçiricilər Fizikası kafedrasında yerinə yetirilmişdir.

Elmi rəhbərlər: Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Vaqif Müseyib oğlu Salmanov
Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Arif Miri oğlu Babayev

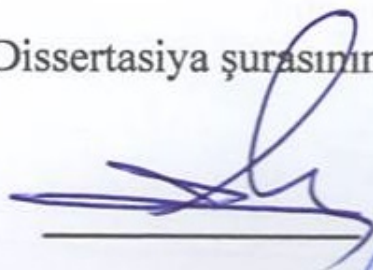
Rəsmi opponentlər: Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Edil Əli oğlu Eyvazov

Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Tariyel Hümbət oğlu İsmayılov

Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, Azərbaycan Respublikasının Dövlət mükafatı laureatı
Nadir Allahverdi oğlu Abdullayev

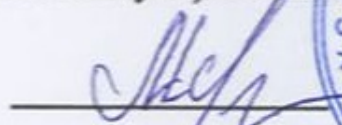
Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Ali Attestasiya Komissiyasının AMEA Fizika İnstitutu nəzdində fəaliyyət göstərən
ED 1.14 Dissertasiya şurası

Dissertasiya şurasının sədri:



AMEA-nın həqiqi üzvü,
Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Nazim Timur oğlu Məmmədov

Dissertasiya şurasının elmi katibi:



Fizika elmləri doktoru, dosent
Rəfiqə Zabil qızı Mehdiyeva

Elmi seminarın sədri:



Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru
Tələt Rzaqulu oğlu Mehdiyev



İşin ümumi xarakteristikası

Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi: Müasir yarımkeçiricilər fizikası dedikdə ilk öncə aşağı ölçülü yarımkeçirici sistemlər, yəni nanostrukturlar nəzərdə tutulur. Nanostrukturlarda sərbəst yükdaşıyıcıların hərəkəti bir və ya bir neçə istiqamətdə məhdudlanır, bu da ölçüyə görə kvantlanma effektini yaradır. Ölçüyə görə kvantlanma effekti yükdaşıyıcıların, fononların və digər kvazihissəciklərin enerji spektrini əsaslı dəyişir. Enerji spektrinin dəyişməsi bir sıra yeni fiziki effektlərin yaranmasına gətirir. Həcmi materiallarda müşahidə olunmayan bir sıra hadisələr kvant çuxurlu nanostrukturlarda mümkün olur. Nanoobyektlərin həndəsi ölçülərini və konfigurasiyalarını dəyişməklə nanostrukturların kinetik, optik, termodinamik xassələri dəyişilir və onların xassələri idarə edilir. Nanotexnologiyada, ən başlıcası molekulyar şüa epitaksiyası metodunda olan nailiyyətlər əvvəlcədən verilmiş parametr və xassəli strukturlar yaratmağa imkan verir.

Aşağı ölçülü sistemlərə olan maraq onlarda müşahidə olunan unikal fiziki xassələrlə bağlıdır. Belə ki, bu sistemlərdə unikal fiziki hadisələr kəşf olunub. Bunlara misal olaraq, fundamental əhəmiyyət kəsb edən tam və kəsir kvant Hall effekti, kvant halqada Aharonov-Bohm effekti, kvant məftildə keçiriciliyin kvantlanması və.s göstərmək olar. Aşağı ölçülü sistemlər əsasında yaradılan nanoelektron qurğular, mikroelektron qurğulardan kompaktlıq, enerjiyə qənaət, sürətli olması kimi üstünlüklərə malikdir. Elektron qazının ölçüsü azaldıqca onun elektron hallarının sıxlığının artması kvant ölçülü strukturların lazer kimi tətbiq olunması üstünlüyünü müəyyən edir. Odur ki, son vaxtlar nanostrukturların eksperimental və nəzəri tədqiqinə maraq artıb. Nanostrukturların optik xüsusiyyətlərinin öyrənilməsi həm infraqırmızı detektorların dizaynında, həm də kvant kaskadlı lazerlərin hazırlanmasında həlledici roluna görə həm nəzəri, həm də tətbiq olunma baxımından böyük maraq doğurur. Bu sistemlərin əhəmiyyətli bir

xüsusiyyəti də tədqiq olunan nümunələrin komponent tərkibi, həndəsi forması və ölçüləri, eləcə də onların fiziki xüsusiyyətləri arasında güclü əlaqələrin olmasıdır.

Yarımkeçirici kvant nöqtələr, yükdaşıyıcıların ölçüyə görə kvantlanma effektləri ilə əlaqəli olan, sıfır ölçülü obyektlərin yeni fiziki xassələri ilə şərtləndirilmişdir. Hər üç istiqamətlərdə ölçüyə görə kvantlanma yükdaşıyıcı zərrəciklərin enerji spektrini yaradır və nümunənin xətti ölçülərindən və həndəsi formasından çox asılıdır. Aydındır ki, kvant nöqtəsini nə qədər həndəsi parametrlər xarakterizə edərsə, onun enerji spektrini bir o qədər açıq şəkildə idarə edə bilər. Aşağı ölçülü kvant sistemləri kimi, kvant nöqtələr mövzusu geniş nəzəri araşdırmaların mərkəzində olmuşdur. Yaxın vaxtlarda, onların elektron, optik və maqnit xüsusiyyətlərini başa düşmək üçün çox say göstərilmişdir.

Son onilliklərdə aşağı ölçülü sistemlərdə spin hadisələrinin öyrənilməsinə böyük maraq yaranıb. Yarımkeçiricilərdə və nanostrukturada spin-orbital qarşılıqlı təsirinin və elektronların dinamikasının məxsusiyyətləri geniş tədqiq edilir. Yük və spin sərbəstlik dərəcələrinin birgə yarandığı yeni effektlərin tədqiqi və praktiki tətbiqi ilə əlaqədar fizikanın, elektronikanın və nanotexnologiyanın onlarla bağlı hissələri - spintronika intensiv inkişaf edir. Hal-hazırda spintronika, bərk cisim strukturlarının məxsusi maqnit momentinin əsas rol oynadığı məsələlərlə bağlıdır. Nanoelektronika və informasiya texnologiyasında olan nailiyyətlər elektronların yük və spinlərindən istifadəsi hesabına mümkün olmuşdur. Müasir texnologiyalar, müxtəlif yarımkeçirici strukturlarda elektronların hərəkətinin spin sərbəstlik dərəcəsi vasitəsi ilə nəzarət etməyə imkan verir.

Ölçüyə görə kvantlanma həmçinin spin sərbəstlik dərəcəsi ilə əlaqəli hadisələrə də əsaslı təsir edir. Spin hadisələrini tədqiq etmək təkcə fundamental nöqtəyi nəzərdən deyil, həm də yeni cihazların yaradılması üçün də vacibdir. Spintronikada (yükdaşıyıcıların sərbəstlik dərəcəsi və onun spini istifadə olunan elektronika) məxsusi momenti kvant hesablamalarında istifadə oluna bilər. Bu kontekstdə tədqiqatçılar maqnitlə aşqarlanmış yarımkeçiricilərə və onlar əsasında olan aşağı ölçülü sistemlərə

böyük maraq göstərirlər. Məlumdur ki, qeyri-relyativistik kvant mexanikasında elektronun spini birbaşa elektrik sahəsi ilə qarşılıqlı təsirdə olmur. Lakin belə əlaqə relyativistik effekt nəticəsində, birinci növbədə spin-orbital qarşılıqlı təsir hesabına yarana bilər. Yarımkəçiricilərdə spin-orbital qarşılıqlı təsir ağır elementlərdən təşkil olunan kristallarda özünü güclü büruzə verir və elementin atom nömrəsi artdıqca artır. Spin-orbital qarşılıqlı təsirlə yaranmış effektlərin öyrənilməsi strukturun həndəsi forma və ölçüləri, yükdaşıyıcıların enerji spektrini təsvir edən mikroskopik parametrlər haqqında informasiya almağa imkan verir.

Maqnit sahəsinin, mübadilə qarşılıqlı təsirinin və Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınmaqla yarımkəçirici kvant halqa və nöqtənin maqnit momenti, istilik tutumu eləcə də müxtəlif məhdudlaşdırıcı potensiallı aşağı ölçülü strukturlarda zonalararası və zonadaxili optik proseslər kifayət qədər ətraflı tədqiq olunmamışdır.

Tədqiqatın obyektı və predmeti. A^3B^5 və A^2B^6 əsaslı bir sıra nanostrukturlar-kvant nöqtə, kvant halqa, kvant məftil, ifrat qəfəslər, onların istilik, maqnit və optik xassələri.

Tədqiqatın məqsəd və vəzifələri: Dissertasiya işinin əsas məqsədi müxtəlif məhdudlaşdırıcı potensiallı müxtəlif nanostrukturlarda elektronların optik və termodinamik xassələrini nəzəri öyrənmək və ölçüyə görə müşahidə olunan məxsusiyyətləri analiz etməkdən ibarətdir.

Göstərilən məqsədə çatmaq üçün aşağıdakı məsələlər həll edilmişdir:

- Yarımkəçirici kvant nöqtədə elektronların istilik tutumunun tədqiqi
- Yarımkəçirici kvant halqasında xüsusi istilik tutumunun tədqiqi
- Yarımkəçirici kvant halqasında elektronların maqnit momentinin tədqiqi
- Kvant halqasında “Aharonov-Bohm paramaqnetizminin” tədqiqi
- Yarımkəçirici kvant halqa qəfəsinin maqnit momentinin tədqiqi

- Kvant məftildə altzonalarası optik udulmanın tədqiqi
- Kvant nöqtədə zonalarası optik udulmanın tədqiqi
- Kvant nöqtəli ifratqəfəslərdə zonalarası optik udulmanın tədqiqi

Tədqiqat metodları: Kvant mexanikasının müxtəlif metodlarından, riyazi hesablama metodlarından, hesablama proqram paketlərindən və digər hesablama texnologiyalarından istifadə olunmuşdur.

Müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar:

1. Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirini, mübadilə qarşılıqlı təsirini və Zeyman effektini nəzərə almaqla Fok-Darvin parabolik potensiallı maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında elektronların dalğa funksiyası və enerji spektri tapılıb.
2. Maqnit sahəsində maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasının Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri, mübadilə qarşılıqlı təsiri və Zeyman həddi nəzərə almaqla, xüsusi istilik tutumu hesablanıb. Aşağı maqnit sahəsində xüsusi istilik tutumunun temperaturdan asılılığı pik struktura malik olduğu müəyyən olunubdur.
3. Mübadilə qarşılıqlı təsiri və Zeyman effekti nəzərə alınmaqla maqnit ionu əlavə edilmiş asimmetrik potensiallı kvant nöqtədə elektronun dalğa funksiyası və enerji spektri tapılıb.
4. Mübadilə qarşılıqlı təsiri və Zeyman effekti nəzərə alınmaqla maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici asimmetrik potensiallı kvant nöqtədə elektronların istilik tutumu hesablanıb.
5. Maqnit sahəsində maqnit ionu əlavə edilmiş Fok-Darvin tipli parabolik potensiallı yarımkeçirici kvant halqasında elektronların Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri, mübadilə qarşılıqlı təsiri və Zeyman həddi nəzərə alınmaqla maqnit momenti hesablanıb.
6. Maqnit sahəsində maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilərdən hazırlanmış qarşılıqlı təsirdə olmayan kvant halqa sistemlərinin mübadilə effektini və Zeyman həddini nəzərə almaqla maqnit momenti hesablanıb. Göstərilmişdir ki, maqnit ionu

əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında maqnitlənmə temperaturun cuzi artması ilə sıçrayışla dəyişir və pik nöqtəsinə çatdıqdan sonra azalmağa başlayır.

7. Göstərilmişdir ki, Mn konsentrasiyası artdıqca (məs. $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ bərk məhlullu kvant halqalarda) temperaturun fiksə olduğu, lakin maqnit selinin dəyişdiyi halda maqnitlənmənin yox olduğu nöqtələr - “Aharonov-Bohm” kompensasiya nöqtələrinin sayı azalır.

8. Pöshle-Teller potensiallı kvant məftildə elektromaqnit şüalanmasının udulma əmsalı üçün analitik ifadə alınıb. Udulma əmsalı birinci tərtib həyacanlaşma nəzəriyyəsi ilə hesablanıb.

9. Ellipsin fırlanma formasında olan (ellipsoid formalı) kvant nöqtə və kvant nöqtə ifratqəfəsinin birbaşa zona arasındakı keçidlərin udulma əmsalı və udulmanın astana tezliyi üçün analitik ifadə alınmışdır. Işığın zonadaxili udulmasını kvant nöqtə və kvant nöqtə ifratqəfəsinin sisteminin həndəsi ölçüsündən asılılığı müəyyən edilmişdir.

Tədqiqatın elmi yeniliyi:

1. Mübadilə və Zeyman qarşılıqlı təsirini nəzərə almaqla, maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici asimmetrik potensiallı kvant nöqtələrin istilik tutumu hesablanıb.

2. Maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici parabolik potensiallı kvant halqasında elektronların dalğa funksiyası və enerji spektri hesablanıb.

3. Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirini, mübadilə qarşılıqlı təsirini və Zeyman həddini nəzərə almaqla, maqnit sahəsində maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasının xüsusi istiliyi hesablanıb.

4. Maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasının sonlu temperaturunda xüsusi istiliyinin maqnit sahəsindən və Mn konsentrasiyasından asılılığı hesablanıb. Aşağı maqnit sahəsində xüsusi istiliyin temperaturdan asılılığı pik struktura malik olduğu müəyyən olunubdur.

5. Maqnit sahəsinin, mübadilə qarşılıqlı təsirinin və Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirinin maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasının maqnitləşməsinə təsirini öyrəndik. Göstərilmişdir ki, Mn konsentrasiyası artması ilə kompensasiya nöqtələri azalır. Bundan əlavə manqan miqdarı artması ilə maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilərin kvant halqasında antiferromaqnetik xassələrinin paramaqnitə keçidi baş verir.
6. Qarşılıqlı təsirdə olmayan maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqa qəfəslərinin maqnit momentini təyin edilərək, göstərilmişdir ki, maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında maqnitlənmə temperaturun cüzi artması ilə kəskin dəyişir və pik nöqtəsinə çatdıqdan sonra azalmağa başlayır. Temperatur şkalasında kompensasiya nöqtələrinin vəziyyətləri (maqnit sahəsi intensivliyinin qeyd olunmuş qiymətlərində maqnitlənmənin yox olduğu nöqtələr) Mn konsentrasiyalarındakı dəyişikliklərə çox həssas olduğu göstərilmişdir.
7. Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirinin, Zeyman həddinin və mübadilə qarşılıqlı təsirinin maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında elektronların maqnitlənməsinə təsiri müəyyən edilərək, maqnit momentinin sonlu temperaturda güclü cırlanmış elektron qazı üçün maqnit sahəsinin funksiyası kimi ifadəsi alınmışdır.
8. Pöshle-Teller potensiallı kvant məftildə elektromaqnit şüalanmasının udulma əmsalı üçün analitik ifadə alınıb. Udulma əmsalı birinci tərtib həyacanlaşma nəzəriyyəsi ilə hesablanaraq, işığın xətti və sirkulyar polarizasiya hallarına baxılır və udulma əmsalının rezonans xarakter daşdığı müəyyən edilmişdir.
9. Ellipsin fırlanma formasında olan kvant nöqtə və kvant nöqtə ifratqəfəsinin birbaşa zona arası keçidlərin udulma əmsalı və udulmanın astana tezliyi üçün analitik ifadə alınmışdır. İşığın zonadaxili udulmasını və udulmanın astana tezliyinin kvant nöqtə və kvant nöqtə ifratqəfəs sisteminin həndəsi ölçüsündən asılılığı müəyyən edilmişdir.

Tədqiqatın nəzəri və praktiki əhəmiyyəti:

Maqnit ionlarının heterostrukturda olması əlavə olaraq, daha kiçik ölçülərdə yeni spin-asılı hadisəni araşdırmağa imkan verir. Tədqiqatın nəticələrinin tək elektron, foton cihazları, infraqırmızı detektorlar, kvant kaskad lazerləri, spintronika kimi bir çox tətbiqi var. Alınan əsas nəticələr spintronika üçün perspektivli materiallar hesab olunan maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilər - yüksək sıxlıqlı maqnit aşqarları olan A^2B^6 məhlulları üçün hesablanmışdır. Nəticələr məhdud ölçülü sistemlərdə termodinamik və optik xarakteristikalarının qalınlıqdan, temperaturdan və maqnit sahəsindən asılılıqlarını təsvir edən eksperimentlərin şərhində istifadə oluna bilər.

Aprobasiyası və tətbiqi: Dissertasiya işinin əsas nəticələri aşağıda qeyd olunan Beynəlxalq və Respublika elmi konfranslarında - Türk fizik derneği 33 uluslararası; fizik kongresi 6-10 eylul 2017 p.297, Türk fizik derneği 33 uluslararası; fizik kongresi 6-10 eylul 2017 p.339, The 6 th International conference on Control and Optimization with Industrial Applications, July 11-13, 2018, Baku, vol 1, page 122-124 **Web of Science**, The 6 th International conference on Control and Optimization with Industrial Applications July 11-13 2018. Baku, vol 2, page 89-91. **Web of Science**, Academician G.B. Abdullayev Centenary International Conference and School Modern Trends in Condensed Matter Physics MTCMP - 2018, Tezise səh 87, Conference Proceedings of Modern Trends in Physics 01-03 may 2019 Baku p.219-222 **Web of Science**, “Fundamental and applied research in the modern world” 14-16 april 2021, page 103-109 Бостон, США , Proceedings of IX International Scientific and Practical Conference Rome, Italy 2021. page 150-155. - məruzə edilmişdir.

Dissertasiya mövzusu üzrə təqdim edilən və dissertasiyanın axırında siyahısı dərc olunan məqalələr aşağıdakı jurnallarda çap olunmuşdur:

Superlattices and Microstructures V.108,11, 2017 , p574-578 **Eisevier**; Azerbaijan Journal of Physics 2018, vol. XXIV, Number 03, page 170-171; 2019, vol. XXV, Number 01, page.35-

38; 2020, XXVI, №2 page 3-9; 2021, vol. XXVII, №3 page 3-6; Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri. Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2019 №2 , səh 14-16; 2020 №5, səh 7-10. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Volume 495, 2020, 165882 page1-4, Eisevier; Asian Journal of Physical and Chemical Sciences, 8(2): 32-44, 2020;

Dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı: Dissertasiya işi, Bakı Dövlət Universitetinin Yarımkeçiricilər fizikası kafedrasında yerinə yetirilib.

Dissertasiya işinin quruluşu və həcmi. Dissertasiya işi giriş, 4 fəsil, əsas nəticələr və 155 adda istifadə olunmuş ədəbiyyat siyahısından ibarət olub kompüterdə çap edilmiş 118 səhifəni əhatə edir.

Dissertasiyanın qısa məzmunu.

Girişdə dissertasiyanın araşdırma obyekti seçilmiş, mövzunun aktuallığı əsaslandırılmış, araşdırmaların məqsədi və həll ediləcək əsas məsələlər müəyyən edilmişdir. Dissertasiyanın praktiki əhəmiyyəti göstərilmiş, dissertasiyanın elmi yenilikləri və müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar verilmişdir. Dissertasiya işinin qısa məzmunu şərh edilmişdir.

Birinci fəsildə Nanoölçülü sistemlər (kvant nöqtə, kvant halqa, kvant məftil, ifrat qəfəs), spin-orbital və Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsir haqqında qısa məlumat verilmişdir. Bu fəsildə həmçinin nanoölçülü sistemlərdə termodinamik və optik proseslərin tədqiqinə həsr olunmuş əsas nəzəri və eksperimental işlərin icmal verilmişdir.

II **Fəsildə** aşağı ölçülü sistemlərdə istilik tutumu tədqiq olunmuşdur. Aşağı ölçülü kvant sistemləri kimi, kvant nöqtələr və kvant halqalar mövzusu geniş nəzəri araşdırmaların mərkəzində olmuşdur. Yaxın vaxtlarda, onların elektron, optik və maqnit xüsusiyyətlərini başa düşmək üçün çox şey göstərilmişdir. Halqanın həndəsi nanostruktur xarakteristikaları davamlı cərəyan və Aharanov-Bohm effekti kimi kvant interferensiya effektlərinin öyrənilməsi üçün unikal imkanlar təklif etdiyinə görə hər kəsin marağını özündə cəmləşdirir. Spin-orbital qarşılıqlı təsirin bir ölçülü kvant halqalarının xassələrinə təsir effekti tədqiqatçıların diqqətini daha çox cəlb edir. Biz bu fəsildə əvvəlcə maqnit ionu əlavə edilmiş

yarımkeçirici kvant halqasında elektronun enerji spektri və dalğa funksiyası müəyyən etmişik. Fərz edirik ki, kvant halqasında elektronun məhdudlaşdırıcı potensialı Fok –Darvin tiplidir:

$$V_c(\rho) = \frac{V_0 \rho^2}{2R^2}, \rho \leq R \quad (1)$$

V_0 – potensialın dərinliyini təyin edir və ρ - isə maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasının mərkəzi ilə elektrona qədər olan məsafədir (elektronun radius vektoru). Bircins maqnit sahəsi $\vec{H} = (0,0,H)$ kvant halqa müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlir. Spin–orbital qarşılıqlı təsiri Raşba Hamiltonu ilə təyin edilir:

$$V_{so} = \sigma_z \alpha_0 \frac{dV_c(\rho)}{d\rho} \left(-i \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{eH\rho}{2\hbar} \right) \quad (2)$$

Zeyman və mübadilə qarşılıqlı təsirini nəzərə aldıqda sistemin ümumi Hamiltonu aşağıdakı kimi verilir:

$$H = H_0 + \frac{1}{2} g \sigma_z \mu_B H + V_{so} + H_{ex} \quad (3)$$

və

$$H_0 = \frac{1}{2m_n} \left(\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + V_c(\rho) \quad (4)$$

Burada σ_z - Pauili spin matrissasının z komponenti, g isə elektronların Lande faktorudur, α_0 - isə Raşba spin-orbital cütü parametridir. m_n - elektronun effektiv kütləsi, $\mu_B^* = \frac{e\hbar}{2m_n}$ isə Bor maqnetonu, m_0 - sərbəst elektronun kütləsi və $\vec{A}$ - vektor

potensialıdır. Əsas sahə yaxınlaşmasına görə mübadilə Hamiltonunu aşağıdakı kimi yazı bilərik¹:

$$H_{ex} = \frac{1}{2} \langle S_z \rangle N_0 \chi J_{s-d} \sigma_z = 3A \sigma_z \quad (5)$$

J_{s-d} - mübadilə qarşılıqlı təsirini göstərən sabitdir, N_0 - elementar özlərlərin sıxlığıdır. Lokallaşdırılmış M_n ionunun spinin z komponentinin $\langle S_z \rangle$ termodinamik ortası aşağıdakı ifadə ilə müəyyən edilir:

$$\langle S_z \rangle = -S_0 B_{\frac{S}{2}} \left(\frac{S g_{MN} \mu_B H}{k_B T} \right) \quad (6)$$

Burada $B_{\frac{S}{2}} \left(\frac{S g_{MN} \mu_B H}{k_B T} \right)$ – Briliyon funksiyasıdır, $g_{MN}=2$ isə M_n ionlarının g faktorudur, $S = 5/2$ və k_B Boltsman sabitidir. Bircins maqnit sahəsi H isə z oxu boyunca istiqamətlənib və Şredinger tənliyini silindrik koordinatlarda yazıb dalğa funksiyasını $\Psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} R(\rho) e^{il\phi}$ şəklində axtarmışıq. Radial dalğa funksiyası üçün $R(\rho) = R_{nl\sigma}(\rho)$ şəklində axtarılır.

Enerji səviyyələri üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$E_{nl\sigma} = \hbar \Omega_c (2n + |l| + 1) + \frac{1}{2} \hbar \omega_c + \frac{1}{2} g \sigma_z \mu_B H + 3A \sigma_z + \sigma_z \frac{\alpha}{R} l \quad (7)$$

(7) ifadəsi maqnit sahəsində Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirini, mübadilə qarşılıqlı təsirini və Zeyman həddini nəzərə almaqla Fok-Darvin tipli məhdudlaşdırıcı parabolik potensiallı maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkəçirici kvant halqasında elektronun enerji spektridir. Burada $\omega_c = \frac{eH}{m_n}$ - tsiklotron tezliyidir.

¹ B.H. Mehdiyev, A.M. Babayev, S. Cakmak, E. Artunc, Rashba spin_orbit coupling effect on a diluted magnetic semiconductor cylinder surface and ballistic transport Superlatt. Microstruct. 46 (2009), 593 - 602.

$$\Omega\sigma_z = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_c^2}{4} + \frac{\sigma_z\alpha\omega_c}{R\hbar}}, \omega_0 = \sqrt{\frac{V_0}{m_n R^2}}, \alpha = \alpha_0 \frac{V_0}{R} \quad (8)$$

Maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında xüsusi istiliyi hesablamaq üçün paylanma funksiyası aşağıdakı kimidir:

$$Z = \sum_{n,l,\sigma} e^{-\frac{E_{n,l,\sigma}}{k_B T}} \quad (9)$$

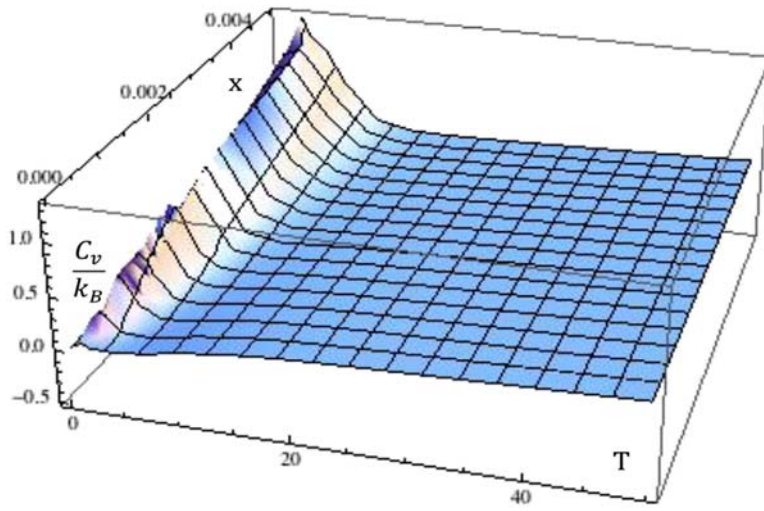
Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsir, enerji hallarının spinə görə cırlaşmasını aradan qaldırır və paylanma funksiyası verilmiş spin yuxarı və spin aşağı olmaqla iki hissəli qola ayrılır.

$$Z = \frac{1}{2} \frac{e^{-\frac{\frac{1}{2}g\mu_B H + 3A}{k_B T}}}{\cosh\left(\frac{\hbar\Omega_{\uparrow}}{k_B T}\right) - \cosh\left(\frac{\frac{1}{2}\hbar\omega_c + \frac{\alpha}{R}}{k_B T}\right)} + \frac{1}{2} \frac{e^{-\frac{\frac{1}{2}g\mu_B H + 3A}{k_B T}}}{\cosh\left(\frac{\hbar\Omega_{\downarrow}}{k_B T}\right) - \cosh\left(\frac{\frac{1}{2}\hbar\omega_c - \frac{\alpha}{R}}{k_B T}\right)} \quad (10)$$

Paylanma funksiyasından istifadə edərək istilik tutumu üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$C_v = k_B T \frac{d^2(T \ln(z_{\uparrow} + z_{\downarrow}))}{dT^2} \quad (11)$$

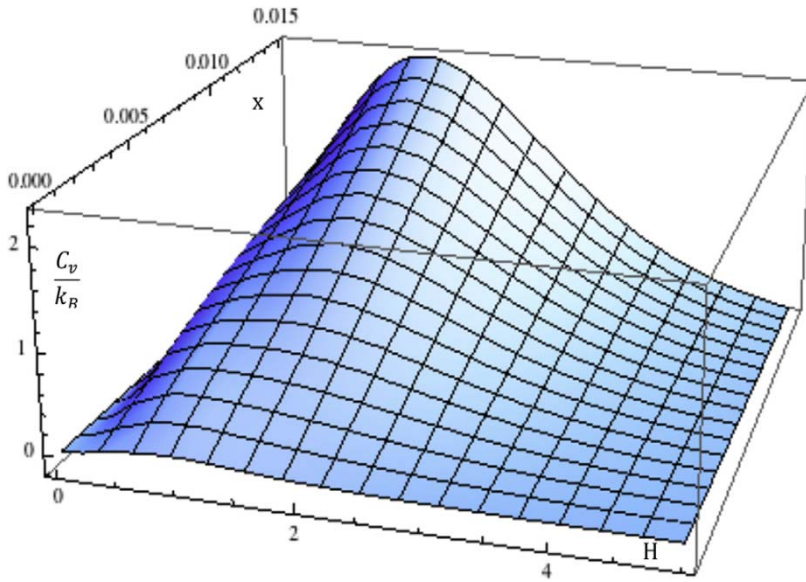
Şəkil 1-də aldığımız (11) ifadəsini tətbiq edərək Fok – Darvin tipli məhdudlaşdırıcı parabolik potensiallı $Hg_{1-x}Mn_xTe$ kvant halqasında elektronun xüsusi istiliyi göstərilmişdir. Burada xüsusi istiliyi ədədi hesabladıqda Raşba spin-orbital və mübadilə qarşılıqlı nəzərə alınmışdır.



Şəkil 1. Maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqası $Hg_{1-x}Mn_xTe$ materialı üçün fiksə edilmiş $H = 1Tl$ və $\alpha = 160 meV \cdot nm$ olduqda, xüsusi istiliyinin M_n konsentrasiyasından və temperaturdan asılılığı göstərilib.

. Bu şəkilə görə, temperatur artırıldıqda xüsusi istiliyin artması müşahidə edilir, pik həddə çatdıqdan sonra azalmağa başlayır

Şəkil 2- də mübadilə qarşılıqlı və Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınaraq, maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında istilik tutumunun Mn-in konsentrasiyasından və maqnit sahəsindən asılılığı göstərilib. Şəkil 2- dəndən göründüyü kimi, xüsusi istilik tutumu ilkin olaraq maqnit sahəsinin artması ilə maksimum qiymətə çatana qədər artır və sonra sıfıra kimi azalır. Şəkil 1 və 2 -dən görünür ki, $Hg_{1-x}Mn_xTe$ yarımkeçirici kvant halqasında Mn-in miqdarı artdıqca xüsusi istilik tutumu artır.



Şəkil 2. Fiksə olunmuş $T=5K$ və $\alpha = 160 meV \cdot nm$ olduğu halda $Hg_{1-x}Mn_xTe$ kvant halqasında istilik tutumunun maqnit sahəsi və Mn-in konsentrasiyasından asılılığı göstərilir.

Bu fəsildə həmçinin maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkəçirici kvant nöqtədə elektronun enerji spektri və dalğa funksiyası hesablanmışdır. Bu kvant sistemlərinin tək elektron, foton cihazları, spintronika kimi bir çox tətbiqi var.

Biz mübadilə və Zeyman həddinin maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkəçirici kvant nöqtəsinə təsirini nəzərə alaraq, elektronların aşağıdakı asimmetrik potensialda hərəkət etməsini fərz edirik:

$$V_c(x, y, z) = \frac{V_0(x^2 + y^2)}{2\rho^2}, x, y \leq \rho, 0 \leq z \leq a \quad (12)$$

Burada ρ - kvant nöqtənin mərkəzindən elektrona qədər olan məsafə, a - kvant çuxurun enidir. Sistemin ümumi Hamiltonianı aşağıdakı formadadır:

$$H = \frac{1}{2m_n} \left(\vec{P} + e\vec{A} \right)^2 + V_c(x, y, z) + \frac{1}{2} g\sigma_z \mu_B H + H_{ex} \quad (13)$$

Əsas sahə yaxınlaşmasında mübadilə Hamilton operator həddi (5) ifadəsi ilə verilir.

Bircins maqnit sahəsi H isə z oxu boyunca istiqamətlənib, slindrik polyar koordinatlarda vektor potensiallarının $A_\phi = \frac{H\rho}{2}, A_r = 0, A_z = 0$ komponentləri var və silindrik koordinatlarda Şredinger tənliyini yazıb, aşağıdakı funksiyalarla tənliyin həllərini axtarıq:

$$\Psi(r, \phi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} R(r) e^{il\phi} \xi(z) \quad (14)$$

Biz maqnit sahəsində mübadilə və Zeyman həddini nəzərə aldıqda, məhdudlaşdırıcı asimmetrik potensiallı maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant nöqtədə elektronun enerji spektri üçün aşağıdakı ifadəni almışıq:

$$E_{nl\sigma m} = \hbar\Omega \left(n + \frac{1}{2} + \frac{|l|}{2} \right) + \frac{l \cdot \hbar\omega_c}{2} + d \cdot \sigma + \frac{\hbar^2 \pi^2 m^2}{2m_n a^2} \quad (15)$$

Burada, $\sigma = \pm 1, m = 1, 2, 3, \dots$ və aşağıdakı əvəzləmələrdən istifadə etmişik:

$$\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_c^2}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{V_0}{m_n \rho^2}} \quad d = \frac{1}{2} g \mu_B H + 3A \quad (16)$$

Mübadilə və Zeyman həddini nəzərə almaqla, maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant nöqtədə elektronların istilik tutumunu hesablamaq üçün (15) ifadəsindən istifadə edərək

Bolsman statistikasını üçün paylanma funksiyasının aşağıdakı ifadəsini alırıq:

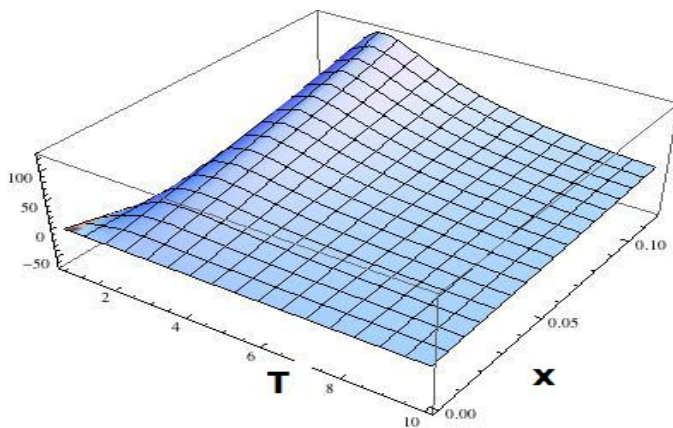
$$z = \sum_{n,l,\sigma,m} e^{-\frac{E_{nl\sigma m}}{k_B T}} = \frac{1}{4} \frac{\cosh(d\beta) (v_3(0, e^{-\alpha\beta}) - 1)}{\sinh\left(\hbar\beta \frac{\Omega + \omega_c}{4}\right) \sinh\left(\hbar\beta \frac{\Omega - \omega_c}{4}\right)} \quad (17)$$

Burada $\beta = \frac{1}{k_B T}$, $v_3(0, \varepsilon^{-\alpha\beta})$ -üçüncü teta elliptik funksiyasıdır. İndi isə paylanma funksiyasının bu ifadəsindən termodinamik kəmiyyətləri hesablaya bilərik. İstilik tutumu üçün ifadə

$$C_v = k_B \beta^2 \frac{d^2 z}{d\beta^2} \quad (18)$$

şəkilindədir.

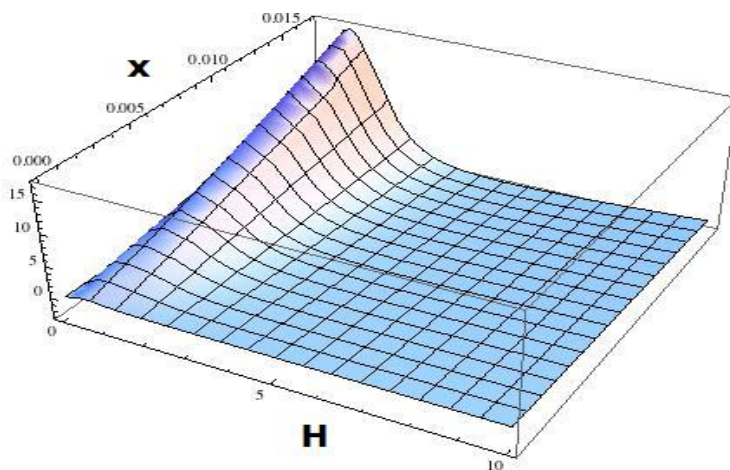
Riyazi nəticələrimizi $Hg_{1-x}Mn_xTe$ kvant nöqtəsi üçün xüsusi istiliyi hesablanmasına tətbiq etdikdə: $m_n = 0.047m_0$, m_0 –sərbəst elektronun kütləsi, $R=80nm$, $\hbar\omega_0 = 7.5meV$ və $N_0J_{s-d} = 0.4eV$ götürmüşük. Şəkil 3-də fiksə edilmiş $H=5Tl$ olduqda, Zeyman və mübadilə qarşılıqlı təsiri nəzərə alınaraq, kvant nöqtəsinin xüsusi istiliyinin Mn-in konsentrasiyasından və temperaturdan asılılığını verilmişdir. Bu şəkilə əsasən demək olar ki, temperaturun artması ilə xüsusi istilik artır və pik həddə çatdıqdan sonra azalmağa başlayır. Məlumdur ki, xüsusi istilik tutumunun qiyməti elektronların istilik həyacanlaşması ilə düz mütənasibdir. Bu həyacanlaşma $k_B T$ istilik enerjisi ilə yanaşı, Fermi enerji səviyyəsindən bir neçə $k_B T$ yuxarı və aşağı yerləşən termik icazə verilən halların sıxlığından asılıdır. Bu kvant nöqtə üçün hal sıxlığını artırır. Bu maqnit sahəsində istilik tutumunun maksimum qiyməti $k_B T$ enerjili elektronlar üçün icazə verilən maksimal hala uyğundur.



Şəkil 3. $Hg_{1-x}Mn_xTe$ kvant nöqtəsi üçün fiksə olunmuş $H=5TL$ -də, $\frac{C_v}{K_B}$ -nin Mn –in konsentrasiyasından və temperaturdan asılılığı.

Maqnit sahəsinin sonrakı artmasında $\hbar\omega_c$ tsiklotron enerjisi (Landau səviyyələri arasında enerji) məhdudlaşdırıcı potensialın əlaqə enerjisindən çox böyük olur. Enerji səviyyələrinin belə artması həyacanlaşma ehtimalını və istilik udulması və ya xüsusi istilik tutumunu azaldır.

Şəkil 4-də, $T=3K$ maqnit əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant nöqtəsinin istilik tutumunun maqnit sahəsindən və Mn konsentrasiyasından asılılığı göstərilir. Şəkil 4- dən görünür ki, ilkin olaraq xüsusi istilik tutumu maqnit sahəsinin artması ilə maksimum qiymətə çatana qədər artır sonra “0” (sıfıra) kimi azalır.



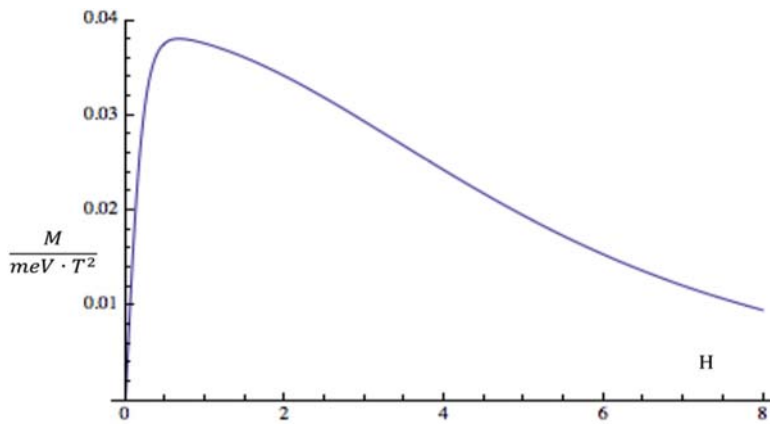
Şəkil 4. $Hg_{1-x}Mn_xTe$ kvant nöqtəsi üçün fiksə olunmuş $T=5K$ -də, $\frac{C_v}{K_B}$ –nin Mn konsentrasiyasından və maqnit sahəsindən asılılığı.

Üçüncü fəsildə maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqalarının maqnit momenti tədqiq olunmuşdur. Maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilər ailəsini, bəzi elementlər tərəfindən atomların böyük bir hissəsini əvəz edə bilən standart yarımkeçiricilər əhatə edir. Bu elementlər yarımkeçirici matrisalarında lokallaşdırılmış maqnit momentləri yaradır. Hal-hazırda maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilər, elektronikanın maqnetizmlə kombinasiyası üçün ən münasib materiallar hesab edilir. Yükdaşıyıcılar və lokal maqnit ionları arasında güclü s-d

mübadilə qarşılıqlı təsirinə görə maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilər spin parçalanmasının və spin polarizasiyasının əvvəlcədən verilmiş xassələrə uyğunlaşdırılmasına imkan verir.

Maqnit sahəsinin, Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirinin, s-d mübadilə qarşılıqlı təsirinin və sonlu temperaturun maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici boş silindrik naqilin keçiriciliyinə təsir effekti [1] - də öyrənilmişdir. Bircins maqnit sahəsi $\vec{H} = (0,0,H)$ kvant halqa müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlir. Maqnit sahəsində Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirini, mübadilə qarşılıqlı təsirini və Zeyman həddini nəzərə almaqla Fok-Darvin tipli məhdudlaşdırıcı parabolik potensiallı maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında elektronun enerji spektrinin ifadəsi (7) ilə verilir. Orta maqnitlənmə aşağıdakı kimidir:

$$M = k_B T \frac{d(\ln(z_{\uparrow} + z_{\downarrow}))}{dH} \quad (19)$$



Şəkil 5. $Hg_{1-x}Mn_xTe$ kvant halqasında Mn konsentrasiyası $x=0.005$, $T=10$ K və Raşba spin-orbital cütü sabiti $\alpha = 160 meV \cdot nm$ olan hal üçün kvant halqasının orta maqnitlənməsinin maqnit sahəsindən asılılığı.

Məlumdur ki, maqnit momentini hesablamaq üçün Ω_T termodinamik potensialını bilmək lazımdır. Ω_T – termodinamik potensialını hesablamaq üçün, elektron qazının klassik Z paylanma funksiyasından istifadə edirik:

$$\Omega_T = -k_B T \frac{1}{2\pi i} \int_{v-i\infty}^{v+i\infty} \frac{\pi \xi}{\sin(\pi \xi)} \frac{e^{\frac{\mu}{k_B T} \xi}}{\xi^2} Z\left(\frac{k_B T}{\xi}\right) d\xi$$

Kimyəvi potensial $\mu = const$ olduqda, kvant halqası elektronlarının maqnit momentini:

$$M = -\frac{1}{A} \left(\frac{\partial \Omega_T}{\partial H} \right)_{\mu} = -\frac{2}{3} \frac{H}{A} \frac{\mu \mu_B^2}{\hbar^2 \omega_0^2} \left(\frac{m_0}{m_n} \right)^2 \quad (20)$$

A- kvant halqasının sahəsidir, Burada $\mu = \frac{m_n \omega_0^2 r^2}{2}$ götürsək, potensial çuxurun en kəsiyinin sahəsini $A = \frac{2\pi\mu}{m_n \omega_0^2}$ olar və bu halda maqnitlənmə ω_0 - məhdudlanma parametrindən asılı olmaz.

$$\frac{M}{\mu_B} = -\frac{m_n}{3\pi} \frac{\mu_B H}{\hbar^2} \left(\frac{m_0}{m_n} \right)^2 \quad (21)$$

Beləliklə, maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasının güclü cırlaşmış elektron qazı üçün sonlu temperaturda maqnit momentini maqnit sahəsindən asılı funksiyası kimi ifadəsini aldıq.

Müəyyən etdik ki, kvant halqada Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirini nəzərə aldıqda maqnitlənmənin de Qaaz- Alfen ossilyasiyası olur.

Bu **fəsil**də həmçinin maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilərdən hazırlanmış qarşılıqlı təsirdə olmayan kvant halqa sistemlərində mübadilə effektinin və Zeyman həddinin nəzərə almaqla maqnit momenti öyrənilibdir. Sistemin bircins maqnit sahəsində z oxu istiqamətində yönəldiyini nəzərə alırıq. Sistemin ümumi Hamiltonu aşağıdakı kimi verilir:

$$H = \frac{1}{2m_n} (\vec{p} + e\vec{A})^2 + \frac{1}{2} g \sigma_z \mu_B H + H_{ex} \quad (22)$$

Əsas sahə yaxınlaşmasında Hamilton operatorunun mübadilə həddi (5) ilə verilir.
(22) Hamiltonun məxsusi funksiyası və məxsusi qiyməti aşağıdakı kimidir:

$$\Psi(r, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} R(r) e^{il\phi} \quad (23)$$

$$E_{l,\sigma} = \varepsilon(l - \xi)^2 + \frac{\mu_B H}{2} g^*, l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (24)$$

Harada ki:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{1}{R^2}, \quad \xi = \frac{\mu_B^* H}{2\varepsilon} = \frac{\phi}{\phi_0}$$

ϕ_0 - maqnit seli kvantıdır. Kvant halqada mübadilə qarşılıqlı təsiri zona elektronları üçün g - faktorunun yenidən normallaşmasına gətirib çıxarır ki, o da temperatur və maqnit sahəsindən asılı olur. Kvadratik dispersiya qanunu üçün g faktorunun yenidən normallaşması:

$$g^* = g + \frac{6A}{\mu_B H} \quad (25)$$

Kvant halqa elektronlarının maqnitlənməsinin tapılması üçün kvant halqada elektron qazının sərbəst enerjisinin ifadəsini əldə etmək vacibdir. Sərbəst enerji ifadəsi klassik Z paylanma funksiyasından müəyyən edilə bilər. Enerjinin (24) ifadəsini $Z = \sum_{l,\sigma} e^{-\beta E_{l,\sigma}}$ paylanma funksiyasında nəzərə alsaq, aşağıdakı nəticəni alarıq:

$$Z = 2\sqrt{2\pi\lambda} \cosh\left(\frac{g^* \mu_B H}{2\varepsilon\lambda}\right) \mathcal{V}_3(-\xi\pi, e^{-\pi^2} \lambda) \quad (26)$$

Burada- $v_3(-\xi\pi, e^{-\pi^2\lambda})$ teta funksiyasıdır və $\lambda = (\beta\varepsilon)^{-1}$. İndi biz kvant halqasının sərbəst enerjisini hesablayaq. Bildiyimiz kimi sərbəst enerji aşağıdakı kimi tapılır:

$$F = -k_B T \ln Z = -\lambda\varepsilon \ln \left(\sqrt{\pi\lambda} v_3(\xi\pi, e^{-\pi^2\lambda}) 2 \cosh \left(\frac{g^* \mu_B H}{2\varepsilon\lambda} \right) \right) \quad (27)$$

Halqanın sərbəst enerji ifadəsindən istifadə edərək elektron qazının maqnitlənməsi hesablanır:

$$M = -\frac{\partial F}{\partial H} = -\frac{\partial F}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial H} = -\frac{\mu_B^*}{2\varepsilon} \frac{\partial F}{\partial \xi} \quad (28)$$

(28)-dən və teta-funksiyasının loqarifmik törəməsindən² istifadə edərək biz aşağıdakı nəticəni alırıq:

$$M = \mu_B^* \lambda \left(\pi \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j \frac{\sin(2j\pi\xi)}{\sinh(j\pi^2\lambda)} + \frac{1}{2} \tanh \left(\frac{g^* \mu_B H}{2\varepsilon\lambda} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{g^* \mu_B H}{2\varepsilon\lambda} \right) \right) \quad (29)$$

Sonra, biz iki müxtəlif radiuslu qarşılıqlı təsirdə olmayan maqnit ionu əlavə edilmiş kvant halqalar sistemini (qəfəsini) araşdırırıq.

Qarşılıqlı təsirdə olmayan halqa sistemi üçün maqnitlənmə ədəbiyyatdan³ məlum ifadə ilə müəyyən olunur:

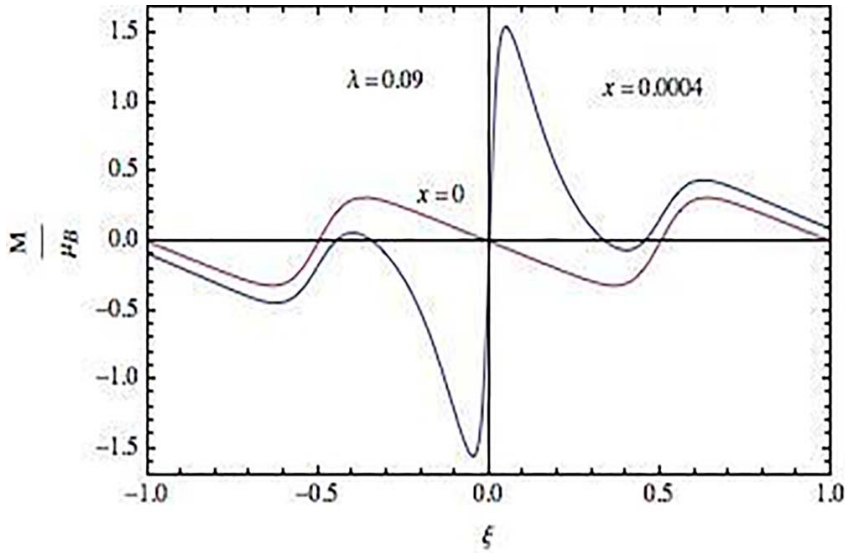
$$M_N = N [c_1 M(\lambda_1, \xi_1) + c_2 M(\lambda_2, \xi_2)] \quad (30)$$

$c_{1,2} = \frac{N_{1,2}}{N}$ - halqa konsentrsiyalarıdır. λ_i, ξ_i parametrləri aşağıdakı düsturlardan təyin olunur:

$$\lambda_i = (\beta\varepsilon_i)^{-1} = \frac{2k_B T m R_0^2}{h^2} \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^2 = \lambda_0 \rho_i^2, \xi_i = \frac{H \pi R_0^2}{2\pi\hbar/e} \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^2 = \xi_0 \rho_i^2 \quad (31)$$

$$\xi_0 = \frac{H\pi R_0^2}{2\pi\hbar/e}, \quad \varepsilon_0 = \frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{1}{R_0^2}, \lambda_0 = (\beta \varepsilon_0)^{-1}, \rho_i = \frac{R_i}{R_0} \quad (32)$$

Sistemin maqnitlənməsinin ədədi qiyməti $\left(\frac{M_N}{N} = M(\lambda, \xi)\right)$ Aharonov-Bohm seli (AB seli) funksiyası kimi şəkil 6- da göstərilib.



Şəkil 6. Mn konsentrasiyaları $x=0$, $g=0$ və $x = 0.0004$, $g = -1.67$ olduğu hallar üçün maqnitlənmənin μ_B vahidlərində ξ maqnit selindən asılılığı göstərilib.

Şəkil 6-dan göründüyü kimi, sərbəst elektron model sistemi ($x=0$) üçün maqnitlənmənin qiyməti, fiksə olunmuş temperaturda AB selinin dəyişməsi ilə mənfiyədən müsbətə doğru dəyişir. Bu cür proseslər antiferromagnetik sistemlər üçün xarakterikdir. $Cd_{1-x}Mn_xTe$ bərk məhlulunda Mn konsentrasiyasının artması ilə, lokallaşmış bucaq momentləri arasında mübadilə qarşılıqlı təsiri dəyişir və bu da maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasının maqnitlənməsində dəyişikliyə gətirib çıxarır. Hesablamalar göstərdi ki, manqan tərkibinin artması ilə

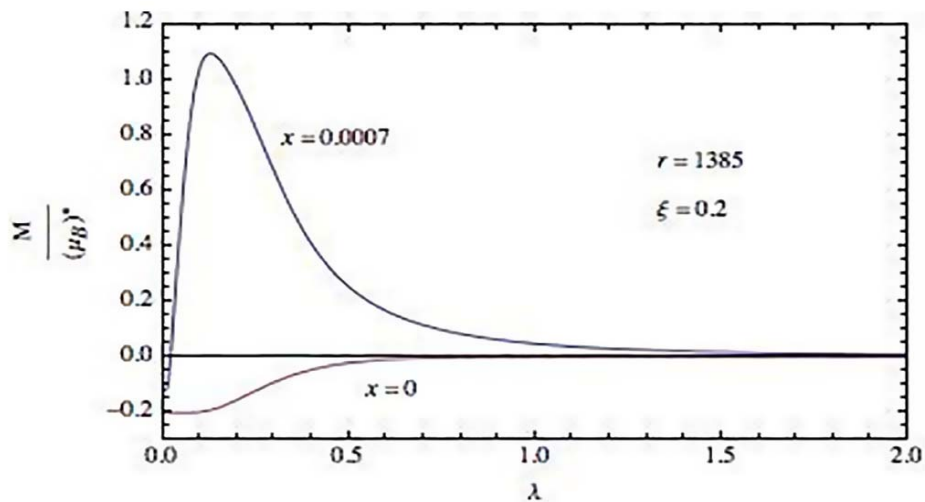
²Peter A. Meleshenko, Alexander F. Klinskikh, “Aharonov–Bohm antiferromagnetism” and compensation points in the lattice of quantum rings. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323 (2011), 2663–2668

³Jacek Kossut, Jan A. Gaj, *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors* vol 144, Springer, 2011.

maqnit ionu əlavə edilmiş kvant halqasında antiferromaqnetik xassələrinin paramaqnetikə keçməsi müşahidə olunur.

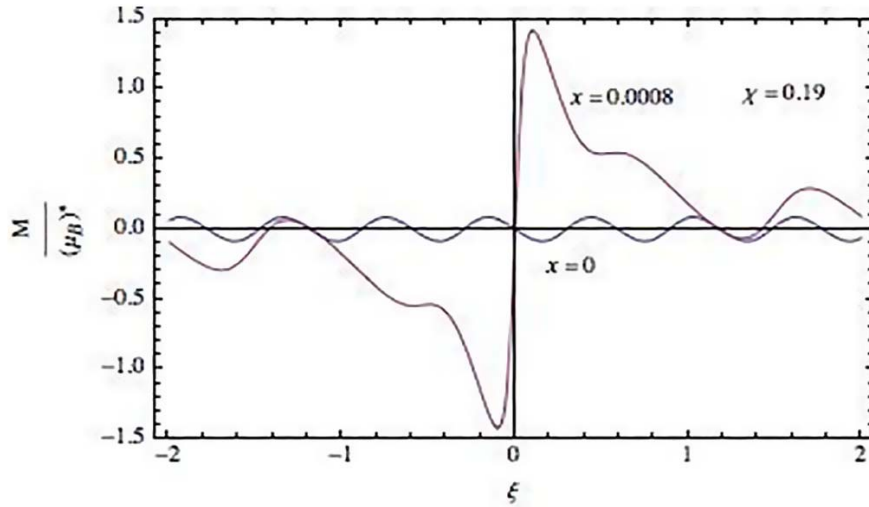
Mn konsentrasiyası $x=0.0004$ olan qarşılıqlı təsirdə olmayan maqnit ionu əlavə edilmiş kvant halqalarında, fiksə olunmuş temperaturda AB selinin dəyişməsi ilə maqnitlənmə müsbətdən mənfiyə dəyişir ki, bu da paramaqnetik sistemlər üçün səciyyəvi olan haldır. Həmçinin, $\xi = l$ olarsa göründüyü kimi maqnitlənmənin qiyməti sıfıra bərabər ola bilər. [2] işindən fərqli olaraq, burada l tam ədəd və ya tam ədədin yarısı olmaya bilər. Bu onunla əlaqədardır ki, işindən fərqli olaraq biz bu tədqiqatımızda Hamilton operatorunun ifadəsində, yəni dolayısı ilə maqnit momentinin ifadəsində mübadilə qarşılıqlı təsirini və Zeyman həddini nəzərə almışıq. Maqnit selinin dəyişdiyi, lakin temperaturun fiksə olduğu halda maqnitlənmənin yox olduğu nöqtələr “Aharonov-Bohm kompensasiya nöqtələri” adlanır.

Biz hesablamamızda $Cd_{1-x}Mn_xTe$ materiallarına müvafiq parametrlər götürmüşük: konsentrsiya $x=0$, $g=0$ və $x=0.0008$, $g=-1.67$, $c_1 = 0.3$, $c_2 = 0.7$ və radial parametrlər $N_0J_{s-d} = 0.22eV$, $r = 1385$, $R=50nm$. Yalnız fiksə olunmuş maqnit selində bütün temperaturlarda maqnitlənmə müsbət və mənfi ola bilər. Maqnitlənmənin işarəsi bu halda ξ işarəsindən asılıdır.



Şəkil 7. $Cd_{1-x}Mn_xTe$ bərk məhlulunda, Mn konsentrasiyaları $x=0$, $g=0$ və $x = 0.0007$, $g= -1.67$ olduğu hallar üçün, maqnit seli $\xi = 0.2$ olduqda, maqnit momentinin (μ_B vahidlərində) temperaturdan asılılığı.

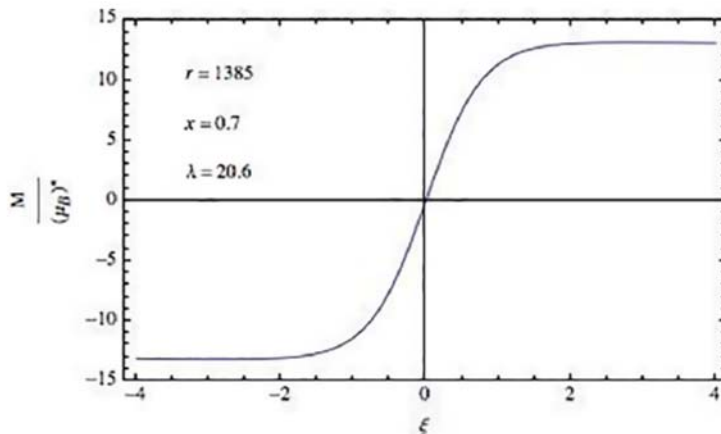
Şəkil (7)-dən görünür ki, maqnitlənmə λ – nın kiçik artımı ilə kəskin dəyişir və pik nöqtəsinə çatdıqdan sonra azalmağa başlayır.



Şəkil 8. $Cd_{1-x}Mn_xTe$ bərk məhlulunda, iki halqa üçün maqnitlənmənin maqnit selindən asılılığı.

Şəkil 8-də Mn konsentrsiyası $x=0$, $g=0$ və $x=0.0008$, $g=-1.67$, $\lambda=0.19$, $c_1 = 0.3$, $c_2 = 0.7$ və radial parametrlər $\rho_1=1.3$, $\rho_2=1$ $N_0J_{s-d}=0.22\text{eV}$, $\frac{N_0J_{s-d}}{\varepsilon}=1385$, $R=50\text{nm}$ olduqda $Cd_{1-x}Mn_xTe$ bərk məhlulunda, iki halqa üçün maqnitlənmənin maqnit selindən asılılığı göstərilib.

Öyrilər müxtəlif radiusa malik iki qarşılıqlı təsirdə olmayan kvant halqalarına uyğundur. Şəkildən görüldüyü kimi, Mn konsentrasiyası $x=0$ halı ilə müqayisədə, artdığı zaman “Aharonov-Bohm” kompensasiya nöqtələrinin sayı azalır.



Şəkil 9. Müxtəlif həndəsi parametrlə qarşılıqlı təsirdə olmayan $Cd_{0.3}Mn_{0.7}Te$ iki halqa üçün maqnitlənmənin $\frac{M}{\mu_B}$ -nin maqnit selindən (ξ) asılılığı.

Şəkil 9-da $c_1 = 0.3$, $c_2 = 0.7$ və radial parametrlər $\rho_1 = 1.3$, $\rho_2 = 1$ $N_0 J_{s-d} = 0.22 \text{ eV}$, $\frac{N_0 J_{s-d}}{\varepsilon} = 1385$, $R = 50 \text{ nm}$ olduqda $Cd_{0.3}Mn_{0.7}Te$ bərk məhlulunda, iki halqa üçün maqnitlənmənin maqnit selindən asılılığı göstərilib. Bu nəticə $Cd_{1-x}Mn_xTe$ materialları⁴ üzərində aparılan təcrübələrə yaxşı uyğun gəlir.

Nəticə olaraq göstərdik ki, Mn konsentrasiyasının artması ilə kompensasiya nöqtələri azalır. Bundan əlavə manqan tərkibinin artması ilə kvant halqasında antiferromaqnetik xassələrinin paramaqnitə keçidi baş verir.

Bu məqsədlə, tək-hissəciklər üçün paylanma funksiyasının dəqiq analitik ifadəsini çıxardıq və onu maqnit momentini təyin etmək üçün istifadə etdik. Göstərdik ki, maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında maqnitlənmə temperaturun cüzi artması ilə sıçrayışla dəyişir və pik nöqtəsinə çatdıqdan sonra azalmağa başlayır.

Dördüncü fəsildə ellipsin fırlanma formasında olan kvant nöqtədə zonalararası optik udulma tədqiq edilmişdir. Aşağı ölçülü yarımkeçirici strukturların optik xassələrini öyrənmək çox vacibdir, çünki, bu cür sistemlərə əsaslanan optik cihazların və elektronikanın işlənməsində onun əhəmiyyətli rolu var. Yarımkeçirici nanostrukturların- kvant nöqtə, kvant naqıl, kvant çuxurların optik xassələri, onların mikroskopik fizikası haqqında xüsusi məlumatlar verir.

Müasir yarımkeçiricilər texnologiyasında olan nailiyyətlər piramida, sferik, slindirlik, parabolik, ellipsoid və s. kimi müxtəlif həndəsi forma və ölçülü kvant nöqtə yaratmağa imkan verir.

⁴J.A. Gaj, R. Planel, G. Fishman, Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of Mn^{2+} ions in $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Sol. State Commun. 29 (1979) 435 - 438.

Kvant nöqtənin enerji spektri onun formasından başqa, həm də məhdudlaşdırıcı potensialın növündən asılıdır. Yarımkəçirici kvant nöqtələrdə fiziki prosesləri öyrənəndə yükdaşıyıcılarla kvant nöqtənin divarlarının qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən məhdudlaşdırıcı potensialın riyazi modelləşməsinin düzgün seçilməsi vacib rol oynayır. Müxtəlif həndəsi formalı və müxtəlif məhdudlaşdırıcı potensiallı kvant nöqtələrin elektron və optik xassələrini həm elektrik həm də maqnit sahələrində və onlar olmadıqda öyrənilməsi yarımkəçirici nanoelektronikanın aktual məsələlərindəndir. Yarımkəçirici strukturların optik udulma spektrinin tədqiqi bu sistemlərin çoxlu xüsusiyyətlərinin təyini üçün ən yaxşı üsuldur.

Ellipsoid formalı olan kvant nöqtənin radial istiqamətdə məhdudlaşdırıcı potensialı sferik çuxurun iki ölçülü ossilyator formasında, z istiqamətində bir ölçülü harmonik ossilyator kimi götürülür.

$$U(\rho, z) = U_1(\rho) + U_2(z) = \frac{m^* \omega_1^2}{2} \rho^2 + \frac{m^* \omega_2^2}{2} z^2 \quad (33)$$

ω_1 və ω_2 - ellipsoid formalı kvant nöqtənin uyğun olaraq radial və z istiqamətlərində məhdudlaşdırıcı potensialın xarakterik tezlikləridir. $\rho \leq R_0$, R_0 - radial istiqamətdə ellipsoid formalı kvant nöqtənin radiusudur. Məhdudlaşdırıcı potensialın belə modeli götürüldükdə, kvant nöqtə ellipsin fırlanması nəticəsində aldığı formada olur.

Seçilmiş modeldə elektronun həyəcanlaşmamış Hamiltonu aşağıdakı kimidir:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) + \frac{m^* \omega_1^2 \rho^2}{2} + \hat{H}_z \quad (34)$$

$$\hat{H}_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{m^* \omega_2^2 z^2}{2}.$$

(34) Hamiltonun $E_{n_\rho, m, n}$ - məxsusi enerjisi və uyğun olaraq $\Psi_{n_\rho, m, n}(\rho, \phi, z)$ isə məxsusi funksiyası ədəbiyyatdan məlum ifadə ilə verilir.

Burada n_ρ - radial kvant ədədi, n - birölçülü ossilyatorun çuxurunda enerji səviyyələrinə uyğun kvant ədədidir, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ - maqnit kvant ədədi, a_1, a_2 - ossilyatorun xarakterik uzunluğudur.

Hesab edəcəyik ki, $m_e^* \ll m_h^*$, m_e^* və m_h^* - uyğun olaraq elektron və deşiklərin effektiv kütləsidir. İlk dəfə kvant nöqtəsinin optik xassələri Efros tərəfindən qeyri-müəyyən formalı yüksək divarları olan sferik kvant nöqtəsində birbaşa işığın udulmasının nəzəri araşdırılması zamanı qeydə alınmışdır.

İşığın baxılan struktura normal düşərkən zonalararası optik udulma əmsalını hesablayarkən⁵ işindəki düsturdan istifadə edirik.

$\Delta = \hbar\Omega - E_g$, E_g - həcmi yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zolağın enidir. A – blok funksiyalarından götürülmüş matrisa elementinin kvadratı ilə mütənasib kəmiyyətdir, ν və ν' uyğun olaraq elektron və ağır deşiklərin kvant ədədlərinin məcmusudur. Ω - düşən işığın tezliyidir. Burada δ funksiyasının olması baxılan keçiddə enerjinin saxlanma qanunu təmin edir. İşığın düz zonalararası keçidin udulma əmsalını hesablayarkən Meler və Xilli Xardi düsturundan istifadə etmişik:

Astana enerjisini kvant nöqtənin parametrlərindən asılılığını təyin etmişik. Müxtəlif kvant ədədli zonalararası keçid üçün seçmə qaydasını təyin etmişik.

Bu fəsilə həmçinin yarımkeçirici kvant nöqtəli ifratqəfəs strukturlarında işığın zonadaxili udulması tədqiq olunub.

Son bir neçə ildə çoxsaylı kvant çuxur heteroquruluşlarının elektron və optik xassələri üzərində xeyli nəzəri və eksperimental tədqiqatlar aparılmışdır.

$$\alpha(\Omega) = A_0 \sum_{\nu, \nu'} \left| \int_V \psi_\nu^e \psi_{\nu'}^h dV \right|^2 \delta[\hbar\Omega - E_g - E_\nu^e - E_{\nu'}^h] \quad (35)$$

⁵**Al.L. Efros, Al. Efros. Interband absorption of light in a semiconductor sphere. Semiconductors Volume 16, Issue 7, 772-775 (1982)**

Motivasiya mərkəzi bu cür sistemlərin optoelektronik cihazlarda tətbiqləri olmuşdur.

Molekulyar-şüa epitaksiyası və metal-üzvi kimyəvi buxar çöküntüsü kimi böyütmə texnikaları, son dərəcə saf quruluşların kəskin interfeyslərlə hazırlanmasına imkan verir.

Kvant nöqtə ifratqəfəsləri, kvant çuxurun ifratqəfəslərindən fərqli olaraq, tarazlıqda olmayan köçürmə xüsusiyyətlərini göstərməsi gözlənilir.

Qadağan olunmuş zona boyunca optik keçidlərin spektroskopiyası, yarımkeçiricilərin elektron quruluşunu öyrənmək üçün güclü və çox yaxşı bir üsuldur.

Yarımkeçirici kvant nöqtə ifratqəfəs strukturlarında işığın zonadaxili udulmasının öyrənilməsi nəzərəcarpacaq qədər diqqət mərkəzindədir. Kvant nöqtə ifratqəfəs strukturlarında işığın zonadaxili udulması indiyə qədər araşdırılmamışdır. Biz işığın zonadaxili udulma əmsalını, udulmanın astana tezliyindən asılılığı, kvant nöqtə ifratqəfəs quruluşlarının həndəsi ölçülərindən asılılığını almışıq.

Harmonik rəqsin z istiqaməti boyunca d periodunun periodik potensialı $U(z)$ olan kvant nöqtəli ifratqəfəsində zonadaxili udulması aşağıdakı kimi hesab olunur:

$$V(x, y) = \frac{m^*}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad (36)$$

m^* - effektiv kütlə, ω_x və ω_y -isə x və y istiqamətində uyğun olaraq məhdudlaşdırıcı potensialın tezlikləridir. Harmonik rəqs ən vacib və ən çox istifadə olunan fiziki modellərə aiddir. Bu dəqiq həll oluna bilən kvant mexanikası problemlərindən biridir.

Molekulyar vibrasiyadan tutmuş, kvantlanmış sahəyə qədər müxtəlif hadisələrin modelləşdirilməsi üçün istifadə olunur. Güclü əlaqə yaxınlaşmasında kvant nöqtə

ifratqəfəsində yükdaşıyıcılar üçün Hamiltonun ifadəsi aşağıdakı məlum ifadə ilə verilir:

$$H = \frac{(p_x^2 + p_y^2)}{2m^*} + \frac{m^*}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) + \frac{\Delta}{2}(1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar}) , \quad (37)$$

Burada Δ minizona enidir. Keçirici zona nəzərə alındıqda, elektronun effektiv kütləsi $m^* = m_e$ olur, valent zona nəzərə alındıqda isə $m^* = m_h$ şəkilində olur, burada, m_h - isə dəşiyin effektiv kütləsidir. Keçirici zonada $\Psi_{n,e,k_z}(r)$ elektronunun normallaşmış məxsusi funksiyası və $E_{n,l}(k_z)$ enerjisinin məxsusi qiymətlərini bilərək, (35) ifadəsinə əsasən kvant nöqtə ifratqəfəs sistemində zonalarası udulma əmsalını hesablanıb. Burada $n(=0,1,2,...)$ and $l(=0,1,2,...)$ - elektron altzona səviyyə indeksləridir. k_z - isə z istiqamətində dalğa vektorunun komponentidir.

$\sum_{v,v'} |\int_V \psi_v^e \psi_{v'}^h dV|^2$ - ifadəsini hesablayarkən aşağıdakı ifadələrdən istifadə edərək alırıq.

$$J_{n_e n_h} = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{ne} \left(\frac{x_e}{l_{ye}} \right) \Psi_{nh} \left(\frac{x_h}{l_{yh}} \right) dx \quad J_{l_e l_h} = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{le} \left(\frac{y_e}{l_{ye}} \right) \Psi_{lh} \left(\frac{y_h}{l_{yh}} \right) dy$$

$J_{n_e n_h}$ və $J_{l_e l_h}$ - valent və keçirici zona arasında üst-üstə düşən səviyyələri xarakterizə edən integrallardır. n_e, n - kvant ədədləri ixtiyari dəyişə bilər. Dirak δ funksiyasının argumenti ilə, udulmanın astana tezliyi Ω_{00} - nı təyin edilmişdir.

Beləliklə, kvant nöqtə ifratqəfəs sistemində birbaşa zonadaxili keçidlərini öyrənərək, işığın zonadaxili udulma əmsalının və udulmanın astana tezliyinin kvant nöqtə ifratqəfəs sisteminin həndəsi ölçüsündən asılı funksiya kimi analitik ifadə almışıq. Bu işdən aldığımız nəticələrə uyğun olaraq, udulmanın astana tezliyi kvant nöqtə ifratqəfəslərinin ölçüsünün artması ilə azalır.

Bu **fəsil**də həmçinin Pöschl -Teller tipli məhdudlaşdırıcı potensiallı kvant məftillərdə optik udulma öyrənilir. Yarımkeçirici nanostrukturлар yükdaşıyıcıların enerji spektrini idarə etməklə əvvəlcədən təyin olunmuş xüsusiyyətlərə malik cihaz yönümlü strukturлар yaratmaqda bənzərsizdir. Bu heterofaz sistemlərinin

əhəmiyyətli bir xüsusiyyəti də tədqiq olunan nümunələrin komponent tərkibi, həndəsi forması və ölçüləri, eləcə də onların fiziki xüsusiyyətləri arasında güclü əlaqələrin olmasıdır. Nanoquruluşlardakı proseslərin nəzəri təsvirində sistemin Hamiltonun real qurma proseduru prinsipal əhəmiyyət kəsb edir. Bu halda, tədqiq olunan nümunənin həndəsəsi Hamilton operatorunun simmetriyasını diktə edirsə, nanostrukturun komponent tərkibi, fiziki-kimyəvi, mexaniki xüsusiyyətləri və ətraf mühit sistemin məhdudlaşdırıcı potensialının profilini formalaşdırır. Aşağı ölçülü sistemlərdə müxtəlif məhdudlaşdırıcı potensiallar- düzbucaqlı, parabolik, üçbucaq və s. tipli potensiallar tətbiq olunur. Tənzimlənən qeyri-simmetrik xüsusiyyəti sayəsində Pöschl–Teller potensialının maraqlı optik xüsusiyyətlər verəcəyi gözlənilir və bu səbəbdən bu tip potensiala bir çox tədqiqatçılar böyük maraq göstərirlər. Tədqiqat nəticələri göstərir ki, Pöschl -Teller potensialı optik cihazlarda və rezonans tunel cihazlarında zəngin tətbiqetmələrə malikdir .

X istiqamətində parabolik potensialı, z istiqamətində Pöschl-Teller tipli məhdudlaşdırıcı potensialı kvant məftildə elektronun Hamiltonu

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] + V(x) + V(z), \quad (37)$$

Burada $V(x)$ və $V(z)$ aşağıdakı ifadələrlə verilir:

$$V(x) = \frac{m^*}{2} (\omega^2 x^2), \quad (38)$$

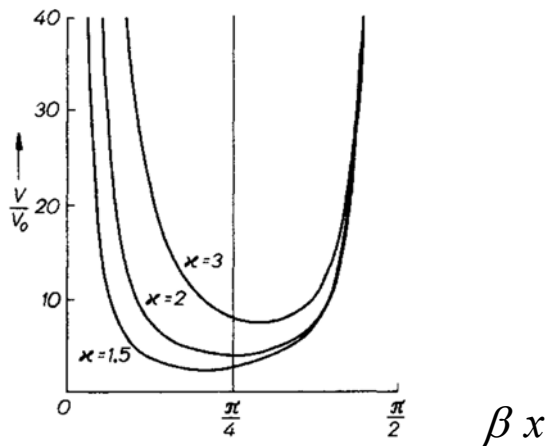
$$V(z) = \frac{\hbar^2 \beta^2}{2m^*} \left[\frac{\chi(\chi-1)}{\sin^2(\beta z)} + \frac{\eta(\eta-1)}{\cos^2(\beta z)} \right], \quad k, \eta > 1 \quad (39)$$

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{L_x}} \exp(ip_x x / \hbar) \phi_N \left(\frac{y}{l} \right) \varphi_n(z) \quad (40)$$

(39) ifadəsindən görünür ki, $z = 0$ və $z = \frac{\pi}{2\beta}$ olduqda potensial singular olur. χ və.

η kəmiyyətləri potensialın asimmetrikliyini təyin edir və $\chi = \eta$ olduqda Pöschl -Teller potensialı simmetrik olur.

$V(z)$ Pöschl -Teller potensialının qrafiki təsviri ədəbiyyatdan yaxşı məlumdur və şəkil10-da verilmişdir.



Şəkil 10. $\eta = 2$ olduqda 3 müxtəlif Pöschl Teller potensialı

(37) Hamiltonuna uyğun dalğa funksiyasını belə seçirlər.

$\varphi_N\left(\frac{y}{l}\right)$ -ossilyator funksiyası, $N = 0,1,2,\dots, n = 0,1,2,\dots$, L_x - məftilin uzunluğu,

$$l = \sqrt{\hbar/m\omega}.$$

$\varphi_n(z)$ - (37) Hamilton operatorunun H_z komponentinin məxsusi funksiyasıdır.

$$H_z \varphi_n(z) = E_n \varphi_n(z)$$

$\varphi_n(z)$ – məxsusi funksiya və E_n məxsusi qiymətinin ifadəsi ədəbiyyatdan yaxşı məlumdur:

$$\varphi_n(z) = C_n \sin^k(\beta z) \cos^\eta(\beta z) {}_2F_1[-n, k + \eta + n, k + 1/2; \sin^2(\beta z)],$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 \beta^2}{2m^*} (k + \eta + 2n)^2, n = 0,1,2,\dots$$

burada $F(a, b, c, z)$ - hiperqeuometrik funksiyadır.

Altzonalararası udulma əmsalı aşağıdakı ifadə ilə hesablanır:

$$\alpha = \frac{2\pi\sqrt{e}}{c\hbar N_f} \sum_{N,n,p_x} \sum_{N',n',p'_x} |\langle N, n, p_x | H_R | N', n', p'_x \rangle|^2 \delta(E_{N,n,p_x} - E_{N',n',p'_x} + \hbar\omega), \quad (41)$$

Udulma əmsalı xətti polyarizasiya və sirkulyar polyarizasiya halında baxılıb. Polyarizasiya vektoru Oy oxu üzrə yönəlsə, elektron-foton qarşılıqlı təsir operatoru aşağıdakı şəkildə olar:

$$H_R = -\frac{ie\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{\varepsilon\omega}} \frac{\partial}{\partial y}, \quad (42)$$

Burada N_f fotonların sayıdır.

(40) və (42)-dən H_R -in matris elementi aşağıdakı kimi olar:

$$\langle N, n, p_x | H_R | N', n', p'_x \rangle = -\frac{ie\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{\varepsilon\omega}} \delta_{p_x, p'_x} \delta_{nn'} \times \left(\sqrt{\frac{N+1}{2}} \delta_{N, N'-1} - \sqrt{\frac{N}{2}} \delta_{N, N'+1} \right). \quad (43)$$

Sirkulyar polyarizasiya halında H_R -ifadəsi aşağıdakı kimidir:

$$H_R = -\frac{e\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{\varepsilon\omega}} \left(i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right),$$

Udulma əmsalını hesabladıqda $\delta(x)$ Dirak funksiyası Lorens genişlənməsi ilə əvəz edilib:

$$\delta(x) = \frac{(\pi\tau)^{-1}}{\tau^{-2} + x^2}. \quad (44)$$

(43)- (44)-ü (41)-də nəzərə almaqla asanlıqla udulma əmsalı üçün ifadələr alınır.

Beləliklə, Pöschl-Teller potensiallı kvant məftildə elektromaqnit şüalanmasının udulma əmsalı üçün analitik ifadə alınıb. Udulma əmsalı birinci tərtib həyacanlaşma

nəzəriyyəsi ilə hesablanıb. Işığın xətti və sirkulyar polarizasiya hallarına baxılır və udulma rezonans xarakter daşıyır.

Əsas nəticələr:

1. Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsirini, mübadilə qarşılıqlı təsirini və Zeyman effektini nəzərə almaqla Fok-Darvin parabolik potensiallı maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında elektronların dalğa funksiyası və enerji spektri tapılaraq, xüsusi istilik üçün ifadə alınıb. Aşağı maqnit sahəsində xüsusi istilik tutumunun temperaturdan asılılığı pik struktura malik olduğu müəyyən olunubdur.
2. Mübadilə qarşılıqlı təsiri və Zeyman effekti nəzərə alınmaqla maqnit ionu əlavə edilmiş asimmetrik potensiallı kvant nöqtədə elektronun dalğa funksiyası və enerji spektri tapılaraq, kvant nöqtədə elektronların istilik tutumu hesablanıb. Göstərilmişdir ki, xüsusi istilik miqdarının maqnit sahəsinin artması ilə maksimum qiymətə çatana qədər artır sonra "0" (sıfıra) kimi azalır.
3. Maqnit sahəsində maqnit ionu əlavə edilmiş Fok-Darvin tipli parabolik potensiallı yarımkeçirici kvant halqasında elektronların Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri, mübadilə qarşılıqlı təsiri və Zeyman həddi nəzərə alınmaqla maqnit momenti hesablanıb. Aşağı maqnit sahəsində maqnit momentinin kəskin artır və maqnit sahəsinin sonrakı artmalarında azalmağa başlayır.
4. Maqnit sahəsində maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçiricilərdən hazırlanmış qarşılıqlı təsirdə olmayan kvant halqa sistemlərinin mübadilə effektini və Zeyman həddini nəzərə almaqla maqnit momenti hesablanıb. Göstərilmişdir ki, maqnit ionu əlavə edilmiş yarımkeçirici kvant halqasında maqnitlənmə temperaturun cüzi artması ilə sıçrayışla dəyişir və pik nöqtəsinə çatdıqdan sonra azalmağa başlayır.

5. Göstərilmişdir ki, Mn konsentrasiyası artdıqca (məs. $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ bərk məhlullu kvant halqalarda) temperaturun fiksə olduğu, lakin maqnit selinin dəyişdiyi halda maqnitlənmənin yox olduğu nöqtələr - “Aharonov-Bohm” kompensasiya nöqtələrinin sayı azalır.
6. Pöshle-Teller potensiallı kvant məftildə elektromaqnit şüalanmasının udulma əmsalı üçün analitik ifadə alınıb. Udulma əmsalı birinci tərtib həyacanlaşma nəzəriyyəsi ilə hesablanıb. Işığın xətti və sirkulyar polyarizasiya hallarına baxılır və udulmanın rezonans xarakter daşdığı müəyyən edilmişdir.
7. Ellipsoid formalı kvant nöqtə və kvant nöqtə ifratqəfəsinin birbaşa zona arası keçidlərin udulma əmsalı və udulmanın astana tezliyi üçün analitik ifadə alınmışdır. Işığın zonadaxili udulmasını kvant nöqtə və kvant nöqtə ifratqəfəs sisteminin həndəsi ölçüsündən asılılığı müəyyən edilmişdir.

Dissertasiyanın əsas elmi nəticələri dərc edilən elmi işlərin siyahısı

1. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G. Specific heat in diluted magnetic semiconductor quantum ring // Superlattices and Microstructures V.108,11, 2017 , p574-578 **EISEVIER**
2. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G. Effective - g factor of electrons in diluted magnetic semiconductors quantum ring with Rashba spin-orbital interaction // Turk fizik derneği 33 uluslararası; fizik kongresi 6-10 eylul 2017 p.297
3. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G. Specific heat in diluted magnetic semiconductor quantum ring // Turk fizik derneği 33 uluslararası; fizik kongresi 6-10 eylul 2017 p.339
4. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G. Magnetic moment of electrons in diluted magnetic semiconductor quantum ring // The 6 th International conference on Control and Optimization with Industrial Applications, July 11-13, 2018, Baku, vol 1, page 122-124 **Web of science**
5. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G Heat capacity of electrons in diluted magnetic semiconductor quantum dot // The 6 th International conference on Control and

Optimization with Industrial Applications July 11-13, 2018. Baku, vol 2, page 89-91. **Web of sience**

6. Ибрагимов, Г.Б., Ибрагимов, Б. Г. Межзонное поглощение в квантовой точке в форме эллипсоида вращения // Azerbaijan Journal of Physics 2018, vol. XXIV, Number 03, с.170-171.
7. Ибрагимов Г.Б., Ибрагимов, Б. Г., Межзонное поглощение в квантовой точке в форме эллипсоида вращения // Academician G.B. Abdullayev Centenary International Conference and School Modern Trends in Condensed Matter Physics MTCMP - 2018, Tezise стр87.
8. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G. Magnetic moment of electrons in diluted magnetic semiconductor // Azerbaijan Journal of Physics 2019, vol. XXV, Number 01, page.35-38.
9. Babanlı, A.M., İbragimov, B. G. Heat capacity of electrons in diluted magnetic semiconductor quantum dot // Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri. Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2019 №2 , səh 14-16.
10. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G. Magnetic moment of the lattice of non-interacting diluted magnetic semiconductor quantum ring // Conference Proceedings of Modern Trends in Physics 01-03 may 2019 Baku p.219-222 **Web of sience**.
11. Babanlı, A.M., İbragimov, B.G. “Aharonov-bohm paramagnetism” and compensation points in noninteracting diluted magnetic semiconductor quantum ring // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 495 (2019) 165882 **Eisevier**.
12. İbragimov, B.G. Rashba Spin-Orbit interaction in semiconductor nanostructures (Review) // Asian Journal of Physical and Chemical Sciences, 8(2): page 32-44, 2020; Article no.AJOPACS.57016 ISSN: 2456-7779.
13. İbragimov, B.G. Peşle-Teller potensiallı kvant məftildə elektromaqnit şüalanmasının udulması // Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri. Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2020 №5, səh 7-10.

14. İbragimov, B. G. Rashba Spin-Orbit interaction in semiconductor nanostructures (Review) // Azerbaijan Journal of Physics, 2020 vol. XXV, Number 02, page 3-9.
15. Salmanov, V.M., İbragimov B. G. The interband light absorption of quantum dot supperlattice // Fundamental and applied research in the modern world 14-16 April 2021, Бостон, CША. Page 103-109.
16. Salmanov, V.M., İbragimov, B. G. Effects of geometrical size on the interband light absorption a quantum superlattice // Azerbaijan Journal of Physics 2021, vol. XXVII, №3 page 3-6.
- 17.İbragimov, B. G. Absorption of electromagnetic radiation in a Pöshle-Teller potential quantum wire. Proceedings of IX International Scientific and Practical Conference Rome, Italy 2021. Page 150-155.

Dissertasiyanın müdafiəsi 06 Oktyabr 2021-ci il tarixində saat 11⁰⁰ - da Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutunun nəzdində fəaliyyət göstərən ED 1.14 Dissertasiya şurasının iclasında keçiriləcək.

Ünvan: Bakı şəh., H. Cavid pr. 131, Az-1143.

e-mail: director@physics.science.az

Dissertasiya ilə Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutunun kitabxanasında tanış olmaq mümkündür.

Dissertasiya və avtoreferatın elektron versiyaları Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutunun rəsmi internet saytında yerləşdirilmişdir.

Avtoreferat 02 Sentyabr 2021-ci il tarixində zəruri ünvanlara göndərilmişdir.