

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ ԿԱՐԵՆ ԱՐՇԱԿԻ

ՍՊԻՆ-ՈՒՂԵԾՐԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒ ԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ատենախոսություն

**Ա.04.07 «Կոնդենսացված վիճակի ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի
հայցման համար**

**Գիտական ղեկավար՝ ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ,
ֆիզ.մաթ.գիտ.դոկտոր, պրոֆեսոր Ա.Ա. Կիրակոսյան**

ԵՐԵՎԱՆ – 2018

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ.....	4
ԳԼՈՒԽ 1. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ՝ ՖՈՆՈՆՆԵՐՈՎ ՄԻՋՆՈՐԴՎԱԾ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԱԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՅԱԴՈՐԴՉԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ.....	11
§1.Ներածություն.....	11
§ 2. Քվանտային կետում էլեկտրոնի կալանման բնութագրերը.....	12
§ 3. Մեկէլեկտրոնային վիճակները եւ բեւեռային օպտիկական ֆոնոնային մոդերը գնդային քվանտային կետով հետերոկառուցվածքում.....	13
3.1. Մեկէլեկտրոնային վիճակներ.....	13
3.2. Բեւեռային օպտիկական ֆոնոնային մոդեր.....	15
§ 4. Լիցքակրի կալանումը քվանտային կետում: Մեկֆոնոնային առաքում.....	19
§ 5. Լիցքակրի կալանումը քվանտային կետում: Երկֆոնոնային առաքում.....	28
§ 6. Քվանտային կետում լիցքակրի՝ ֆոնոնով միջնորդված կալանումը եւ ներկետային օժե-ռելաքսացիան.....	33
ԳԼՈՒԽ 2. ՖՐՅՈՐԼԻԽՅԱՆ ՄԻԱԶԱՓ ԵՒ ԵՐԿՉԱՓ ՊՈԼԱՐՈՆՆԵՐԸ ՍՊԻՆ-ՈՒՂԵԾՐԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ.....	41
§ 1. Ներածություն.....	41
§ 2. Երկչափ էլեկտրոնային վիճակները Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության համատեղ հաշվառմամբ.....	44
§ 3. 2D-էլեկտրոն-օպտիկական ֆոնոն փոխազդեցության համիլտոնիանը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառմամբ.....	45
3.1. Թվային հաշվարկ եւ արդյունքների քննարկում.....	49
§ 4. Ֆրյոհլիխյան երկչափ պոլարոնի հիմնական բնութագրերի վրա Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների հաշվառումը վյուրցիտային կառուցվածքով նիտրիդային	

քվանտային փոսում	58
4.1. Թվային հաշվարկ եւ արդյունքների քննարկում.....	62
§ 5. Բվագիմիաչափ պոլարոնային վիճակները Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության համատեղ հաշվառմամբ.....	70
ԳԼՈՒԽ 3. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՍՊԻՆԻ՝ ՁԱՅՆԱՅԻՆ ՖՈՆՈՆՆԵՐՈՎ ՄԻՋՆՈՐԴՎԱԾ ՌԵԼԱՔՍԱՑԻԱՆ ԵՐԿՉԱՓ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ՍՊԻՆ-ՈՒՂԵԾՐԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ.....	78
§ 1. Ներածություն.....	78
§ 2. Էլեկտրոնային վիճակները երկչափ քվանտային կետում մագնիսական դաշտում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ.....	80
§ 3. Սահմանափակված ձայնային ֆոնոնային մոդերը ազատ կայանած կիսահաղորդչային շերտում.....	82
§ 4. Էլեկտրոն-ձայնային ֆոնոն փոխազդեցության համիլտոնիանը սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ.....	84
§ 5. Էլեկտրոնի՝ սպինի շրջմամբ ֆոնոնային ռելաքսացիան երկչափ քվանտային կետում ուղղահայաց մագնիսական դաշտում.....	85
5.1 Թվային հաշվարկ եւ արդյունքների քննարկում.....	88
ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ.....	93
ՀԱՎԵԼՎԱԾ.....	98
ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ.....	99
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ.....	100

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

21-րդ դարի առաջին երկու տասնամյակներում արձանագրված գիտատեխնիկական առաջընթացում հսկայական դեր ունի ֆիզիկայի, քիմիայի, կենսաբանության եւ գիտության այլ բնագավառների ձեռքբերումների ընդհանուր հենքի վրա ձեւավորված եւ փոխադարձաբար այդ բնագավառներին զարգացման բուռն թափ հաղորդած կիրառական գիտական մի ուղղություն, որը հայտնի է նանոտեխնոլոգիա անունով [1]: Այն ուսումնասիրում է նյութերի նանոչափային նմուշներ, որոնցում, ի տարբերություն մակրոհամակարգերի, չափազանց մեծ է ֆիզիկական համակարգի «մակերես-ծավալ» հարաբերությունը: Այնպիսի մասշտաբներում, երբ քվազիմասնիկների դը Բրոյի ալիքի երկարությունները դառնում են համակարգի որեւէ չափի կարգի, դիտվում են քվանտային չափային երեւոյթներ: Նանոչափային նմուշների հատկությունները կարող են զգալիորեն տարբերվել մակրոնմուշների հատկություններից: Մասնավորապես, մեկուսիչների միկրոնմուշները կարող են վերածվել հաղորդիչների, անթափանց նյութերը՝ թափանցիկ նյութերի, պինդ նյութերը սենյակային ջերմաստիճաններում կարող են դառնալ հեղուկներ, իներտ նյութերը՝ կատալիզատորներ եւ այլն [2]: Այս յուրօրինակ քվանտային եւ մակերեւութային երեւոյթները հաճախ գտնում են բացառիկ կիրառություններ:

Հսկայական է նանոտեխնոլոգիաների դերը կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների ֆիզիկայում: Այդպիսի նանոմասշտաբային համակարգերի նախագծմամբ եւ ստեղծմամբ չափային քվանտամեխանիկական երեւոյթների տեսական եւ փորձարարական ուսումնասիրումը դարձել է բացառիկ կարեւոր՝ առաջադրելով նոր պահանջներ առեւտրային էլեկտրոնիկայի հաջորդ սերնդի սարքերի փորձարարական բնութագրերին: Այս տեսանկյունից զարգացումն ընթանում է կիսահաղորդչային նանոհամակարգերում ֆիզիկական պրոցեսների կառավարելիության աստիճանի մեծացման ուղղությամբ: Սա, մասնավորապես, ենթադրում է ինչպես որոշ փոխազդեցությունների ճնշում եւ, նույնիսկ, ընդհուպ միևնույն կասեցում, այնպես էլ պահանջված (ցանկալի) փոխազդեցությունների ապահովում եւ կառավարում:

Պինդմարմնային կառուցվածքներում գործնականում չբացառվող փոխազդեցություններից է տարբեր քվազիմասնիկների փոխազդեցությունը ֆոնոնային համակարգի հետ: Այս փոխազդեցության կառավարման խնդիրը գիտական նորագույն ուղղության՝ ֆոնոնիկայի կամ ֆոնոնային ճարտարագիտության հիմնական խնդիրն է [3], որը սովորաբար լուծվում է կառուցվածքների բաղադրյալ նյութերի, ինչպես նաեւ ակտիվ միջավայրի ձեւի եւ չափերի ընտրությամբ: Նանոկառուցվածքներում բաժանման սահմանների առկայությունը կարող է արմատա-

պես փոխել ձայնային եւ օպտիկական ֆոնոնային մոդերի դիսպերսիան եւ վիճակների խտությունը, պայմանավորելով նոր տիպի ֆոնոնային համակարգի առաջացում: «Ֆոնոնային սահմանափակում» հասկացությունը հենց համարժեք է նշված ֆոնոնային համակարգի ձեւավորմանը: Ֆոնոնային սահմանափակման հաշվառումը հնարավորություն է տալիս այդ համակարգի հետ փոխազդեցություններում ոչ միայն հնարավորինս ճշգրիտ մոդելավորելու ֆիզիկական իրողությունը, այլ նաեւ ստանալու այդ փոխազդեցությունների կառավարման հնարավորություն: Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ֆոնոնային փոխազդեցությունները դիտարկվում են կամ քվազիմասնիկների ցրման, կամ դրանց էներգիաների վերանորմավորման (պոլարոնային վիճակների առաջացման) տեսանկյունից [4]:

Ֆիզիկական պրոցեսների կառավարելիության աստիճանի մեծացման մյուս ճանապարհը ավելի փոքր չափերով կիսահաղորդչային նանոհամակարգերի ստացման և դրանցում էլեկտրոնների թվի հուսալի հսկման ուղղությունն է: Այդպիսի խոստումնալից հեռանկարն առաջնահերթորեն վերապահվում է հաղորդականության էլեկտրոնների կամ խոռոչների հնարավորինս փոքր քանակություն ունեցող քվանտային կետերով (ԶԿ) համակարգերին: Եթե ԶԿ-երի համակարգում յուրաքանչյուր ԶԿ պարունակում է մեկ կամ մի քանի լիցքակիր, ապա դրանց հետ կապված տեղափոխման, օպտիկական անցումների, ռելաքսացման, վերամիավորման եւ այլ դինամիկական երեւույթներ մեծապես վերահսկելի են արտաքին գործոնների միջոցով: Այդ երեւույթներում կարող է դրսեւորվել էլեկտրոնային գրգռումների ինչպես լիցքը, այնպես էլ սպինը: Կիսահաղորդչային նանոֆիզիկայի բնագավառում տեսական եւ փորձարարական հետազոտություններում խնդիրների այսպիսի դրվածքը հնարավորություն է ընձեռել ստեղծելու էլեկտրոնային եւ սպինային պահանջված հատկություններով նանոհամակարգեր [5–11].

Վերջին երկու տասնամյակում շատ մեծ է հետաքրքրությունը նանոկառուցվածքներում էլեկտրոնային գրգռումների սպինին առնչվող երեւույթների վերաբերյալ [12], այնքան մեծ, որ ձեւավորվել է ժամանակակից պինդ մարմնի ֆիզիկայի նոր բնագավառ՝ սպինտրոնիկան, հիմնարար գիտական ձեռքբերումներով եւ առեւտրային նշանակության նորաբնույթ էլեկտրոնային սարքերի ստեղծման հեռանկարով: Ի տարբերություն ավանդական պինդմարմնային էլեկտրոնիկայի, որում սպինի դերը սովորաբար անտեսվում է, սպինտրոնիկայի հիմնական հայեցակարգը խարսխվում է մի կողմից միկրո- եւ նանոէլեկտրոնային, մյուս կողմից սպինային երեւույթների համատեղ դիտարկման եւ կիրառական հնարավորությունների իրականացման վրա:

Ատենախոսության գլխավոր նպատակը կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ֆոնոնային սահմանափակման հաշվառմամբ էլեկտրոն-ֆոնոն (ԷՖ) փոխազդեցության դերի ուսումնասիրումն է այնպիսի էլեկտրոնային երեւոյթներում, որոնցում էլեկտրոնի սպինը կամ սպին-ուղեծրային (ՍՈԼ) փոխազդեցությունը կարող են ունենալ կարեւոր նշանակություն: Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ֆոնոնների մասնակցությամբ անցումների ուսումնասիրման նկատմամբ մեծ հետաքրքրությունը, մասնավորապես, պայմանավորված է այդ հենքի վրա նախագծվող եւ ստեղծվող լազերներով: Հայտնի է, որ լազերային դիոդի ակտիվ տիրույթում ցածր չափայնությամբ էլեկտրոնային համակարգերի օգտագործումը պահանջված է այն հնարավոր առավելությունների շնորհիվ, որոնք արդյունք են նշված համակարգերում էլեկտրոնային վիճակների խտության առանձնահատկությունների [13–15]: Այս առումով, բարձր կատարելության ԶԿ-երի համակարգերի ստեղծումը եւ դրանց օպտոէլեկտրոնային հատկությունների ուսումնասիրումը կարող է կիսահաղորդչային լազերների ուսումնասիրման եւ տեխնոլոգիաների բնագավառում հանգեցնել արմատական փոփոխությունների՝ նկատի ունենալով դրանց փոքր շեմային հոսանքները, փոքր ջերմային զգայունությունը եւ համեմատաբար մեծ մոդուլման արագությունը [16,17]: Օպտոէլեկտրոնային հատկությունների տեսանկյունից մեծապես կարեւորվում է ԶԿ-երում լիցքակիրների դինամիկայի ջերմաստիճանային կախման տեսական եւ փորձարարական ուսումնասիրումը [17,18]: Արգելի տիրույթից ԶԿ-ի հիմնական վիճակ լիցքակրի Էներգիական ռելաքսացիայի արագությունը, որով պայմանավորված է լազերային մոդուլման արագության հիմնարար սահմանը, ուսումնասիրվել է գերարագ օպտիկական մեթոդների (մոլումայի տեսածրող սպեկտրադիտում (pump-probe spectroscopy), ժամանակային լուծունակությամբ ֆոտոլումինեսցենստային փորձեր (time resolved photoluminescence experiments)) կիրառմամբ: Տարբեր փորձարարական խմբերի գրանցած ռելաքսացիայի փոքր ժամանակները [19–22] խոստումնային են ԶԿ-երով լազերների արագագործության առումով, եթե, հատկապես, հաշվի առնվի նաեւ ԶԿ-երի Էներգիական սպեկտրի ճարտարագիտության [23], ինչպես նաեւ թունելացման միջոցով էլեկտրոնի՝ ԶԿ-ի հիմնական վիճակ ուղիղ ներարկման [24] հնարավորությունը:

Ներկայում քվանտային կետերով լազերների հետ կապված մեծ է հետաքրքրությունը նաեւ կասկադային անցումների նկատմամբ, երբ քվանտային անցումները տեղի են ունենում նախ էլեկտրոն-ֆոնոն, ապա էլեկտրոն-էլեկտրոն (օժե-պրոցես) ցրումների արդյունքում: Օժե պրոցեսներն ունեն կարեւորագույն դեր նանոմասշտաբային կառուցվածքներում ֆոտոգեներ-

րացված վիճակների դիսամիկայում: Լիցքակիրների սահմանափակումը, փոքրացնելով նրանց միջեւ միջին հեռավորությունը, մեծացնում է կոլոնյան փոխազդեցությունը եւ հետեւաբար՝ «լիցքակիր-լիցքակիր» ցրումների արդյունավետությունը: Զվանտային կետերում օժե-պրոցեսները կառավարում են լիցքակիրների [25] եւ էքսիտոնների [26–29] դիսամիկան եւ ազդում ԶԿ-ի ֆոտոյուլմինեսցենսուման վրա [30]: Այդ պրոցեսներն ազդում են նաեւ ածխածնային նանոխողովակներում՝ օպտիկական կլանման [31] եւ ֆոտոյուլմինեսցենսուման [32], գրաֆենում՝ լիցքակիրների [33] եւ մետաղական նանոլարերում՝ էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի [34] վարքի վրա:

Շատ կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների հենքն իոնային կիսահաղորդչային միացություններ են, որոնցում էլեկտրոնի փոխազդեցությունն օպտիկական ֆոնոնների հետ կարող է լինել ուժեղ (Ֆրյոհլիխի հաստատումը մեծ է 1-ից): Բացի այդ, հայտնի է [35], որ նանոկառուցվածքներում էլեկտրոնի տեղայնացումը եւս հանգեցնում է «էլեկտրոն-օպտիկական ֆոնոն» փոխազդեցության ուժեղացման: Այսպիսի կառուցվածքներում ուժեղ է նաեւ ՍՈԼ փոխազդեցությունը: Հետեւաբար՝ կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ԷՖ եւ ՍՈԼ փոխազդեցությունների համատեղ դիտարկումը կարելու է ինչպես պոլարոնային վիճակների [36,37], այնպես էլ օպտիկական եւ ռելաքսային երեւոյթների տեսական ուսումնասիրման տեսանկյունից:

Սպինտրոնիկայի եւ քվանտային տրանսպորտի կարելորագույն խնդիրներից մեկը ԶԿ-երում տեղայնացված սպինային վիճակների արագ եւ արդյունավետ մանիպուլումն է՝ պարամետրերի թռիչքաձեւ փոփոխությամբ մոդուլումը: Այն հնարավորություն կտա նախագծելու քվանտային հաշվարկումներում (quantum computing) եւ հիշողության պահոցներում (memory storage) կիրառվող արագագործ եւ էներգախնայող քվանտային սարքեր [38,39]: Սպինային մանիպուլումը պահանջում է սպինային ռելաքսացիայի եւ կոհերենտության երկար ժամանակ, ուստի շատ կարելու է պարզել ԶԿ-երում սպինային ռելաքսացիայի եւ սպինային վիճակների ապակոհերենտության մեխանիզմները եւ հաշվարկել համապատասխան ժամանակները: Այս տեսանկյունից կարելու է ՍՈԼ փոխազդեցությունը՝ միջնորդված ֆոնոնային ցրումներով:

Սույն ատենախոսությունը նվիրված է կիսահաղորդչային քվանտային կառուցվածքներում էլեկտրոնային եւ ֆոնոնային ենթահամակարգերի որոշ բնութագրերի վրա էլեկտրոն-ֆոնոն եւ սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների (Ռաշբա, Դրեսելիաուս) ազդեցությունների տեսական հաշվարկմանը: Այն բաղկացած է ներածությունից, երեք գլխից, եզրակացությունից, հապավումների ցանկից եւ գրականության ցանկից (120 հղում): Ատենախոսության ծավալը 110 էջ է՝ ներառյալ 37 նկարները:

Ատենախոսության առաջին գլուխը նվիրված է ԶԿ-ի հիմնական վիճակում էլեկտրոնի կալանմանը, որը կարող է տեղի ունենալ մեկֆոնոնային, երկֆոնոնային կամ կասկադային անցման արդյունքում, երբ արգելքի տիրույթից էլեկտրոնն օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ նախ անցնում է ԶԿ-ի գրգռված վիճակ, ապա՝ օժե ցրման հետեւանքով կալանվում հիմնական վիճակում: Այս դեպքում էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցությունը դիտարկվում է սպինային սինգլետ եւ տրիպլետ վիճակների հաշվառմամբ: Նշված դեպքերում վերջավոր խորությամբ գնդային փոսի մոդելի շրջանակներում ուսումնասիրվել է էլեկտրոնի կալանման արագության կախումը գնդային ԶԿ-ի շառավղից, ջերմաստիճանից եւ արգելքի տիրույթում ֆոտոգեներացված էլեկտրոնների կոնցենտրացիայից: Ուսումնասիրվել են կալանման արագության մեջ ծավալատիպ եւ միջմակերեւութային ֆոնոնների ինչպես առանձին-առանձին, այնպես էլ համատեղ ներդրումները:

Ատենախոսության երկրորդ գլխում ցինկի խաբուսակի եւ վյուրցիտային կառուցվածքով բյուրեղների հենքի վրա ստեղծված երկչափ էլեկտրոնային գազում ֆոնոնային սահմանափակման եւ Ռաշբայի ու Դրեսելիաուսի ՍՈԼ փոխազդեցության հաշվառմամբ ուսումնասիրվել է ֆոյոլիիայան պոլարոնի հիմնական բնութագրերը: Համանման խնդիր դիտարկվել է նաեւ նանոլարում: Դիտարկված դեպքերում հաշվարկվել են պոլարոնային վիճակի էներգիայի կախումը քվադրալիքային վեկտորից, ինչպես նաեւ պոլարոնի սեփական էներգիայի եւ արդյունարար զանգվածի կախումները ՍՈԼ փոխազդեցության բնութագրական պարամետրերից:

Ատենախոսության երրորդ գլուխը նվիրված է երկչափ ԶԿ-ում էլեկտրոնի՝ ձայնային ֆոնոններով եւ ՍՈԼ փոխազդեցությամբ պայմանավորված սպինային ռելաքսացիայի ուսումնասիրմանը: ԶԿ-ն փականային լարումների կիրառմամբ ստեղծված է ազատ կայանած նանոչափային հաստությամբ կիսահաղորդչային շերտում (ֆոնոնային ռեզոնատոր): Շերտի մակերեւոյթին ուղղահայաց մագնիսական դաշտում դեֆորմացիոն պոտենցիալի մոտավորությամբ ուսումնասիրվել են զեմանյան մակարդակների միջեւ անցումների արագությունները՝ կախված մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից, սահմանափակող պոտենցիալի ուժգնությունից եւ ջերմաստիճանից: Էլեկտրոնի ցրումները դիտարկվել են ընդարձակումային (dilatational) եւ ճկումային (flexural) ձայնային ֆոնոնների վրա:

Ատենախոսության հիմնական դրույթները, որոնք ներկայացվում են պաշտպանության

1. Ե՛վ մեկֆոնոնային, ե՛լ երկֆոնոնային կալանման դեպքում գոյություն ունեն ԶԿ-ի շառավղի արժեքների տիրույթներ (գոտիներ), որոնցում կալանումն Էներգիապես թուլատրված Է: Ծավալատիպ կամ միջմակերեւութային ֆոնոնի առաքմամբ մեկֆոնոնային կալանումը շառավղից կախված ունի ուժեղ արտահայտված ռեզոնանսային բնույթ, եւ յուրաքանչյուր գոտու եզրերին մոտենալիս կալանման արագությունը նվազում Է : Գոտիների առաջացումը պայմանավորված չէ ֆոնոնային սահմանափակման երեւոյթով: Ֆոնոնային սահմանափակման հաշվառումը շառավղի նվազմանը զուգընթաց հանգեցնում Է պիկերի բարձրությունների նվազման:

2. Միեւնույն պայմաններում երկֆոնոնային կալանման արագությունը մեկֆոնոնայինի համեմատությամբ մեկ կարգով ավելի փոքր Է : «Ծավալատիպ + ծավալատիպ», «ծավալատիպ + միջմակերեւութային» եւ «միջմակերեւութային + միջմակերեւութային» երկֆոնոնային պրոցեսներում անընդհատ միջանկյալ վիճակներով ընթացող կալանումների արագությունը մեծ Է ընդհատ վիճակներով ընթացողների համեմատությամբ:

3. ԶԿ-ում Էլեկտրոն-ֆոնոն եւ Էլեկտրոն-Էլեկտրոն (օժե-պրոցես` սպինային վիճակների հաշվառմամբ) ցրմամբ Էլեկտրոնի կասկադային անցման ժամանակը` ցանցային ջերմաստիճանի փոփոխման լայն տիրույթում (25 Կ-ից մինչեւ 250 Կ), ունի թույլ ջերմաստիճանային կախում եւ ընկած Է 80 պվ-ից մինչեւ 100 պվ տիրույթում:

4. Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈւ փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառումը ցինկի խաբուսակի կառուցվածքով նանոհամակարգում հանգեցնում Է երկչափ ֆրոյլիխյան պոլարոնի սեփական Էներգիայի կախման ալիքային վեկտորի ուղղությունից եւ քիրալային թվից: Ընդ որում, պոլարոնի Էներգիան որպես ալիքային վեկտորի մոդուլից ֆունկցիա, փոխում Է մոնոտոնությունը` կախված քիրալային թվից: ՍՈւ փոխազդեցության անդամներից միայն որեւէ մեկի հաշվառումը միշտ հանգեցնում Է պոլարոնի սեփական Էներգիայի մեծացման ինչպես «սպին-վեր», այնպես էլ «սպին-վար» դեպքում, մինչդեռ երկու անդամների համատեղ դիտարկմամբ պոլարոնային ազդեցությունը որոշակի ուղղություններով ՍՈւ փոխազդեցության անտեսմամբ ստացված արդյունքի համեմատ կարող Է ոչ միայն ուժեղանալ, այլ նաեւ թուլանալ:

5. Վյուրցիտային կառուցվածքով նիտրիդային քվանտային փոսում, ի տարբերություն ցինկի խաբուսակի կառուցվածքով հետերոկառուցվածքների, երկչափ ֆրոյլիխյան պոլարոնի Էներգիան (նաեւ սեփական Էներգիան) Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈւ փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառման դեպքում ինչպես «սպին-վեր», այնպես էլ «սպին-վար» վիճակներում

օժտված չէ անկյունային անիզոտրոպությամբ, իսկ արդյունարար զանգվածի անիզոտրոպությունը պայմանավորված է ոչ թե Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառմամբ, այլ վյուրցիտային կառուցվածքով համակարգերում օպտիկական ֆոնոնային մոդերի անիզոտրոպ բնույթով:

6. Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈԼ փոխազդեցություններն առանձին-առանձին եւ համատեղ ունեն միատեսակ ազդեցություն միաչափ ֆրյուիիսյան պուարոնի սեփական Էներգիայի եւ արդյունարար զանգվածի վրա: ՍՈԼ փոխազդեցությունների հաշվառումը, փոքրացնում է (մեծացնում է) «սպին-վար» («սպին-վեր») պուարոնային վիճակի սեփական Էներգիան եւ արդյունարար զանգվածն ինչպես ծավալատիպ եւ միջմակերեւութային բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների վրա ցրումների առանձին-առանձին, այնպես էլ համատեղ հաշվառման դեպքում:

7. Սպինի ռելաքսացիայի արագությունը՝ կախված մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից, փոխվում է լայն տիրույթում, որը կարող է օգտագործվել մագնիսական դաշտի միջոցով ռելաքսացիայի պահանջված արագության ապահովման համար: Այդ կախմանը բնորոշ է անցման թույլատրված եւ արգելված տիրույթների առկայությունը, որը հետեւանք է ֆոնոնային մոդերի չափային քվանտացման: Սպինային անցումների թույլատրելի տիրույթներում, Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի պարամետրերի միեւնույն արժեքի դեպքում, դրեսելիաուսյան ռելաքսացիայի արագությունը զգալիորեն գերազանցում է ռաշբայան ռելաքսացիայի արագությանը:

8. ԶԿ-ի առաջին գրգռված վիճակից՝ հիմնական վիճակ սպինային ռելաքսացիայի արագության կախումը սահմանափակման Էներգիայից չունի ռեզոնանսային բնույթ եւ Ռաշբայի, եւ Դրեսելիաուսի ՍՈԼ փոխազդեցությունների դեպքում: Սահմանափակման Էներգիայից ռեզոնանսային կախում դիտվում հաջորդ՝ ավելի մեծ Էներգիայով վիճակից սպինի շրջմամբ հիմնական վիճակ անցման դեպքում:

Ներկայացնենք որոշ բացատրություններ հետագա շարադրանքի վերաբերյալ: Յուրաքանչյուր գլխում բանաձեւերը եւ նկարները համարակալված են երկու թվով, որոնցից առաջինը ցույց է տալիս գլխի համարը, իսկ երկրորդը՝ բանաձեւի (նկարի) համարը տվյալ գլխում: Ներկայում միջազգային գիտական մամուլում ընդունված ձեւի համաձայն՝ նկարներում նշումները թողնվել են անգլերեն:

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրված են 10 հոդվածներում:

ԳԼՈՒԽ 1. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ՝ ՖՈՆՈՆՆԵՐՈՎ ՄԻՋՆՈՐԴՎԱԾ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԱԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՅԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ [40-43]

§ 1. Ներածություն

Բվանտային կետերով կառուցվածքների կարելոր բնութագիր է այն ժամանակը, որի ընթացքում քվանտային կետի արգելքի տիրույթում ֆոտոգեներացված լիցքակիրները ռելաքսացվում են քվանտային կետերով նանոկառուցվածքի հավասարակշռական վիճակներ: Դրա դերը որոշիչ է այնպիսի նանոսարքերի արագագործության տեսանկյունից, ինչպիսիք են՝ քվանտակետային լազերները [44], ենթակարմիր ֆոտոդետեկտորները [45], օպտիկական ուժեղարարները [46], քանի որ այդ ժամանակով են պայմանավորված քվանտային կետերով կառուցվածքներում լիցքակիրների շարժունությունը եւ ֆոտոյուլմինեսցենտային արդյունավետությունը: Պիկովայրկենային [47–49] եւ ենթապիկովայրկենային [50], լուծունակությամբ ֆոտոյուլմինեսցենտային սպեկտրադիտումը, ինչպես նաեւ ենթապիկովայրկյանային օպտիկական մոլումային (pump-probe) փորձերը [9,51] օգտագործվում են տարբեր քվանտակետային համակարգերում լիցքակիրների դինամիկայի վերաբերյալ տեղեկատվություն ստանալու համար: Ինքնակազմավորվող քվանտային կետերով կառուցվածքներում, սովորաբար, գոյանում է քվազիերկչափ էլեկտրոնային սպեկտրով թրջող շերտ (wetting layer), որտեղ թերմալացվում են ֆոտոգեներացված լիցքակիրները: Սակայն ձեւափոխված կաթիլային էպիտաքսիայի մեթոդով ստացված GaAs/GaAlAs քվանտային կետերով հետերոկառուցվածքներում թրջող շերտ չի առաջանում [52], եւ էլեկտրոնների թերմալացումն ընթանում է արգելքի եռաչափ տիրույթում, որտեղից էլ այնուհետեւ էլեկտրոնը կասկադային անցման ընթացքով կալանվում է քվանտային կետում: Կալանումն ավելի հաճախ տեղի է ունենում կամ «լիցքակիր-լիցքակիր» (օժե-պրոցես), կամ «լիցքակիր-ֆոնոն» փոխազդեցությունների արդյունքում: Վերջին դեպքում հատկապես կարելորվում են բազմաֆոնոնային անցումները:

Ստորեւ, քվանտային կետի գնդային մոդելի շրջանակներում, տեսականորեն ուսումնասիրվել է լիցքակրի կասկադային կալանումը, երբ առաքվում է մեկ կամ երկու բեւեռային օպտիկական ֆոնոն, կամ կալանումն իրականանում է օպտիկական ֆոնոններով միջնորդված օժե-պրոցեսի արդյունքում [40–43]: Մեկ կամ երկու բեւեռային օպտիկական ֆոնոնի մասնակցությամբ կալանման դեպքում, ի տարբերություն [53] աշխատանքի, եւ ֆոնոններով միջնորդված օժե-ցրմամբ կալանման դեպքում, ի տարբերություն [54] աշխատանքի, մեր ուսումնասիրու-

թյուններում հաշվի են առնվել էլեկտրոնային վիճակների քվազիստացիոնարությունը եւ ֆոնոնային սահմանափակման երեւոյթը:

§ 2. Զվանտային կետում էլեկտրոնի կալանման բնութագրերը

Դիտարկենք նանոկառուցվածքային մի համակարգ, որտեղ կան N_d կոնցենտրացիայով քվանտային կետեր: ԶԿ-ի տիրույթում էլեկտրոնի համար առկա է քվանտային փոս: Դրա հետեւանքով արգելքի տիրույթ ներարկված էլեկտրոնները (ավելցուկային էլեկտրոններ) կարող են անցնել ավելի ցածր էներգիական մակարդակներ՝ հայտնվելով քվանտային կետում:

Եթե համակարգի անհավասարակշիռ վիճակում, այսինքն՝ ավելցուկային էլեկտրոնների առկայությամբ, արգելքի տիրույթում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան n է, իսկ արգելքի տիրույթից՝ քվանտային կետ էլեկտրոնի անցման (այսինքն՝ ԶԿ-ի բնակեցման) հավանականությունը՝ ρ , ապա ρ -ի և n -ի փոփոխման արագությունները տրվում են հետևյալ հավասարումներով՝ [53]

$$\frac{d\rho}{dt} = (1 - \rho)R, \quad (1.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -2RN_d(1 - \rho), \quad (1.2)$$

որտեղ R -ը համեմատականության գործակից է և $\rho \ll 1$ դեպքում համընկնում է այն լիցքակիրների միջին թիվի հետ, որոնք միավոր ժամանակում կալանվում են ԶԿ-երում: R -ը բնութագրում է կալանման պրոցեսի դինամիկան եւ կոչվում է կալանման արագություն: Այն, մասնավորապես, կարելի է որոշել ժամանակային լուծունակությամբ ֆոտոլումինեսցենտային փորձերում չափելով ֆոտոլումինեսցենցի առաջացման $\tau = 1/R$ ժամանակը: (1.2) հավասարման մեջ 2 գործակիցը հաշվի է առնում էլեկտրոնային վիճակների այլասերումն ըստ սպինի: (1.1) եւ (1.2) հավասարումներում պարզության համար անտեսված է ինքնաբերական վերամիավորման երևոյթը, համարելով, որ դրա բնութագրական ժամանակը շատ մեծ է τ -ից: Եթե ներմուծենք ԶԿ-երում կալանված էլեկտրոնների n_D խտությունը $n_D = 2N_d\rho$ առնչությամբ, ապա (1.1) հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{dn_D}{dt} = 2RN_d(1 - \rho): \quad (1.3)$$

Ընդհանուր դեպքում R -ը համեմատական է էլեկտրոնային կոնցենտրացիային.

$$R = \frac{A_0 n}{2}: \quad (1.4)$$

Դրա հաշվառմամբ (1.2) հավասարումը կարելի է ներկայացնել

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_c}(1 - \rho) \quad (1.5)$$

տեսքով, որտեղ

$$\frac{1}{\tau_c} \equiv A_0 N_d \quad (1.6)$$

τ_c -ն կոչվում է կալանման արդյունարար ժամանակ: Կարելի է նշել, որ τ_c -ն կախված է ՔԿ-երի եռաչափ խտությունից, մինչդեռ τ -ն դրանից կախված չէ:

Ընդհանուր դեպքում դատարկ ՔԿ-ում որոշակի սպինով վիճակում լիցքակրի կալանման արագությունը որոշվում է

$$R = \sum_{\mathbf{k}} W(\mathbf{k}) f_I(E_{\mathbf{k}})(1 - f_F(E)) \quad (1.7)$$

հավասարմամբ, որտեղ $W(\mathbf{k})$ -ն արգելքի տիրույթի \mathbf{k} քվազիալիքային վեկտորով տրվող քվազի-անընդհատ վիճակից միավոր ժամանակում քվանտային կետ էլեկտրոնի անցման հավանականությունն է, $f_I(E_{\mathbf{k}})$ -ն սկզբնական, իսկ $f_F(E)$ -ն՝ վերջնական վիճակի Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիան:

§ 3. Մեկէլեկտրոնային վիճակները եւ բեւեռային օպտիկական ֆոնոնային մոդերը գնդային քվանտային կետով հետերոկառուցվածքում

3.1. Մեկէլեկտրոնային վիճակներ

Էլեկտրոնի տարածական շարժումը սահմանափակող պոտենցիալը համարենք V_0 խորությամբ գնդային ուղղանկյուն փոս՝

$$V(r, \vartheta, \varphi) = \begin{cases} -V_0, & r \leq r_c, \\ 0, & r > r_c, \end{cases} \quad (1.8)$$

որտեղ r_c -ն գնդի շառավիղն է: Այդ դեպքում մեկմասնիկային ալիքային ֆունկցիաները տարբերակվում են շառավղային p եւ անկյունային t քվանտային թվերով: Էլեկտրոնի կապված եւ չկապված վիճակների ալիքային ֆունկցիաները տրվում են

$$\begin{aligned} \Psi_{p,t}^{bound}(r, \vartheta, \varphi) &= AY_{p,t}(\vartheta, \varphi) \left(j_p(k_0 r) \theta(r_c - r) + \frac{j_p(k_0 r_c)}{h_p^{(+)}(ikr_c)} h_p^{(+)}(ikr) \theta(r - r_c) \right), \\ \Psi_{p,t,k}^{unbound}(r, \vartheta, \varphi) &= BY_{p,t}(\vartheta, \varphi) \left(j_p(k_1 r) \theta(r_c - r) + \frac{j_p(k_1 r_c)}{f_p(kr_c)} f_p(kr) \theta(r - r_c) \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

արտահայտություններով՝ [55], որտեղ $Y_{p,l}(\vartheta, \varphi)$ -ն գնդային ֆունկցիան է, $j_p(x)$ -ը՝ Բեսելի, իսկ $n_p(x)$ -ը՝ Նեյմանի գնդային ֆունկցիաները,

$$h_p^{(+)}(x) = n_p(x) + ij_p(x), \quad f_p(x) = \cos\delta_p j_p(x) + \sin\delta_p n_p(x),$$

$$tg\delta_p = \frac{k j_p'(kr_c) j_p(k_1 r_c) - k_1 j_p(kr_c) j_p'(k_1 r_c)}{k_1 j_p'(k_1 r_c) n_p(kr_c) - k j_p(k_1 r_c) n_p'(kr_c)}$$

$$k_0^2 = \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (V_0 + E_{p,t}), \quad \kappa^2 = -\frac{2m_2^*}{\hbar^2} E_{p,t}, \quad E_{p,t} < 0, \quad (1.10)$$

$$k_1^2 = \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (V_0 + E_k), \quad k^2 = \frac{2m_2^*}{\hbar^2} E_k, \quad E_k > 0,$$

m_1^* -ը և m_2^* -ը՝ էլեկտրոնի արդյունադար զանգվածը ըԿ-ի և արգելքի տիրույթում:

$E_{p,t}$ Էներգիան որոշվում է

$$\frac{ikm_1^*}{k_0 m_2^*} \left(\frac{p}{ikr_c} - \frac{h_p^{(+)}(ikr_c)}{h_p^{(+)}(ikr_c)} \right) = \frac{p}{k_0 r_c} - \frac{j_p'(k_0 r_c)}{j_p(k_0 r_c)} \quad (1.11)$$

հավասարումից: (1.9)-ում նորմավորման A հաստատունը որոշվում է

$$\int_0^\infty dr r^2 \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi |\Psi_{p,t}(r, \vartheta, \varphi)|^2 = 1 \quad (1.12)$$

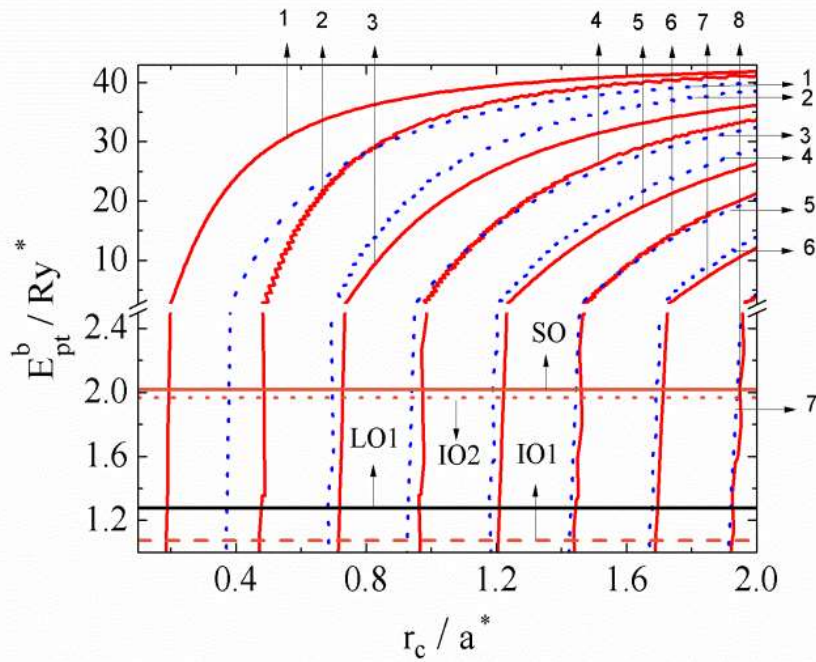
պայմանից, իսկ B -ն տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$B = 2k \frac{f_p(kr_c)}{j_p(k_1 r_c)}: \quad (1.13)$$

Նկ.1.1-ում պատկերված են CdSe/ZnS/H₂O քվանտային կետով նանոկառուցվածքում կապված վիճակների կապի Էներգիաների կախումները քվանտային կետի r_c շառավղից՝ հաշվարկված (1.11) հավասարումից Աղ.1-ում տրված արժեքների օգտագործմամբ: Յոժ (կարմիր) և կետիկային (կապույտ) կորերը համապատասխանում են $p = 0$ և $p = 1$ արժեքներին, իսկ

Աղյուսակ 1

	ϵ_{1s}	$\epsilon_{1\infty}$	ϵ_{2s}	$\epsilon_{2\infty}$	m_1^*	m_2^*	ω_{LO1} (meV)	ω_{TO1} (meV)	ω_{LO2} (meV)	ω_{TO2} (meV)
CaAs/AlAs /vacuum [60]	13.18	10.89	10.06	8.16	$0.067m_0$	$0.15m_0$	36.25	33.29	50.09	44.88
CdSe/ZnS/H ₂ O [56–58]	9.56	6.23	8	5.1	$0.13m_0$	$0.28m_0$	26.36	20.67	43.56	34.90



Նկ.1.1. Էլեկտրոնի կապի Էներգիայի կախումը CdSe/ZnS/H₂O քվանտային կետով նանոկառուցվածքում քվանտային կետի r_c շառավղից: Յոթ (կարմիր) և կետիկային (կապույտ) կորերը համապատասխանում են $p = 0$ և $p = 1$ արժեքներին, իսկ սլաքներով նշված են t քվանտային թվի 1,2,3,... արժեքները

սլաքներով նշված են t -ի արժեքները: Երկարությունները և Էներգիաները ներկայացված են, համապատասխանաբար, Բորի արդյունարար շառավղի ($a^* = \epsilon_{1s} \hbar^2 / m_1^* e^2$) և Ռիդբերգի արդյունարար Էներգիայի ($Ry^* = m_1^* e^4 / 2\epsilon_{1s}^2 \hbar^2$) միավորներով:

3.2. Բեւեռային օպտիկական ֆոնոնային մոդեր

Բեւեռային օպտիկական ֆոնոնային մոդերի և այդ մոդերի հետ լիցքակրի փոխազդեցության համիլտոնիանի որոշման խնդիրը դիէլեկտրական հոծ միջավայրի շրջանակներում գնդային քվանտային կետով հետերոկառուցվածքի համար լուծված է [59] աշխատանքում:

Քվանտային կետի տիրույթում սահմանափակված բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների հետ լիցքակրի փոխազդեցության համիլտոնիանը տրվում է

$$H_{e-LO1} = - \sum_{smn} \left[\Gamma_{sn}^{LO1} j_s \left(\alpha_{sn} \frac{r}{r_c} \right) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) a_{smn}^+ + H. c. \right], \quad (1.14)$$

արտահայտությամբ, որտեղ

$$|\Gamma_{sn}^{LO1}|^2 = \frac{4\pi e^2 \hbar \omega_{LO1}}{\alpha_{sn}^2 r_c j_{s+1}^2(\alpha_{sn})} \left(\frac{1}{\epsilon_{1\infty}} - \frac{1}{\epsilon_{1s}} \right), \quad (1.15)$$

a_{smn}^+ -ն և a_{smn} -ն, համապատասխանաբար, ω_{LO1} հաճախությամբ LO ֆոնոնի ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են, α_{sn} -ը՝ Բեսելի առաջին սեռի s -րդ կարգի $j_s(x)$ գնդային ֆունկցիայի

n -րդ գրուն, $\varepsilon_{1s}(\varepsilon_{1\infty})$ -ը՝ քվանտային կետի նյութի ստատիկ (բարձրհաճախային) դիէլեկտրական հաստատունը:

Բեւեռային դիէլեկտրիկ տիրույթում սահմանափակված բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների հետ էլեկտրոնի փոխազդեցության համիլտոնիանը տրվում է

$$H_{e-LO2} = - \sum_{smn} \left[\Gamma_{sn}^{LO2} T_s \left(a_{sn} \frac{r}{r_c} \right) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) b_{smn}^+ + H. c. \right] \quad (1.16)$$

արտահայտությամբ, որտեղ

$$|\Gamma_{sn}^{LO2}|^2 = \frac{4\pi e^2 \hbar \omega_{LO2}}{\alpha_{sn}^2 r_c [T_{s-1}(a_{sn}) T_{s+1}(a_{sn}) - \gamma^3 T_{s-1}(\gamma a_{sn}) T_{s+1}(\gamma a_{sn})]} \left(\frac{1}{\varepsilon_{2\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_{2s}} \right), \quad (1.17)$$

$$T_s(x) = j_s(x) + b_{sn} n_s(x), \quad \gamma = \frac{r_s}{r_c}, \quad (1.18)$$

ω_{LO2} -ը, ε_{2s} -ը, եւ $\varepsilon_{2\infty}$ -ը վերոնշյալ պարամետրերն են բեւեռային դիէլեկտրիկի դեպքում, a_{sn} եւ b_{sn} գործակիցները որոշվում են հավասարումների հետեւյալ համակարգից՝

$$\begin{cases} j_s(a_{sn}) + b_{sn} n_s(a_{sn}) = 0, \\ j_s(\gamma a_{sn}) + b_{sn} n_s(\gamma a_{sn}) = 0: \end{cases} \quad (1.19)$$

Քվանտային կետի եւ բեւեռային դիէլեկտրիկի բաժանման սահմանում տեղայնացված միջմակերելութային ֆոնոնների, ինչպես նաեւ բեւեռային դիէլեկտրիկի եւ ոչ բեւեռային մատրիցի բաժանման սահմանում տեղայնացված մակերելութային ֆոնոնների հետ էլեկտրոնի փոխազդեցության համիլտոնիանը ներկայացվում է հետեւյալ տեսքով՝

$$H_{e-IO,SO} = - \sum_{smn} \left[\Gamma_s^{IO,SO}(r) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) c_{smn}^+ + H. c. \right], \quad (1.20)$$

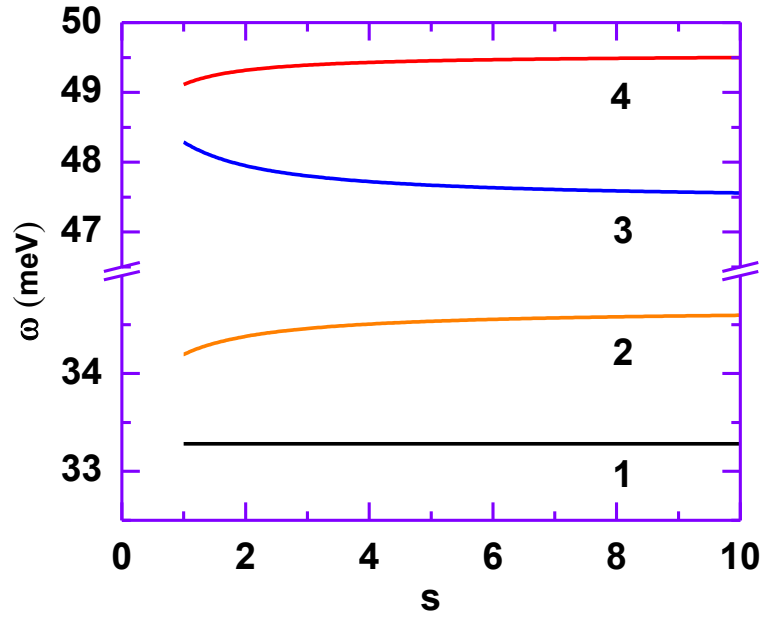
$$\Gamma_s^{IO,SO}(r) = N_s \begin{cases} (r_s^{-1} \gamma^{-s} - r_c^{-1} \gamma^s) r^s, & r \leq r_c, \\ (r_s^{-1} \gamma^{-s} - f_s(\omega) \beta^{-s-1}) r^s + (r_s^{-1} \gamma^{-s} f_s(\omega) - \beta^s) r^{-s-1}, & r_c < r \leq r_s, \\ (r_s^{-1} \gamma^{-s} - r_c^{-1} \gamma^s) f_s(\omega) r^{-s-1}, & r \geq r_s, \end{cases} \quad (1.21)$$

$\beta = r_s r_c$, r_s -ը դիէլեկտրական գնդային շերտի արտաքին շառավիղն է,

$$N_s = \sqrt{2\pi e^2 \hbar \omega} \left\{ \left(\frac{1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_{1s}} - \frac{1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_{1\infty}} \right)^{-1} s (\gamma^{-s-1} - \gamma^s) r_c^{2s-1} + \right. \\ \left. + \{s [r_s^{-1} \gamma^{-s} - f_s(\omega) \beta^{-s-1}]^2 (\gamma^{2s+1} - 1) r_c^{2s+1} - \right. \\ \left. - (s+1) [r_s^{-1} \gamma^{-s} f_s(\omega) - \beta^s]^2 (\gamma^{-2s-1} - 1) r_c^{-2s-1} \} \left(\frac{1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_{1s}} - \frac{1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_{1\infty}} \right)^{-1} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (1.22)$$

ω -ն՝ IO եւ SO ֆոնոնների հաճախությունը, որը որոշվում է հետեւյալ հավասարումից՝

$$\begin{vmatrix} (r_s^{-1} \gamma^{-s} - r_c^{-1} \gamma^s) s r_c^{s-1} \varepsilon_1 - & [\beta^{-s-1} s r_c^{s-1} + r_s^{-1} \gamma^{-s} (s+1) r_c^{-s-2}] \varepsilon_2 \\ -[\gamma^{-s-1} s r_c^{s-2} + \beta^s (s+1) r_c^{-s-2}] \varepsilon_2 & (r_s^{-1} \gamma^{-s} - r_c^{-1} \gamma^s) (s+1) r_s^{-s-2} \varepsilon_d - \\ [\beta^s (s+1) r_s^{-s-2} + r_s^{-1} \gamma^{-s} s r_s^{s-1}] \varepsilon_2 & -[\gamma^{-s} (s+1) r_s^{-s-3} + \beta^{-s-1} s r_s^{s-1}] \varepsilon_2 \end{vmatrix} = 0, \quad (1.23)$$



Նկ.1.2. IO եւ SO ֆոնոնային մոդերի հաճախությունների կախումը s քվանտային թվից՝ $8.7\text{nm}/87\text{nm}/\infty$ չափերով GaAs/AlAs/վակուում ՔԿ-ով գնդային հետերոկառուցվածքում

իսկ

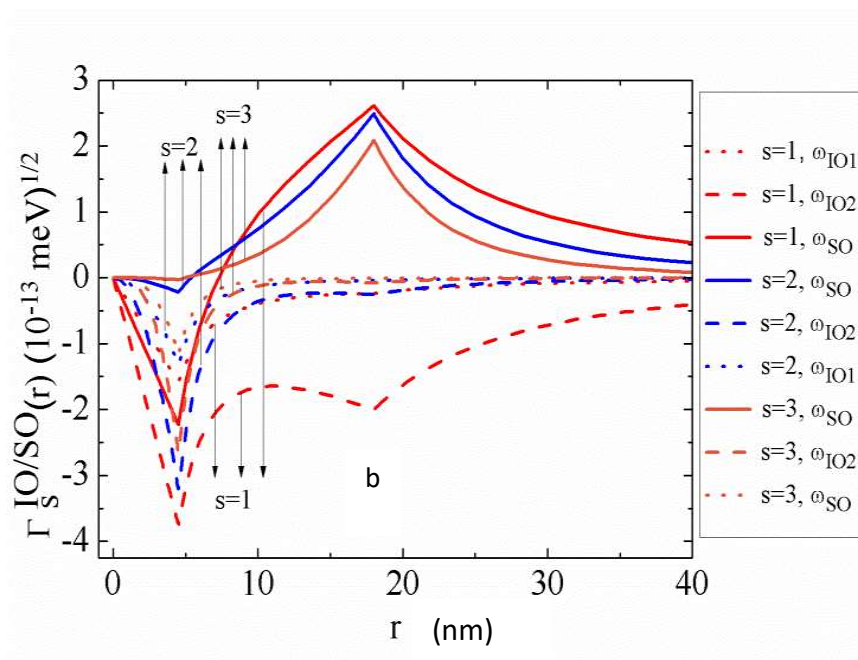
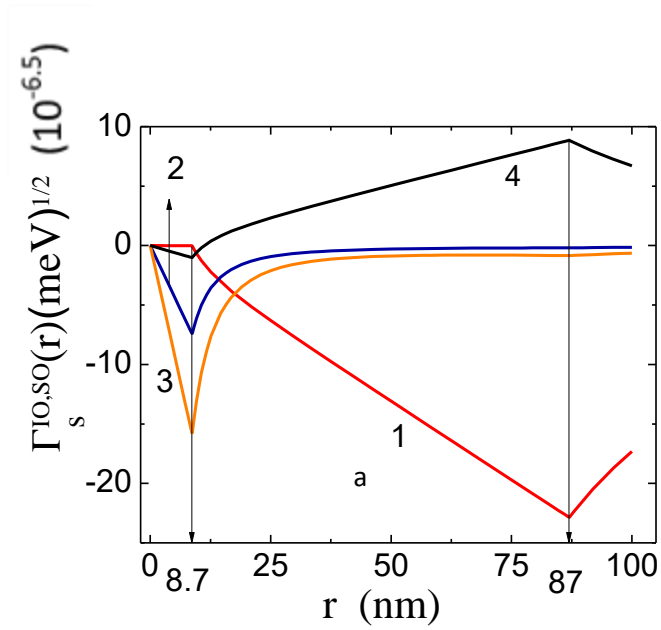
$$f_s(\omega) = \frac{(\gamma^{-s-1} - \gamma^s)sr_c^{s-2}\varepsilon_1 - \gamma^{-s-1}sr_c^{s-2}\varepsilon_2 - \beta^s(s+1)r_c^{-s-2}\varepsilon_2}{\beta^{-s-1}sr_c^{-s-1}\varepsilon_2 + \gamma^{-s-1}(s+1)r_c^{-s-3}\varepsilon_2}, \quad (1.24)$$

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_{i\infty} + \frac{\varepsilon_{is} - \varepsilon_{i\infty}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{TOi}^2}}, \quad i = 1, 2, \quad (1.25)$$

ω_{TOi} -ն i միջավայրում TO ֆոնոնի հաճախությունն է: **Նկ.1.2**-ում պատկերված են IO եւ SO ֆոնոնային մոդերի դիսպերսային կորերը՝ հաշվարկված GaAs/AlAs/վակուում քվանտային կետով գնդային հետերոկառուցվածքի համար՝ $8,7\text{նմ}/87\text{նմ}/\infty$ չափերի դեպքում:

Պետք է նշել, որ, ի տարբերություն քվանտային փոսերի եւ քվանտային լարերի, որտեղ IO եւ SO հաճախությունները ալիքային վեկտորի անընդհատ ֆունկցիաներ են, քվանտային կետում այդ մոդերի հաճախությունները որոշվում են s քվանտային թվով: Որոշակի s -ի դեպքում առկա են IO եւ SO ֆոնոնային մոդերի չորս հաճախություններ: Նկատենք, որ 1 եւ 2 ճյուղերի հաճախություններն ընկած են GaAs-ի ω_{TO} եւ ω_{LO} հաճախությունների միջեւ, իսկ 3 եւ 4 ճյուղերի հաճախությունները՝ AlAs-ի ω_{TO} եւ ω_{LO} հաճախությունների միջեւ:

Նկ.1.3-ում պատկերված են IO եւ SO ֆոնոնային մոդերի հետ էլեկտրոնի փոխազդեցության ուժգնությունը ցույց տվող $\Gamma_s^{IO,SO}(r)$ ֆունկցիաների կախումներն r -ից՝ $s=1$ դեպքում՝ հաշվարկված GaAs/AlAs/վակուում քվանտային կետով գնդային հետերոկառուցվածքի համար: Պատկերված կորերը վկայում են, որ 1 եւ 4 ճյուղերին համապատասխանող մոդերը տեղայնաց-



Նկ.1.3. IO և SO ֆունկցիաների հետ լիցքակրի փոխազդեցության $\Gamma_s^{IO,SO}(r)$ ֆունկցիայի կախումը r -ից a. 8.7nm/87nm/ ∞ չափերով GaAs/AlAs/վակուում թվ-ով գնդային հետերոկառուցվածքում $s=1$ դեպքում, b. $r_c = 4.5a^*$ և $r_s/r_c = 4$ չափերով CdSe/ZnS/H₂O թվ-ով գնդային հետերոկառուցվածքում $s=1$, $s=2$ և $s=3$ դեպքերում

ված են վակուումի հետ բաժանման սահմանում եւ այդ պատճառով համարվում են SO մոդեր, իսկ 2 եւ 3 ճյուղերին համապատասխանող մոդերը՝ GaAs եւ AlAs-ի բաժանման սահմանում եւ համարվում են IO մոդեր:

§ 4. Լիցքակրի կալանումը քվանտային կետում: Մեկֆոնոնային առաքում

Մեկ ֆոնոնի առաքմամբ էլեկտրոնի անցման հավանականությունը հաշվենք Բոռնի մոտավորությամբ: Համաձայն Ֆերմիի ոսկե կանոնի՝ այն տրվում է

$$W_{IF} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha smn} |\langle (t' i' j')^{e\ell} (\alpha' s' m' n')^{ph} | H_{e-ph}^{un} | (tij)^{e\ell} (\alpha smn)^{ph} \rangle|^2 \delta(\varepsilon_{tij}^F - \varepsilon_{tij}^I + \hbar\omega_{\alpha smn}) \quad (1.26)$$

արտահայտությամբ, որտեղ H_{e-ph}^{un} -ը (1.14), (1.16) եւ (1.20) արտահայտություններում ֆոնոնի առաքման օպերատոր պարունակող մասն է, $|(tij)^{e\ell} (\alpha smn)^{ph} \rangle$ -ն՝ tij վիճակում էլեկտրոնի եւ αsmn վիճակում ֆոնոնային համակարգի վիճակի ֆունկցիան է: Պարզ հաշվարկի արդյունքում կստանանք՝

$$W_{IF} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha smn} (n_{\alpha smn} + 1) |\langle (tij)^F | \Gamma_{\alpha sn}(r) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) | (tij)^I \rangle|^2 \delta(\varepsilon_{tij}^F - \varepsilon_{tij}^I + \hbar\omega_{\alpha smn}): \quad (1.27)$$

(1.7) բանաձեւի համաձայն՝ կալանման արագությունը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\begin{aligned} R &= \sum_{IF} W_{IF} f(\varepsilon_{tij}^I) [1 - f(\varepsilon_{tij}^F)] = \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{(tij)^I} \sum_{(tij)^F} \sum_{\alpha smn} (n_{\alpha smn} + 1) |\langle (tij)^F | \Gamma_{\alpha sn}(r) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) | (tij)^I \rangle|^2 \\ &\quad \times f(\varepsilon_{tij}^I) [1 - f(\varepsilon_{tij}^F)] \delta(\varepsilon_{tij}^F - \varepsilon_{tij}^I + \hbar\omega_{\alpha smn}), \end{aligned} \quad (1.28)$$

որտեղ

$$\begin{aligned} \langle (tij)^F | \Gamma_{\alpha sn}(r) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) | (tij)^I \rangle &= \int_0^\infty R_{t_2 i_2}^*(r) \Gamma_{\alpha sn}(r) R_{t_1 i_1}(r) r^2 dr \\ &\quad \times \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi Y_{i_2 j_2}^*(\vartheta, \varphi) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) Y_{i_1 j_1}(\vartheta, \varphi): \end{aligned} \quad (1.29)$$

(1.27)–(1.29) բանաձեւերից թվում մեկ ֆոնոնի առաքմամբ էլեկտրոնի կալանման արագության համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\begin{aligned} R &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i_1 j_1} \int dk f(E_k) \sum_{t_2 i_2 j_2} \sum_{\alpha smn} (n_{\alpha smn} + 1) |Y_{i_1 j_1}^{i_2 j_2}(sm)|^2 |Q_{t_1 i_1}^{t_2 i_2}(\alpha sn)|^2 \\ &\quad \times [1 - f(\varepsilon_{t_2 i_2 j_2})] \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{t_2 i_2 j_2} - \hbar\omega_{\alpha smn}), \end{aligned} \quad (1.30)$$

որտեղ

$$Y_{i_1 j_1}^{i_2 j_2}(sm) = \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi Y_{i_2 j_2}^*(\vartheta, \varphi) Y_{sm}(\vartheta, \varphi) Y_{i_1 j_1}(\vartheta, \varphi), \quad (1.31)$$

$$Q_{t_1 i_1}^{t_2 i_2}(\alpha sn) = \int_0^\infty R_{t_2 i_2}^*(r) \Gamma_{\alpha sn}(r) R_{t_1 i_1}(r) r^2 dr: \quad (1.32)$$

Եթե դիտարկենք էլեկտրոնի անցումը $i_2 = 0, j_2 = 0$ վիճակ, ապա նկատի ունենալով, որ

$$Y_{00}^*(\vartheta, \varphi) = Y_{00}(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}, \quad (1.33)$$

$$\begin{aligned} Y_{i_1 j_1}^{00}(sm) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi Y_{sm}(\vartheta, \varphi) Y_{i_1 j_1}(\vartheta, \varphi) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi Y_{s,-m}^*(\vartheta, \varphi) (-1)^m Y_{i_1 j_1}(\vartheta, \varphi) = \frac{(-1)^m}{\sqrt{4\pi}} \delta_{i_1, s} \delta_{j_1, -m}, \end{aligned} \quad (1.34)$$

քվ-ի $i_2 = 0, j_2 = 0$ վիճակում էլեկտրոնի կալանման արագության համար կստանանք՝

$$\begin{aligned} R_{00} &= \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dk f(E_k) \sum_{t_2} \sum_{\alpha smn} (n_{\alpha smn} + 1) |Q_{ks}^{t_2 0}(\alpha sn)|^2 \\ &\times (1 - f(\varepsilon_{t_2, 00})) \cdot \delta(E_k - \varepsilon_{t_2, 00} - \hbar\omega_{\alpha smn}): \end{aligned} \quad (1.35)$$

k -ով ինտեգրումն իրականացնելու համար նկատենք, որ

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_2^*}, \quad k = \sqrt{\frac{2m_2^*}{\hbar^2}} \sqrt{E_k}, \quad dk = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2m_1^*}{\hbar^2}} \frac{1}{\sqrt{E_k}} dE_k: \quad (1.36)$$

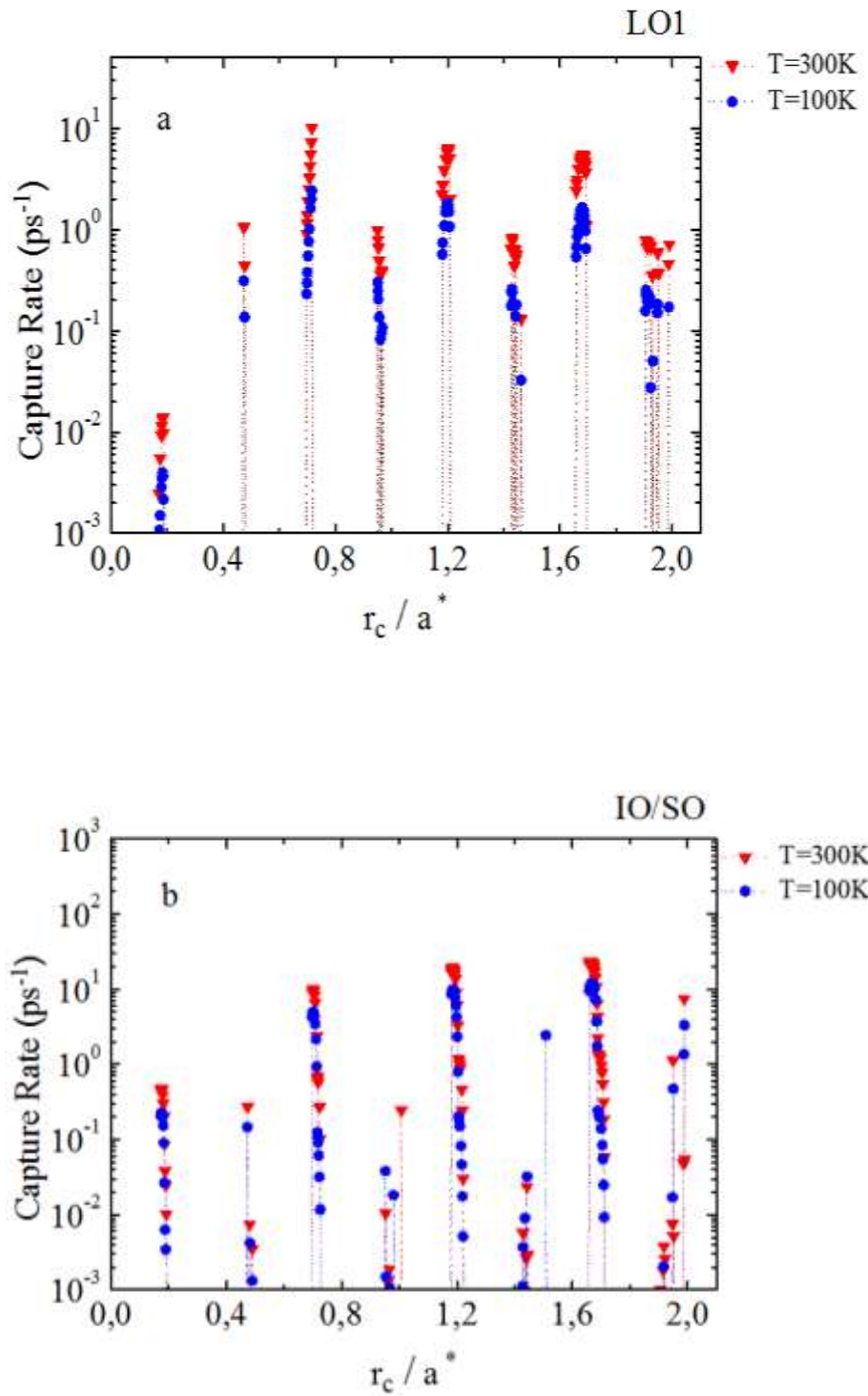
Օգտագործելով Դիրակի դելտա-ֆունկցիայի հայտնի հատկությունը՝ կալանման արագության համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$R_{00} = \frac{\sqrt{2m_1^*}}{4\hbar^2} \sum_{t_2} \sum_{\alpha smn} (n_{\alpha smn} + 1) |Q_{ks}^{t_2 0}(\alpha sn)|^2 (1 - f(\varepsilon_{t_2, 00})) \frac{f(\varepsilon_{k_0})}{\sqrt{\varepsilon_{k_0}}}, \quad (1.37)$$

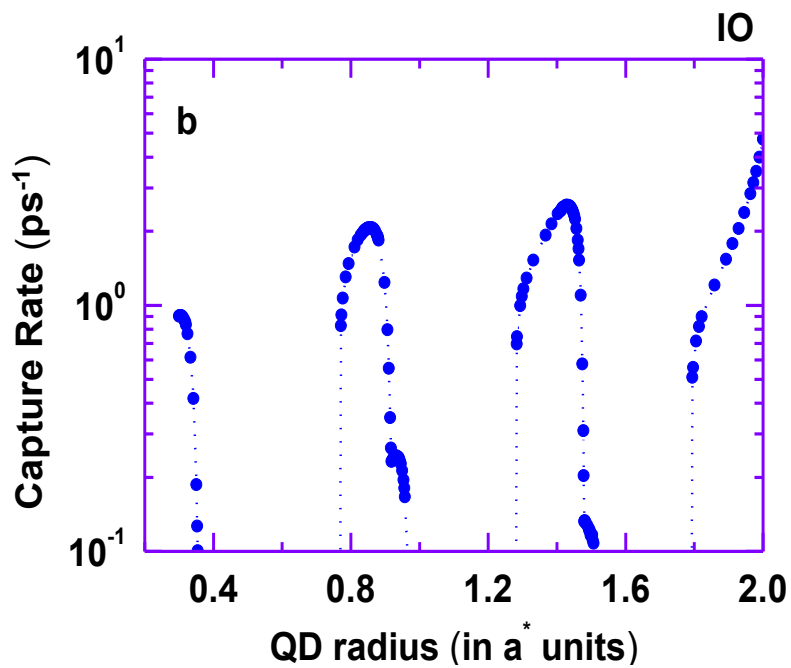
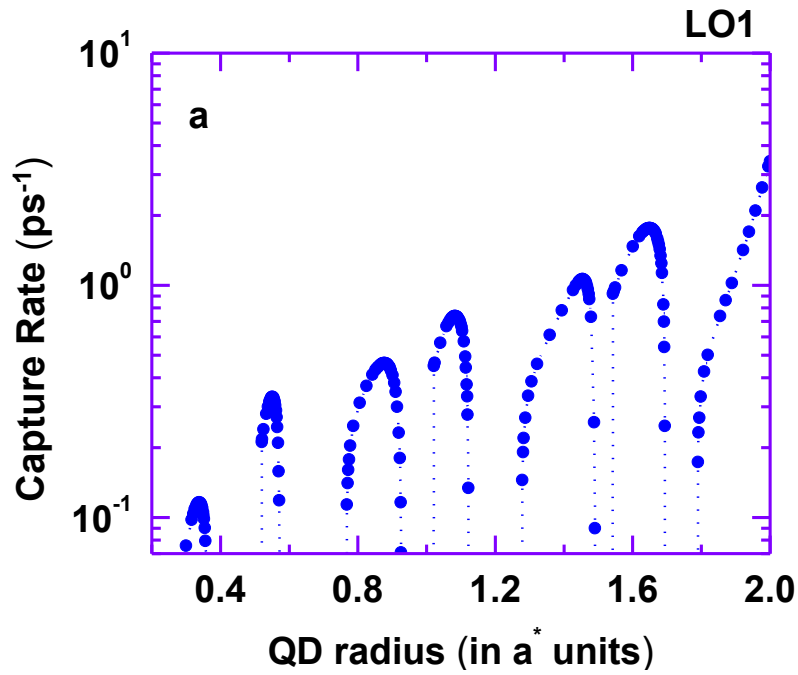
որտեղ

$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m_1^*} = \hbar\omega_{\alpha smn} + \varepsilon_{t_2, 00}: \quad (1.38)$$

(1.37) պարզ բանաձևը հարմար է կիրառել գնդային քվանտային կետերի համակարգի արգելքի տիրույթ ներարկված էլեկտրոնների մեկֆոնոնային առաքման միջոցով քվանտային կետերում կալանման արագության հաշվարկման համար, հաշվի առնելով ֆոնոնների սահմանափակման երեւույթը: Նկատենք, որ հետագա թվային հաշվարկներում կանտեսենք էլեկտրոնի փոխազդեցությունը LO2 տիպի ֆոնոնների հետ այն հիմնավորմամբ, որ դրանք տա-



Նկ.1.4. Մեկֆոնոնային կալանման արագության կախումը CdSe/ZnS/H₂O թԿ-ով գնդային հետերոկառուցվածքի գնդի շառավղից (Բորի արդյունարար շառավղի միավորներով) T=300Կ եւ 10¹⁷ սմ³ էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի դեպքում: a. առաքվում է LO1 ֆոնոն, b. առաքվում է IO ֆոնոն



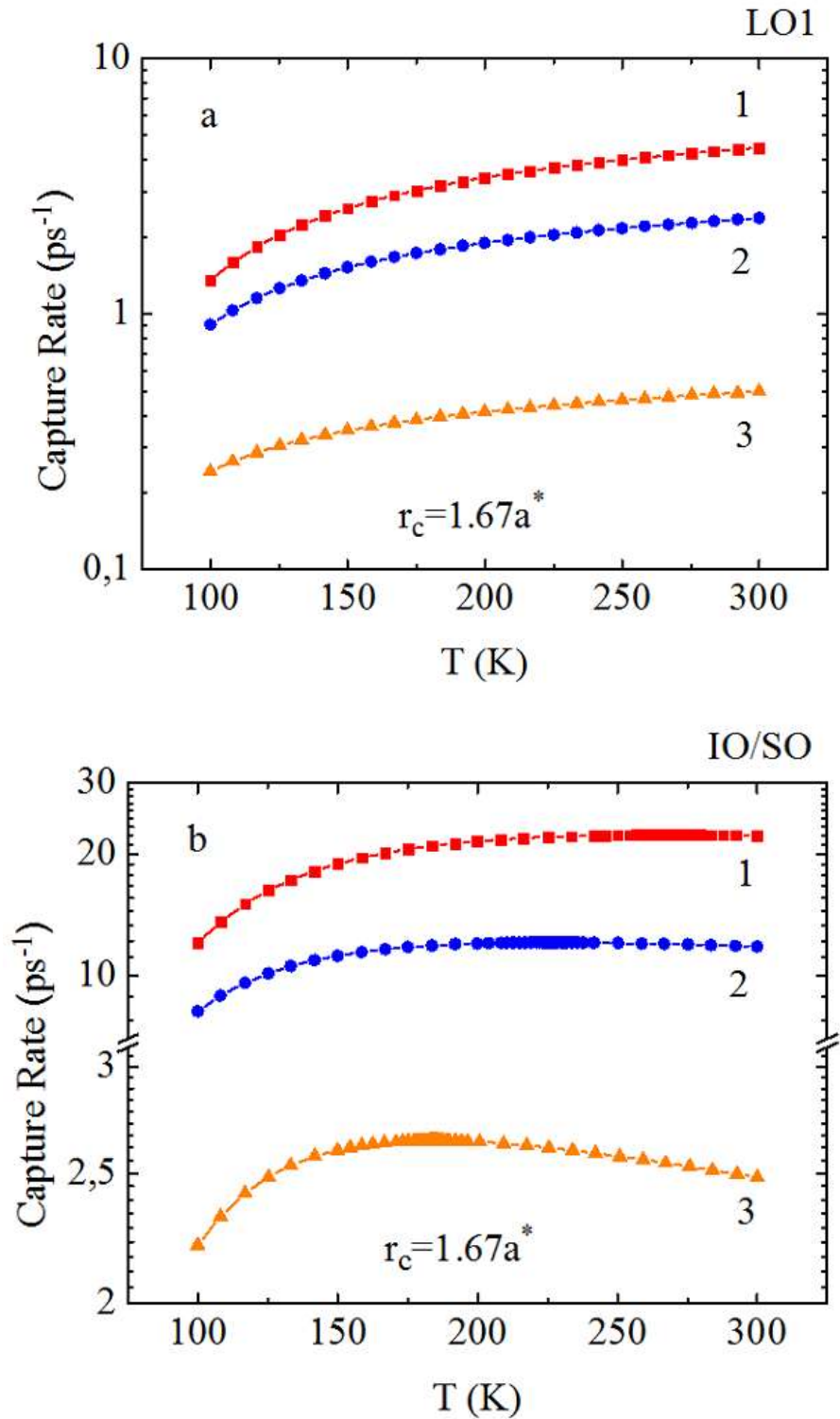
Նկ.1.5. Մեկֆոնոնային կալանման արագության կախումը GaAs/AlAs/վակուում թվով գնդային հետերոկառուցվածքի գնդի շառավղից (Բորի արդյունաբար շառավղի միավորներով) $T=300\text{K}$ եւ 10^{17} սմ^{-3} էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի դեպքում: a. առաքվում է LO1 ֆոնոն, b. առաքվում է IO ֆոնոն

րաճականորեն առանձնացված են քվանտային կետում կալանվող էլեկտրոնից: LO1 եւ IO/SO ֆոնոնների առաքմամբ էլեկտրոնի կալանման արագության կախումը կիսահաղորդչային ԶԿ-ի շառավղից CdSe/ZnS/H₂O եւ GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքների դեպքում պատկերված են, համապատասխանաբար, [սկ.1.4](#)-ում եւ [սկ.1.5](#)-ում:

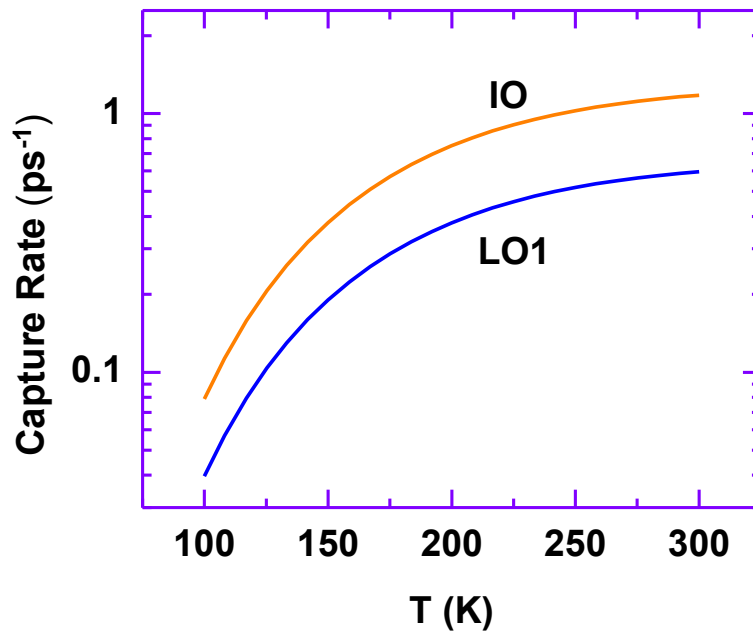
Այս արդյունքները ցուցադրում են մի շարք հետաքրքիր առանձնահատկություններ.

1. CdSe/ZnS/H₂O հետերոկառուցվածքում ([սկ.1.4](#)) էլեկտրոնի կալանումն արգելքի տիրույթից ԶԿ-ի հիմնական վիճակ, սահմանափակված կամ միջմակերելության ֆոնոնի առաքմամբ, r_c -ից կախված ունի ուժեղ արտահայտված ռեզոնանսային բնույթ: Կորերը ցուցադրում են հըստակ եւ ընդգծված պիկեր միմյանցից համարյա միեւնույն հեռավորությամբ: Կարելի է տեսնել, որ LO1 (IO/SO) ֆոնոնի առաքմամբ էլեկտրոնի կալանման արագությունը ճնշված չէ միայն ԶԿ-ի շառավղի հետեւյալ արժեքների շատ նեղ շրջակայքերում՝ $r_{c1} \approx 0,184a^*$ ($r_{c1} \approx 0,177a^*$), $r_{c2} \approx 0,474a^*$ ($r_{c2} \approx 0,475a^*$), $r_{c3} \approx 0,72a^*$ ($r_{c3} \approx 0,70a^*$), $r_{c4} \approx 0,95a^*$ ($r_{c4} \approx 0,952a^*$), $r_{c5} \approx 1,2a^*$ ($r_{c5} \approx 1,185a^*$), $r_{c6} \approx 1,43a^*$ ($r_{c6} \approx 1,44a^*$), $r_{c7} \approx 1,68a^*$ ($r_{c7} \approx 1,67a^*$), $r_{c8} \approx 1,91a^*$ ($r_{c8} \approx 1,99a^*$), ԶԿ-ի շառավղի այս արժեքների դեպքում ԶԿ-ում էլեկտրոնային վիճակների կապի էներգիաները հավասարվում են LO1 (IO/SO) ֆոնոնի էներգիային ([սկ.1.1](#)-ում հորիզոնական կորերի հատումները կապի էներգիաների կորերի հետ): Այս կապակցությամբ նկատենք, որ ֆոնոնների էներգիաների կախումը ԶԿ-ի շառավղից այնքան թույլ է (փոփոխման ամբողջ տիրույթում կազմում է Ռիդբերգի արդյունարար էներգիայի 0,05 մասը), որ [սկ.1.1](#)-ում համարյա չի դիտվում եւ համապատասխան կորերը հորիզոնական են:

2. LO1 եւ IO/SO ֆոնոնների առաքմամբ էլեկտրոնի կալանման արագությանների համեմատումից հետեւում է, որ IO/SO ֆոնոնների վրա ցրումը նույն պայմաններում հանգեցնում է կալանման արագության մեկ կարգով ավելի մեծ արժեքի, քան LO1 ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում: Էլեկտրոնի կալանման ժամանակը՝ սահմանված $\tau = 1/R_{00}$ առնչությամբ, LO1 ֆոնոնների դեպքում ունի նույն կարգի արժեք, ինչ ստացվել է GaAs ԶԿ-ի համար ֆոնոնային սահմանափակման երեւույթի անտեսման դեպքում [\[53\]](#): Ի հակադրություն CdSe/ZnS/H₂O ԶԿ-երով հետերոկառուցվածքի, GaAs/AlAs/վակուում ԶԿ-ով հետերոկառուցվածքում դիտվում են կալանման արագության մեծ արժեքներ շառավղի արժեքի փոփոխման լայն տիրույթներում ([սկ.1.5](#)): Կարելի է ասել, որ գոյություն ունեն ԶԿ-ի շառավղի գոտիներ, որոնցում կալանումն էներգիապես թույլատրված է: Ընդ որում, կալանման արագությունը նվազում է գոտու յուրաքանչյուր եզրին մոտենալիս: Այս փաստը համաձայնության մեջ է նախկինում ստացված արդ-



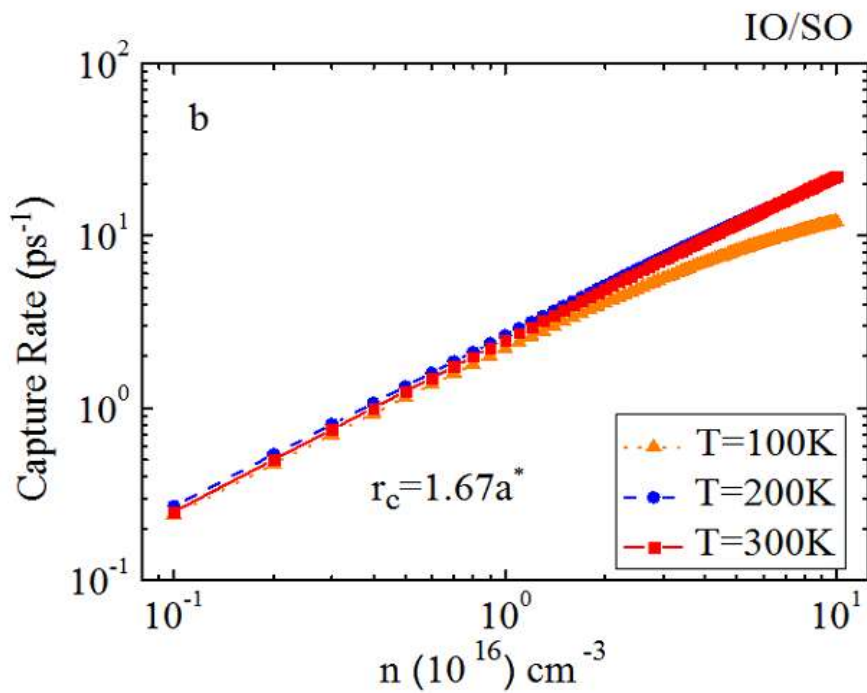
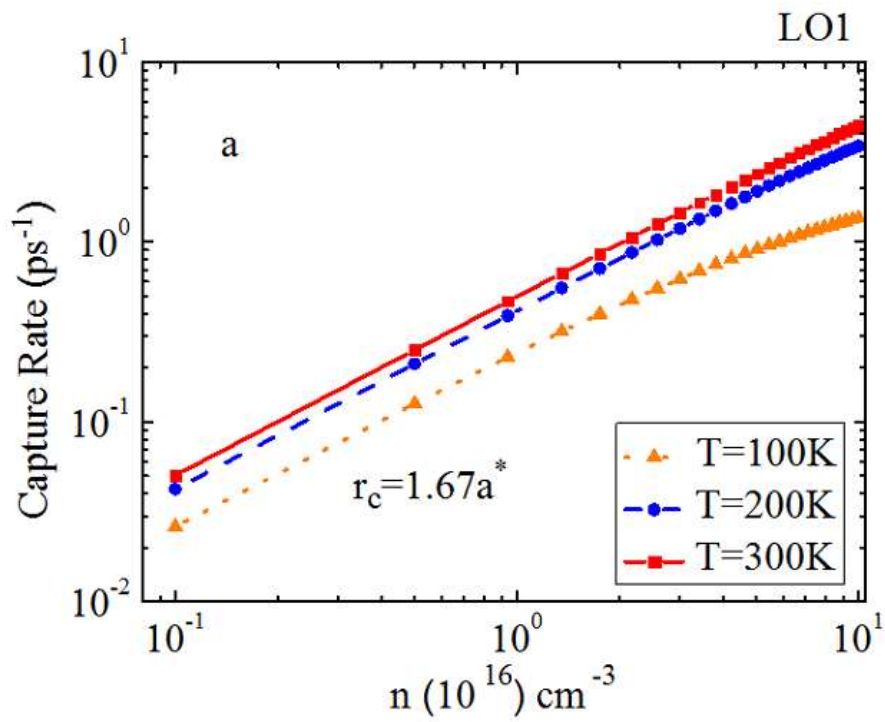
Նկ.1.6. Մեկֆոնոնային կալանման արագության կախումը ջերմաստիճանից CdSe/ZnS/H₂O թղ-ով գնդային հետերոկառուցվածքում՝ գնդի շառավղի $r_c = 1,67a^*$ արժեքի դեպքում a. LO1 ֆոնոնի, b. IO/SO ֆոնոնի առաքմամբ, երբ էլեկտրոնային կոնցենտրացիան 1) 10^{17}սմ^{-3} , 2) $5 \cdot 10^{16}\text{սմ}^{-3}$ եւ 3) 10^{16}սմ^{-3} է



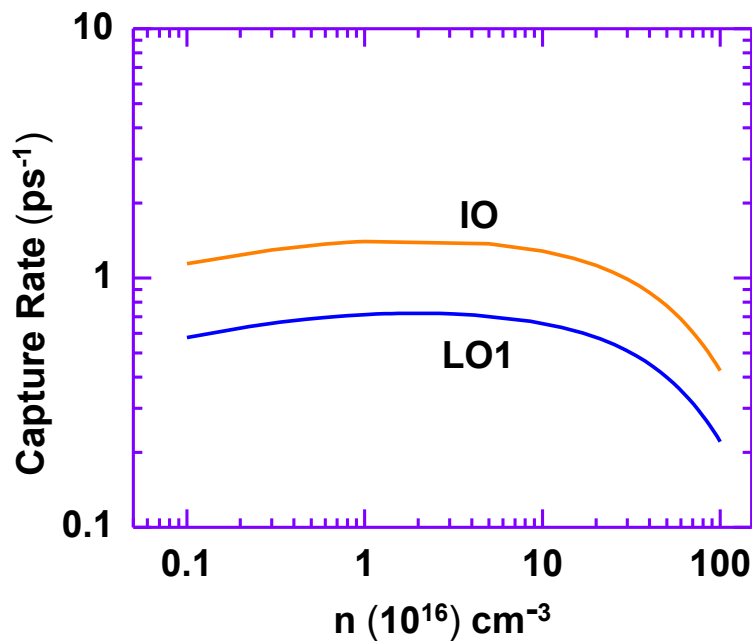
Նկ.1.7. Մեկֆոնոնային կալանման արագության կախումը ջերմաստիճանից GaAs/AlAs/վակուում ՔԿ-ով զնդային հետերոկառուցվածքում՝ զնդի շառավղի $r_c = 1.45a^*$ եւ էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի 10^{17}սմ^{-3} արժեքների դեպքում

յունքների հետ [53,61]: Սա նշանակում է, որ այդ գոտիների առաջացումը պայմանավորված չէ ֆոնոնային սահմանափակման երեւոյթով: Նկատենք, որ երբ GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքում ՔԿ-ի շառավիղը փոխվում է $0,3a^*$ -ից մինչեւ $2a^*$, LO1 ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում առաջանում է 7, իսկ IO/SO ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում՝ 4 գոտի: Ի տարբերություն նախկին արդյունքների [53,61], որոնք ստացվել են ֆոնոնային սահմանափակման երեւոյթի անտեսմամբ, դիտարկված պիկերի բարձրությունները շառավղի նվազմանը զուգընթաց նվազում են: Բնական է ենթադրել, որ սա հետեւանք է ֆոնոնային սահմանափակման երեւոյթի հաշվառման, քանի որ այն հանգեցնում է էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության համիտոնիանի ուժեղ կախվածության ՔԿ-ի շառավղից: Հարկ է նաեւ նշել, որ եթե LO1 ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում էլեկտրոնի կալանման ժամանակը 1պվ-ի կարգի է, ապա IO/SO ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում այն ավելի փոքր է:

Մեկֆոնոնային կալանման արագության ջերմաստիճանային կախումը պայմանավորված է (1.37) բանաձեւում Բոզե-Այնշտայնի եւ Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիաների համակցությամբ: CdSe/ZnS/H₂O հետերոկառուցվածքում ՔԿ-ի շառավղի $r_c = 1,67a^*$ արժեքի դեպքում կալանման արագության կախումը ջերմաստիճանից LO1 եւ IO/SO ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում պատկերված է Նկ.1.6-ում: Այս դեպքում կալանման արագության վարքը հիմնա-



Նկ.1.8. Մեկֆոնոնային կալանման արագության կախումը էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից CdSe/ZnS/H₂O հետերոկառուցվածքում ջերմաստիճանի տարբեր արժեքների դեպքում a. LO1 ֆոնոնի, b. IO/SO ֆոնոնի առաքմամբ



Նկ.1.9. Մեկֆոնոնային կալանման արագության կախումն էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից GaAs/AlAs/վակուում ՔԿ-ով գնդային հետերոկառուցվածքում՝ գնդի շառավղի $r_c = 1,45a^*$ եւ ջերմաստիճանի 300Կ արժեքների դեպքում

կանում որոշվում է Բոզե-Այնշտայնի բաշխման ֆունկցիայով: [Նկ.1.6.a](#)-ից ակնհայտ է, որ ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց էլեկտրոնի կալանման արագությունը մեծանում է, երբ առաքվում է LO1 ֆոնոն: Նման վարք դիտվում է նաեւ GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքի դեպքում ([Նկ.1.7](#)): Սա հակասում է [\[53\]](#) տեսական աշխատանքում ստացված արդյունքներին: Սակայն տեղին է նկատել, որ ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց կալանման արագության աճ փորձնականորեն դիտվել է InAs/GaAs թկ-երի համակարգում [\[50\]](#): CdSe/ZnS/H₂O հետերոկառուցվածքում կալանման արագության մոնոտոն վարք դիտվում է նաեւ էլեկտրոնային մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում, երբ էլեկտրոնը ցրվում է IO/SO ֆոնոնների վրա ([Նկ.1.6.b](#)): Ավելի փոքր կոնցենտրացիաների դեպքում ($n \leq 10^{16}$ սմ $^{-3}$) ի հայտ է գալիս տեղային մաքսիմում, որը կարող է պայմանավորված լինել Բոզե-Այնշտայնի եւ Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիաների համատեղ վարքով:

Այն փաստը, որ IO/SO ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում կալանման արագությունն ավելի մեծ է, կարող է պայմանավորված լինել CdSe/ZnS/H₂O հետերոկառուցվածքում $\omega_{IO1} = 22,18$ մԷՎ եւ $\omega_{IO2} = 40,63$ մԷՎ, իսկ GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքում $\omega_{IO1} = 34,5$ մԷՎ եւ $\omega_{IO2} = 47,5$ մԷՎ: Էներգիաներով IO/SO ֆոնոնների վրա ցրման երկու ընթացուղիների առկայությամբ:

Մեկֆոնոնային առաքման դեպքում ուսումնասիրվել է կալանման արագության կախումը նաեւ Էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից: CdSe/ZnS/H₂O եւ GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքներում դրանք պատկերված են, համապատասխանաբար, [սկ.1.8](#)-ում եւ [սկ.1.9](#)-ում: Ի հակադրություն GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքի, CdSe/ZnS/H₂O հետերոկառուցվածքում դիտվում է կալանման արագության ուժեղ կախում Էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից: Դա պայմանավորված է այն բանով, որ կալանման արագությունը համեմատական է արգելքի տիրույթում քվազիստացիոնար վիճակների բնակեցվածության հավանականությանը: Էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի մեծացմանը զուգընթաց կալանման արագությունը մեծանում է նույն արագությամբ, ինչ Էլեկտրոնային կոնցենտրացիան: Դիտարկված հետերոկառուցվածքների համար մեր հաշվարկները ցույց են տալիս, որ արդեն մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում այդ աճը դանդաղում է եւ GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքում կալանման արագությունն սկսում է նվազել: Դա հետեւանք է այն բանի, որ ՔԿ-երում մեծանում է Էլեկտրոններով զբաղեցված վիճակների խտությունը, որը եւ փոքրացնում է կալանման պրոցեսի արագությունը:

§ 5. Լիցքակրի կալանումը քվանտային կետում: Երկֆոնոնային առաքում

Լիցքակրի կալանումը քվանտային կետի հիմնական մակարդակում երկու բեւեռային օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ կարող է տեղի ունենալ, եթե հիմնական վիճակի կապի էներգիան բավարարում է

$$0 < E_b \leq \hbar\omega_{\alpha smn} + \hbar\omega_{\alpha' s' m' n'} \quad (1.39)$$

պայմանին, որտեղ $\hbar\omega_{\alpha smn}$ -ն α տիպի ($L01, L02, IO, S0$) եւ քվանտային թվերի (s, m, n) հավաքածուով ֆոնոնի էներգիան է: Երկֆոնոնային առաքմամբ $E_{ki_1j_1}$ էներգիայով (k, i_1, j_1) քվազիստացիոնար վիճակից քվանտային կետի $E_{t_3i_3j_3}$ էներգիայով վիճակ Էլեկտրոնի անցման հավանականությունը խոտորումների տեսության երկրորդ մոտավորությամբ կարելի է ներկայացնել հետեւյալ արտահայտությամբ՝

$$W_{IF}(ki_1j_1, t_3i_3j_3, \alpha smn, \alpha' s' m' n') = \frac{2\pi}{\hbar} \times \left| \sum_M \left\{ [(N_{\alpha' s' m' n'}^M + 1)(N_{\alpha smn}^M + 1)]^{1/2} \frac{[\langle t_2i_2j_2 | \Gamma_{\alpha sn}(r) Y_{sm}(\theta, \varphi) | ki_1j_1 \rangle \langle t_3i_3j_3 | \Gamma_{\alpha' s' m' n'}(r) Y_{s'm'}(\theta, \varphi) | t_2i_2j_2 \rangle]}{(E_{ki_1j_1} - E_{t_2i_2j_2} - \hbar\omega_{\alpha' s' m' n'})} + [(N_{\alpha' s' m' n'}^M + 1)(N_{\alpha smn}^M + 1)]^{1/2} \frac{[\langle t_3i_3j_3 | \Gamma_{\alpha sn}(r) Y_{sm}(\theta, \varphi) | t_2i_2j_2 \rangle \langle t_2i_2j_2 | \Gamma_{\alpha' s' m' n'}(r) Y_{s'm'}(\theta, \varphi) | ki_1j_1 \rangle]}{(E_{ki_1j_1} - E_{t_2i_2j_2} - \hbar\omega_{\alpha smn})} \right\} \right|^2 \times \delta(E_{ki_1j_1} - E_{t_3i_3j_3} - \hbar\omega_{\alpha smn} - \hbar\omega_{\alpha' s' m' n'}), \quad (1.40)$$

որտեղ $N_{asmn}^{I(M)}$ -ը ֆոնոնների միջին թիվն է համակարգի սկզբնական I (միջանկյալ M) վիճակում:

Հաշվարկների արդյունքում քվանտային կետի հիմնական վիճակում էլեկտրոնի կալանման արագության համար կստանանք՝

$$R_{00} = \frac{\sqrt{2m_1^*}}{4\hbar^2} \sum_{i_1} \sum_{\substack{asmn, \\ \alpha's'm'n'}} (N_{asmn} + 1)(N_{\alpha's'm'n'} + 1) \sum_{j_1} \left| Y \begin{pmatrix} sm \\ i_1 j_1 \end{pmatrix} \right|^2 f(k_0) \\ \times \left| \sum_{t_2} \left(\frac{Q(asmn, \alpha's'm'n', t_3, 0, t_2 s', k_0 i_1)}{E_{k_0} - E_{t_2 s', -m'} - \hbar\omega_{asmn}} + \frac{Q(\alpha's'm'n', asmn, t_3, 0, t_2 s, k_0 i_1)}{E_{k_0} - E_{t_2 s, -m} - \hbar\omega_{asmn}} \right) \right|, \quad (1.41)$$

որտեղ

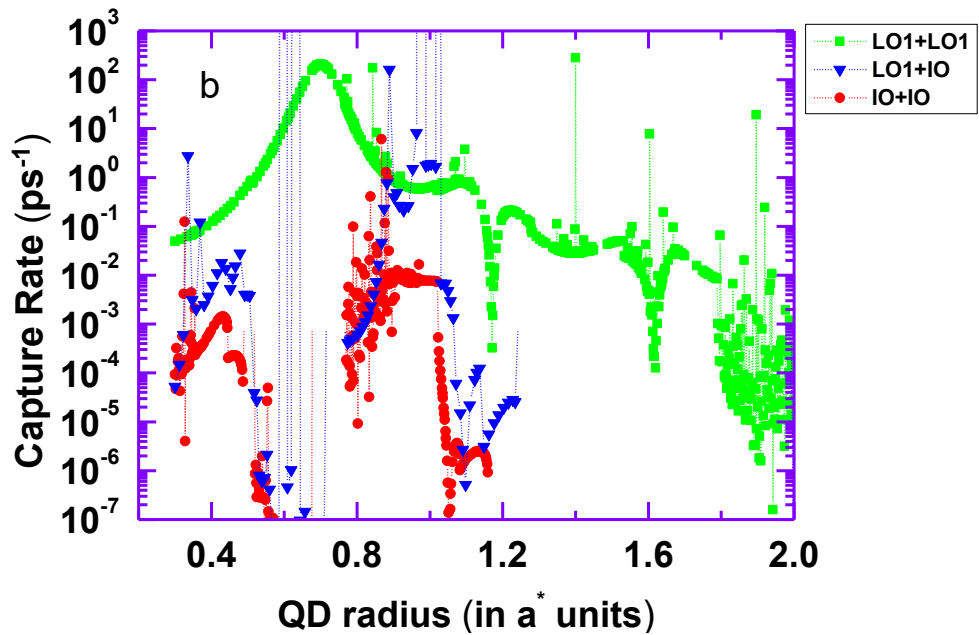
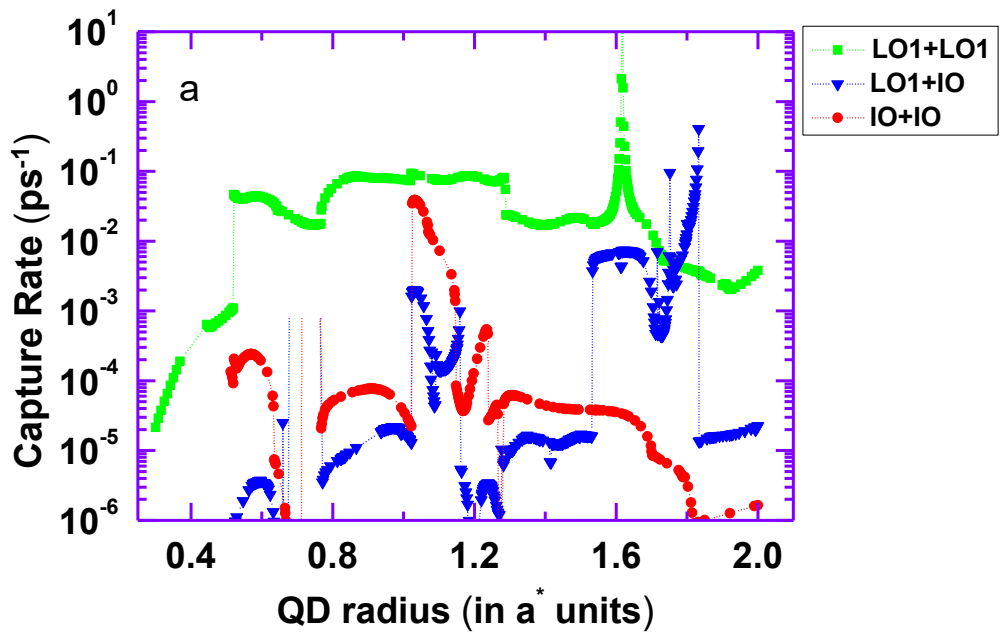
$$E_{k_0} = E_{t_3, 0, 0} + \hbar\omega_{asmn} + \hbar\omega_{\alpha's'm'n'} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m_1^*}, \\ Y \begin{pmatrix} sm \\ i_1 j_1 \end{pmatrix} = \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_0^{2\pi} d\varphi Y_{sm}(\theta, \varphi) Y_{s'm'}(\theta, \varphi) Y_{i_1 j_1}(\theta, \varphi), \quad (1.42)$$

$$Q(asmn, \alpha's'm'n', t_3, 0, t_2 s', k_0 i_1) = \int_0^\infty R_{t_2 i_2}^*(r) \Gamma_{asn}(r) R_{t_1 i_1}(r) r^2 dr \int_0^\infty R_{t_3 i_3}^*(r) \Gamma_{\alpha's'm'n'}(r) R_{t_2 i_2}(r) r^2 dr,$$

իսկ R_{ti} -ն (1.9) բանաձեւերում առկա ֆունկցիաների շառավղային մասն է:

Այսպիսով, (1.41) բանաձեւը հնարավորություն է տալիս թվայնորեն հաշվարկելու էլեկտրոնի կալանման արագությունը քվանտային կետում, դիտարկելով առաքվող ֆոնոնների հետեւյալ զույգերը՝ 1) LO1+LO1, 2) LO1+IO2, 3) LO1+IO3, 4) LO1+SO1, 5) LO1+SO4, 6) LO1+LO2, 7) LO2+LO2, 8) LO2+IO2, 9) LO2+IO3, 10) LO2+SO1, 11) LO2+SO4, 12) IO2+IO2, 13) IO2+IO3, 14) IO2+SO1, 15) IO2+SO4, 16) IO3+IO3, 17) IO3+SO1, 18) IO3+SO4, 19) SO1+SO1, 20) SO1+SO4, 21) SO4+SO4: Ընդ որում, անցումները դիտարկելիս, որպես լիցքակրի միջանկյալ վիճակ կարող է լինել ինչպես քվանտային կետում կապված որեւէ վիճակ, այնպես էլ անընդհատ սպեկտրի որեւէ քվազիստացիոնար վիճակ:

Բւեռային օպտիկական երկֆոնոնային կալանման երեւույթը թվային հաշվարկմամբ ուսումնասիրվել է GaAs թվ-ով GaAs/AlAs/վակուում հետերոկառուցվածքում: Այ.1.10-ում պատկերված է երկֆոնոնային կալանման արագության կախումը թվ-ի շառավղից LO1+LO1, LO1+IO եւ IO + IO ֆոնոնային զույգերի առաքմամբ: Այստեղ ենթադրվում է, որ առաջին ֆոնոնի առաքումից հետո էլեկտրոնի միջանկյալ վիճակը կարող է լինել ինչպես որեւէ ընդհատ վիճակ թվ-ում (Այ.1.10.a), այնպես էլ որեւէ անընդհատ քվազիստացիոնար վիճակ արգելքի տիրույթում (Այ.1.10.b): Տեղին է նկատել, որ կալանման երկֆոնոնային տարբեր պրոցեսների



Նկ.1.10. Երկֆոնոնային (LO1+LO1, LO1+IO, IO+IO) կալանման արագության կախումը GaAs/AlAs/վակուում թվով գնդային հետերոկառուցվածքի գնդի շառավղից (Բորի արդյունաբար շառավղի միավորներով) $T=300\text{K}$ եւ 10^{17} սմ^{-3} էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի դեպքում: a. անցում ընդհատ միջանկյալ վիճակ, b. անցում անընդհատ միջանկյալ վիճակ

դեպքում կալանման արագության շառավղային կախումը դրսեւորում է մի շարք ընդհանուր առանձնահատկություններ:

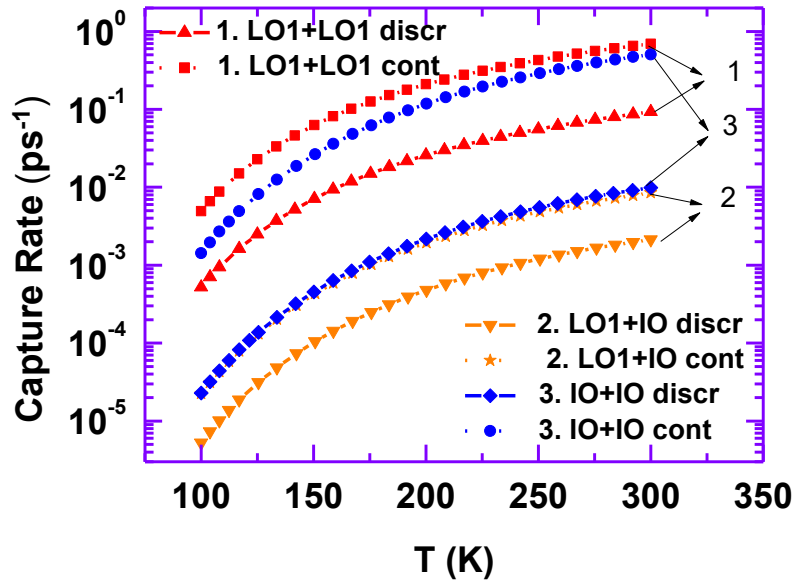
1. Ստացված կորերի դիտարկումը, ինչպես մեկֆոնոնային կալանման դեպքում, ցուցադրում է ըստ գնդի շառավղի գոտիների առկայություն: Դա հատկապես հստակ երեւում է ընդհատ միջանկյալ վիճակներով ընթացող կալանման դեպքում (սկ.1.10.a):

2. Դիտարկված բոլոր երկֆոնոնային պրոցեսներում անընդհատ միջանկյալ վիճակներով ընթացող կալանումների արագությունը մեծ է ընդհատ վիճակներով ընթացողների համեմատությամբ:

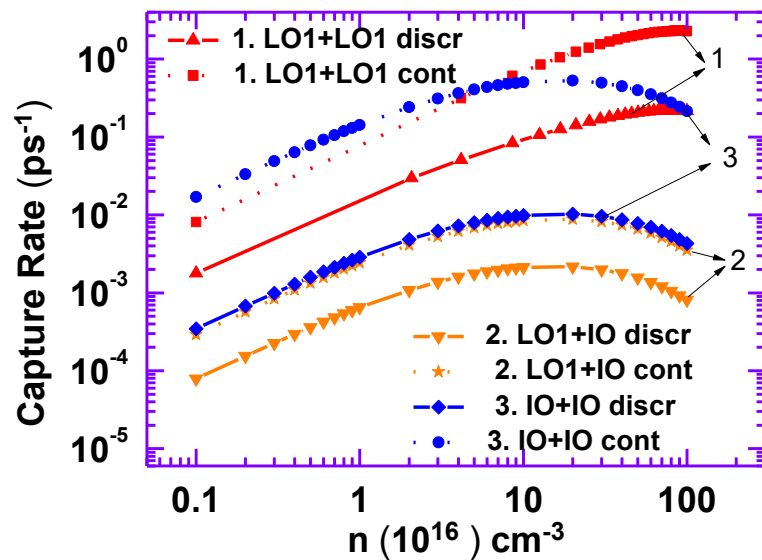
3. Երկֆոնոնային կալանման արագությունը մեկ կարգով փոքր է մեկֆոնոնայինի համեմատությամբ:

Ընդհատ միջանկյալ վիճակներով ընթացող կալանման դիտարկումը (սկ.1.10.a) ցույց է տալիս, որ երկու LO1 ֆոնոնների առաքմամբ կալանման արագությունը համարյա հաստատուն է եւ մոտավորապես 10^{11} վ⁻¹ է, երբ ՔԿ-ի շառավիղը փոխվում է $0,8a^*$ -ից մինչեւ $1,25a^*$: Շառավղի ավելի մեծ արժեքների դեպքում կալանման արագությունը նվազում է եւ $2a^*$ արժեքի դեպքում դառնում ավելի փոքր, քան 10^{10} վ⁻¹: Սակայն, երբ ՔԿ-ի շառավիղը դառնում է մոտավորապես $1,6a^*$, որն ակնհայտորեն շառավղային երկու գոտիներ բաժանող արժեք է, կալանման արագությունը կտրուկ մեծանում է՝ դառնալով ավելի մեծ, քան 10^{12} վ⁻¹: Անընդհատ միջանկյալ վիճակներով ընթացող կալանման դեպքում (սկ.1.10.b) երկու LO1 ֆոնոնների առաքմամբ կալանման արագությունը կարող հասնել եւ դառնալ նույնիսկ ավելի մեծ, քան 10^{12} վ⁻¹, երբ ՔԿ-ի շառավիղը փոխվում է $0,5a^*$ -ից մինչեւ $1,2a^*$: ՔԿ-ի շառավղի հետագա մեծացումը հանգեցնում է կալանման արագության նվազման ընդհուպ մինչեւ 10^{10} վ⁻¹, երբ շառավիղը դառնում է $2a^*$: Մեկ LO1 եւ մեկ IO ֆոնոնի առաքումով (հերթականությունը կարելու է) երկֆոնոնային կալանման արագության շառավղային կախման դիտարկումը ցույց է տալիս, որ ինչպես ընդհատ, այնպես էլ անընդհատ միջանկյալ վիճակներով անցումների դեպքում կալանման արագությունը շառավղի փոփոխության ամբողջ տիրույթում ավելի փոքր է (որոշ տիրույթներում՝ նույնիսկ մի քանի կարգով), քան 10^{10} վ⁻¹: Կալանման արագության 10^{10} վ⁻¹ արժեք ստացվում է միայն ՔԿ-ի շառավղի փոփոխման որոշ նեղ տիրույթներում:

Այս պատկերն ընդհանուր առմամբ պահպանվում է նաեւ երկու IO ֆոնոնների առաքումով ընթացող կալանման դեպքում, միայն այն տարբերությամբ, որ անընդհատ միջանկյալ



Նկ.1.11. Երկֆոնոնային կալանման արագության կախումը ջերմաստիճանից GaAs/AlAs/վակուում թԿ-ով գնդային հետերոկառուցվածքում՝ գնդի շառավղի $r_c = 1,45a^*$ եւ էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի 10^{17}սմ^{-3} արժեքների դեպքում:



Նկ.1.12. Երկֆոնոնային կալանման արագության կախումն էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից GaAs/AlAs/վակուում թԿ-ով գնդային հետերոկառուցվածքում՝ գնդի շառավղի $r_c = 1,45a^*$ եւ ջերմաստիճանի 300Կ արժեքների դեպքում:

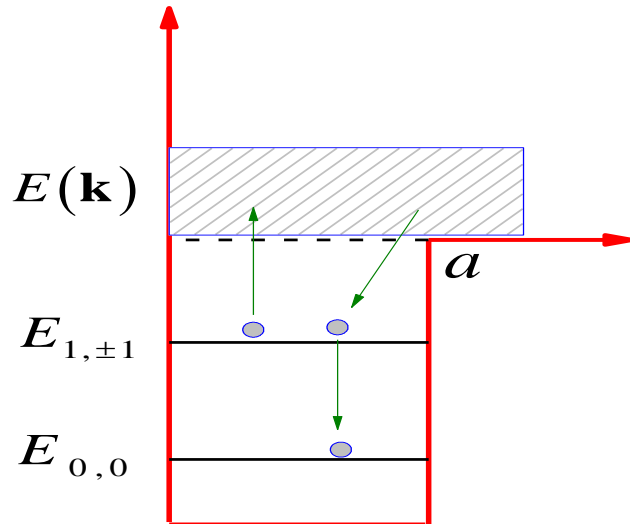
վիճակներով անցումների դեպքում կալանման արագությունը կարող է դառնալ 10^{12} վ⁻¹, երբ ԶԿ-ի շառավիղը փոխվում է $0,9a^*$ -ից մինչև $1,0a^*$:

Երկֆոնոնային կալանման արագության կախումները ցանցային ջերմաստիճանից եւ արգելքի տիրույթում Էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից ԶԿ-ում $r_c = 1,45a^*$ շառավղով պատկերված են [Նկ.1.11](#)-ում եւ [Նկ.1.12](#)-ում: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց կալանման արագությունը մեծանում է ([Նկ.1.11](#)), որը, ինչպես եւ մեկֆոնոնային կալանման դեպքում, պայմանավորված է բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների միջին թվի մեծացմամբ:

Մեկֆոնոնային կալանման երեւույթի համեմատությամբ համարյա չի փոխվում նաեւ կալանման արագության վարքը՝ կախված Էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից ([Նկ.1.12](#)), միայն այն տարբերությամբ, որ եթե մեկֆոնոնային կալանման արագության մաքսիմումը դիտվում է 10^{16} սմ⁻³ կոնցենտրացիայի դեպքում, ապա երկֆոնոնային կալանման պարագայում այն դիտվում է ավելի մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում: Բանն այն է, որ երկֆոնոնային կալանման դեպքում կալանման արագությունն ավելի փոքր է եւ, բնականաբար, Պաուլիի արգելման սկզբունքի հետեւանքով, ԶԿ-երում Էլեկտրոններով զբաղեցված մակարդակների հագեցումն իրականանում է արգելքի տիրույթում Էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի համեմատաբար մեծ արժեքների դեպքում: Փորձարարական արդյունքները, որոնք ստացվել են InGaAs/GaAs ԶԿ-երի համակարգում արգելքի տիրույթ համեմատաբար մեծ կոնցենտրացիաներով Էլեկտրոնային զազ ներարկելիս [\[51\]](#), վկայում են կալանման երեւույթի վրա ԶԿ-ում կապված վիճակների զբաղեցվածության վերոնշյալ ազդեցության մասին:

§ 6. Զվանտային կետում լիցքակրի՝ ֆոնոնով միջնորդված կալանումը եւ ներկետային օժե-ռելաքսացիան

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների հենքի վրա գործող նանոսարքերի կատարելությունը պայմանավորող այնպիսի բնութագրերի վրա, ինչպիսիք են, օրինակ, միացման արագությունը, լյումինեսցենտային արդյունավետությունը, լիցքակիրների շարժունությունը, Էական ազդեցությունն ունի ֆոտոզեներացված լիցքակիրների ռելաքսացիան հավասարակշռության վիճակ: Համեմատաբար ցածր ջերմաստիճաններում, երբ օպտիկական ֆոնոնային մոդերը համարյա գրգռված չեն, քվանտային կետերով կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ֆոտոզեներացված լիցքակիրների ռելաքսացիան իրականանում է հիմնականում ձայնային



Նկ.1.13. Ֆոտոգեներացված էլեկտրոնի կասկադային ռելաքսացիան ՔԿ-ի հիմնական մակարդակ՝ օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ եւ օժե-ցրմամբ (սխեմային պատկեր)

Ֆոնոնների մասնակցությամբ: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց մեծանում է օպտիկական ֆոնոնների ներդրումը, եւ շատ նանոկառուցվածքներում, նույնիսկ սենյակայինից ցածր ջերմաստիճաններում, դրանք, դառնալով գերակայող ձայնային ֆոնոնների համեմատ, այնուամենայնիվ, որոշակի պայմաններում (գրգռման մեծ հզորություն, քվանտային կետերում ավելցուկային լիցքակիրների առկայություն) չեն ապահովում ռելաքսացիայի այն արագությունը, որը դիտվում է փորձերում: Նշված պայմաններում լիցքակիրների ռելաքսացիայի արագ պրոցեսները պայմանավորված են «լիցքակիր-լիցքակիր» ցրումներով: Դրանք անվանում են օժե-պրոցեսներ:

Ստորեւ, մասնավորապես, դիտարկվում է ֆոտոգեներացված էլեկտրոնի անցումը քվանտային կետի հիմնական մակարդակ՝ կասկադային ռելաքսացիայի ընթացակարգով, երբ էլեկտրոնը, առաքելով ծավալատիպ կամ միջմակերեւութային օպտիկական ֆոնոն, նախ անցնում է ՔԿ-ի որեւէ գրգռված մակարդակ, եւ ապա էլեկտրոն-էլեկտրոն ցրմամբ՝ իջնում ՔԿ-ի հիմնական մակարդակ: Այդպիսի անցման սխեմային պատկերը ներկայացված է [Նկ.1.13](#)-ում:

Դիտարկենք գնդային համաչափությամբ եւ r_c շառավղով բեւեռային ՔԿ, որը տեղակայված է ոչ բեւեռային միջավայրում: Էլեկտրոնի շարժումը սահմանափակող պոտենցիալը մոտարկվում է վերջավոր V_0 խորությամբ ուղղանկյուն փոսով (տես (1.8) արտահայտությունը): Այդ դեպքում մեկմասնիկային ալիքային ֆունկցիաները տարբերակվում են շառավղային p եւ անկյունային t քվանտային թվերով: Էլեկտրոնի կապված եւ չկապված վիճակների ալիքային ֆունկցիաները ներկայացվում են, համապատասխանաբար, (1.9) արտահայտություններով:

Միավոր ժամանակում արգելքի տիրույթից կիսահաղորդչային ՔԿ-ի որել է (p, t) գրգռված վիճակ բեւեռային օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ անցած էլեկտրոնների միջին թիվը, համաձայն Ֆերմիի ոսկե կանոնի, տրվում է

$$R_{pt} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}, \omega_{ph}} |\langle \Psi_{p,t}^{bound}(r, \vartheta, \varphi) | H_{el-ph} | \Psi_{0,0,k}^{unbound}(r, \vartheta, \varphi) \rangle|^2 f_{FD}(\mathbf{k}) \delta(E_{p,t} - E_{\mathbf{k}} - \hbar\omega_{ph}) \quad (1.44)$$

արտահայտությամբ, որտեղ f_{FD} -ն Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիան է, իսկ H_{el-ph} -ը՝ ոչ բեւեռային միջավայրում տեղակայած բեւեռային կիսահաղորդչային ՔԿ-ում «էլեկտրոն-բեւեռային օպտիկական ֆոնոն» փոխազդեցության համիլտոնիանը: Այն տրվում է

$$H_{el-ph} = \sum_{\tau, m, n} [V_{s1} j_{\tau}(\mu_{n\tau} r) Y_{\tau m}(\theta, \varphi) a_{s1} + H.c.] + \sum_{\tau, m} [V_{s2} (r/r_c)^{\tau} Y_{\tau m}(\theta, \varphi) a_{s2} + H.c.], \quad (1.45)$$

արտահայտությամբ [62], որտեղ $\gamma = 1$ եւ $\gamma = 2$ ցուցիչները վերաբերում են ծավալատիպ եւ միջմակերեւութային օպտիկական ֆոնոնային մոդերին: s ցուցիչը ներկայացնում է քվանտային թվերի համախումբ ($n = 1, 2, \dots$, $\tau = 0, 1, 2, \dots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \tau$, $\gamma = 1$ դեպքում եւ $\tau = 1, 2, \dots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \tau$, $\gamma = 2$ դեպքում): $a_{s\gamma}^{\pm}(a_{s\gamma})$ -ը ($s\gamma$) ֆոնոնային մոդի ծնման (ոչնչացման) օպերատորն է, $Y_{\tau m}(\theta, \varphi)$ -ն՝ գնդային ֆունկցիաները, $j_{\tau}(x)$ -ը՝ Բեսելի առաջին սերի τ -րդ կարգի գնդային ֆունկցիան: Ծավալատիպ օպտիկական ֆոնոնի էներգիան հավասար է ծավալային LO ֆոնոնի $\hbar\omega_{LO}$ էներգիային եւ s ցուցից կախված չէ: Միջմակերեւութային օպտիկական ֆոնոնի էներգիան՝

$$\hbar\omega_{s2} = \left[\frac{\varepsilon_d + (\varepsilon_d + \varepsilon_0)\tau}{\varepsilon_d + (\varepsilon_d + \varepsilon_{\infty})\tau} \right]^{1/2} \hbar\omega_{T0}, \quad (1.46)$$

որտեղ ω_{T0} -ն լայնական օպտիկական ֆոնոնի հաճախությունն է, որն ω_{LO} -ի հետ կապված է Լիդեն-Սաքս-Թելերի $\omega_{LO}^2/\omega_{T0}^2 = \varepsilon_0/\varepsilon_{\infty}$, առնչությամբ: ε_d -ն ոչ բեւեռային միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունն է, իսկ ε_0 -ն եւ ε_{∞} -ը՝ կիսահաղորդչային ՔԿ-ի ստատիկ եւ բարձրհաճախային դիէլեկտրական հաստատունները: (1.45) համիլտոնիանում V_{s1} եւ V_{s2} ֆունկցիաները տրվում են

$$V_{s1} = \left(\frac{4\pi e^2 \hbar \omega_{LO}}{\mu_{n\tau}^2 j_{\tau+1}^2(\mu_{n\tau}) r_c} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right) \right)^{1/2}, \quad (1.47)$$

$$V_{s2} = \frac{\varepsilon_{\infty} \sqrt{\tau} \omega_{LO}}{\tau + (\tau + 1)\varepsilon_d} \left(\frac{2\pi e^2 \hbar}{\omega_{\tau} r_c} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right) \right)^{1/2}: \quad (1.48)$$

արտահայտություններով, որտեղ $\mu_{n\tau}$ -ը $j_{\tau}(x)$ ֆունկցիայի n -րդ գրոն է:

(1.9) եւ (1.44)–(1.48) բանաձեւերի օգնությամբ ԲԿ-ի որելէ գրգռված վիճակում էլեկտրոնի կալանման արագության համար ստացվում է հետեւյալ արտահայտությունը՝ [63]

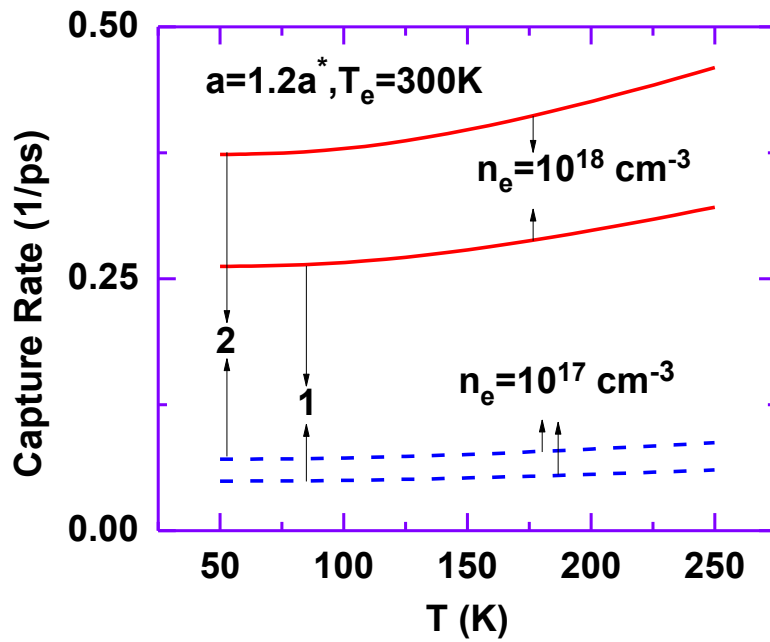
$$R_\alpha = \frac{Ry^*}{\pi\hbar} \sum_{t=1}^{t_{max}} \sum_{m=-t}^t M_\alpha \left(t, v_0, \frac{\hbar\omega_\alpha}{Ry^*} + e_{t,m} \right) \left(\frac{\hbar\omega_\alpha}{Ry^*} + e_{t,m} \right)^{1/2} f_{FD} \left(\frac{\hbar\omega_\alpha}{Ry^*} + e_{t,m} \right), \quad (1.49)$$

որտեղ $M_\alpha(t, v_0, e)$ -ն էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության չափազուրկ մատրիցական տարրի մոդուլի քառակուսին է, $e_{t,m} = E_{tm}/Ry^*$, $v_0 = V_0/Ry^*$: M_α -ն ծավալատիպ ($\alpha = bulk LO$) եւ միջմակերելության ($\alpha = Int$) ֆոնոնների վրա ցրման դեպքում տրվում է հետեւյալ արտահայտություններով՝ [63]

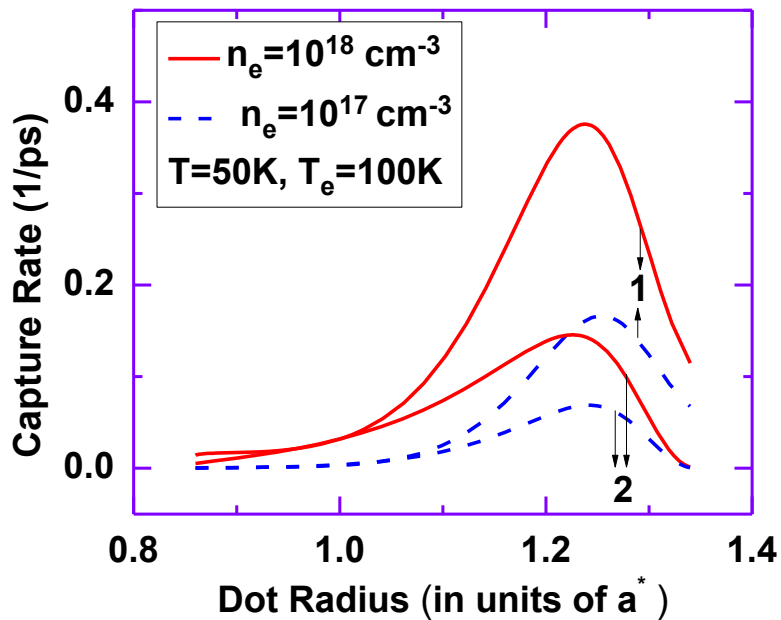
$$M_{bulk LO}(t, v_0, e) = \frac{r_c^{-2}}{8\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left| \int_0^{\infty} \left(\frac{r}{r_c} \right)^{\frac{3}{2}} \left(j_t(k_0 r) \theta(r_c - r) + \frac{j_t(k_0 r_c)}{h_t^+(i k r_c)} h_t^+(i k r) \theta(r - r_c) \right) \right. \\ \left. \times \left(j_0(k_1 r) \theta(r_c - r) + \frac{j_0(k_1 r_c)}{f_0(k r_c)} f_0(k r) \theta(r - r_c) \right) \frac{V_{s1}}{Ry^*} j_t \left(\frac{\pi n r}{r_c} \right) dr \right|^2, \quad (1.50)$$

$$M_{Int}(t, v_0, e) = \frac{r_c^{-2}}{4\pi} \left| \int_0^{\infty} \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \left(j_t(k_0 r) \theta(r_c - r) + \frac{j_t(k_0 r_c)}{h_t^+(i k r_c)} h_t^+(i k r) \theta(r - r_c) \right) \right. \\ \left. \times \left(j_0(k_1 r) \theta(r_c - r) + \frac{j_0(k_1 r_c)}{f_0(k r_c)} f_0(k r) \theta(r - r_c) \right) \left(\frac{r}{r_c} \right)^t \frac{V_{s2}}{Ry^*} dr \right|^2: \quad (1.51)$$

Նկ.1.14-ում պատկերված է GaAs գնդային ԲԿ-ի (1, t) վիճակում էլեկտրոնի կալանման արագության կախումը ցանցային ջերմաստիճանից՝ ծավալատիպ կամ միջմակերելության օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ՝ արգելքի տիրույթում էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի տարբեր արժեքների ($n_e = 10^{17}$ սմ⁻³ եւ $n_e = 10^{18}$ սմ⁻³) դեպքում: Թվային հաշվարկներում համարվել է, որ ԲԿ-ի շառավիղը՝ $r_c = 1,2a^*$, իսկ՝ $V_0 = 76,0$ մԷՎ: 1 կորերը վերաբերում են ծավալատիպ ֆոնոններով պայմանավորված կալանմանը, իսկ 2 կորերը՝ կալանման գումարային արագությանը՝ պայմանավորված միաժամանակ ե՛լ ծավալատիպ ե՛լ միջմակերելության ֆոնոններով: Ցանցային ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց էլեկտրոնի կալանման արդյունավետությունը մեծանում է, քանի որ մեծանում է ֆոնոնների միջին թիվը: Ինչպես եւ սպասվում էր, կալանման արդյունավետությունը մեծանում է նաեւ արգելքի տիրույթում էլեկտրոնային գազի կոնցենտրացիայի մեծացմանը զուգընթաց: Ծավալատիպ ֆոնոնների ներդրումը կալանման գումարային արագության մեջ էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի $n_e = 10^{17}$ սմ⁻³ եւ էլեկտրոնային ջերմաստիճանի 300Կ արժեքների դեպքում ցանցային ջերմաստիճանից ունի թույլ կախում եւ $T = 50$ Կ-ում կազմում է 71%: Այն նվազում է մինչեւ 68%, երբ ցանցային ջերմաստիճան



Նկ.1.14. GaAs թվ-ի $(1, t)$ վիճակում էլեկտրոնի կալանման արագության կախումը ցանցային ջերմաստիճանից էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի՝ $n_e = 10^{17}$ սմ $^{-3}$ (զժիկային կորեր) եւ $n_e = 10^{18}$ սմ $^{-3}$ (հոծ կորեր) արժեքների դեպքում, երբ թվ-ի շառավիղը $1.2a^*$ է, իսկ էլեկտրոնային ջերմաստիճանը՝ 300Կ



Նկ.1.15. GaAs թվ-ի $(1, t)$ վիճակում էլեկտրոնի կալանման արագության կախումը թվ-ի շառավիղից էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի՝ $n_e = 10^{17}$ սմ $^{-3}$ (զժիկային կորեր) եւ $n_e = 10^{18}$ սմ $^{-3}$ (հոծ կորեր) արժեքների դեպքում, երբ ցանցային ջերմաստիճանը 50 Կ է, իսկ էլեկտրոնայինը՝ 100 Կ

աճում է մինչև 250 Կ: Ֆոնոնի առաքմամբ էլեկտրոնի կալանման ժամանակը ($\tau = 1/R_{pt}$) $n_e = 10^{18}$ սմ⁻³ դեպքում 2 պվ-ի կարգի է եւ աճում է մինչև 15 պվ, երբ $n_e = 10^{17}$ սմ⁻³:

Այ.1.15-ում պատկերված է կալանման արագության կախումը ԲԿ-ի շառավղից $T = 50$ Կ եւ $T_e = 100$ Կ ջերմաստիճաններում: 1 եւ 2 կորերը ներկայացնում են «էլեկտրոն-ծավալատիպ օպտիկական ֆոնոն» եւ «էլեկտրոն-միջմակերեւութային օպտիկական ֆոնոն» փոխազդեցությունները: Երկու փոխազդեցությունների դեպքում դիտվող պիկերը պայմանավորված են ԲԿ-ի արգելքի տիրույթ էլեկտրոնի թունելացմամբ: $n_e = 10^{18}$ սմ⁻³ դեպքում կալանման՝ ծավալատիպ (միջմակերեւութային) ֆոնոններով պայմանավորված պիկն առաջանում է $r_c = 1,24a^*$ ($r_c = 1,23a^*$) դեպքում եւ ունի 0,37 պվ⁻¹ (0.14պվ⁻¹) բարձրություն: Ակնհայտ է, որ գնդի շառավղի փոքր արժեքների դեպքում ($r_c \leq a^*$) կալանման արագության մեջ միջմակերեւութային ֆոնոնների ներդրումը դառնում է ծավալատիպ ֆոնոնների ներդրման կարգի:

Ժամանակային լուծունակությամբ օպտիկական չափումները (տես, օրինակ, [64]-ը եւ դրանում բերված գրականությունը) հստակորեն ցուցադրում են, որ էլեկտրոնային ռելաքսացիան արագ պրոցես է անկախ այն բանից՝ համակարգում առկա են խոռոչներ, թե՛ ոչ: Ուստի, այստեղ դիտարկվել է միայն էլեկտրոն-էլեկտրոն օժե-ցրման մեխանիզմը: Ընդ որում, ենթադրվում է, որ օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ ԲԿ-ի որեւէ գրգռված վիճակում հայտնված էլեկտրոնն օժե-ցրմամբ իջնում է ԲԿ-ի հիմնական մակարդակ՝ ավելցուկային էներգիան փոխանցելով կամ ԲԿ-ում կապված, կամ արգելքի տիրույթի մեկ այլ էլեկտրոնի: ԲԿ-ում էլեկտրոնների զույգի սկզբնական վիճակը (սինգլետ կամ տրիպլետ) դիտարկվում է Պաուլիի կոռելացիայի տեսանկյունից: Ենթադրվում է նաեւ, որ արգելքի գոտում բարձր էներգիական մակարդակում հայտնված էլեկտրոնն այնուհետեւ իր ավելցուկային էներգիան կորցնում է ոչ ճառագայթային անցումներով:

ԲԿ-ի արգելքի տիրույթում ֆոտոզենտրացված էլեկտրոնի ծավալատիպ եւ/կամ միջմակերեւութային ֆոնոններով միջնորդված օժե-ռելաքսացիայի արագությունը հաշվարկվում է խոտորումների տեսության երկրորդ մոտավորությամբ՝

$$R_\alpha = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\substack{\mathbf{k}_1, (t, m) \\ (p, s), \mathbf{k}_2, \omega_\alpha}} \frac{|M_{ph}(E_{t, m}, E_{\mathbf{k}_1})|^2 |M_{Au}(E_{00}, E_{\mathbf{k}_2}, E_{t, m}, E_{p, s})|^2}{(E_{t, m} - E_{\mathbf{k}_1} + \hbar\omega_\alpha)^2} P_{stat} \delta(E_{00} + E_{\mathbf{k}_2} - E_{t, m} - E_{p, s}) + \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\substack{\mathbf{k}_1, (t, m) \\ \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_2, \omega_\alpha}} \frac{|M_{ph}(E_{t, m}, E_{\mathbf{k}_1})|^2 |M_{Au}(E_{00}, E_{\mathbf{k}_2}, E_{t, m}, E_{\mathbf{k}_3})|^2}{(E_{t, m} - E_{\mathbf{k}_1} + \hbar\omega_\alpha)^2} P_{stat} \delta(E_{00} + E_{\mathbf{k}_2} - E_{t, m} - E_{\mathbf{k}_3}), \quad (1.52)$$

որտեղ

$$M_{Au} = \left\langle \Phi_f(\mathbf{r}_1\sigma_1; \mathbf{r}_2\sigma_2) \left| \frac{e^2}{\chi_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \right| \Phi_f(\mathbf{r}_1\sigma_3; \mathbf{r}_2\sigma_4) \right\rangle \quad (1.53)$$

արտահայտությունն էլեկտրոն-էլեկտրոն փոխազդեցության մատրիցական տարրն է, իսկ $M_{ph}(E_{t,m}, E_{k_1})$ -ը՝ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության մատրիցական տարրը, որի մոդուլի քառակուսին տրվում է (1.52) եւ (1.53) բանաձեւերով, \mathbf{r}_1 -ը եւ \mathbf{r}_2 -ն՝ էլեկտրոնների տարածական, իսկ σ_i -ն՝ ($i = 1,2,3,4$) սպինային կոորդինատներն են, χ_0 -ն՝ միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունը, P_{stat} -ը՝ վիճակագրական գործոնը: Հաշվի առնելով էլեկտրոնային զույգի ալիքային ֆունկցիայի հակահամաչափ տեսքը, օժե-ցրման մատրիցական տարրը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$M_{Au}(\sigma_1, \sigma_2; \sigma_3, \sigma_4) = M_D \delta_{\sigma_1, \sigma_3} \delta_{\sigma_2, \sigma_4} - M_{EX} \delta_{\sigma_1, \sigma_4} \delta_{\sigma_2, \sigma_3}, \quad (1.54)$$

որտեղ

$$M_D = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \psi_{0,0}^*(\mathbf{r}_1) \psi_k^*(\mathbf{r}_2) \frac{e^2}{\chi_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \psi_{t,m}(\mathbf{r}_1) \psi_{p,s}(\mathbf{r}_2), \quad (1.55)$$

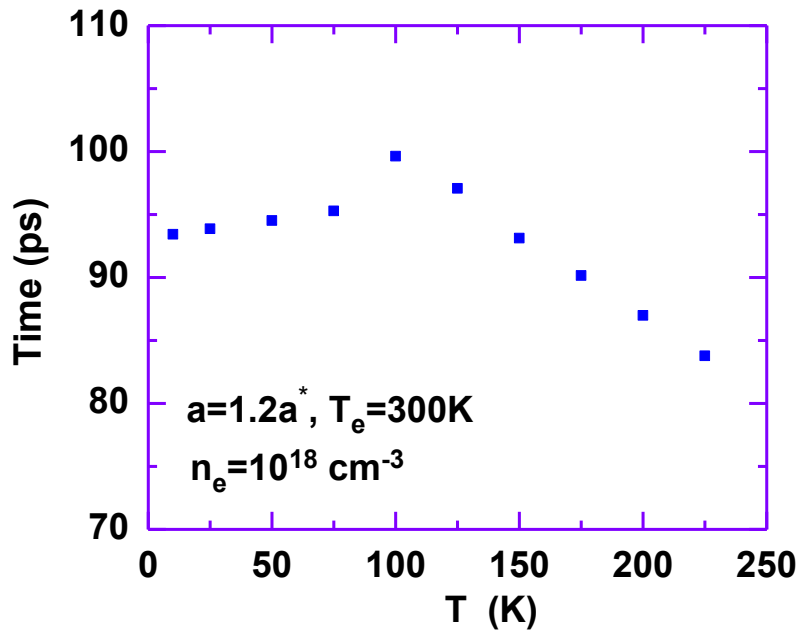
$$M_{EX} = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \psi_{0,0}^*(\mathbf{r}_2) \psi_k^*(\mathbf{r}_1) \frac{e^2}{\chi_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \psi_{t,m}(\mathbf{r}_1) \psi_{p,s}(\mathbf{r}_2): \quad (1.56)$$

Բերված բանաձեւերում անտեսվել է թույլ սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը: Հաշվելով (1.54) արտահայտության մոդուլի քառակուսին եւ գումարելով ըստ սպինային կոորդինատների, օժե-անցման մատրիցական տարրի մոդուլի քառակուսու համար կստանանք՝

$$|M_{Au}|^2 = 2[M_D^2 + M_{EX}^2 + (M_D - M_{EX})^2], \quad (1.57)$$

որտեղ M_D^2 գումարելին նկարագրում է այն օժե-ցրումները, որոնցում էլեկտրոնային զույգի հակազուգահեռ սպիններով սկզբնական սպինային վիճակը պահպանվում է, այնպես որ պահպանվում են առանձին էլեկտրոնների սպինային վիճակները: M_{EX}^2 անդամը պայմանավորված է այն անցումներով, որոնց դեպքում հակազուգահեռ սպիններով սկզբնական սպինային վիճակն անցման արդյունքում փոխվում է: $(M_D - M_{EX})^2$ անդամը նկարագրում է այն անցումները, որոնցում զուգահեռ սպիններով սկզբնական սպինային վիճակն անցման ընթացքում պահպանվում է: 2 գործակցի առկայությունը հետեւանք է սկզբնական վիճակի ընտրության երկու հնարավորության:

(1.52) բանաձեւը հնարավորություն է տալիս կասկադային անցման դեպքում հաշվարկելու էլեկտրոնի ռելաքսացիայի ժամանակը՝ կախված համակարգի պարամետրերից եւ արգելի տիրույթում էլեկտրոնային գազի ջերմաստիճանից: Նկ.1.16-ում, մասնավորապես, ներկայացված է օժե-ցրմամբ էլեկտրոնի կասկադային անցման ժամանակը՝ կախված ցանցային



Նկ.1.16. GaAs թԿ-ում էլեկտրոնի՝ բեւեռային օպտիկական ֆոնոններով միջնորդված Օժե ռելաքսացիայի ժամանակի կախումը ցանցային ջերմաստիճանից, էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի՝ $n_e = 10^{18} \text{ սմ}^{-3}$ թԿ-ի շառավղի եւ $1,2a^*$ եւ էլեկտրոնային ջերմաստիճանի՝ 300 Կ արժեքների դեպքում :

ջերմաստիճանից, երբ $n_e = 10^{18} \text{ սմ}^{-3}$, թԿ-ի շառավղիը՝ $r_c = 1,2a^*$ եւ էլեկտրոնային ջերմաստիճանը՝ $T_e = 100\text{Կ}$: Հարկ է նշել, որ ռելաքսացիայի ժամանակը ցանցային ջերմաստիճանի փոփոխման ամբողջ տիրույթում (25Կ-ից մինչեւ 250Կ) ընդունում է 80 պվ-ից մինչեւ 100 պվ արժեքներ եւ բավարար համաձայնության մեջ է ավելի վաղ ստացված փորձնական արդյունքների հետ [52]: Վերջերս կատարված մի փորձում ստացված արդյունքների հիման վրա [65] աշխատանքի հեղինակները, հղելով մեր [40] աշխատանքը, ուղղակիորեն փաստում են մեր տեսակալորեն կանխատեսած արդյունքների ճշմարտացիությունը:

ԳԼՈՒԽ 2. ՖՐՅՈՐՀԻԽՅԱՆ ԲՎԱԶԻՄԻԱԶԱՓ ԵՒ ԵՐԿԶԱՓ ՊՈԼԱՐՈՆՆԵՐԸ ՍՊԻՆ-ՈՒՂԵԾՐԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ [66–70]

§ 1. Ներածություն

Լիցքավորված մասնիկի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը պայմանավորված է այդ մասնիկի սպինի եւ մասնիկի ուղեծրային շարժման փոխազդեցությամբ: Այդ փոխազդեցությունն ամբողջովին ռելյատիվիստական երեւույթ է, որի հետեւանքով այն դիտարկելի չէ ո՛չ ռելյատիվիստական Շրյոդինգերի հավասարման, եւ ո՛չ էլ նույնիսկ սկալյար ռելյատիվիստական մոտավորության շրջանակներում: Այն դիտարկվում է Դիրակի հավասարման միջոցով՝ արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտի առկայությամբ, որը տրվում է $V(\mathbf{r})$ սկալյար եւ $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ վեկտորական պոտենցիալներով՝ [71]

$$\{-eV(\mathbf{r})\mathbf{I} + \beta m_0 c^2 + \boldsymbol{\alpha} \cdot [c\mathbf{p} + e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\}\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}), \quad (2.1)$$

որտեղ $-e$ -ն էլեկտրոնի լիցքն է, m_0 -ն՝ հանգստի զանգվածը, \mathbf{p} -ն՝ իմպուլսը, $\boldsymbol{\alpha}$ -ն եւ β -ն՝ Դիրակի մատրիցները՝

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{I} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

իսկ $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ -ն Պաուլիի մատրիցները՝

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}: \quad (2.3)$$

$\Psi(\mathbf{r})$ -ը քառաբաղադրիչ վեկտոր է, որը սովորաբար ներկայացվում է

$$\Psi(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \psi(\mathbf{r}) \\ \eta(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

տեսքով, որտեղ $\psi(\mathbf{r})$ -ը եւ $\eta(\mathbf{r})$ -ը երկբաղադրիչ վեկտորներ են եւ կոչվում են մեծ եւ փոքր բաղադրիչներ: Նկատի ունենալով (2.2) – (2.4) արտահայտությունները, դժվար չէ համոզվել, որ դրանք բավարարում են հետեւյալ հավասարումներին՝

$$[E - m_0 c^2 + eV(\mathbf{r})]I\psi(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\sigma} \cdot [c\mathbf{p} + e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\eta(\mathbf{r}), \quad (2.5)$$

$$[E + m_0 c^2 + eV(\mathbf{r})]I\eta(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\sigma} \cdot [c\mathbf{p} + e\mathbf{A}(\mathbf{r})]\psi(\mathbf{r}): \quad (2.6)$$

(2.6)-ից $\eta(\mathbf{r})$ -ը տեղադրելով (2.5)-ում, կստանանք $\psi(\mathbf{r})$ -ի համար Պաուլիի հավասարումը: Այդ հավասարումը ոչ ռելյատիվիստական սահմանում ($v \ll c$), մագնիսական դաշտի բացակայությամբ ($\mathbf{A}(\mathbf{r}) = 0$) հանգում է Շրյոդինգերի հավասարմանը՝

$$\frac{-e\hbar}{4(m_0 c)^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot [\nabla V(\mathbf{r}) \times \mathbf{p}] \quad (2.7)$$

լրացուցիչ գումարելիով [71]:

Բյուրեղներում էլեկտրոնային վիճակների սպինային այլասերումը հետեւանք է ժամանակի դարձման, ինչպես նաեւ բյուրեղի ինվերսիայով պայմանավորված համաչափությունների համատեղ առկայության [72]: Շրյոդինգերի հավասարման ինվարիանտությունը ժամանակի դարձման նկատմամբ ($t \rightarrow -t$) հանգեցնում է էլեկտրոնի շարժման ուղղության եւ սպինի միաժամանակյա շրջման եւ պայմանավորում էլեկտրոնի էներգիայի $E_{\uparrow}(-\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(\mathbf{k})$ համաչափությունը (Կրամերի այլասերում [72]): Եթե բյուրեղում մեկէլեկտրոնային համիլտոնիանն օժտված է նաեւ ինվերսային համաչափությամբ՝ $H(-\mathbf{r}) = H(\mathbf{r})$, ապա (2.7) գումարելին զրո է, եւ էլեկտրոնի նույն սպինով եւ հակադիր \mathbf{k} -երով վիճակների էներգիաները համընկնում են՝ $E_{\uparrow}(-\mathbf{k}) = E_{\uparrow}(\mathbf{k})$: Ուստի երկու համաչափությունների համատեղ ազդեցությունը հանգեցնում է մեկէլեկտրոնային էներգիաների սպինային այլասերման՝ $E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(\mathbf{k})$: Սպինային այս այլասերումը կվերանա մագնիսական դաշտի առկայությամբ (այն վերացնում է համաչափությունը ժամանակի դարձման նկատմամբ), կամ արտաքին որեւէ դաշտի կիրառմամբ, որը խախտում է համակարգի ինվերսային համաչափությունը:

Ցինկի խաբուսակի կառուցվածքով բյուրեղներում (GaAs, InAs, InP եւ այլն) ինվերսային համաչափությունը բացակայում է, եւ (2.7) գումարելին հավասար չէ զրոյի: Դրա հետեւանքով սպինային այլասերումը վերանում է: Ծավալային բյուրեղի հաղորդականության գոտու էլեկտրոնի համար սպին-ուղեծրային փոխազդեցության (2.7) համիլտոնիանը վերոնշյալ բյուրեղներում ունի հետեւյալ տեսքը՝ [73]

$$H_{SO} = \gamma[\sigma_x p_x(p_y^2 - p_z^2) + \sigma_y p_y(p_z^2 - p_x^2) + \sigma_z p_z(p_x^2 - p_y^2)], \quad (2.8)$$

որտեղ γ -ն Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ուժգնությունը ներկայացնող պարամետր է: Այդ բյուրեղների հենքի վրա [001] ուղղությամբ կառուցված բավականաչափ նեղ քվանտային փոսերի դեպքում (2.7) բանաձեւում p_z եւ p_z^2 օպերատորները կարելի է փոխարինել իրենց $\langle p_z \rangle$ եւ $\langle p_z^2 \rangle$ միջին արժեքներով: Դա կհանգեցնի ծավալային ինվերսային անհամաչափությամբ պայմանավորված սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ներկայացման երկու գումարելու միջոցով: Դրանցից մեկը, որը սովորաբար կոչվում է դրեսելիաուսյան անդամ, գծային է իմպուլսի օպերատորի բաղադրիչների նկատմամբ եւ ունի հետեւյալ տեսքը՝

$$H_D = \beta_D(\sigma_x p_x - \sigma_y p_y), \quad (2.9)$$

որտեղ $\beta_D = -\gamma\langle p_z^2 \rangle$: Մյուս անդամն ըստ իմպուլսի բաղադրիչների ունի խորանարդային բնույթ եւ տրվում է հետեւյալ արտահայտությամբ՝

$$H_D^{(3)} = \gamma(\sigma_x p_x p_y^2 - \sigma_y p_y p_x^2) : \quad (2.10)$$

$\langle H_D^{(3)} \rangle$ -ի եւ $\langle H_D \rangle$ -ի արժեքների համեմատությունը համարժեք է ֆերմի-էներգիայի եւ չափային քվանտացման էներգիայի համեմատությանը: Եթե նկատի ունենանք, որ վերոնշյալ կիսահաղորդիչներում ֆերմի-էներգիան 10 մԷՎ-ի կարգի է, ապա ոչ լայն փոսերում այդ էներգիաների հարաբերությունը կարող է լինել բավականաչափ փոքր, ուստի կարելի է անտեսել դրեսել-հաուսյան խորանարդային անդամի ներդրումը սպին-ուղեծրային փոխազդեցության մեջ:

Կիսահաղորդչային երկչափ էլեկտրոնային համակարգերում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկրորդ աղբյուրը Ռաշբայի երեւույթն է: Ի հակադրություն դրեսել-հաուսյան անդամի, Ռաշբայի սպին-ուղեծրային անդամը պայմանավորված չէ բյուրեղի ծավալային համաչափության առանձնահատկություններով եւ հետեւանք է էլեկտրոնի ազատ շարժումը սահմանափակող եւ, հետեւաբար, չափային քվանտացումն ապահովող արտաքին պոտենցիալային դաշտի անհամաչափության: Դրանով էլ, Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ուժգնությունը կարելի է հեշտությամբ կառավարել:

Եթե էլեկտրոնի շարժումը սահմանափակված է z ուղղությամբ (քվանտային փոսի աճեցման ուղղություն), ապա (2.7) արտահայտության մեջ V -ն համարելով էլեկտրոնի շարժումը z ուղղությամբ սահմանափակող անհամաչափ դաշտի պոտենցիալը (այն կախված է միայն z -ից), կստանանք Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության համիլտոնիանը հետեւյալ տեսքով՝

$$H_R = \frac{-e\hbar}{4(m_0c)^2} \frac{dV(z)}{dz} \cdot [\mathbf{p} \times \boldsymbol{\sigma}]_z = \alpha_R (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x), \quad (2.11)$$

որտեղ $\alpha_R = (e\hbar/4(mc)^2)(dV(z)/dz)$: Քանի որ α_R -ը կախված է էլեկտրոնի շարժումը սահմանափակող էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ($E_z = -dV(z)/dz$), այն կարելի է փոխել արտաքին փականային լարումների կիրառմամբ: Սա առաջինը փորձնականորեն ցուցադրվել է [74] աշխատանքում: $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ նմուշի վրա կիրառելով փականային լարում, եւ այն անընդհատորեն փոխելով՝ հաջողվել է α_R -ն մեծացնել 2 անգամ: Այդ խմբի ավելի ուշ կատարած [75] աշխատանքում α_R -ն անընդհատ փոփոխությամբ մեծացվել է 5 անգամ: Բացի այդ, ցույց է տրվել [76,77], որ նմուշի նկատմամբ կիրառելով երկկողմանի փականային լարումներ, Ռաշբայի պարամետրը կարելի է փոխել անընդհատորեն, էլեկտրոնային կոնցենտրացիան պահելով անփոփոխ եւ, դրանով իսկ, անփոփոխ պահելով նաեւ Դրեսել-հաուսի հաստատունը:

§ 2. Երկչափ Էլեկտրոնային վիճակները Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության համատեղ հաշվառմամբ

Դիտարկենք ինվերսային անհամաչափությամբ կիսահաղորդչային քվանտային փոս՝ քվանտային սահմանում, երբ Էլեկտրոններով զբաղեցված է միայն չափային քվանտացման առաջին Էներգիական ենթագոտին: Ենթադրենք նաեւ, որ ցրման հնարավոր մեխանիզմներով պայմանավորված Էլեկտրոնային անցումները տեղի ունեն միայն առաջին ենթագոտու ներսում: Այսպիսի Էլեկտրոնային համակարգն ըստ Էուլթյան երկչափ է: Քվանտային փոսի մակերեւույթին ուղղահայաց ուղղությամբ անհամաչափ է նաեւ Էլեկտրոնի շարժումը սահմանափակող դաշտի պոտենցիալը: Այս դեպքում, ինչպես նշվեց վերեւում, մեկէլեկտրոնային վիճակների այլասերումն ըստ սպինի վերանում է՝ պայմանավորված Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության առկայության: Յետեւաբար՝ հաղորդականության գոտում Էլեկտրոնային համիլտոնիանն արդյունաբար գանգվածի մոտավորությամբ՝

$$H = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right] I + \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) + \beta(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y), \quad (2.12)$$

որտեղ m -ն Էլեկտրոնի արդյունաբար գանգվածն է, $\alpha = \alpha_R \hbar$, $\beta = \beta_D \hbar$, $p_x = \hbar k_x$, $p_y = \hbar k_y$, իսկ k_x -ը եւ k_y -ը՝ Էլեկտրոնային գազի հարթության մեջ Էլեկտրոնի ազատ շարժումը ներկայացնող երկչափ ալիքային վեկտորի բաղադրիչները: Նկատի ունենալով I , σ_x եւ σ_y մատրիցների (2.2) եւ (2.3) տեսքերը եւ համիլտոնիանի (2.12) արտահայտությունը, գրենք Շրյոդինգերի համապատասխան հավասարումն Էլեկտրոնի Էներգիայի եւ սպինորային $\varphi_1(x, y)$ եւ $\varphi_2(x, y)$ ֆունկցիաների որոշման համար՝

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(x, y) \\ \varphi_2(x, y) \end{pmatrix} + \alpha \left[\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} k_y - \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} k_x \right] \begin{pmatrix} \varphi_1(x, y) \\ \varphi_2(x, y) \end{pmatrix} \\ & + \beta \left[\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} k_x - \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} k_y \right] \begin{pmatrix} \varphi_1(x, y) \\ \varphi_2(x, y) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(x, y) \\ \varphi_2(x, y) \end{pmatrix}: \end{aligned} \quad (2.13)$$

Այս հավասարման լուծումները փնտրենք

$$\begin{pmatrix} \varphi_1(x, y) \\ \varphi_2(x, y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \exp[i(k_x x + k_y y)] \quad (2.14)$$

տեսքով, որտեղ a -ն եւ b -ն որոշման ենթակա հաստատուններ են: (2.14)-ը տեղադրելով (2.13)-ի մեջ, կստանանք հանրահաշվական հավասարումների հետեւյալ համակարգը՝

$$\begin{aligned} & \left(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) a + [-\alpha(k_y + ik_x) - \beta(k_x + ik_y)] b = 0, \\ & [-\alpha(k_y - ik_x) - \beta(k_x - ik_y)] a + \left(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) b = 0, \end{aligned} \quad (2.15)$$

որտեղ $k^2 = k_x^2 + k_y^2$: Լուծելով հավասարումների (2.15) համակարգը՝ Էլեկտրոնի Էներգիայի համար կստանանք՝

$$E_{k\mu}^0 = \frac{\hbar^2}{2m} \{ [k + \lambda \zeta(\rho, \theta, \phi_k)]^2 - \zeta(\rho, \theta, \phi_k)^2 \}, \quad (2.16)$$

որտեղ $\lambda = \pm 1$ եւ կոչվում է քիրալության ցուցիչ: ϕ_k -ն \mathbf{k} ալիքային վեկտորի բեւեռային անկյունն է, θ անկյունը որոշվում է $tg\theta = \beta/\alpha$ հավասարումից եւ նկարագրում է Դրեսելիաուսի եւ Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների հարաբերական ուժգնությունը: Այն կարելի է չափել ֆոտոհոսանքային փորձերում [78]:

$$\zeta(\rho, \theta, \phi_k) = \rho \sqrt{1 + \sin 2\theta \sin 2\phi_k} \quad (2.17)$$

Ֆունկցիան, որտեղ $\rho = m\sqrt{(\alpha^2 + \beta^2)}/\hbar^2$, նկարագրում է Էներգիական սպեկտրի՝ Դրեսելիաուսի եւ Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների համատեղ ազդեցությամբ պայմանավորված անկյունային անիզոտրոպությունը: Նկատի ունենալով (2.15)-ը եւ (2.16)-ը, a/b հարաբերության համար կստանանք՝

$$\frac{a}{b} = \lambda \exp[i\varphi(\alpha, \beta, \phi_k)], \quad (2.18)$$

որտեղ

$$\varphi(\alpha, \beta, \phi_k) = \text{Arg}\{-k[\alpha \exp(i\phi_k) + i\beta \exp(-i\phi_k)]\}: \quad (2.19)$$

Նկատի ունենալով (2.18) առնչությունը, սորմավորված (2.14) սպինորային ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\psi_{k\lambda}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2S}} \begin{pmatrix} e^{i\varphi(\alpha, \beta, \phi_k)} \\ \lambda \end{pmatrix} \exp[i(k_x x + k_y y)], \quad (2.20)$$

որտեղ S -ը երկչափ Էլեկտրոնային համակարգի մակերեսն է:

§ 3. 2D-Էլեկտրոն-օպտիկական ֆոնոն փոխազդեցության համիլտոնիանը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառմամբ

«Էլեկտրոն-բեւեռային օպտիկական ֆոնոն» փոխազդեցության համիլտոնիանը դիտարկենք ըստ ֆրյոյհլիխյան հոծ (կոնտինուումային) մոդելի: Երկչափ Էլեկտրոնի փոխազդեցությունը բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների ստեղծած Էլեկտրական դաշտի հետ կարելի է ներկայացնել որպես պարզ Էլեկտրաստատիկ փոխազդեցություն, որը տրվում է հետևյալ համիլտոնիանով՝

$$H_{el-ph} = \int \Gamma(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2.21)$$

որտեղ $\Gamma(\mathbf{r})$ -ն էլեկտրոնային լիցքի խտության օպերատորն է, իսկ $\phi(\mathbf{r})$ -ը՝ բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների ստեղծած էլեկտրական դաշտի պոտենցիալը: Էլեկտրոնային լիցքի խտության օպերատորը տրվում է ստանդարտ արտահայտությամբ՝

$$\Gamma(\mathbf{r}) = -e\Psi^+(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}), \quad (2.22)$$

որտեղ $\Psi(\mathbf{r})$ -ը եւ $\Psi^+(\mathbf{r})$ -ն էլեկտրոնային դաշտային օպերատորներն են, որոնք (2.12) օպերատորի $\psi_{k\mu}(\mathbf{r})$ սեփական ֆունկցիաների լրիվ եւ օրթոնորմավորված համակարգի միջոցով ներկայացվում են

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_{k,\lambda} \psi_{k\lambda}(\mathbf{r}) c_{k\lambda}, \quad \Psi^+(\mathbf{r}) = \sum_{k,\lambda} \psi_{k\lambda}^*(\mathbf{r}) c_{k\lambda}^+, \quad (2.23)$$

վերլուծություններով, որտեղ $c_{k\lambda}^+$ -ը եւ $c_{k\lambda}$ -ն $k\lambda$ վիճակում երկչափ էլեկտրոնի ծնման եւ ոչնչացման օպերատորներն են: Նկատի առնելով (2.23)-ը, էլեկտրոնային լիցքի խտության օպերատորը կարելի է ներկայացնել հետեւյալ տեսքով՝

$$\Gamma(\mathbf{r}) = -e \sum_{k\lambda, k'\lambda'} \psi_{k'\lambda'}^*(\mathbf{r})\psi_{k\lambda}(\mathbf{r}) c_{k'\lambda'}^+ c_{k\lambda} = -\frac{e}{2S} \sum_{k\lambda, k'\lambda'} [e^{i(\varphi-\varphi')} + \lambda\lambda'] e^{i(k-k')r} c_{k'\lambda'}^+ c_{k\lambda}: \quad (2.24)$$

Երկչափ ցանցի բեւեռացման արդյունքում առաջացած էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը տրվում է հետեւյալ արտահայտությամբ՝ [79]

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\sqrt{q}} [M_0 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) a_{\mathbf{q}} + M_0^* \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) a_{\mathbf{q}}^+], \quad (2.25)$$

որտեղ $a_{\mathbf{q}}^+$ -ը եւ $a_{\mathbf{q}}$ -ն \mathbf{q} վիճակում երկչափ ֆոնոնի ծնման եւ ոչնչացման օպերատորներն են, $M_0 = -i\sqrt{2\hbar\omega_{LO}(\varepsilon_0^{-1} - \varepsilon_{\infty}^{-1})}$, ω_{LO} -ն երկայնական օպտիկական ֆոնոնի հաճախությունն է, ε_0 -ն կիսահաղորդչի ստատիկ, իսկ ε_{∞} -ը բարձրհաճախային դիէլեկտրական հաստատունն է:

(2.24)-ը եւ (2.25)-ը տեղադրելով (2.21) արտահայտության մեջ եւ նկատի ունենալով, որ $\int \exp[i(\mathbf{q} + \mathbf{k} - \mathbf{k}')\mathbf{r}] d\mathbf{r} = S\delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{k}'}$, ինչպես նաեւ նշանակելով $M = eM_0$, պարզ հաշվարկից հետո կստանանք՝

$$H_{el-ph} = \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_{k\lambda, q\lambda'} \frac{M}{\sqrt{q}} (G_{q+k,k}^{\lambda',\lambda} a_{\mathbf{q}} c_{q+k,\mu}^+ c_{k\mu} + G_{-q+k,k}^{\lambda',\lambda} a_{\mathbf{q}}^+ c_{-q+k,\lambda'}^+ c_{k\lambda}), \quad (2.26)$$

որտեղ

$$G_{q+k,k}^{\lambda',\lambda} = \frac{1}{2} [e^{i(\varphi-\varphi')} + \lambda\lambda'] = \frac{1}{2} \{ \exp[i\text{Arg}\{-k[a\exp(i\phi_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}) + i\beta\exp(-i\phi_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})]\}] - i\text{Arg}\{-k[a\exp(i\phi_{\mathbf{k}}) + i\beta\exp(-i\phi_{\mathbf{k}})]\}] + \lambda\lambda' \}: \quad (2.27)$$

Դիտարկենք բեւեռացված ցանցի հետ փոխազդեցության հետեւանքով հաղորդականության երկչափ էլեկտրոնի (2.16) բանաձեւով տրվող էներգիայի փոփոխությունը: Նկատի ունենալով, որ «էլեկտրոն-բեւեռային օպտիկական ֆոնոն» փոխազդեցության ուժգնությունը նկարագրող ֆրոյդիլիսյան հաստատունը՝ $\alpha_{el-ph} = \sqrt{(m e^4 / 2 \hbar^3 \omega_{LO})} (\epsilon_0^{-1} - \epsilon_\infty^{-1})$, GaAs-ի պարամետրերի՝ Գլ.1, Աղ. 1-ում բերված արժեքների դեպքում մոտավորապես 0,08 է, կարելի է արդարացված համարել էլեկտրոնի էներգիայի՝ ֆոնոնների հետ փոխազդեցության հետեւանքով կրած փոփոխության հաշվարկը խոտորումների տեսության շրջանակներում: Որպես համակարգ կդիտարկենք $\mathbf{k}\lambda$ վիճակով էլեկտրոնը եւ $N_q = \{n_{q_1}, n_{q_2}, \dots\}$ քվանտային թվերի համախմբով ներկայացվող ֆոնոնային գազը: Համակարգի սեփական ֆունկցիան եւ սեփական էներգիան, համապատասխանաբար, տրվում են

$$\begin{aligned} |\mathbf{k}\lambda; N_q\rangle &= \psi_{\mathbf{k}\lambda}(\mathbf{r}) \prod_{q=q_1, q_2, \dots} \varphi_{n_q}, \\ \mathbb{E}_0(\mathbf{k}\lambda; N_q) &= E_{\mathbf{k}\lambda}^0 + \sum_{q=q_1, q_2, \dots} \left(n_q + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_q \end{aligned} \quad (2.28)$$

արտահայտություններով, որտեղ n_q -ն $\hbar\omega_q$ էներգիայով եւ \mathbf{q} երկչափ քվազիալիքային վեկտորով ֆոնոնների թիվն է, իսկ φ_{n_q} ՝ համապատասխան տատանակային ֆունկցիան: Հետեւաբար՝ համակարգի էներգիայի սեփական արժեքի փոփոխությունը խոտորումների տեսության երկրորդ մոտավորության հաշվառմամբ ներկայացվում է հետեւյալ արտահայտությամբ՝

$$\mathbb{E}(\mathbf{k}\lambda; N_q) - \mathbb{E}_0(\mathbf{k}\lambda; N_q) = \langle \mathbf{k}\lambda; N_q | H_{el-ph} | \mathbf{k}\lambda; N_q \rangle + \sum_{\mathbf{k}'\lambda'; N'_q \neq \mathbf{k}\lambda; N_q} \frac{|\langle \mathbf{k}'\lambda'; N'_q | H_{el-ph} | \mathbf{k}\lambda; N_q \rangle|^2}{\mathbb{E}_0(\mathbf{k}\lambda; N_q) - \mathbb{E}_0(\mathbf{k}'\lambda'; N'_q)}: \quad (2.29)$$

Ակնհայտ է, որ

$$\langle \mathbf{k}\lambda; N_q | a_q | \mathbf{k}\lambda; N_q \rangle = \langle \mathbf{k}\lambda; N_q | a_q^\dagger | \mathbf{k}\lambda; N_q \rangle = 0: \quad (2.30)$$

Դժվար չէ ցույց տալ նաեւ, որ

$$\langle \mathbf{k}'\lambda'; N'_q | H_{el-ph} | \mathbf{k}\lambda; N_q \rangle = \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_q \frac{M}{\sqrt{q}} \left(G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \mathbf{k}}^{\lambda', \lambda} \sqrt{n_q} + G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}, \mathbf{k}}^{\lambda', \lambda} \sqrt{n_q + 1} \right): \quad (2.31)$$

Ցածր ջերմաստիճաններում ($T \rightarrow 0$) օպտիկական ֆոնոնները գրգռված չեն ($n_q = 0$), որի հետեւանքով էլեկտրոնի վիճակի փոփոխություն կարող է տեղի ունենալ միայն ֆոնոնի առաքմամբ, ուստի $\mathbf{k}\lambda$ վիճակում գտնվող էլեկտրոնի էներգիայի համար (2.29)-ից կստանանք՝

$$E_{k\lambda} = E_{k\lambda}^0 + \frac{1}{S} \sum_{q, \lambda' \neq \lambda} \frac{|M|^2}{q} \frac{|G_{k-q, k}^{\lambda', \lambda}|^2}{E_{k\lambda}^0 - E_{k-q, \lambda'}^0 - \hbar\omega_q} \quad (2.32)$$

(2.32)-ում հաշվի է առնվել նաեւ այն ենթադրությունը, որ էլեկտրոնի էներգիան փոխազդեցության հաշվառմամբ դիտարկելիս ֆոնոնային զագի վիճակը չի փոխվում, այսինքն՝ $\mathbb{E}(k\lambda; N_q) - \mathbb{E}_0(k\lambda; N_q) = E_{k\lambda} - E_{k\lambda}^0$: (2.27)-ից հետեւում է, որ

$$\begin{aligned} |G_{q-k, k}^{\lambda', \lambda}|^2 &= \frac{1}{2} \{1 + \lambda\lambda' \cos[\varphi(\alpha, \beta, \phi_k) - \varphi(\alpha, \beta, \phi_{k-q})]\} = \\ &= \frac{1}{2} \{1 + \lambda\lambda' [\cos\varphi(\alpha, \beta, \phi_k) \cos\varphi(\alpha, \beta, \phi_{k-q}) + \sin\varphi(\alpha, \beta, \phi_k) \sin\varphi(\alpha, \beta, \phi_{k-q})]\}: \end{aligned} \quad (2.33)$$

Չամաձայն (2.19) սահմանման՝

$$tg\varphi(\alpha, \beta, \phi_k) = \frac{\alpha \sin\phi_k + \beta \cos\phi_k}{\alpha \cos\phi_k + \beta \sin\phi_k} \quad (2.34)$$

եւ, հետեւաբար՝

$$\begin{aligned} \cos\varphi(\alpha, \beta, \phi_k) &= \frac{\alpha \cos\phi_k + \beta \sin\phi_k}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta \sin 2\phi_k}}, \\ \sin\varphi(\alpha, \beta, \phi_k) &= \frac{\alpha \sin\phi_k + \beta \cos\phi_k}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta \sin 2\phi_k}}: \end{aligned} \quad (2.35)$$

(2.33) – (2.35) բանաձեւերում ϕ_k -ն k վեկտորի՝ որեւէ ուղղության (x առանցք) հետ կազմած անկյունն է: Չետագա հաշվարկների համար հարմար է ϕ_{k-q} անկյունը արտահայտել ϕ_k անկյան եւ q վեկտորի՝ x առանցքի հետ կազմած Ω անկյան միջոցով: Դժվար չէ համոզվել, որ

$$\begin{aligned} \cos(\phi_{k-q} + \Omega) &= \frac{q(k-q)}{q|k-q|}, \\ \cos(\phi_{k-q} - \phi_k) &= \frac{k(k-q)}{k|k-q|}: \end{aligned} \quad (2.36)$$

Պարզ հաշվարկման արդյունքում կստանանք՝

$$\begin{aligned} \cos\phi_{k-q} &= \frac{1}{\sin(\Omega - \phi_k) \sqrt{k^2 + q^2 - 2kq \cos(\phi_k + \Omega)}}, \\ &\times \{[k - q \cos(\phi_k + \Omega)] \sin\Omega + [q - k \cos(\phi_k + \Omega)] \sin\phi_k\} \end{aligned} \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned} \sin\phi_{k-q} &= \frac{-1}{\sin(\Omega - \phi_k) \sqrt{k^2 + q^2 - 2kq \cos(\phi_k + \Omega)}}, \\ &\times \{[k - q \cos(\phi_k + \Omega)] \cos\Omega + [q - k \cos(\phi_k + \Omega)] \cos\phi_k\} \end{aligned} \quad (2.38)$$

(2.33), (2.35), (2.37) եւ (2.38) բանաձեւերի օգնությամբ հաշվարկելով $|G_{q-k, k}^{\lambda', \lambda}|^2$ -ն եւ այն տեղադրելով (2.32) արտահայտության մեջ, կստանանք՝

$$E_{k\lambda} = E_{k\lambda}^0 - \frac{\alpha_{el-ph}}{\pi} \int_0^\pi d\Omega \int_0^\infty \frac{p_1 - p_2}{p_1^2 - p_3} dq, \quad (2.39)$$

որտեղ

$$p_1 = q^2 - 2kq\cos\Omega - \lambda k\rho\sqrt{1 + \sin 2\theta \sin 2\phi_k} + 1, \quad (2.40)$$

$$p_2 = 2\lambda\rho \frac{k - q\cos\Omega - \sin 2\theta}{\sqrt{1 + \sin 2\theta \sin 2\phi_k}} [-k\sin 2\phi_k + q\sin(2\phi_k + \Omega)], \quad (2.41)$$

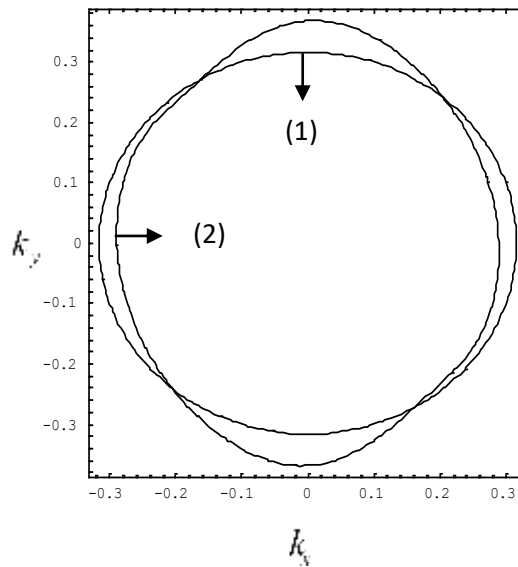
$$p_3 = 4\rho^2\{k^2 + q^2 - 2kq\cos\Omega + \sin 2\theta[k^2\sin 2\phi_k + q(q\sin(2\phi_k + 2\Omega) - 2k\sin(2\phi_k + \Omega))]\}: \quad (2.42)$$

(2.39) – (2.42) բանաձեւերում k , q եւ ρ մեծությունները ներկայացված են $\sqrt{2m\omega_{LO}/\hbar}$ միավորով:

3.1. Թվային հաշվարկ եւ արդյունքների քննարկում

(2.39) – (2.42) բանաձեւերը հնարավորություն են տալիս թվային հաշվարկմամբ ուսումնասիրելու քվանտային փոսում էլեկտրոնային վիճակների փոփոխությունը՝ պայմանավորված սպին-ուղեծրային եւ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության համատեղ հաշվառմամբ: Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության դերը պոլարոնային հատկություններում հստակ ներկայացնելու համար թվային հաշվարկները կատարվել են GaAs/AIAs եւ InAs/GaAs քվանտային փոսերի համար: GaAs/AIAs կառուցվածքում հաշվարկվել են երկչափ պոլարոնի հիմնական բնութագրերը՝ սեփական էներգիան եւ արդյունարար զանգվածի բաղադրիչները եւ զևահատվել է դրանցում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ներդրումը: Հաշվարկման համար անհրաժեշտ պարամետրերի արժեքները վերցվել են Աղ.1-ից:

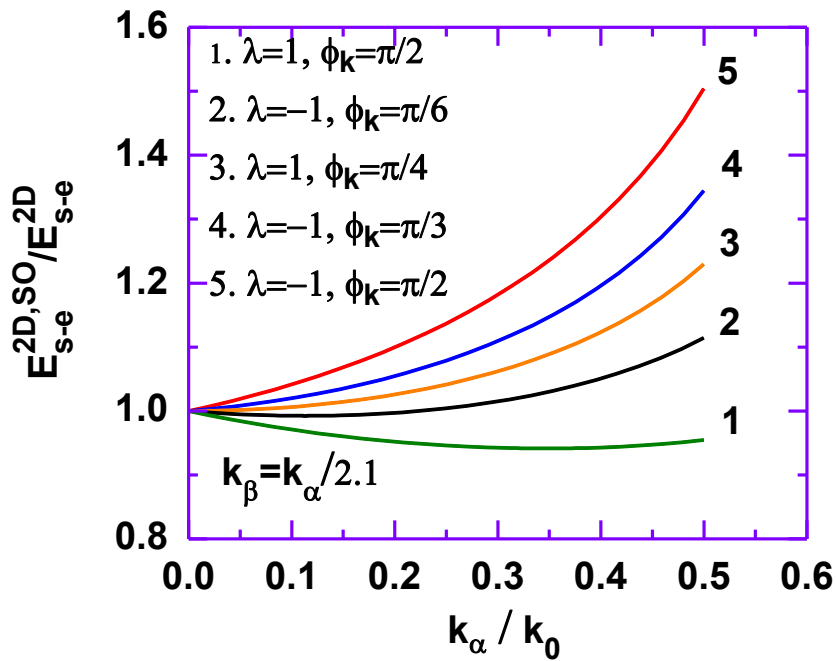
Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների ներդրումը ֆոյոնիլիայան պոլարոնի էներգիայում ցուցադրելու համար Աղ.2.1-ում պատկերված են GaAs/AIAs հետերոկառուցվածքում էլեկտրոնի՝ սպին-ուղեծրային փոխազդեցության անտեսմամբ (1) եւ պոլարոնի՝ սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ (2) հաստատուն էներգիայի կոնտուրները (k_x, k_y) հարթության մեջ: Կոնտուրները որոշվել են $E_\mu(\mathbf{k}) = 0.1\hbar\omega_{LO}$ պայմանից: Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների պարամետրերի միջեւ ընտրվել է $\alpha = 2\beta$ առնչությունը: Ավնհայտ է, որ պոլարոնի հաստատուն էներգիայի կոնտուրը սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառման դեպքում անիզոտրոպ է, ի տարբերություն էլեկտրոնի հաստատուն էներգիայի կոնտուրի, երբ անտեսվում է սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը:



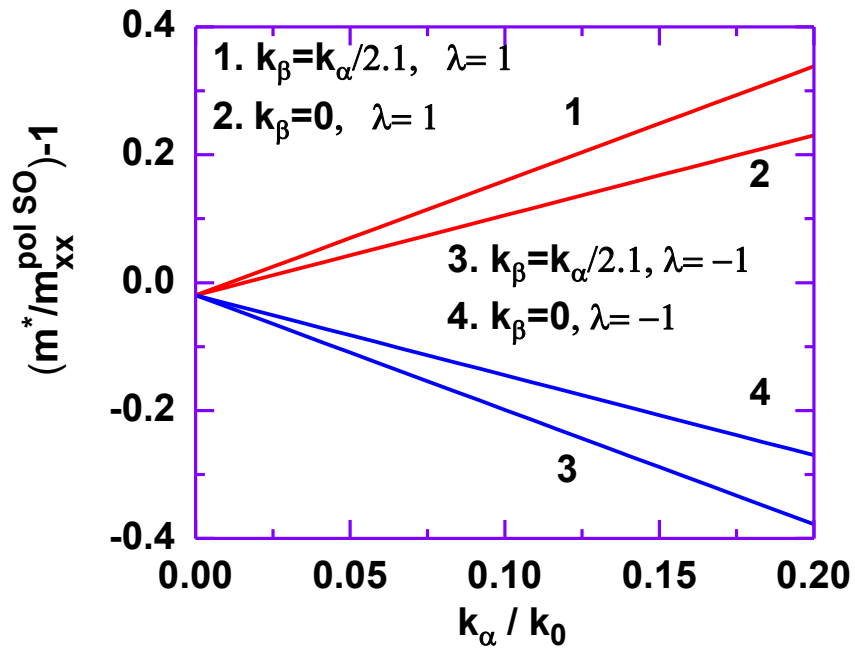
Նկ.2.1. GaAs/AlAs հետերոկառուցվածքում էլեկտրոնի՝ ՍՈԼ փոխազդեցության անտեսմամբ (1) եւ պոլարոնի՝ ՍՈԼ փոխազդեցության հաշվառմամբ (2) հաստատուն էներգիայի կոնտուրները (k_x, k_y) հարթության մեջ: Կոնտուրները որոշվել են $E_\mu(\mathbf{k}) = 0.1\hbar\omega_{LO}$ պայմանից:

Թվային հաշվարկմամբ ուսումնասիրվել է երկչափ պոլարոնի սեփական էներգիան՝ ՍՈԼ փոխազդեցության հաշվառմամբ (Նկ.2.2): Նկարում θ -ն \mathbf{k} վեկտորի՝ x առանցքի հետ կազմած անկյունն է, $k_\alpha = m\alpha/\hbar^2$, $k_\beta = m\beta/\hbar^2$, $k_0 = \sqrt{2m\omega_{LO}/\hbar}$, իսկ ω_{LO} -ն՝ երկայնական օպտիկական ֆոնոնի հաճախությունը: Ինչպես տեսնում ենք, Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառումը հանգեցնում է սեփական էներգիայի անկյունային կախման, ինչպես նաեւ այն եականորեն տարբերվում է՝ կախված քիրալության λ ցուցիչից: Մասնավորապես, Ռաշբայի պարամետրի փոփոխության դիտարկված տիրույթում պոլարոնի սեփական էներգիան սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ մեծանում է ավելի քան 40%-ով, երբ $\theta = \pi/2$, $k_\alpha/k_\beta = 2.4$, իսկ $\lambda = -1$: Մինչդեռ նշված պարամետրերի նույն արժեքների, բայց $\lambda = 1$ դեպքում պոլարոնի սեփական էներգիան սպին-ուղեծրային փոխազդեցության անտեսման դեպքում երկչափ պոլարոնի սեփական էներգիայի համեմատությամբ նվազում է:

Թվային հաշվարկմամբ ուսումնասիրվել է նաեւ երկչափ պոլարոնի արդյունարար զանգվածի փոփոխության կախումը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈԼ փոխազդեցությունների հաշվառմամբ (Նկ.2.3): Տեղի է նշել, որ այդ խնդիրը միայն Ռաշբայի ՍՈԼ փոխազդեցության դեպքում դիտարկվել [80] աշխատանքում, որտեղ ցույց է տրվել, որ պոլարոնի արդյունարար զանգվածը Ռաշբայի ՍՈԼ փոխազդեցության հաշվառմամբ հաստատուն չէ նույնիսկ գոտու միևնույն մոտակայքում: Ընդ որում, պոլարոնի զանգվածի ուղղումը դրական է քիրալության ցուցիչ



Նկ.2.2. Երկչափ պոլարոնի սեփական էներգիայի կախումը Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության պարամետրից՝ $k = 0.1$ եւ $\alpha_{el-ph} = 0.07$ դեպքում:

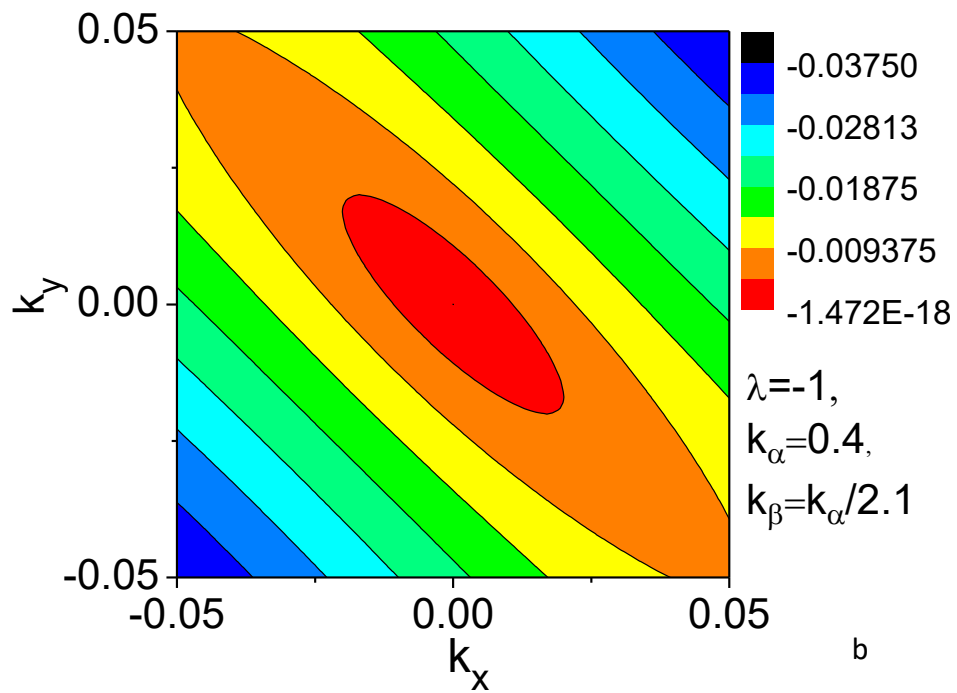
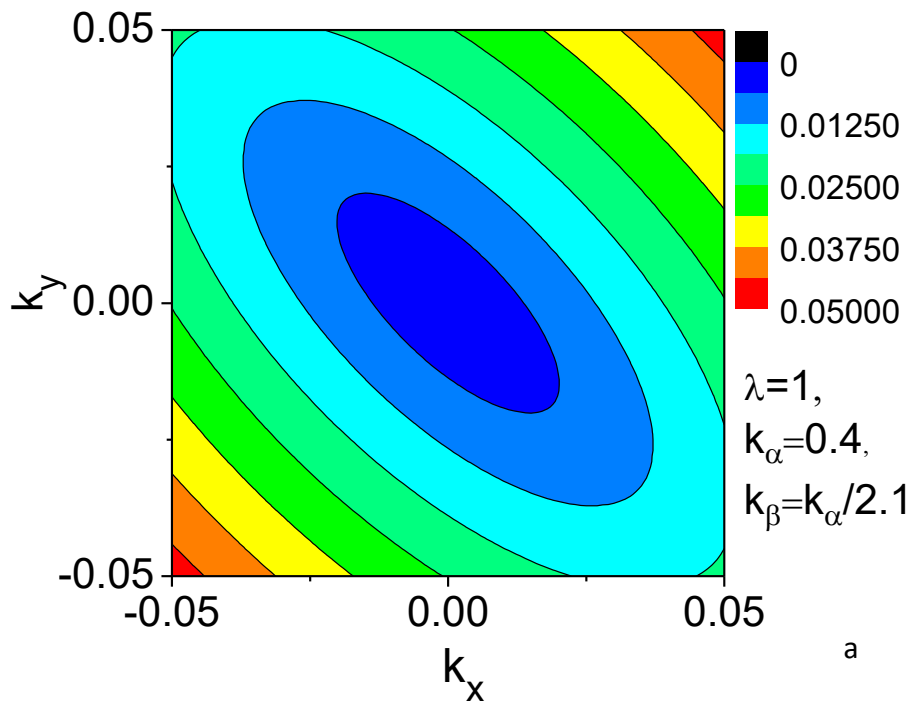


Նկ.2.3. Երկչափ պոլարոնի արդյունաբար զանգվածի փոփոխության կախումը Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության պարամետրից՝ $k = 0$ եւ $\alpha_{el-ph} = 0.07$ դեպքում:

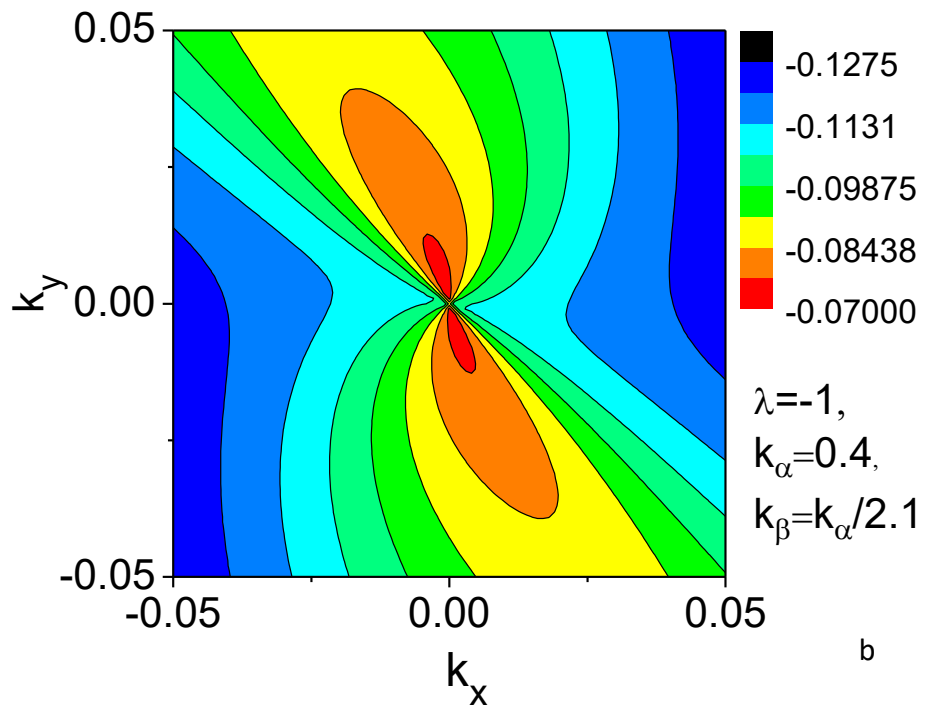
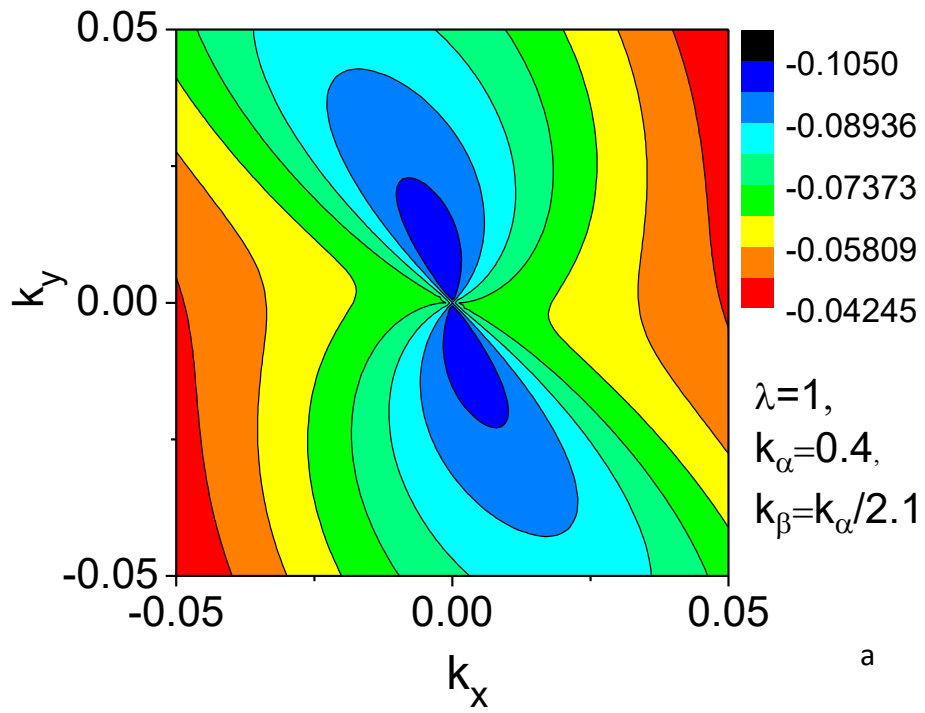
$\lambda = 1$ արժեքի դեպքում եւ բացասական՝ $\lambda = -1$ դեպքում: Նույնպիսի վարք դիտվում է նաեւ Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառման դեպքում (սկ.2.3), միայն այն տարբերությամբ, որ դրեսելիաուսյան սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը մեծացնում է պոլարոնի զանգվածում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ներդրումը:

Երկչափ էլեկտրոնային համակարգով InAs/GaAs կառուցվածքում պոլարոնային սպեկտրի հաշվարկման համար վերցվել են պարամետրերի հետեւյալ արժեքները՝ $m = 0,023m_0$, $\hbar\omega_{LO} = 29$ մԷՎ, $\epsilon_0 = 15,15$, $\epsilon_\infty = 12,3$, իսկ Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ուժգնությունը կառավարվում է փականային լարման միջոցով: Դրեսելիաուսի համապատասխան պարամետրը համեմատական է L^{-2} -ին (L -ը քվանտային փոսի լայնությունն է) [81], եւ, հետեւաբար, դրա փոփոխությունը հնարավոր է դիտարկել միայն իրականացնելով փորձերի շարք: α եւ β պարամետրերի փոփոխման այս միջոցը հնարավորություն է տալիս մեր հաշվարկներում դիտարկելու դրանց փոփոխման լայն տիրույթ, միաժամանակ համարելով, որ դրանք InAs/GaAs հետերոկառուցվածքի համար նույն կարգի մեծություններ են:

Երկչափ պոլարոնի էներգիայում սպին-ուղեծրային եւ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցությունների մրցակցային ներդրումը պարզելու նպատակով սկ.2.4-ում կոնտուրային պատկերմամբ ներկայացված են էլեկտրոնի չափազուրկ էներգիայի դիսպերսիան՝ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության անտեսմամբ, քիրալության ցուցչի տարբեր արժեքների դեպքում: Ինչպես նշվեց վերեւում, սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկու անդամները պայմանավորում են հակառակ սպիներով ուղեծրային վիճակների խառնում, որի հետեւանքով վերանում է պտտական ինվարիանտությունը: Սա հանգեցնում է ալիքային վեկտորի հարթության վրա երկչափ էլեկտրոնի էներգիայի ազիմուտային անիզոտրոպության, որը վերջերս դիտվել է քվանտային փոսերում լիցքային եւ սպինային ռելաքսացիայի վերաբերյալ փորձերում [82,83]: Միաժամանակ նշենք, որ Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի անդամների համատեղ հաշվառման դեպքում առկա է էլեկտրոնի էներգիայի պարբերական փոփոխություն՝ կախված ϕ_k անկյունից: Ընդ որում, այդ փոփոխման պարբերությունը π է: սկ.2.5-ում կոնտուրային պատկերմամբ ներկայացված է էլեկտրոնի չափազուրկ էներգիայի դիսպերսիան՝ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառմամբ, քիրալության ցուցչի $\lambda = 1$ եւ $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում: Էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառումը, ձեւախախտելով սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ առկա անկյունային անիզոտրոպությունը, այնուամենայնիվ, պահպանում է էներգիայի փոփոխության պարբերականությունը: Տեղին է նշել, որ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառումը



Նկ.2.4. InAs/GaAs քվանտային փոսում երկչափ էլեկտրոնի չափազուրկ էներգիայի կոնտուրային պատկերումն ալիքային վեկտորի հարթության մեջ, քիրալության ցուցչի a. $\lambda = 1$ եւ b. $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում, երբ $k_\alpha = 0.4$, իսկ $k_\beta = k_\alpha/2.1$

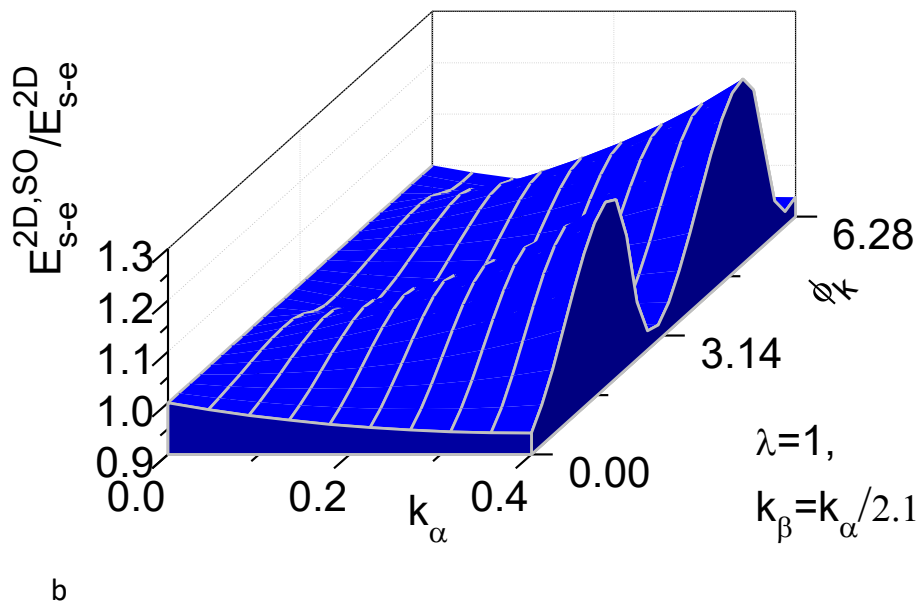
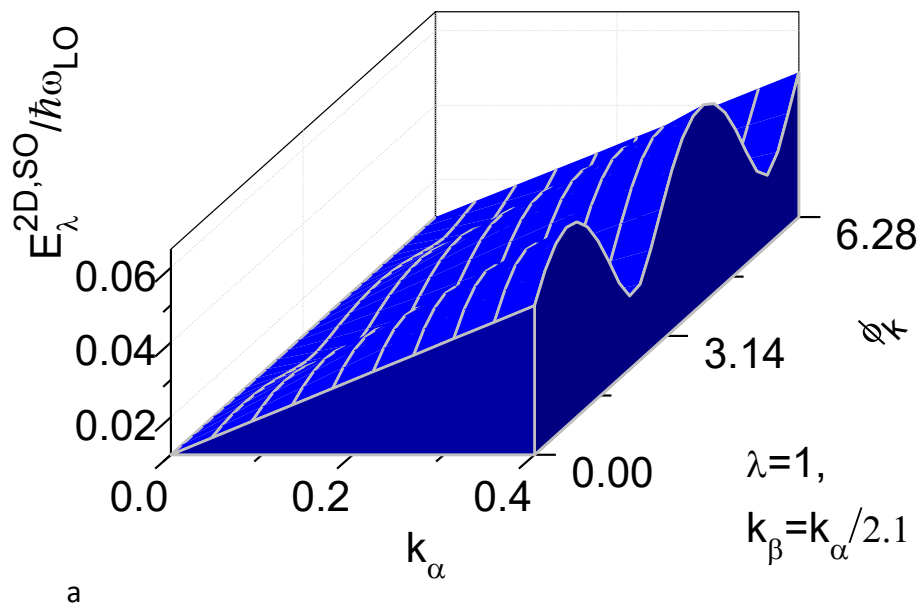


Նկ.2.5. InAs/GaAs քվանտային փոսում երկչափ պոլարոնի չափազուրկ էներգիայի կոնտուրային պատկերումն ալիքային վեկտորի հարթության վրա, քիրալության ցուցչի a. $\lambda = 1$ եւ b. $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում, երբ $k_\alpha = 0.4$, իսկ $k_\beta = k_\alpha/2.1$

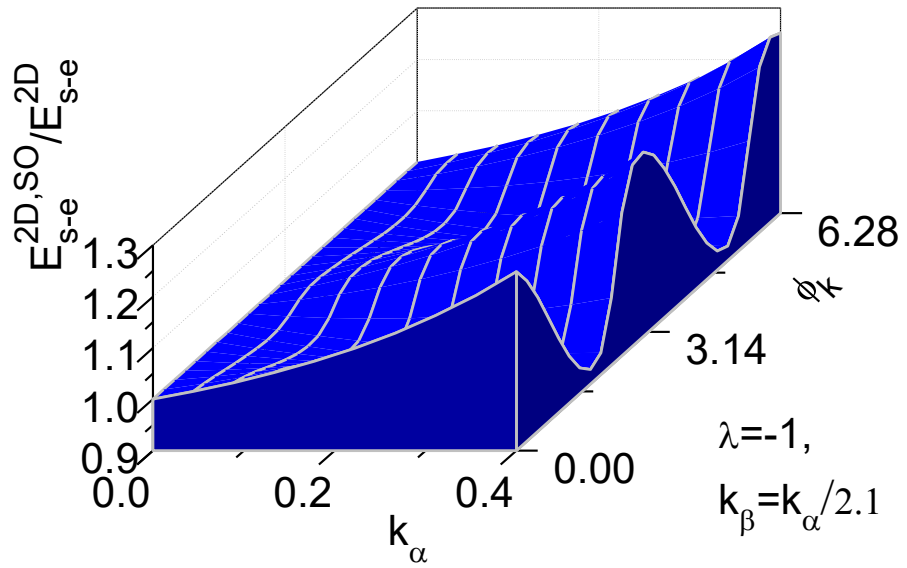
պուլարոնի էներգիայում չի վերացնում $k = 0$ դեպքում դիտվող այլասերումը, որը առկա է նաև էլեկտրոնի էներգիայում Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի անդամների համատեղ հաշվառման դեպքում: Այնուամենայնիվ, ինչպես պարզվում է էլեկտրոնի եւ պուլարոնի հաստատուն էներգիաների կորերի համեմատությունից ($\lambda = 1$ դեպքում՝ [Նկ.2.4.a](#) եւ [Նկ.2.5.a](#), իսկ $\lambda = -1$ դեպքում՝ [Նկ.2.4.b](#) եւ [Նկ.2.5.b](#)), ֆոնոնների հետ փոխազդեցությունը հանգեցնում է պուլարոնի էներգիայի զգալի փոփոխության k -ի փոքր արժեքների դեպքում: Բացի այդ, $\lambda = -1$ դեպքում պուլարոնային վիճակները սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկու անդամների հաշվառմամբ չեն դառնում հիմնական վիճակ k -ի փոփոխման ամբողջ տիրույթում: Իրոք, դժվար չէ տեսնել, որ $\lambda = -1$ դեպքում պուլարոնային վիճակները k -ի որոշակի արժեքների դեպքում ունեն ավելի փոքր էներգիաներ, քան $\lambda = 1$ դեպքում, մինչդեռ կան նաև k -ի արժեքներ, որոնց դեպքում ավելի փոքր են $\lambda = 1$ դեպքում պուլարոնի էներգիայի արժեքները: Այսպիսի առանձնահատկություն չի դիտվում, երբ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցությունը ընդհանրապես չի հաշվարկվում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկու անդամների հաշվառմամբ ([Նկ.2.4.a](#) եւ [Նկ.2.4.b](#)), կամ էլ այն հաշվարկվում է կամ միայն Ռաշբայի, կամ միայն Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների հետ համատեղ:

Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ներդրումն էլեկտրոնի սեփական էներգիայում էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառմամբ դրսեւորում է նույն վարքը, ինչ վերջինիս անտեսման դեպքում: Սա վկայում է [Նկ.2.6](#)-ը, որտեղ 3D պատկերմամբ ցուցադրված է էլեկտրոնի էներգիան $\lambda = 1$ դեպքում, առանց էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառման ([Նկ.2.6.a](#)) եւ պուլարոնի սեփական էներգիան $\lambda = 1$ դեպքում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկու անդամների համատեղ հաշվառմամբ ([Նկ.2.6.b](#)): [Նկ.2.7.a](#) -ում 3D պատկերմամբ ցուցադրված է $\lambda = -1$ դեպքում երկչափ պուլարոնի չափազուրկ սեփական էներգիան սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկու անդամների համատեղ հաշվառմամբ, իսկ [Նկ.2.7.b](#)-ում՝ այդ էներգիան $\lambda = \pm 1$ դեպքում միայն Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ: Նկարներում պուլարոնի սեփական էներգիան ներկայացված է սպին-ուղեծրային փոխազդեցության անտեսմամբ երկչափ պուլարոնի սեփական էներգիայի միավորներով ($E_s^{2D} = 2\alpha_{el-ph}\hbar\omega_{LO}/\pi$) [79]:

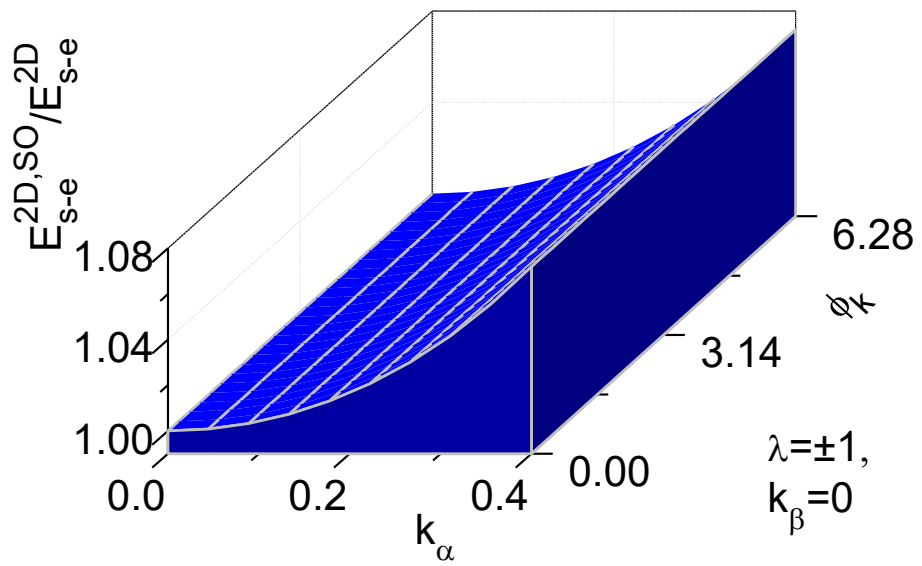
[Նկ.2.7.b](#)-ից ակնհայտ է, որ պուլարոնի սեփական էներգիան, երբ դիտարկվում է ՍՈւ փոխազդեցության երկու անդամներից միայն մեկը (կամ Ռաշբայի, կամ Դրեսելիաուսի), անիզոտրոպություն չունի եւ քիրալության ցուցչի $\lambda = 1$ եւ $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում ունի նույն արժեքը: Մինչդեռ Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների համա-



Նկ.2.6. 3D պատկերմամբ՝ InAs/GaAs քվանտային փոսում $\lambda = 1$ դեպքում a. երկչափ էլեկտրոնի չափազուրկ էներգիան առանց էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառման եւ b. երկչափ պոլարոնի չափազուրկ սեփական էներգիան սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկու անդամների համատեղ հաշվառմամբ



a



b

Նկ.2.7. 3D պատկերումը՝ InAs/GaAs քվանտային փոսում երկչափ պլազմոնի չափազուրկ սեփական էներգիան a. $\lambda = -1$ դեպքում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության երկու անդամների համատեղ հաշվառումը եւ b. $\lambda = \pm 1$ դեպքում միայն Ռաբբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառումը

տեղ հաշվառման դեպքում պոլարոնի սեփական էներգիան անիզոտրոպ է, այսինքն՝ նրանում առկա է կախում բեւեռային ϕ_k անկյունից: Ընդ որում, պոլարոնի սեփական էներգիան $\lambda = 1$ եւ $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում բեւեռային անկյունից կախված փոխվում է այնպես, որ եթե λ -ի որեւէ արժեքի դեպքում ϕ_k -ի փոփոխման որեւէ տիրույթում այն աճում է, ապա λ -ի մյուս արժեքի դեպքում ϕ_k -ի փոփոխման նույն տիրույթում այն նվազում է, եւ ընդհակառակը (տես [Նկ.2.6.b](#) եւ [Նկ.2.7.a](#)): Չետեւաբար, երբ պոլարոնի սեփական էներգիան այդ վիճակներից որեւէ մեկում հասնում է առավելագույն արժեքի, մյուս վիճակում այն հասնում է նվազագույն արժեքի: Ավելին, «սպին-վեր» եւ «սպին-վար» վիճակների սեփական էներգիաների միջին արժեքը կախված չէ բեւեռային անկյունից եւ մեծանում է սպին-ուղեծրային փոխազդեցության պարամետրերի մեծացմանը զուգընթաց:

Մյուս առանձնահատկությունը, որը առկա է [Նկ.2.7.b](#)-ում, այն է, որ սպին-ուղեծրային փոխազդեցության անդամներից որեւէ մեկը (Ռաշբայի կամ Դրեսելիաուսի) միշտ հանգեցնում է պոլարոնի սեփական էներգիայի մեծացման ինչպես $\lambda = 1$, այնպես էլ $\lambda = -1$ դեպքում, մինչդեռ երկու անդամների համատեղ դիտարկման դեպքում պոլարոնային ազդեցությունը որոշակի ուղղություններով սպին-ուղեծրային փոխազդեցության անտեսմամբ ստացված արդյունքի համեմատությամբ կարող է ոչ միայն ուժեղանալ, այլ նաեւ թուլանալ:

§ 4. Ֆրյոհլիխյան երկչափ պոլարոնի հիմնական բնութագրերի վրա Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների հաշվառումը վյուրցիտային կառուցվածքով նիտրիդային քվանտային փոսում

Վյուրցիտային կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում առկա է երկու տիպի անհամաչափություն՝ վյուրցիտային ծավալային ինվերսային անհամաչափությունը եւ վյուրցիտային կառուցվածքային ինվերսային անհամաչափությունը: Ծավալային ինվերսային անհամաչափության հետեւանք է դրեսելիաուսյան սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը եւ երկգոտիական $k\mathbf{p}$ մոդելում հանգեցնում է ըստ k -ի խորանարդային անդամի, իսկ կառուցվածքային ինվերսային անհամաչափությունը այդ մոդելում հանգեցնում է ըստ k -ի գծային անդամի [\[84,85\]](#):

Ինչպես ցույց է տրվել [\[86\]](#)-ում, երկգոտիական $k\mathbf{p}$ մոդելում երկչափ վյուրցիտային համիլտոնիանը Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ, ունի հետեւյալ տեսքը՝

$$H_{SO} = (\alpha_R + \alpha_{WZ} + \gamma_{WZ} b \langle k_z^2 \rangle - \gamma_{WZ} k^2) (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x), \quad (2.43)$$

որտեղ $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, α_R -ը Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության գործակիցն է, α_{WZ} -ը՝ վյուրցիտային կառուցվածքային ինվերսային անհամաչափությամբ, իսկ γ_{WZ} -ը եւ b -ն՝ վյուրցիտային ծավալային ինվերսային անհամաչափությամբ պայմանավորված դրեստիփաուսյան սպին-ուղեծրային փոխազդեցության գործակիցները:

Նկատի առնելով (2.43) արտահայտությունը, վյուրցիտային կառուցվածքով նիտրիտային համակարգերում երկչափ էլեկտրոնի էներգիայի եւ ալիքային ֆունկցիայի համար կստանանք հետևյալ բանաձևերը՝

$$E_{k\lambda}^0 = \frac{\hbar^2}{2m} \{ [k + \lambda \zeta(k)]^2 - \zeta(k)^2 \}, \quad (2.44)$$

$$\psi_{k\lambda}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2S}} \begin{pmatrix} e^{-i\phi_k} \\ \lambda \end{pmatrix} \exp[i(k_x x + k_y y)], \quad (2.45)$$

որտեղ $\zeta(k) = m(\alpha_R + \alpha_{WZ} + \gamma_{WZ} b \langle k_z^2 \rangle - \gamma_{WZ} k^2) / \hbar^2$: (2.44) եւ (2.45) արդյունքները դժվար չէ ստանալ (2.13)–(2.20) բանաձևերից, եթե դրանցում վերցվի $\beta = 0$, իսկ α -ն փոխարինվի $(\alpha_R + \alpha_{WZ} + \gamma_{WZ} b \langle k_z^2 \rangle - \gamma_{WZ} k^2)$ -ով:

Վյուրցիտային հետերոկառուցվածքներում երկչափ էլեկտրոնների ֆրոնտիլիայան փոխազդեցությունը ներկայացնելու համար կօգտվենք էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության համիլտոնիանի այն արտահայտություններից, որոնք ստացվել են [87] աշխատանքում՝ երկու հետերոմակերեւոյթներով կառուցվածքի դեպքում, այն ենթադրությամբ, որ հետերոշերտի հաստությունը բավարարում է էլեկտրոնների համար քվանտային սահմանի ապահովմանը:

Բյուրեղային ցանցի բեւեռացման արդյունքում առաջացած էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալները, պայմանավորված ինչպես համաչափ (S) եւ հակահամաչափ (A) միջմակերեւոյթային (IF), այնպես էլ համաչափ (S) եւ հակահամաչափ (A) սահմանափակված (C) բեւեռային օպտիկական ֆոնոններով, տրվում են հետևյալ արտահայտություններով՝

$$\phi_j^i(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\sqrt{2q}} [M_j^i(\mathbf{q}, z) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) a_{ij\mathbf{q}} + M_j^{i*}(\mathbf{q}, z) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) a_{ij\mathbf{q}}^+], \quad (2.46)$$

որտեղ $i = S, A$; $j = IF, C$, $a_{ij\mathbf{q}}^+$ -ը եւ $a_{ij\mathbf{q}}$ -ն \mathbf{q} վիճակում (i, j) տիպի ֆոնոնի ծնման եւ ոչնչացման օպերատորներն են,

$$M_{IF}^S(\mathbf{q}, z) = \left(\frac{4\pi\hbar}{|(\partial/\partial\omega)(\sqrt{\varepsilon_{11}\varepsilon_{1z}}th(\sqrt{\varepsilon_{11}/\varepsilon_{1z}}qd/2) - \sqrt{\varepsilon_{21}\varepsilon_{2z}})|} \right)^{1/2} \frac{ch(\sqrt{\varepsilon_{11}/\varepsilon_{1z}}qz)}{ch(\sqrt{\varepsilon_{11}/\varepsilon_{1z}}\frac{qd}{2})}, \quad (2.47)$$

$$M_{IF}^A(\mathbf{q}, z) = \left(\frac{4\pi\hbar}{|(\partial/\partial\omega)(\sqrt{\varepsilon_{1\perp}\varepsilon_{1z}}\text{cth}(\sqrt{\varepsilon_{1\perp}/\varepsilon_{1z}}qd/2) - \sqrt{\varepsilon_{2\perp}\varepsilon_{2z}})|} \right)^{1/2} \frac{\text{sh}(\sqrt{\varepsilon_{1\perp}/\varepsilon_{1z}}qz)}{\text{sh}(\sqrt{\varepsilon_{1\perp}/\varepsilon_{1z}}qd/2)}, \quad (2.48)$$

$$M_C^S(\mathbf{q}, z) = \sum_m \left(\frac{8\pi\hbar q}{|(\partial/\partial\omega)(\varepsilon_{1\perp}q^2 + \varepsilon_{1z}k_{1m}^2)d/2 - 2q(\partial/\partial\omega)f_S(\omega)\cos(k_{1m}d/2)|} \right)^{1/2} \times \cos(k_{1m}z), \quad (2.49)$$

$$M_C^A(\mathbf{q}, z) = \sum_m \left(\frac{8\pi\hbar q}{|(\partial/\partial\omega)(\varepsilon_{1\perp}q^2 + \varepsilon_{1z}k_{1m}^2)d/2 - 2q(\partial/\partial\omega)f_A(\omega)\sin(k_{1m}d/2)|} \right)^{1/2} \times \sin(k_{1m}z), \quad (2.50)$$

$$\varepsilon_{l\perp}(\omega) = \varepsilon_{l\perp}^\infty \frac{\omega^2 - \omega_{l\perp L}^2}{\omega^2 - \omega_{l\perp}^2}, \quad \varepsilon_{lz}(\omega) = \varepsilon_{lz}^\infty \frac{\omega^2 - \omega_{lzL}^2}{\omega^2 - \omega_{lz}^2}, \quad (2.51)$$

$l = 1$ -ը վերաբերում է d հաստությամբ վյուրցիտային հետերոշերտին, իսկ $l = 2$ -ը՝ դրա շրջապատին, $\omega_{l\perp}$ -ը եւ ω_{lz} -ը ցանցի դիսպերսային հաճախություններն են, $\omega_{l\perp L}$ -ը եւ ω_{lzL} -ը՝ երկայնական օպտիկական ֆոնոնների հաճախությունները, $\varepsilon_{l\perp}^\infty$ -ը եւ ε_{lz}^∞ -ը՝ բարձրհաճախային դիէլեկտրական հաստատունները, իսկ ստատիկ դիէլեկտրական հաստատունները՝ $\varepsilon_{l\perp}^0 = \varepsilon_{l\perp}^\infty \omega_{l\perp L}^2 / \omega_{l\perp}^2$, $\varepsilon_{lz}^0 = \varepsilon_{lz}^\infty \omega_{lzL}^2 / \omega_{lz}^2$,

$$f_{(S/A)}(\omega) = \text{sgn}(\varepsilon_{1z})\sqrt{-\varepsilon_{1\perp}(\omega)\varepsilon_{1z}(\omega)} \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} \left(\frac{k_{1m}d}{2} \right) \mp \text{sgn}(\varepsilon_{2z})\sqrt{-\varepsilon_{2\perp}(\omega)\varepsilon_{2z}(\omega)} \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} \left(\frac{k_{1m}d}{2} \right): \quad (2.52)$$

Չամաչափ եւ հակահամաչափ (IF) մոդերի դիսպերսային հավասարումներն են՝

$$\sqrt{\varepsilon_{1\perp}\varepsilon_{1z}}\text{th} \left[\left(\frac{\varepsilon_{1\perp}}{\varepsilon_{1z}} \right)^{1/2} \frac{qd}{2} \right] - \sqrt{\varepsilon_{2\perp}\varepsilon_{2z}} = 0; \quad \varepsilon_{1z}\varepsilon_{1z} < 0 \quad (\varepsilon_{1\perp}\varepsilon_{1z} > 0 \text{ եւ } \varepsilon_{2\perp}\varepsilon_{2z} > 0) \quad (2.53)$$

եւ

$$\sqrt{\varepsilon_{1\perp}\varepsilon_{1z}}\text{cth} \left[\left(\frac{\varepsilon_{1\perp}}{\varepsilon_{1z}} \right)^{1/2} \frac{qd}{2} \right] - \sqrt{\varepsilon_{2\perp}\varepsilon_{2z}} = 0; \quad \varepsilon_{1z}\varepsilon_{1z} < 0: \quad (2.54)$$

Չամաչափ եւ հակահամաչափ (C) մոդերի դեպքում k_{1m} -ը որոշվում է հետեւյալ հավասարումներից, բավարարելով նշված պայմաններին՝

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1z}k_{1m}\sin\left(\frac{k_{1m}d}{2}\right) - \varepsilon_{2z}\sigma\cos\left(\frac{k_{1m}d}{2}\right) &= 0; \quad \frac{2m\pi}{d} < k_{1m} < \frac{2(m+1)\pi}{d}, \\ \varepsilon_{1z}k_{1m}\cos\left(\frac{k_{1m}d}{2}\right) + \varepsilon_{2z}\sigma\sin\left(\frac{k_{1m}d}{2}\right) &= 0; \quad \frac{2(m-1)\pi}{d} < k_{1m} < \frac{2(m+1)\pi}{d}, \end{aligned} \quad (2.55)$$

որտեղ $\sigma = \sqrt{\varepsilon_{2\perp}/\varepsilon_{2z}} q$, $m = 1, 2, 3 \dots$: Նշենք, որ վերցվել են $M_j^i(\mathbf{q}, z)$ մեծությունների արժեքները միայն հետերոշերտի տիրույթում, քանի որ դիտարկվում է երկչափ էլեկտրոնների փոխազդեցությունն այդ տիրույթում առկա ֆոնոնային մոդերի հետ:

(2.26) բանաձեւի համանմանությամբ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության համիլտոնիանը կարելի է ներկայացնել հետեւյալ տեսքով՝

$$H_{el-ph} = \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_{k\lambda, ijq\lambda'} \frac{M_j^i(\mathbf{q})}{\sqrt{2q}} \left(G_{q+k,k}^{\lambda',\lambda} a_{ijq} c_{q+k,\lambda'}^+ c_{k\lambda} + G_{-q+k,k}^{\lambda',\lambda} a_{ijq}^+ c_{-q+k,\lambda'} c_{k\lambda} \right), \quad (2.56)$$

որտեղ

$$M_j^i(\mathbf{q}) = \int_{-d/2}^{d/2} \zeta^*(z) M_j^i(\mathbf{q}, z) \zeta(z) dz, \quad (2.57)$$

$$\left| G_{q+k,k}^{\lambda',\lambda} \right|^2 = \frac{1}{2} \{ 1 + \lambda\lambda' \cos(\phi_k - \phi_{k-q}) \} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \lambda\lambda' \frac{k - q \cos(\phi_k + \Omega)}{\sqrt{k^2 + q^2 - 2kq \cos(\phi_k + \Omega)}} \right\}: \quad (2.58)$$

$\zeta(z)$ -ը քվանտային սահմանում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիայի z կորրդինատից կախված մասն է. թվային հաշվարկներում այն վերցվել է $\zeta(z) = \sqrt{2/d} \sin(\pi z/d)$ տեսքով: Մաքուր երկչափ դեպքում երբեմն վերցվում է $\zeta^*(z)\zeta(z) = \delta(z)$ [88], որտեղ $\delta(z)$ -ը Դիրակի դելտա-ֆունկցիան է: Նկատի ունենալով (2.46)–(2.51) բանաձեւերը, դժվար չէ համոզվել, որ այս մոտավորությամբ էլեկտրոնները հակահամաչափ միջմակերեւութային եւ հակահամաչափ սահմանափակված բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների հետ չեն փոխազդում:

Դելեյ-շրյոդինգերյան խտորումների տեսության շրջանակներում պոլարոնի էներգիան կարելի է ներկայացնել հետեւյալ տեսքով՝

$$E_{k\lambda}^{pol} = E_{k\lambda}^0 - \Delta E_{k\lambda}^{pol}, \quad (2.59)$$

որտեղ $\Delta E_{k\lambda}^{pol}$ -ը ֆոնոնային IF եւ C մոդերի հետ էլեկտրոնի փոխազդեցությամբ պայմանավորված պոլարոնային շեղումն է: Վերջինս եւ պոլարոնի արդյունաբար զանգվածը տրվում են հետեւյալ արտահայտություններով՝

$$\Delta E_{k\lambda}^{pol} = -\frac{1}{S} \sum_{\substack{q,\lambda' \neq \lambda \\ i=S,A;\tau=\pm,z}} \frac{|M_C^i(\mathbf{q})|^2 + |M_{IF}^i(\mathbf{q})|^2}{2q} \frac{|G_{k-q,k}^{\lambda',\lambda}|^2}{E_{k\lambda}^0 - E_{k-q,\lambda'}^0 - \hbar\omega_{1\tau}(\mathbf{q})}, \quad (2.60)$$

$$\frac{1}{m_{ij}^{pol}} = \frac{\partial^2 E_{k\lambda}^{pol}}{\partial \mathbf{k}_i \partial \mathbf{k}_j}, \quad i, j = x, y: \quad (2.61)$$

Աղյուսակ 2

	ϵ_∞	$\omega_{\perp L}(\text{cm}^{-1})$	$\omega_{zL}(\text{cm}^{-1})$	$\omega_{\perp}(\text{cm}^{-1})$	$\omega_z(\text{cm}^{-1})$	$\alpha_R(\text{meV}\text{\AA})$	$\gamma_D(\text{eV}\text{\AA}^3)$	m^*
GaN	5.29	743	735	561	533	9.0	0.32	$0.2m_0$
AlN	4.68	916	893	673	660	6.0	0.74	-

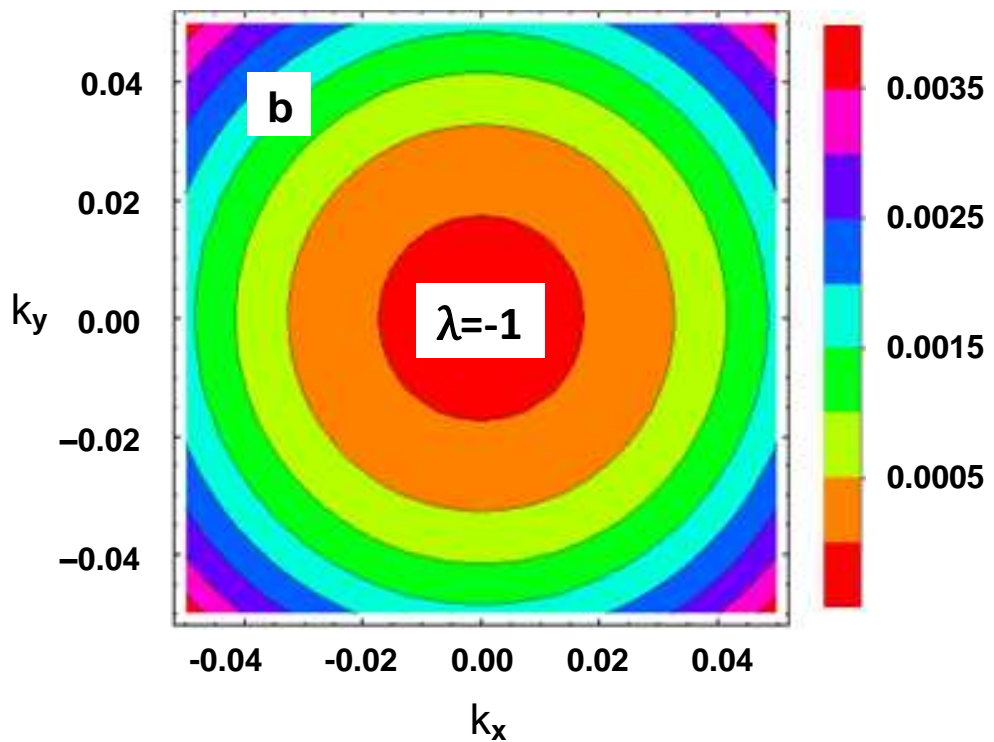
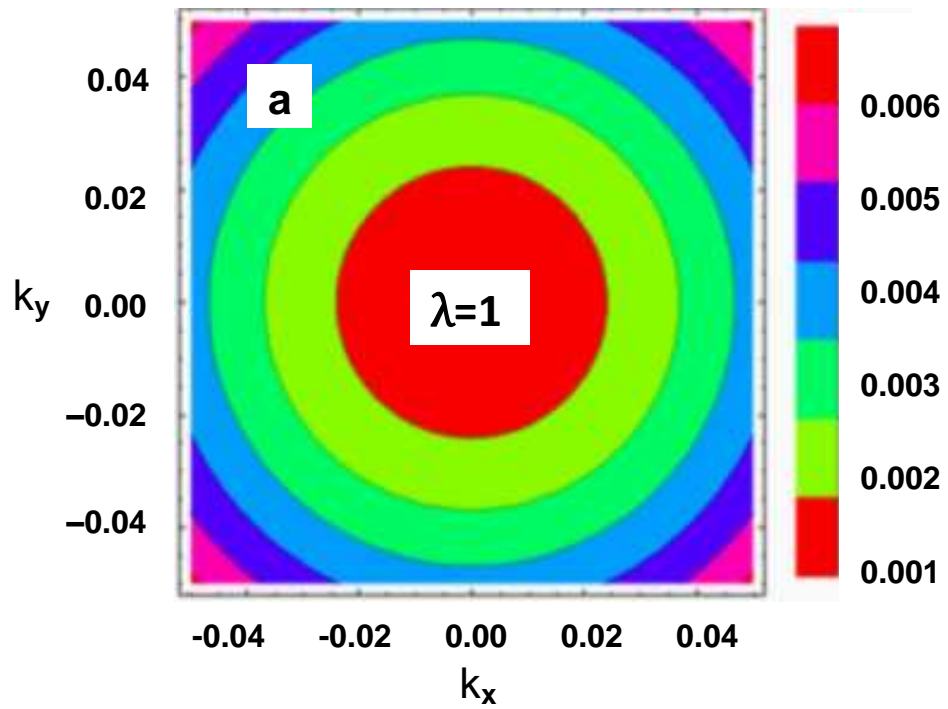
4.1. Թվային հաշվարկ եւ արդյունքների քննարկում

Թվային հաշվարկներն իրականացվել են վյուրցիտային կառուցվածքով GaN/AlN քվանտային փոսի դեպքում: Օգտագործված պարամետրերի արժեքները բերված են Աղ.2-ում [86,87,89,90]: Այս.2.8-ում, երկչափ պոլարոնի էներգիայում սպին-ուղեծրային եւ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցությունների մրցակցային ներդրումը պարզելու նպատակով, կոնտուրային պատկերմամբ ներկայացված են էլեկտրոնի չափազուրկ էներգիայի դիսպերսիան՝ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառմամբ, քիրալության ցուցչի տարբեր արժեքների դեպքում: k_x -ը եւ k_y -ը ներկայացված են $\sqrt{2m\omega_{\perp L}/\hbar}$ միավորով: Ի տարբերություն ցինկի խաբուսակի կառուցվածքով հետերոկառուցվածքների (Այ.2.5), պոլարոնի էներգիան Ռաշբայի եւ Դրեսել-հաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառման պարագայում ինչպես $\lambda = 1$, այնպես էլ $\lambda = -1$ դեպքում օժտված չէ անկյունային անիզոտրոպությամբ:

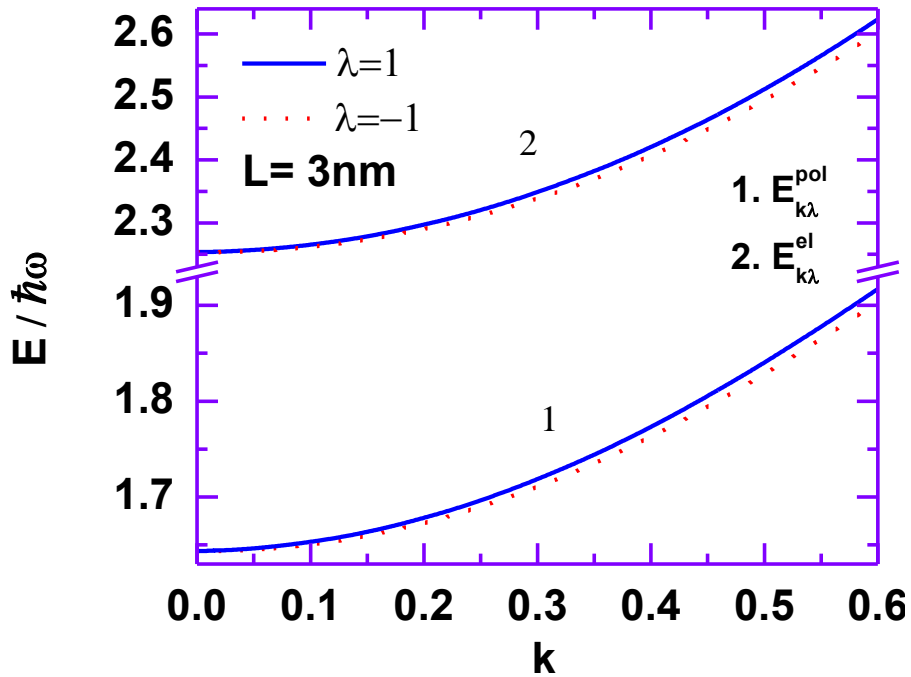
Սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների երկու թերմերի համատեղ հաշվառմամբ, ինչպես $\lambda = 1$ (հոծ կորեր), այնպես էլ $\lambda = -1$ (կետավոր կորեր) դեպքում դիտարկվել են 3 նմ հաստությամբ քվանտային փոսում էլեկտրոնի (2) եւ պոլարոնի (1) էներգիաների կախումը k վեկտորի մոդուլից (Այ.2.9):

Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ներդրումը պոլարոնի էներգիայում գնահատելու համար «սպին-վեր» եւ «սպին-վար» վիճակներում հաշվարկվել են նաեւ պոլարոնի հարաբերական էներգիայի ($\varepsilon_{pol} = E_{k\lambda}^{pol}/E_k^0$, $E_k^0 = \hbar^2 k^2/2m$) եւ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության ներդրումը ներկայացնող $\delta\varepsilon_{pol} = \Delta E_{k\lambda}^{pol}/E_k^0$ մեծության կախումները k վեկտորի մոդուլից: Թվային հաշվարկները ցույց են տալիս, որ ալիքային թվի համեմատաբար փոքր արժեքների դեպքում k -ի մեծացումը նախ հանգեցնում է պոլարոնի ε_{pol} հարաբերական էներգիայի մեծացման, իսկ այնուհետեւ՝ նվազման, առաջացնելով պիկ (Այ.2.10.a): Նկատենք, որ երբ k վեկտորի մոդուլը դառնում է $0,42\sqrt{2m^*\omega_{\perp L}/\hbar}$ -ից փոքր, «սպին-վեր» վիճակի հարաբերական էներգիան փոքր է «սպին-վար» վիճակի էներգիայից: k -ի արժեքի հետագա մեծացումը հանգեցնում է ε_{pol} հարաբերական էներգիայի նվազման, իսկ $0,42\sqrt{2m^*\omega_{\perp L}/\hbar}$ -ից մեծ արժեքների դեպքում «սպին-վեր» վիճակի հարաբերական էներգիան դառնում է «սպին-վար» վիճակի էներգիայից մեծ:

Պոլարոնային շեղման հարաբերական արժեքի կախումը k -ից տրված է Այ.2.10.b-ում: Այս դեպքում k -ի արժեքի մեծացմանը զուգընթաց $\delta\varepsilon_{pol}$ -ը նախ նվազում է, ապա՝ աճում՝ առաջացնելով մինիմում: Ընդ որում, այս դեպքում եւս էքստրեմումը $0,42\sqrt{2m^*\omega_{\perp L}/\hbar}$ կետում է, եւ այդ



Նկ.2.8. GaN/AlN քվանտային փոսում երկչափ պոլարոնի չափազուրկ էներգիայի կոնտուրային պատկերումն այիքային վեկտորի հարթության մեջ, քիրալության ցուցչի a. $\lambda = 1$ եւ b. $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում

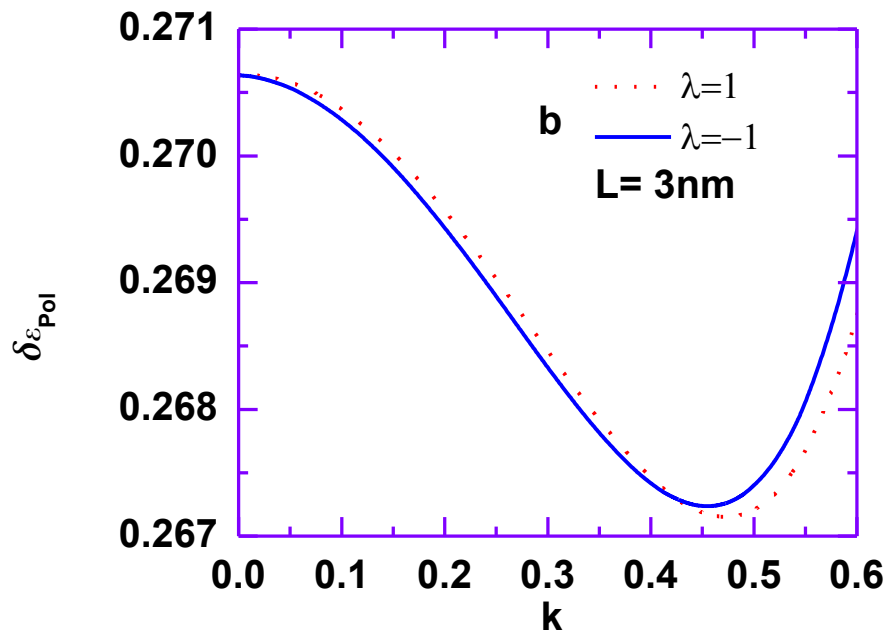
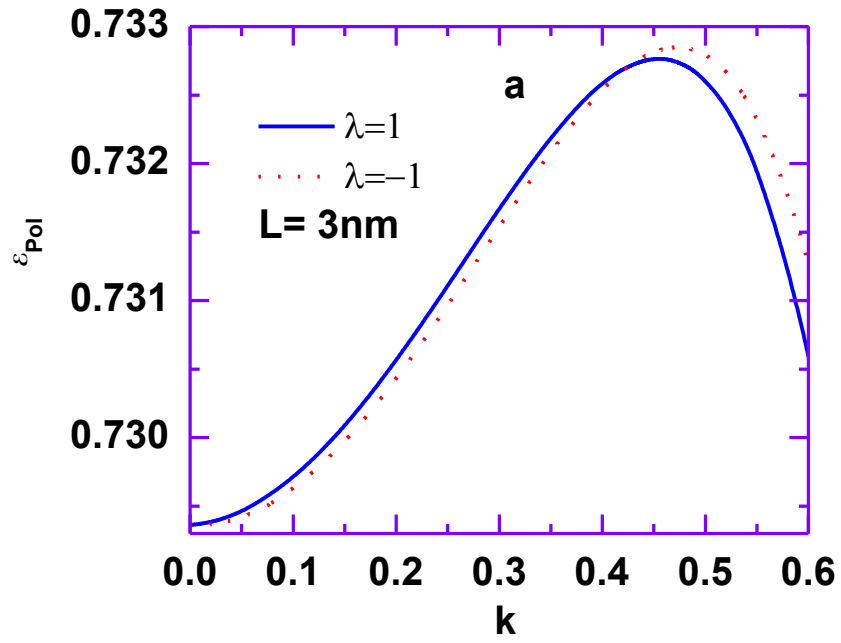


Նկ.2.9. GaN/AlN քվանտային փոսում երկչափ պոլարոնի (1) և էլեկտրոնի (2) չափազուրկ էներգիաների կախումն ալիքային վեկտորի մոդուլից, քիրալության ցուցչի $\lambda = 1$ և $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում

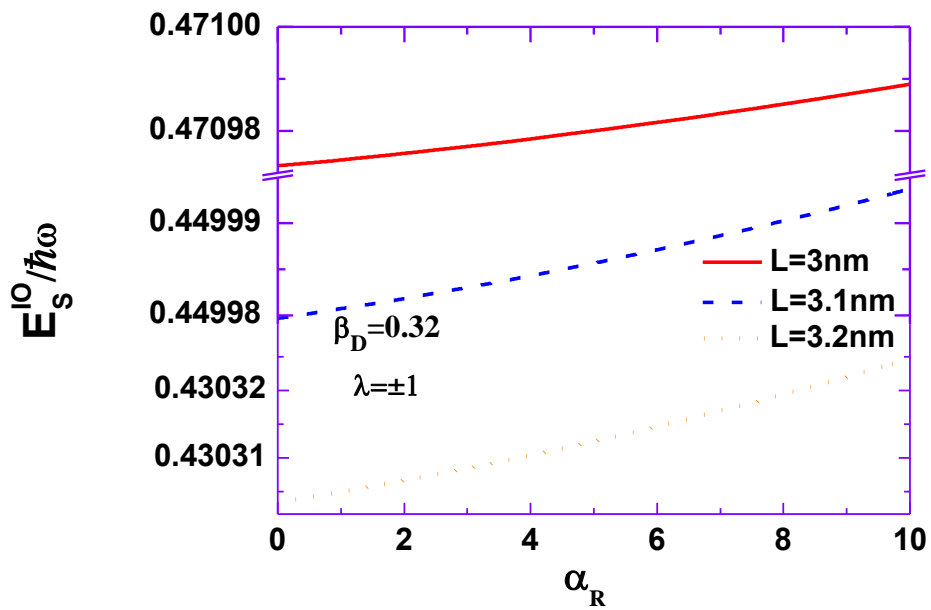
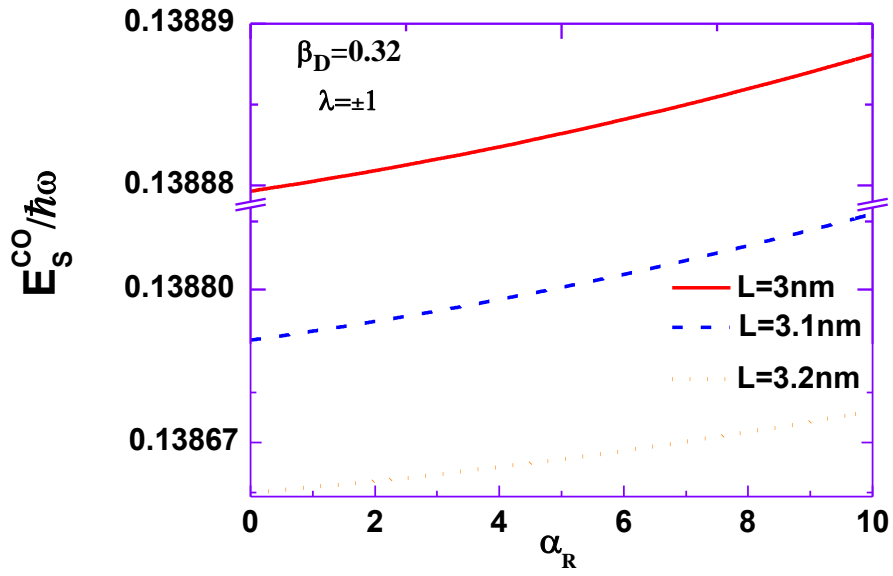
կետով ձախից աջ անցնելիս «սպին-վեր» վիճակի պոլարոնային շեղման էներգիայի հարաբերական արժեքը փոխում է իր հարաբերակցությունը «սպին-վար» վիճակի համապատասխան արժեքի նկատմամբ՝ փոքրից դառնալով մեծ:

(2.59) և (2.60) բանաձևերով թվայնորեն հաշվարկվել է նաև պոլարոնի սեփական էներգիան, դրանցում վերցնելով $k = 0$: Համեմատության նպատակով առանձին-առանձին դիտարկվել է էլեկտրոնի փոխազդեցությունը IF և C մոդերի հետ: Նկ.2.11-ում «սպին-վեր» և «սպին-վար» վիճակների համար պատկերված է պոլարոնի սեփական էներգիայի կախումը Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության α_R ուժգնությունից՝ Դրեսելիաուսի գործակցի տրված արժեքի, ինչպես նաև քվանտային փոսի տարբեր լայնությունների դեպքում: Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ

1. դիտարկված պայմաններում պոլարոնի սեփական էներգիան գործնականում կախված չէ քիրալության ցուցչից և α_R -ի մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է,
2. փոսի լայնության մեծացումն է՛լ IF, է՛լ C մոդերի դեպքում հանգեցնում է պոլարոնի սեփական էներգիայի նվազման,
3. դիտարկված պայմաններում գերակայում է IF մոդերի ներդրումը:



Նկ.2.10. GaN/AlN քվանտային փոսում a. պլազմոնի հարաբերական էներգիայի եւ b. պլազմոնային շեղման կախումներն ալիքային վեկտորի մոդուլից, քիրալության ցուցչի $\lambda = 1$ եւ $\lambda = -1$ արժեքների դեպքում



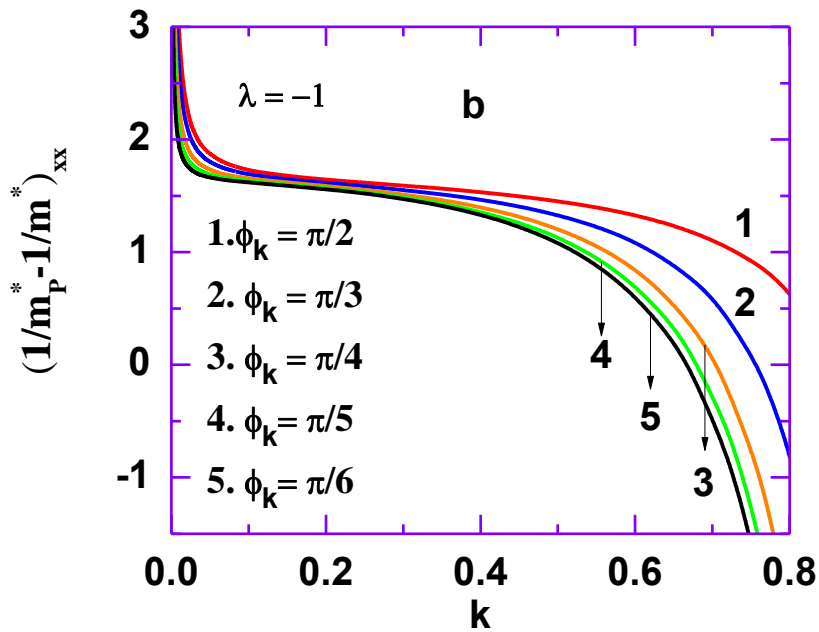
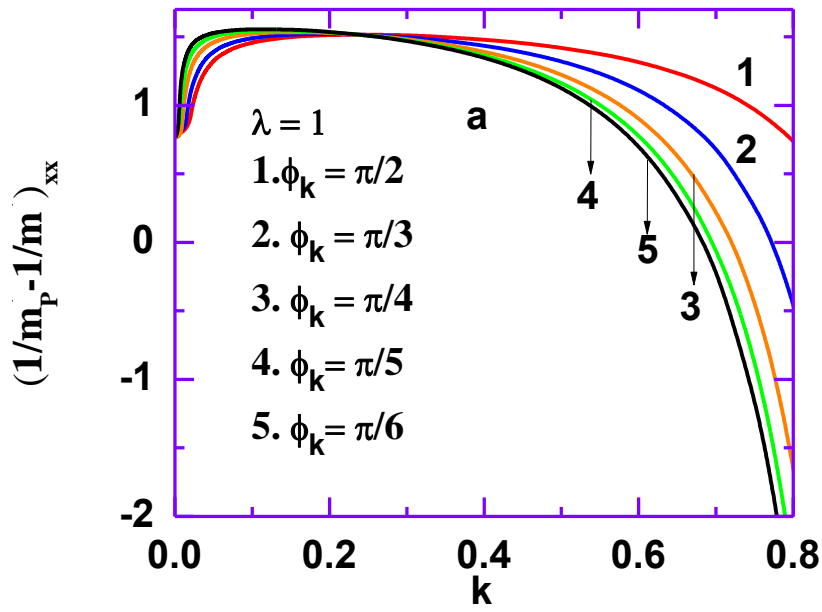
Նկ.2.11. GaN/AlN քվանտային փոսում պոլարոնի սեփական էներգիայի կախումը Ռաշբայի գործակցից՝ a. C մոդերի եւ b. IF մոդերի հետ փոխազդեցության դեպքում

Սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը (տես, օրինակ (2.44)), պայմանավորում է էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի ոչ պարաբոլայնությունն նույնիսկ այն դեպքում, երբ առանց այդ փոխազդեցության հաշվառման էլեկտրոնի սպեկտրը պարաբոլական է: Ընդհանուր դեպքում էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառումը եւս կարող է հանգեցնել պոլարոնի էներգիական սպեկտրի ոչ պարաբոլայնության: Հետեւաբար՝ նշված փոխազդեցությունների հաշվառմամբ, նույնիսկ էներգիական գոտու միևնույնի մոտ, պոլարոնի արդյունարար զանգվածը կախված է ալիքային վեկտորից:

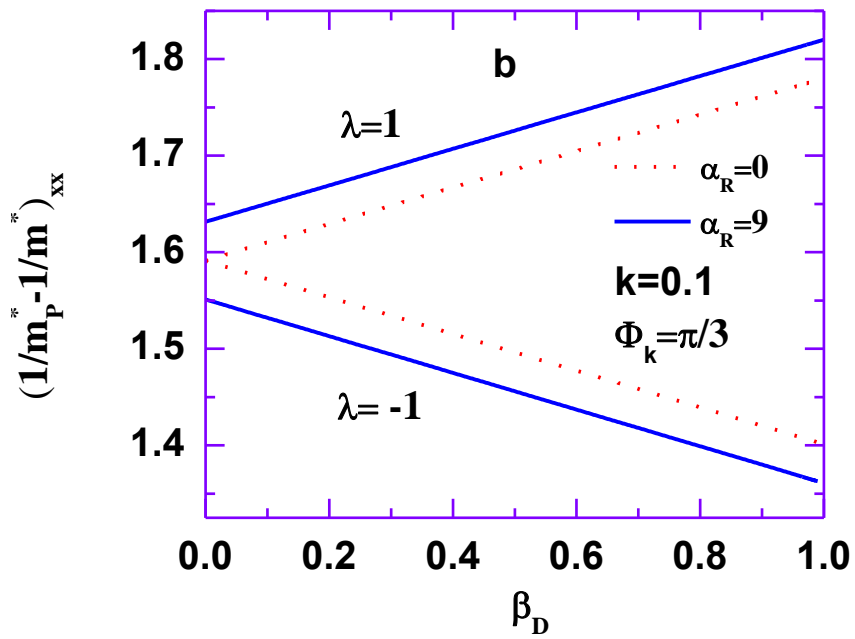
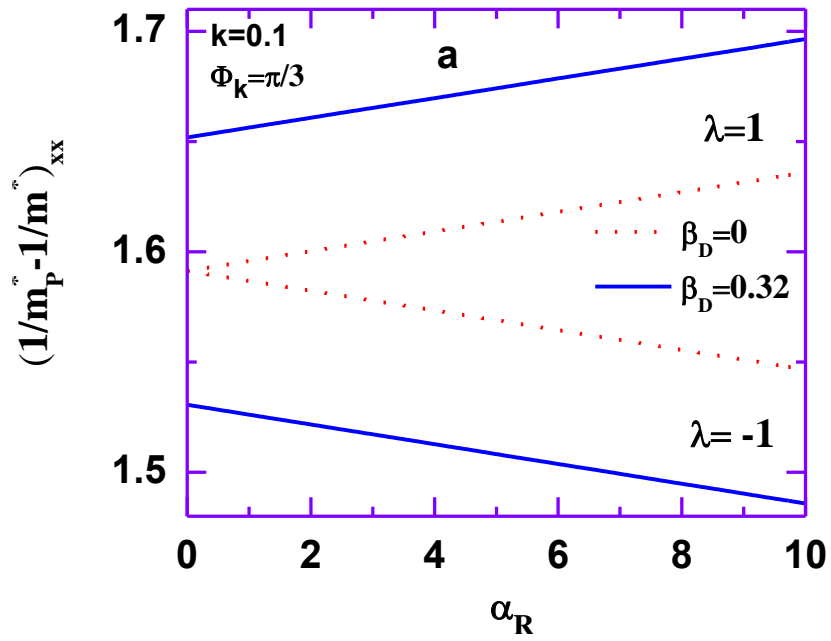
Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ, թվային հաշվարկմամբ ուսումնասիրվել է էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածի xx բաղադրիչի հակադարձ մեծության ուղղումը՝ պայմանավորված C եւ IF մոդերի հետ էլեկտրոնի համատեղ փոխազդեցությամբ (սկ.2.12): **Սկ.2.12.a**-ում եւ **Սկ.2.12.b**-ում պատկերված են պոլարոնային ուղղումները «սպին-վեր» եւ «սպին-վար» վիճակների համար՝ կախված k տարածության տարբեր ուղղություններով ալիքային վեկտորի մոդուլի փոփոխությունից: Կարելու է նշել, որ արդյունարար զանգվածի դիտվող անիզոտրոպությունը, ի տարբերություն ցինկի խաբուսակի կառուցվածքով կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների, պայմանավորված է ոչ թե Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառմամբ, այլ վյուրցիտային հետերոկառուցվածքներում օպտիկական ֆոնոնային մոդերի անիզոտրոպ բնույթով: Ընդ որում, «սպին-վեր» վիճակներում (սկ.2.12.a) առկա է արդյունարար զանգվածի պոլարոնային ուղղման մոնոտոնության փոփոխություն: Դա բացատրվում է հետեւյալ երկու գործոնների մրցակցությամբ [80]: Մի կողմից, երբ k -ն մեծանում է, դիսպերսային առնչության ըստ k -ի գծային անդամը դառնում է քիչ կարելու, որի հետեւանքով պոլարոնային զանգվածի ուղղումը նվազում է: Մյուս կողմից, այդ ուղղումը k -ի մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է դիսպերսային առնչությունում ըստ k -ի քառակուսային անդամի շնորհիվ: Արդյունքում, պոլարոնային զանգվածի ուղղումը k -ի մեծացմանը զուգընթաց փոքր k -երի դեպքում նվազում է, իսկ մեծ k -երի դեպքում՝ մեծանում:

«Սպին-վար» վիճակում վերոնշյալ երկու գործոններն ունեն ոչ թե հակադիր, այլ միմյանց օժանդակող բնույթ, որի հետեւանքով արդյունարար զանգվածի ուղղումը k -ի մեծացմանը զուգընթաց մոնոտոն մեծանում է (սկ.2.12.b):

«Սպին-վեր» եւ «սպին-վար» վիճակներում ուսումնասիրվել է նաեւ Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների առանձին ներդրումները պոլարոնի արդյունարար զանգվածում (սկ.2.13): Հաշվարկները կատարվել են բեւեռային անկյան $\theta = \pi/3$ եւ ալի-



Նկ.2.12. GaN/AlN քվանտային փոսում պոլարոնի a. «սպին-վեր» եւ b. «սպին-վար» վիճակներում արդյունաբար զանգվածի ուղղումը՝ կախված չափազուրկ ալիքային վեկտորից



Նկ.2.13. GaN/AlN քվանտային փոսում պոլարոնի «սպին-վեր» եւ «սպին-վար» վիճակներում արդյունաբար զանգվածի ուղղումը՝ կախված չափազուրկ a. Ռաջբայի, b. Դրենսելիաուսի պարամետրերից

քային վեկտորի մոդուլի $k = 0,1$, ինչպես նաև Դրեսելիաուսի եւ Ռաշբայի պարամետրերի որոշակի արժեքների դեպքում: Ինչպես տեսնում ենք, արդյունաբար զանգվածի պոլարոնային ուղղումը «սպին-վեր» («սպին-վար») վիճակում մոնոտոն փոքրանում է (մեծանում է) $\alpha_R(\beta_D)$ պարամետրի մեծացմանը զուգընթաց: Ընդ որում, դիտարկված պայմաններում դրեսելիուսյան ներդրումը գերազանցում է ռաշբայան ներդրմանը: Մեր գնահատումներն այս դեպքում ցույց են տալիս, որ Դրեսելիաուսի (Ռաշբայի) ՍՈԼ փոխազդեցության ներդրումը կազմում է 4% (2%):

§ 5. Զվագիմիաչափ պոլարոնային վիճակները Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության համատեղ հաշվառմամբ

Դիտարկենք ինվերսային անհամաչափությամբ կիսահաղորդչային քվանտային լար՝ քվանտային սահմանում, երբ էլեկտրոններն զբաղեցնում են միայն չափային քվանտացման առաջին էներգիական ենթազոտին: Ենթադրվում է, որ ցրման հնարավոր մեխանիզմներով պայմանավորված էլեկտրոնային անցումները տեղ են ունենում միայն առաջին ենթազոտում, այսինքն՝ էլեկտրոնային համակարգն ըստ էության միաչափ է: Ենթադրվում է նաև, որ էլեկտրոնի շարժումն x ուղղությամբ ազատ է, եւ Ռաշբայի էլեկտրական դաշտը կիրառված է y ուղղությամբ:

Քվանտային լարում դրեսելիաուսյան արդյունաբար համիլտոնիանն ստանալու համար դրեսելիաուսյան (2.8) անդամը պետք է միջինացնել ըստ հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիայի: Այդ ֆունկցիայի՝ ըստ z -ի զույգության հետեւանքով $\langle p_z \rangle = 0$: Հիմնական ենթազոտում ալիքային ֆունկցիայի y -ից կախված մասն իրական է, որի հետեւանքով նաև $\langle p_y \rangle = 0$ [91]: Այս նկատառմամբ դրեսելիաուսյան (2.8) անդամը քվանտային լարի դեպքում կարող ենք ներկայացնել

$$H_D = \beta_D p_x \sigma_x \quad (2.62)$$

տեսքով, որտեղ $\beta_D = \gamma(\langle p_y^2 \rangle - \langle p_z^2 \rangle)$:

Նույնափսի հիմնավորմամբ ռաշբայան (2.11) անդամը կարելի է ներկայացնել հետեւյալ արտահայտությամբ՝

$$H_R = \alpha_R p_x \sigma_z \quad (2.63)$$

Այսպիսով՝ արդյունաբար զանգվածի մոտավորությամբ հաղորդականության գոտու էլեկտրոնային վիճակները ներկայացնող համիլտոնիանը՝

$$H_0 = \left(\frac{\hbar^2 \hat{k}^2}{2m^*} + E_0 \right) I + \hat{k}(\alpha \sigma_z + \beta \sigma_x), \quad (2.64)$$

որտեղ E_0 -ն դադարի վիճակում էլեկտրոնի էներգիան է հիմնական ենթագոտում, m^* -ը՝ արդյունաբերական զանգվածը, $\alpha = \alpha_R \hbar$, $\beta = \beta_D \hbar$, $\hat{p}_x = \hbar \hat{k}$, $\hat{k} = -i \partial / \partial x$: Նկատի ունենալով I , σ_x եւ σ_z մատրիցների (2.2)–(2.3) տեսքերը եւ (2.64) արտահայտությունը, գրենք Շրյոդինգերի հավասարումը՝

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar^2 \hat{k}^2}{2m^*} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \end{pmatrix} + \hat{k} \left[\alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \end{pmatrix} \\ = (E - E_0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \end{pmatrix}; \end{aligned} \quad (2.65)$$

Այս հավասարման լուծումները փնտրենք

$$\begin{pmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \exp(ikx) \quad (2.66)$$

տեսքով, որտեղ a -ն եւ b -ն որոշման ենթակա հաստատուններ են: (2.66)-ը տեղադրելով (2.65)-ի մեջ, կստանանք համասեռ հանրահաշվական հավասարումների հետեւյալ համակարգը՝

$$\begin{aligned} \left(E - E_0 - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \alpha k \right) a - k \beta b &= 0, \\ -k \beta a + \left(E - E_0 - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \alpha k \right) b &= 0: \end{aligned} \quad (2.67)$$

Լուծելով հավասարումների (2.65) համակարգը՝ էլեկտրոնի էներգիայի եւ նորմավորված վիճակի սպինորի համար կստանանք՝

$$E_{k\lambda}^0 = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \lambda \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} k, \quad (2.68)$$

$$\begin{pmatrix} \psi_1(x, \rho, \varphi) \\ \psi_2(x, \rho, \varphi) \end{pmatrix} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{2L(1 - \lambda \sin \theta)}} \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda - \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \zeta(\rho, \varphi) \exp(ikx) \quad (2.69)$$

որտեղ $\lambda = \pm 1$, L -ը լարի երկարությունն է, $\tan \theta = \alpha / \beta$ եւ նկարագրում է Դրենսելիաուսի եւ Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների հարաբերական ուժգնությունը: $\zeta(\rho, \varphi)$ -ն R շառավղով լարի առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ հիմնական վիճակում էլեկտրոնի նորմավորված ալիքային ֆունկցիան է: Եթե համարենք, որ սահմանափակող պարաբոլային է, իսկ Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունն ապահովող F դաշտն ուղղված է y առանցքով, ապա $\zeta(\rho, \varphi)$ -ն եւ E_0 -ն կարելի է ներկայացնել հետեւյալ արտահայտություններով՝

$$\zeta(\rho, \varphi) = \left(\frac{m^* \Omega}{\pi \hbar} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{m^* \Omega}{2 \hbar} (\rho^2 + x_0^2 + 2 \rho x_0 \cos \varphi) \right], \quad E_0 = \hbar \Omega - \frac{e^2 F^2}{2m^* \Omega^2} \quad (2.70)$$

որտեղ Ω -ն պարաբոլային սահմանափակման հաճախությունն է, $x_0 = eF/(m^*\Omega^2)$:

Ոչ բեւեռային դիէլեկտրական միջավայրում տեղակայված բեւեռային կիսահաղորդչային գլանային քվանտային լարում օպտիկական ֆոնոնային մոդերը, ինչպես նաեւ այդ մոդերի հետ էլեկտրոնի ֆրոնտիլիայան փոխազդեցությունը ներկայացնող համիլտոնիաններ ստացվել են [92] աշխատանքում, հաշվի առնելով ֆոնոնային սահմանափակման երեւոյթը: Այդ համիլտոնիանները ծավալատիպ ֆոնոնների դեպքում տրվում են

$$H_{LO} = \sum_{mlq} \hbar\omega_{LO} \left[a_{ml}^+(q)a_{ml}(q) + \frac{1}{2} \right], \quad (2.71)$$

$$H_{e-LO} = - \sum_{mlq} \left[\Gamma_{mlq}^{LO} J_m \left(\alpha_{ml} \frac{\rho}{R} \right) e^{im\varphi} e^{-iqx} a_{ml}^+ + H. c. \right], \quad (2.72)$$

արտահայտություններով, իսկ միջմակերեւութային ֆոնոնների դեպքում՝

$$H_{IO} = \sum_{mq} \hbar\omega_{IO} \left[b_m^+(q)b_m(q) + \frac{1}{2} \right], \quad (2.73)$$

$$H_{e-IO} = - \sum_{mq} \left[\Gamma_{mq}^{IO} e^{im\varphi} e^{-iqx} b_m^+ + H. c. \right] Q(qR, q\rho), \quad (2.74)$$

$$Q(q\rho) = \begin{cases} K_m(qR)I_m(q\rho), & \rho \leq R, \\ I_m(qR)K_m(q\rho), & \rho > R, \end{cases}$$

արտահայտություններով, որտեղ $a_{ml}^+(b_{ml}^+)$ -ը եւ $a_{ml}(b_m)$ -ը $\omega_{LO}(\omega_{IO})$ հաճախությամբ եւ q ալիքային թվով ծավալատիպ (միջմակերեւութային) ֆոնոնի ծնման եւ ոչնչացման օպերատորներն են: (2.71)–(2.74) բանաձեւերում կատարվել են նաեւ հետեւյալ նշանակումները՝

$$|\Gamma_{mlq}^{LO}|^2 = \frac{4e^2 \hbar\omega_{LO}}{L(\alpha_{ml}^2 + R^2 q^2) J_{m+1}^2(\alpha_{ml})} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \right), \quad (2.75)$$

$$|\Gamma_{mq}^{IO}|^2 = \frac{4e^2 \hbar\omega_{IO}}{L I_m(qR) K_m^2(qR) qR [I_{m-1}(qR) + I_{m+1}(qR)]} \left(\frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_s} - \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_\infty} \right), \quad (2.76)$$

որտեղ $J_m(x)$ -ը Բեսելի առաջին սեռի, իսկ $I_m(x)$ -ը եւ $K_m(x)$ -ը՝ առաջին եւ երկրորդ սեռերի մոդիֆիկացված ֆունկցիաներն են, α_{ml} -ը՝ $J_m(x)$ ֆունկցիայի l -րդ գրուն, $\varepsilon_s(\varepsilon_\infty)$ -ը՝ քվանտային լարի նյութի ստատիկ (բարձրհաճախային) դիէլեկտրական հաստատունը: Միջմակերեւութային ֆոնոնային մոդերի ω_{IO} հաճախությունը որոշվում է

$$\varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{TO}^2}} = - \frac{I_m(qR)[K_{m-1}(qR) + K_{m+1}(qR)]}{K_m(qR)[I_{m-1}(qR) + I_{m+1}(qR)]} \varepsilon_d \quad (2.77)$$

հավասարումից, որտեղ ω_{TO} -ն լայնական օպտիկական ֆոնոնի հաճախությունն է, իսկ ε_d -ն՝ արտաքին միջավայրի դիէլեկտրական հաստատունը:

Այսպիսով, կիսահաղորդչային քվանտային լարում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ էլեկտրոն-ֆոնոնային համակարգի համիլտոնիանը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով՝

$$H = H_0 + H_{LO} + H_{IO} + H_{e-LO} + H_{e-IO} : \quad (2.78)$$

Համարելով, որ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության ուժգնությունը ներկայացնող ֆրոյնիլիխյան հաստատունը 1-ի կարգի է, պոլարոնային վիճակի դիտարկումն իրականացնենք Լի-Լոու-Փայնսի մեթոդի [93] կիրառմամբ: Հաշվի առնելով լարի առանցքի ուղղությամբ համակարգի տեղափոխական ինվարիանտությունը, (2.78) համիլտոնիանը ենթարկենք ձեւափոխության, օգտագործելով

$$S = \exp \left\{ -ix \left[\sum_{mlq} qa_{m_l}^+(q)a_{ml}(q) + \sum_{mq} qb_m^+(q)b_m(q) \right] \right\} \quad (2.79)$$

ունիտար օպերատորը: Ակատի ունենալով, որ

$$\begin{aligned} S^{-1}a_{ml}(q)S &= \exp(-ixq)a_{ml}(q), & S^{-1}a_{m_l}^+(q)S &= \exp(ixq)a_{m_l}^+(q), \\ S^{-1}b_m(q)S &= \exp(-ixq)b_m(q), & S^{-1}b_m^+(q)S &= \exp(ixq)b_m^+(q), \end{aligned} \quad (2.80)$$

ձեւափոխված համիլտոնիանի համար կստանանք՝

$$\begin{aligned} H_1 = S^{-1}HS &= \left\{ \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k - \sum_{mlq} qa_{m_l}^+(q)a_{ml}(q) - \sum_{mq} qb_m^+(q)b_m(q) \right]^2 + E_0 \right\} I \\ &+ \left[k - \sum_{mlq} qa_{m_l}^+(q)a_{ml}(q) - \sum_{mq} qb_m^+(q)b_m(q) \right] (\alpha\sigma_z + \beta\sigma_x) \\ &+ \sum_{mlq} \hbar\omega_{LO} \left[a_{m_l}^+(q)a_{ml}(q) + \frac{1}{2} \right] - \sum_{mlq} [\Gamma_{mlq}^{LO} J_m(\alpha_{ml} \frac{\rho}{R}) e^{im\varphi} a_{ml}^+ + H. c.] \\ &+ \sum_{mq} \hbar\omega_{IO} \left[b_m^+(q)b_m(q) + \frac{1}{2} \right] - \sum_{mq} [\Gamma_{mq}^{IO} Q(q\rho) e^{im\varphi} b_m^+ + H. c.] : \end{aligned} \quad (2.81)$$

(2.72), (2.74) եւ (2.81) արտահայտություններից հետեւում է, որ ունիտար ձեւափոխության արդյունքում LO եւ IO ֆոնոնների հետ էլեկտրոնի փոխազդեցությունը ներկայացնող համիլտոնիաններից արտաքսվել է էլեկտրոնի ազատ շարժման կորրոլիսատը:

Այժմ H_1 համիլտոնիանը ենթարկենք ձեւափոխության, օգտագործելով փոփոխականի բնույթ ունեցող

$$U = \exp \left[\sum_{mlq} g_{mlq} a_{m_l}^+(q) - g_{m_l q}^* a_{ml}(q) + \sum_{mq} t_{mq} b_m^+(q) - t_{mq}^* b_m(q) \right] \quad (2.82)$$

օպերատորը, որտեղ g_{mlq} -ն եւ t_{mq} -ն փոփոխականային պարամետրեր են եւ որոշվում են համարակարգի հիմնական վիճակում $H_{eff} = U^{-1}H_1U$ համիլտոնիանի սպասվող արժեքի նվազարկման պայմանից: Էլեկտրոն-ֆոնոն համակարգի հիմնական վիճակի ֆունկցիան ադիաբատային մոտավորությամբ տրվում է Էլեկտրոնի վիճակը ներկայացնող (2.69) սպինորի եւ ֆոնոնային համակարգի վակուումային վիճակի $|0\rangle$ ֆունկցիայի արտադրյալի տեսքով: Հաշվարկման արդյունքում H_{eff} օպերատորի

$$\langle E \rangle = (\psi_1^*(x, \rho, \varphi) \ \psi_2^*(x, \rho, \varphi)) \langle 0 | H_{eff} | 0 \rangle \begin{pmatrix} \psi_1(x, \rho, \varphi) \\ \psi_2(x, \rho, \varphi) \end{pmatrix} \quad (2.83)$$

սպասվող արժեքի համար կստանանք՝

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \lambda \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} k \\ &+ \sum_{mlq} \left(\hbar \omega_{LO} - \frac{\hbar^2 k q}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} q \right) |g_{mlq}|^2 \\ &+ \sum_{mq} \left(\hbar \omega_{IO} - \frac{\hbar^2 k q}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} q \right) |t_{mq}|^2 \\ &- \sum_{mlq} [\Gamma_{mlq}^{LO} G_{ml}^{LO} g_{mlq} + \Gamma_{mlq}^{LO*} G_{ml}^{LO*} g_{mlq}^*] - \sum_{mlq} [\Gamma_{mq}^{IO} G_{mq}^{IO} t_{mq} + \Gamma_{mq}^{IO*} G_{mq}^{IO*} t_{mq}^*] \\ &+ \frac{\hbar^2}{2m^*} \sum_{mlq} \sum_{m'l'q'} q q' |g_{mlq}|^2 |g_{m'l'q'}|^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \sum_{mq} \sum_{m'q'} q q' |t_{mq}|^2 |t_{m'q'}|^2, \end{aligned} \quad (2.84)$$

որտեղ

$$G_{ml}^{LO} = \left\langle \zeta(\rho, \varphi) \left| J_m \left(\alpha_{ml} \frac{\rho}{R} \right) e^{im\varphi} \right| \zeta(\rho, \varphi) \right\rangle, \quad G_{mq}^{IO} = \langle \zeta(\rho, \varphi) | Q(q\rho) e^{im\varphi} | \zeta(\rho, \varphi) \rangle: \quad (2.85)$$

g_{mlq} եւ t_{mq} փոփոխականային պարամետրերի որոշման համար պետք է նվազարկել $\langle E \rangle$ -ը, պահանջելով

$$\frac{\delta \langle E \rangle}{\delta g_{mlq}^*} = \frac{\delta \langle E \rangle}{\delta t_{mq}^*} = 0 \quad (2.86)$$

պայմանների բավարարումը: Այդպիսի հաշվարկման արդյունքում կստանանք՝

$$g_{mlq} = \frac{\Gamma_{mlq}^{LO*} G_{ml}^{LO*}}{\hbar \omega_{LO} - \frac{\hbar^2 k q}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} q + \frac{\hbar^2 q k}{m^*} \eta_{LO}}, \quad (2.87)$$

$$t_{mq} = \frac{\Gamma_{mq}^{IO*} G_{mq}^{IO*}}{\hbar \omega_{IO} - \frac{\hbar^2 k q}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} q + \frac{\hbar^2 q k}{m^*} \eta_{IO}}, \quad (2.88)$$

որտեղ, ինչպես հիմնավորվում է Լի-Լոու-Փայսի մեթոդում [93], $\sum_{m'l'q'} q' |g_{m'l'q'}|^2$ եւ $\sum_{m'l'q'} q' |t_{m'l'q'}|^2$ տեսքի գումարներ համեմատական են k -ին եւ, հետեւաբար,

$$k\eta_{LO} = \sum_{m'l'q'} q' |g_{m'l'q'}|^2, \quad k\eta_{IO} = \sum_{m'l'q'} q' |t_{m'l'q'}|^2. \quad (2.89)$$

(2.87) եւ (2.88) արտահայտությունները տեղադրելով (2.84)-ի մեջ, պոլարոնի էներգիայի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\begin{aligned} E_{k\lambda} &= E_{k\lambda}^0 - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} (\eta_{LO}^2 + \eta_{IO}^2) - \\ &- \sum_{mlq} \frac{|\Gamma_{mlq}^{LO}|^2 |G_{ml}^{LO}|^2}{\hbar\omega_{LO} - \frac{\hbar^2 kq}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q + \frac{\hbar^2 qk}{m^*} \eta_{LO}} - \\ &- \sum_{mlq} \frac{|\Gamma_{mq}^{IO}|^2 |G_{mq}^{IO}|^2}{\hbar\omega_{IO} - \frac{\hbar^2 kq}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q + \frac{\hbar^2 qk}{m^*} \eta_{IO}}. \end{aligned} \quad (2.90)$$

η_{LO} եւ η_{IO} պարամետրերի որոշման համար ստացվում են հետևյալ հավասարումները՝

$$\begin{aligned} \frac{\eta_{LO}}{1 - \eta_{LO}} &= \sum_{mlq} \frac{2 \frac{\hbar^2 q^2}{m^*} |\Gamma_{mlq}^{LO}|^2 |G_{ml}^{LO}|^2}{\left(\hbar\omega_{LO} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q \right)^3}, \\ \frac{\eta_{IO}}{1 - \eta_{IO}} &= \sum_{mlq} \frac{2 \frac{\hbar^2 q^2}{m^*} |\Gamma_{mq}^{IO}|^2 |G_{mq}^{IO}|^2}{\left(\hbar\omega_{IO} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q \right)^3}. \end{aligned} \quad (2.91)$$

Չամարելով էլեկտրոնի շարժումը դանդաղ, այսինքն՝ ենթադրելով, որ

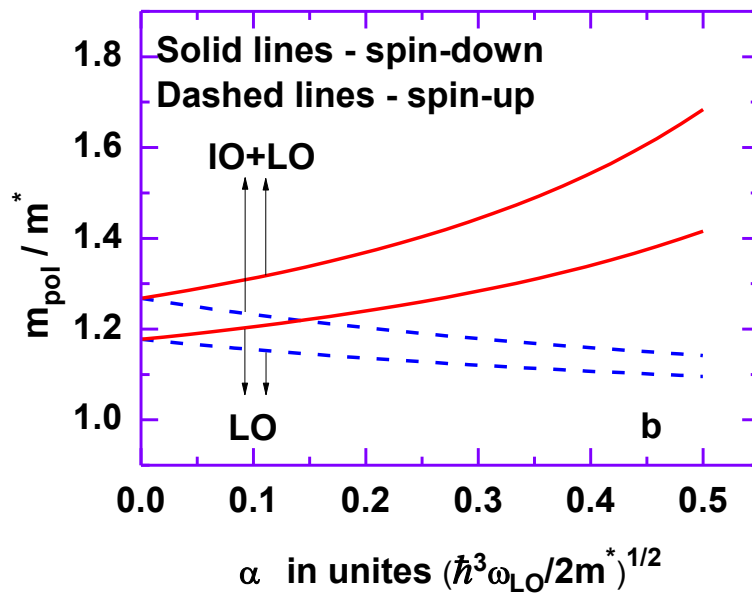
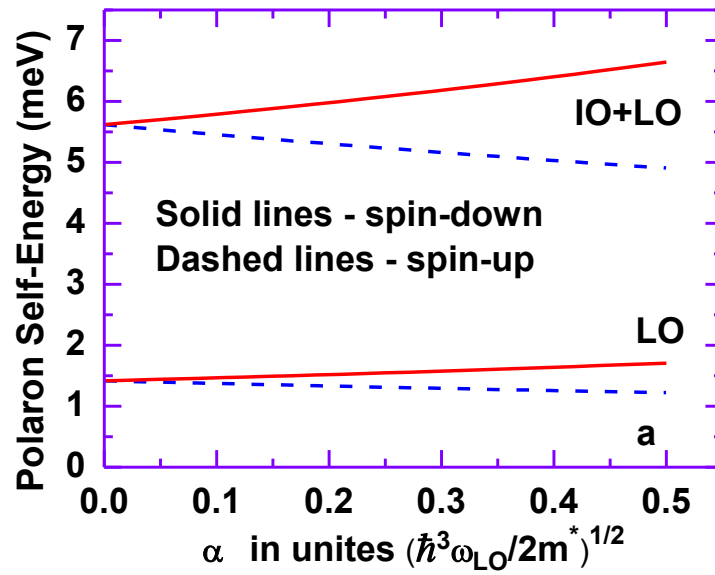
$$\hbar\omega_{LO(IO)} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q > \frac{\hbar^2 qk}{m^*} (1 - \eta_{LO(IO)}), \quad (2.92)$$

(2.90) արտահայտության երրորդ եւ չորրորդ գումարելիները վերլուծենք շարքի, պահելով ըստ k -ի քառակուսային անդամները: Այդ մոտավորությամբ (2.90)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\begin{aligned} E_{k\lambda} &= E_{k\lambda}^0 - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} (\eta_{LO} + \eta_{IO}) \\ &- \sum_{mlq} \frac{|\Gamma_{mlq}^{LO}|^2 |G_{ml}^{LO}|^2}{\hbar\omega_{LO} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q} - \sum_{mlq} \frac{|\Gamma_{mq}^{IO}|^2 |G_{mq}^{IO}|^2}{\hbar\omega_{IO} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q}. \end{aligned} \quad (2.93)$$

(2.93) բանաձեռը քվազիմիաչափ պոլարոնի էներգիայի արտահայտությունն է սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ: Եթե նկատի ունենանք, որ պոլարոնի սեփական էներգիան էլեկտրոնի էներգիայի նվազումն է՝ պայմանավորված էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցությամբ, երբ էլեկտրոնի քվազիմիաչափ մոդուլը զրո է, ապա (2.93) բանաձեռից կհետևի, որ պոլարոնի սեփական էներգիան՝

$$E_{pol}^{self} = \sum_{mlq} \frac{|\Gamma_{mlq}^{LO}|^2 |G_{ml}^{LO}|^2}{\hbar\omega_{LO} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q} + \sum_{mlq} \frac{|\Gamma_{mq}^{IO}|^2 |G_{mq}^{IO}|^2}{\hbar\omega_{IO} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \lambda\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}q}. \quad (2.94)$$



Նկ.2.14. Զվագիմիաչափ պոլարոնի a. սեփական էներգիայի եւ b. արդյունաբար զանգվածի կախումները Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության պարամետրից

(2.93)-ից հետեւում է նաեւ, որ պոլարոնի արդյունարար զանգվածը՝

$$m_{pol} = \frac{m^*}{1 - \eta_{LO} - \eta_{IO}}; \quad (2.95)$$

Պոլարոնի սեփական էներգիայի (2.94) արտահայտությունից հետեւում է, որ ծավալատիպ եւ միջմակերեւութային բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների ներդրումներն ունեն գումարային բնույթ, որը պոլարոնի արդյունարար զանգվածի դեպքում (տես (2.95) բանաձեւը) տեղի չունի:

(2.91), ինչպես նաեւ (2.93)–(2.95) բանաձեւերը հնարավորություն են տալիս սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ թվայնորեն ուսումնասիրելու ինչպես պոլարոնի էներգիան, այնպես էլ դրա սեփական էներգիան եւ արդյունարար զանգվածը: Նկ.2.14-ում պատկերված են քվազիմիաչափ պոլարոնի սեփական էներգիայի եւ արդյունարար զանգվածի կախումները Ռաշբայի պարամետրից «սպին-վար» ($\lambda = -1$, հոծ կորեր) եւ «սպին-վեր» ($\lambda = 1$, գծիկային կորեր) վիճակների համար: Հաշվարկները կատարվել են $\varepsilon_d = 2,25$ դիէլեկտրական հաստատունով ոչ բեւեռային միջավայրում տեղակայված 10^{-6} սմ շառավղով CdSe քվանտային լարի դեպքում: Ինչպես տեսնում ենք, սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառումը, դրա անտեսման հետ համեմատած, ծավալատիպ եւ միջմակերեւութային բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների վրա ցրումների համատեղ հաշվառման դեպքում «սպին-վար» պոլարոնային վիճակի սեփական էներգիան մեծացնում է մոտավորապես 13%-ով, երբ Ռաշբայի պարամետրը դառնում է $4,5 \cdot 10^{-9}$ ԷՎսմ: Այդ նույն դեպքում «սպին-վեր» պոլարոնային վիճակի սեփական էներգիան փոքրանում է համարյա նույն չափով: Նույն պայմաններում ավելի զգալի է «սպին-վար» վիճակում պոլարոնի զանգվածի մեծացումը՝ շուրջ 32%: Անհամեմատ փոքր է «սպին-վեր» վիճակում պոլարոնի զանգվածի նվազումը:

Համեմատության համար նկ.2.14-ում պատկերված են նաեւ պոլարոնի սեփական էներգիայի եւ արդյունարար զանգվածի՝ Ռաշբայի պարամետրից կախումը ներկայացնող կորերը՝ ստացված միայն ծավալատիպ ֆոնոնների հետ փոխազդեցության հաշվառմամբ:

ՉԼՈՒԽ 3. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՍՊԻՆԻ՝ ՁԱՅՆԱՅԻՆ ՖՈՆՈՆՆԵՐՈՎ ՄԻՋՆՈՐԴՎԱԾ ՌԵ- ԼԱՔՍԱՑԻԱՆ ԵՐԿՉԱՓ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ ՍՊԻՆ-ՈՐԴԵՐՈՎՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵ- ՑՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ [94]

§ 1. Ներածություն

Կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում սպինների վերծանումը (readout) եւ մանիպուլումը խոստումնալից ուղի է ոչ միայն սպինային հենքով քվանտային տրամաբանական փականների եւ քվանտային տեղեկատվության մշակման համար նախատեսված սպինային հիշողության սարքերի կատարելագործման, այլ նաեւ սպինից կախված փոխազդեցության տարբեր մեխանիզմների դերի ընկալման համար [12,95]: Ցույց է տրվել, որ GaAs, InAs եւ III-V տիպի կիսահաղորդչային այլ կառուցվածքների թվ-երում տեղայնացված էլեկտրոնի սպինի կարելի է հեշտությամբ մանիպուլել էլեկտրական դաշտի միջոցով [96,97]: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը սպինի վրա իրականանում է միջավայրում ՍՈԼ փոխազդեցության միջոցով:

Թվ-երում էլեկտրոնի սպինը դիտարկվում է որպես հնարավոր քվանտային բիթ (քուբիթ) քվանտային հաշվարկման (quantum computing) տեսանկյունից: Ուստի էլեկտրոնի սպինի փուլային կոհերենտության ապահովման խնդիրն առաջնակարգ կարեւորություն է ստանում: Ընդ որում, քվանտային ալգորիթմների եւ սխալների ուղղման սխեմաների իրականացման համար պահանջվում է կոհերենտության բավականաչափ մեծ ժամանակ: Եթե քուբիթը գործում է որպես դասական բիթ, ապա նրա մարման ժամանակը սպինի ռելաքսացիայի ժամանակն է, որը համընկնում է սպինի շրջմամբ անցման տեւողության հետ: Սակայն քվանտային հաշվարկումների համար սպինային կոհերենտության ժամանակը, որը «սպին-վեր» եւ «սպին-վար» վիճակների կոհերենտ վերադրման տեւողությունն է, որը բավականաչափ մեծ է [98]: Թվ-երում լիցքակիրների սպինների կոհերենտությունն ապահովվում է ընդհուպ մինչեւ համեմատաբար բարձր ջերմաստիճաններ: Այսպես, ինքնակազմավորվող (In,Ga)As թվ-երում էլեկտրոնի սպինային կոհերենտության ժամանակը մինչեւ 20Կ գրեթե չի փոխվում, սակայն ջերմաստիճանի հետագա բարձրացման դեպքում այն արագորեն ընկնում է նանովայրկենային տիրույթ [99,100]:

Կիսահաղորդչային թվ-երում սպինային կոհերենտությունը սահմանափակվում է այնպիսի գործոնների ազդեցությամբ, ինչպիսիք են ֆոնոնները, միջուկների սպիները, մետաղական փականներում պլազմոնները, թվ-ին մոտ ֆլուկտուացվող խառնուկային վիճակները, էլեկտրամագնիսական դաշտերը եւ այլն: Հայտնի է եւ փորձով հաստատված, որ որոշակի պայմաններ

րում ԲԿ-ում սպինային ռելաքսացիայի ժամանակը կարող է լինել շատ մեծ, հասնելով ընդհուպ մինչև 100վ-ի [98]: Մինչդեռ կոհերենտության ժամանակը սահմանափակված է ինչպես սպինի շրջմամբ, այնպես էլ ապակոլագման պրոցեսներով եւ կարող է շատ ավելի փոքր լինել, քան սպինային ռելաքսացիայի ժամանակը (չնայած դրա վերին սահմանը ռելաքսացիայի ժամանակի կրկնապատիկն է) [98]:

Վերջին մեկ եւ կես տասնամյակում զգալի փորձարարական [7,101–106] եւ տեսական [98,107–110] ջանքեր են գործադրվել պարզելու ԲԿ-երում սպինային ռելաքսացիայի հնարավոր մեխանիզմները: ՍՈւ փոխազդեցությունը, որը սպինային ռելաքսացիայի գլխավոր մեխանիզմներից մեկն է եւ հատկապես կարեւորվում է ոչ մագնիսական կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների տեսանկյունից, էլեկտրական դաշտի եւ սպինի միջեւ փոխազդեցությունն է: ԲԿ-երում սպինային ռելաքսացիայի եւ ապակոհերենտության մեխանիզմների ուսումնասիրումը հնարավորություն կտա բացահայտելու սպինային վիճակի ամենաթույլ մարման ռեժիմները:

Սպինային վիճակների ապակոհերենտության գլխավոր մեխանիզմներից մեկը ԷՖ փոխազդեցությունն է, երբ այն զուգորդվում ՍՈւ փոխազդեցության հետ: Ուստի ԷՖ փոխազդեցության «ճնշումը» շատ կարեւոր է ԲԿ-ներով կառուցվածքներում սպինային վիճակների կոհերենտության ապահովման առումով: Այս խնդրի լուծման ճանապարհներից մեկը կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում ֆոնոնային սահմանափակման երեւոյթի օգտագործումն է: Ֆոնոնային վիճակների խտության կառավարումը ենթադրում է ցածր չափայնությամբ համակարգերում ցանցային տատանումների սպեկտրի ձեւավորում եւ ԷՖ փոխազդեցության ուժգնության կառավարում: Այս տեսանկյունից ԲԿ-երի համակարգի ստեղծումն ազատ կայանած կիսահաղորդչային շերտում կամ լարում (ֆոնոնային ռեզոնատորում) նշանակալի ձեռքբերում է: Այդ առումով զգալի առաջընթաց է գրանցվել այնպիսի նանոկառուցվածքների ստեղծման գործում, որոնք կամ միայն մասամբ են կախված, կամ նույնիսկ ազատ կայանած են [97,111–116]:

Այս գլխում դիտարկվում է էլեկտրոնի սպինային ռելաքսացիան ազատ կայանած կիսահաղորդչային շերտում տեղակայված պարաբոլային սահմանափակմամբ երկչափ քվանտային կետում: Ռելաքսացիայի մեխանիզմը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի գծային գումարելիներով (թերմերով) ներկայացվող սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունն է, որը միջնորդված է ձայնային ֆոնոնների վրա ցրումով: Այս ուսումնասիրությունը նպատակն է՝ բացատրել քվանտային կետերի վերաբերյալ այն փորձերը, որոնցում չափվել են էլեկտրոնի սպինային ռելաքսացիայի համեմատաբար մեծ ժամանակներ [98,117]:

§ 2. Էլեկտրոնային վիճակները երկչափ քվանտային կետում մագնիսական դաշտում սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ

Դիտարկենք Էլեկտրոնային վիճակները կիսահաղորդչային շերտում տեղակայված պարբոլային սահմանափակմամբ երկչափ քվանտային կետում: B ինդուկցիայով մագնիսական դաշտը կիրառված է կիսահաղորդչային շերտի մակերեւույթին ուղղահայաց:

Համակարգի համիլտոնիանն Էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության հաշվառմամբ տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$H = H_0 + H_{SO}^R + H_{SO}^D + H_{ph} + H_{e-ph}, \quad (3.1)$$

որտեղ

$$H_{SO}^R = \alpha_R(\sigma_x P_y - \sigma_y P_x), \quad H_{SO}^D = \beta_D(-\sigma_x P_x + \sigma_y P_y), \quad (3.2)$$

H_0 -ն մագնիսական դաշտում երկչափ քվանտային կետում Էլեկտրոնի համիլտոնիանն է, H_{SO}^R -ն (H_{SO}^D -ն) ըստ Ռաբբայի (Դրեսելիաուսի) սպին-ուղեծրային փոխազդեցության համիլտոնիանը: Չորրորդ եւ հինգերորդ գումարելիներն ազատ կայանած կիսահաղորդչային շերտում, համապատասխանաբար, չփոխազդող ձայնային ֆոնոնների համակարգի եւ Էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության համիլտոնիաններն են, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ -ը՝ Պաուլիի մատրիցները, $\beta_D = -\gamma\langle p_z^2 \rangle$ $\alpha_R = (e\hbar/4(mc)^2)(dV(z)/dz)$, (տես Գլ.2, Ներածություն):

Դիտարկվող դեպքում H_0 -ն տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$H_0 = \frac{\mathbf{P}^2}{2m^*} + \frac{m^*\omega_0^2}{2}(x^2 + y^2) + \frac{g^*\mu_B B\sigma_z}{2} \quad (3.3)$$

որտեղ m^* -ն Էլեկտրոնի արդյունաբար զանգվածն է, ω_0 -ն՝ պարաբոլային սահմանափակման հաճախությունը, $\mathbf{P} = \mathbf{p} + (e/c)\mathbf{A}$, $\mathbf{A} = (B/2)(-y, x, 0)$: $g^*\mu_B B\sigma_z/2$ գումարելին Չեեմանի էներգիան է, g^* -ն՝ արդյունաբար g գործոնը, μ_B -ն՝ Բորի մագնետոնը: (3.3)-ում կատարենք փոփոխականների հետևյալ փոխարինումները՝ [118]

$$x = \frac{1}{\sqrt{2\Omega}}(\sqrt{\omega_1}r_1 + \sqrt{\omega_2}r_2), \quad y = \frac{1}{m^*\sqrt{2\Omega}}\left(\frac{p_1}{\sqrt{\omega_1}} - \frac{p_2}{\sqrt{\omega_2}}\right), \quad (3.4)$$

$$p_x = \frac{\sqrt{\Omega}}{\sqrt{2}}\left(\frac{p_1}{\sqrt{\omega_1}} + \frac{p_2}{\sqrt{\omega_2}}\right), \quad p_y = \frac{m^*\sqrt{\Omega}}{\sqrt{2}}(-\sqrt{\omega_1}r_1 + \sqrt{\omega_2}r_2), \quad (3.5)$$

որտեղ

$$\Omega = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_c^2}{4}}, \quad \omega_c = \frac{|e|B}{m^*c}, \quad \omega_{1,2} = \Omega \mp \frac{\omega_c}{2}: \quad (3.6)$$

Նոր կոորդինատներով H_0 -ն կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$H_0 = \frac{p_1^2 + p_2^2}{2m^*} + \frac{m^*}{2} (\omega_1^2 r_1^2 + \omega_2^2 r_2^2) + \frac{g^* \mu_B B \sigma_z}{2}, \quad (3.7)$$

որի սեփական ֆունկցիաները եւ սեփական արժեքները որոշվում են ճշգրիտ: Դրանք տրվում են, համապատասխանաբար, հետևյալ արտահայտություններով՝ [118]

$$\Psi_{n,s,\sigma}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{\pi} 2^n n!} L_{\omega_1} \sqrt{\sqrt{\pi} 2^s s!} L_{\omega_2}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{r_1}{L_{\omega_1}}\right)^2} H_n \left(\frac{r_1}{L_{\omega_1}}\right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{r_2}{L_{\omega_2}}\right)^2} H_s \left(\frac{r_2}{L_{\omega_2}}\right) \chi_\sigma, \quad (3.8)$$

$$E_{n,s,\sigma} = \hbar \omega_1 \left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar \omega_2 \left(s + \frac{1}{2}\right) + g^* \mu_B B \sigma, \quad (3.9)$$

որտեղ $\chi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ -ով եւ $\chi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ -ով նշանակված են σ_z -ի սեփական ֆունկցիաները, իսկ σ -ով սեփական արժեքները, $\sigma = \pm 1/2$: $n, s = 0, 1, 2, \dots$ քվանտային թվեր են, $L_{\omega_{1,2}} = \sqrt{\hbar/m^* \omega_{1,2}}$ -ը համակարգի բնութագրական երկարություններ են, $H_n(x)$ -ն Էրմիտի բազմանդամն է:

Ընդհանուր դեպքում ՍՈԼ փոխազդեցության համիլտոնիանը քվանտային կետում H_0 -ի համեմատությամբ կարելի է դիտարկել որպես զրգռում: Սպին-ուղեծրային համիլտոնիանը զուգորդում է ուղեծրային եւ սպինային տարբեր մասեր պարունակող վիճակներ [118], որի հետևանքով քվանտային կետում «սպինի վեր» եւ «սպինի վար» վիճակները սպինային եւ ուղեծրային վիճակների խառնուրդ են: Բանի որ Էլեկտրոնի սպինի վիճակի χ_1 եւ χ_2 ֆունկցիաների վրա Պաուլիի σ_x եւ σ_y մատրիցների ազդեցությունը հանգեցնում է սպինի շրջման՝

$$\sigma_x \chi_1 = \chi_2, \quad \sigma_x \chi_2 = \chi_1, \quad \sigma_y \chi_1 = i \chi_2, \quad \sigma_y \chi_2 = -i \chi_1, \quad (3.10)$$

ապա խոտորումների տեսության առաջին մոտավորությամբ սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառումն Էլեկտրոնի Էներգիական սպեկտրը չի փոխի: Այդ մոտավորությամբ սպին-ուղեծրային փոխազդեցությամբ խոտորված վիճակների ալիքային ֆունկցիաները կարող ենք ներկայացնել հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\Phi_{i,s,\sigma} = \Psi_{i,s,\sigma} + \sum_{n,l,\sigma'} \frac{\langle \Psi_{n,l,\sigma'} | H_{SO}^{D(R)} | \Psi_{i,s,\sigma} \rangle}{E_{i,s,\sigma} - E_{n,l,\sigma'}} \Psi_{n,l,\sigma'}, \quad (3.11)$$

որտեղ (i, s, σ) -ը նույնաբար չի համընկնում (n, l, σ') -ի հետ: (3.2), (3.4), (3.5), (3.8) եւ (3.10) բանաձեւերը հնարավորություն են տալիս հաշվարկելու սպին-ուղեծրային փոխազդեցություններով պայմանավորված անցման մատրիական տարրերը: Դժվար չէ ցույց տալ, որ

$$\langle \Psi_{n,t,l} | H_{SO}^R | \Psi_{p,s,\uparrow} \rangle = \hbar \alpha_R L_\Omega (-L_{\omega_1}^{-2} \sqrt{p} \delta_{t,s} \delta_{n,p-1} + L_{\omega_2}^{-2} \sqrt{s+1} \delta_{t,s+1} \delta_{n,p}), \quad (3.12)$$

$$\langle \Psi_{n,t,\uparrow} | H_{SO}^R | \Psi_{p,s,\downarrow} \rangle = \hbar \alpha_R L_\Omega (-L_{\omega_1}^{-2} \sqrt{p+1} \delta_{t,s} \delta_{n,p+1} + L_{\omega_2}^{-2} \sqrt{s} \delta_{t,s-1} \delta_{n,p}), \quad (3.13)$$

$$\langle \Psi_{n,t,\downarrow} | H_{SO}^D | \Psi_{p,s,\uparrow} \rangle = i \hbar \beta_D L_\Omega (-L_{\omega_1}^{-2} \sqrt{p+1} \delta_{t,s} \delta_{n,p+1} + L_{\omega_2}^{-2} \sqrt{s} \delta_{t,s-1} \delta_{n,p}), \quad (3.14)$$

$$\langle \Psi_{n,t,\uparrow} | H_{SO}^D | \Psi_{p,s,\downarrow} \rangle = -i \hbar \beta_D L_\Omega (-L_{\omega_1}^{-2} \sqrt{p} \delta_{t,s} \delta_{n,p-1} + L_{\omega_2}^{-2} \sqrt{s+1} \delta_{t,s+1} \delta_{n,p}), \quad (3.15)$$

որտեղ $L_\Omega = \sqrt{\hbar/m^* \Omega}$, $\delta_{n,t}$ -ն Կրոնեկերի սիմվոլն է: Մասնավորապես, հիմնական եւ առաջին մի քանի գրգռված վիճակների ալիքային ֆունկցիաները կամ միայն Ռաշբայի, կամ միայն Դրեսել-հաուսի ներդրումներն հաշվի առնելիս կունենան հետևյալ տեսքը՝

$$\Phi_{0,0,\uparrow} = \Psi_{0,0,\uparrow} + \frac{\hbar \alpha_R L_\Omega L_{\omega_2}^{-2} \Psi_{0,1,\downarrow}}{E_{0,0,\uparrow} - E_{0,1,\downarrow}}, \quad \Phi_{0,0,\downarrow} = \Psi_{0,0,\downarrow} - \frac{\hbar \alpha_R L_\Omega L_{\omega_1}^{-2} \Psi_{1,0,\uparrow}}{E_{0,0,\downarrow} - E_{1,0,\uparrow}} \quad (3.16)$$

$$\Phi_{0,1,\uparrow} = \Psi_{0,1,\uparrow} + \frac{\sqrt{2} \hbar \alpha_R L_\Omega L_{\omega_2}^{-2} \Psi_{0,2,\downarrow}}{E_{0,1,\uparrow} - E_{0,2,\downarrow}}, \quad \Phi_{0,1,\downarrow} = \Psi_{0,1,\downarrow} - \frac{\hbar \alpha_R L_\Omega L_{\omega_1}^{-2} \Psi_{1,1,\uparrow}}{E_{0,1,\downarrow} - E_{1,1,\uparrow}} + \frac{\hbar \alpha_R L_\Omega L_{\omega_2}^{-2} \Psi_{0,0,\uparrow}}{E_{0,1,\downarrow} - E_{0,0,\uparrow}}, \quad (3.17)$$

$$\Phi_{0,0,\uparrow} = \Psi_{0,0,\uparrow} - \frac{i \hbar \beta_D L_\Omega L_{\omega_1}^{-2} \Psi_{1,0,\downarrow}}{E_{0,0,\uparrow} - E_{1,0,\downarrow}}, \quad \Phi_{0,0,\downarrow} = \Psi_{0,0,\downarrow} - \frac{i \hbar \beta_D L_\Omega L_{\omega_2}^{-2} \Psi_{0,1,\uparrow}}{E_{0,0,\downarrow} - E_{0,1,\uparrow}}, \quad (3.18)$$

$$\Phi_{0,1,\uparrow} = \Psi_{0,1,\uparrow} - \frac{i \hbar \beta_D L_\Omega L_{\omega_1}^{-2} \Psi_{1,1,\downarrow}}{E_{0,1,\uparrow} - E_{1,1,\downarrow}} + \frac{i \hbar \beta_D L_\Omega L_{\omega_2}^{-2} \Psi_{0,0,\downarrow}}{E_{0,0,\uparrow} - E_{0,0,\downarrow}}, \quad \Phi_{0,1,\downarrow} = \Psi_{0,1,\downarrow} - \frac{i \sqrt{2} \hbar \beta_D L_\Omega L_{\omega_2}^{-2} \Psi_{0,2,\uparrow}}{E_{0,1,\downarrow} - E_{0,2,\uparrow}}: \quad (3.19)$$

§ 3. Սահմանափակված ձայնային ֆոնոնային մոդերը ազատ կայանած կիսահաղորդչային շերտում

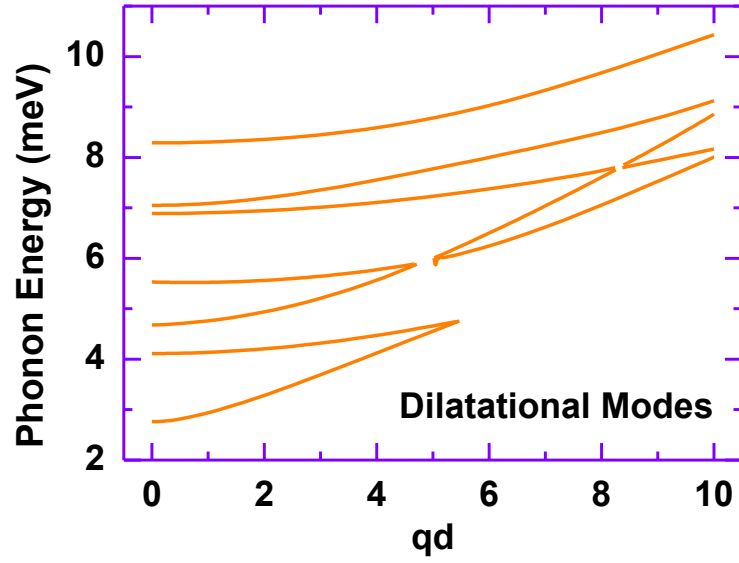
Ինչպես հայտնի է [119], ազատ կայանած կիսահաղորդչային շերտում հոծ միջավայրի մոտավորությամբ ձայնային ֆոնոնային մոդերը դասակարգվում են որպես շեղումային (shear), ընդարձակումային (dilatational) և ճկումային (flexural) մոդեր: Շեղումային ֆոնոնային մոդերը լայնական են և, հետևաբար, դեֆորմացիոն պոտենցիալի մոտավորությամբ Էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության մեջ ներդրում չեն տալիս: Ընդարձակումային մոդերի դեպքում, որոնք կոչվում են նաև համաչափ մոդեր, շեղման U_n վեկտորն ունի երկու ոչ զրոյական բաղադրիչներ՝ $U_n(\mathbf{q}, z) = (U_x, 0, U_z)$, որտեղ

$$\begin{aligned} U_x &= i q_x \left[(q_x^2 - q_t^2) \sin \frac{q_t d}{2} \cos q_l z + 2 q_l q_t \sin \frac{q_l d}{2} \cos q_t z \right], \\ U_z &= q_l \left[-(q_x^2 - q_t^2) \sin \frac{q_t d}{2} \sin q_l z + 2 q_x^2 \sin \frac{q_l d}{2} \sin q_t z \right], \end{aligned} \quad (3.20)$$

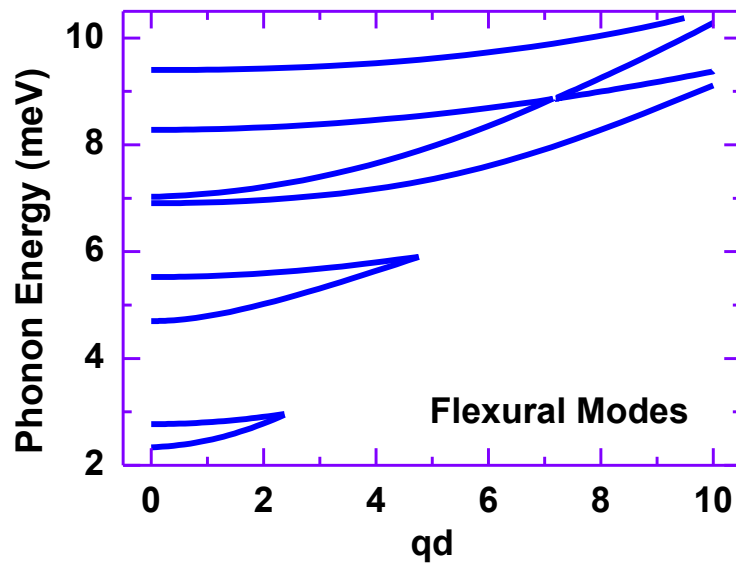
իսկ \mathbf{q} -ն ուղղված է x -երի առանցքով՝ $\mathbf{q} = (q_x, 0)$: q_l և q_t պարամետրերը որոշվում են

$$\frac{\operatorname{tg}(q_t d/2)}{\operatorname{tg}(q_l d/2)} = - \frac{4 q_x^2 q_l q_t}{(q_x^2 - q_t^2)^2} \quad (3.21)$$

$$s_l^2 (q_x^2 + q_t^2) = s_t^2 (q_x^2 + q_t^2) \quad (3.22)$$



Նկ.3.1. Ձայնային ընդարձակումային ֆոնոնային մոդերի դիսպերսային կորերը $2 \cdot 10^{-7}$ սմ հաստությամբ ազատ կայանած GaAs շերտում



Նկ.3.2. Ձայնային ճկումային ֆոնոնային մոդերի դիսպերսային կորերը $2 \cdot 10^{-7}$ սմ հաստությամբ ազատ կայանած GaAs շերտում

հավասարումներից, որտեղ $s_l = (\lambda + 2\mu)/\rho$ -ը եւ $s_t = \mu/\rho$ -ն, համապատասխանաբար, երկայնական եւ լայնական ձայնային ալիքների արագություններն են հոծ միջավայրում, λ -ն եւ μ -ն՝ այդ միջավայրի Լամեի հաստատունները, ρ -ն՝ նյութի խտությունը: Տրված q_x -ի դեպքում այս հավասարումներն ունեն շատ լուծումներ եւ դրանք համարակալվում են լրացուցիչ n ցուցիչով՝ $q_{l,n}$ եւ $q_{t,n}$ (կախված q_x -ի արժեքից, այդ լուծումներն իրական են կամ կեղծ): Ընդարձակումային ալիքների հաճախությունները տրվում են

$$\omega_n = s_l \sqrt{q_x^2 + q_{l,n}^2} = s_t \sqrt{q_x^2 + q_{t,n}^2} \quad (3.23)$$

առնչություններով: Ճկումային ալիքների դեպքում էլ U_n շեղման վեկտորն ունի երկու ոչ զրոյական բաղադրիչներ՝ $U_n(\mathbf{q}, z) = (U_x, 0, U_z)$, որոնք տրվում են հետևյալ հավասարումներով՝

$$\begin{aligned} U_x &= i q_x \left[(q_x^2 - q_t^2) \cos \frac{q_t d}{2} \sin q_l z + 2 q_l q_t \cos \frac{q_l d}{2} \sin q_t z \right], \\ U_z &= q_l \left[(q_x^2 - q_t^2) \cos \frac{q_t d}{2} \cos q_l z + 2 q_x^2 \cos \frac{q_l d}{2} \cos q_t z \right]: \end{aligned} \quad (3.24)$$

Այս ալիքները կոչվում են նաև հակահամաչափ ալիքներ: Այս դեպքում $q_{t,n}$ եւ $q_{l,n}$ պարամետրերը որոշվում են հետևյալ դիսպերսային առնչությունից՝

$$\frac{\operatorname{tg}(q_l d/2)}{\operatorname{tg}(q_t d/2)} = - \frac{4 q_x^2 q_l q_t}{(q_x^2 - q_l^2)^2}, \quad (3.25)$$

վերևում նշված ձևով: Ընդարձակումային եւ ճկումային մոդերի համար $q_{t,n}$ եւ $q_{l,n}$ պարամետրերի՝ q_x -ից կախումների հաշվարկմամբ կարող ենք հաշվարկել նաեւ ընդարձակումային եւ ճկումային մոդերի դիսպերսային կորերը, որոնք պատկերված են նկ.3.1-ում եւ նկ.3.2-ում շերտի $d = 2 \cdot 10^{-7}$ սմ հաստության եւ էներգիայի՝ $0 - 10$ մԷՎ միջակայքի արժեքների դեպքում:

Նկատենք, որ ճկումային մոդերի դեպքում դիսպերսային առնչությունը համընկնում է ընդարձակումային մոդերի (3.23) բանաձևով տրվող արտահայտության հետ, սակայն դա չի բերում հաճախությունների նույնության, քանի որ $q_{t,n}$ -ը եւ $q_{l,n}$ -ն այդ մոդերի համար տարբեր են:

§ 4. Էլեկտրոն-ձայնային ֆոնոն փոխազդեցության համիլտոնիանը սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ

Հոծ միջավայրի մոտավորությամբ հարաբերական շեղման օպերատորը ծնման ($c_n^+(-\mathbf{q})$) եւ ոչնչացման ($c_n(\mathbf{q})$) օպերատորների միջոցով կարելի է ներկայացնել հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}, n} \sqrt{\frac{\hbar}{2A\rho\omega_n(\mathbf{q})}} [c_n(\mathbf{q}) + c_n^*(-\mathbf{q})] \mathbf{w}_n(\mathbf{q}, z) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \quad (3.26)$$

որտեղ $\mathbf{w}_n(\mathbf{q}, z)$ -երն օրթոնորմավորված վեկտորներ են.

$$\int \mathbf{w}_n^+(\mathbf{q}, z) \mathbf{w}_m(\mathbf{q}, z) dz = \delta_{n,m}: \quad (3.27)$$

Դեֆորմացիոն պոտենցիալի մոտավորությամբ «Էլեկտրոն-ձայնային ֆոնոն» փոխազդեցության համիլտոնիանը՝

$$H_{el-ph}^{ac} = E_a \operatorname{div} \mathbf{U}(\mathbf{r}), \quad (3.28)$$

որտեղ E_a -ն դեֆորմացիոն պոտենցիալի հաստատունն է: Նկատի ունենելով (3.20) եւ (3.24) արտահայտությունները, ընդարձակումային ու ճկումային ֆոնոնների հետ Էլեկտրոնի փոխազդեցության համիլտոնիանը կարելի է ներկայացնել

$$H_{el-ph}^{ac} = \sum_{\beta, n, \mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{x}} \Gamma_\beta(\mathbf{q}, n, z) [c_n(\mathbf{q}) + c_n^*(-\mathbf{q})] \quad (3.29)$$

արտահայտությամբ (x առանցքն ուղղված է \mathbf{q} վեկտորի ուղղությամբ): $\Gamma_\beta(\mathbf{q}, n, z)$ ֆունկցիաները նկարագրում են ճկումային ($\beta = f$) եւ ընդարձակումային ($\beta = d$) ալիքների հետ Էլեկտրոնի փոխազդեցության ուժգնությունը և տրվում են

$$\Gamma_\beta(\mathbf{q}, n, z) = F_{\beta, n} \sqrt{\frac{\hbar E_a^2}{2A\rho\omega_n^\beta(\mathbf{q})}} \left[(q_{t,n}^2 - q^2)(q_{l,n}^2 + q^2) tsc1_\beta \left(\frac{q_{t,n} d}{2} \right) tsc2_\beta(q_{l,n} z) \right] \quad (3.30)$$

արտահայտությամբ [119], որտեղ $tsc1_\beta = \sin$, $tsc2_\beta = \cos$, երբ $\beta = d$, և $tsc1_\beta = \cos$, $tsc2_\beta = \sin$, երբ $\beta = f$: $F_{\beta, n}$ -երը նորմավորման գործակիցներն են, որոնց արտահայտությունները տրված են Չավելվածում:

§ 5. Էլեկտրոնի՝ սպինի շրջմամբ ֆոնոնային ռելաքսացիան երկչափ քվանտային կետում ուղղահայաց մագնիսական դաշտում

Սպինի շրջմամբ եւ միաժամանակ ձայնային ֆոնոնի կլանմամբ կամ առաքմամբ սպինային ռելաքսացիան հաշվարկվում է խոտորումների տեսության երկրորդ մոտավորությամբ: Սկզբնական $i = (n, t, \sigma)$ վիճակից՝ վերջնական $f = (l, k, \sigma')$ վիճակ անցման հավանականությունը որոշվում է հետեւյալ արտահայտությամբ՝

$$W^{\pm}(n, t, \sigma \rightarrow l, k, \sigma') = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\substack{p,s,\sigma' \\ \beta,n,q}} \frac{\left| \langle \Psi_{n,t,\sigma} | H_{SO}^{D(R)} | \Psi_{p,s,\sigma'} \rangle \right|^2 \left| \langle \Psi_{p,s,\sigma'} | H_{el-ph}^{ac, \beta,n,q} | \Psi_{l,k,\sigma'} \rangle \right|^{\pm 2}}{(E_{n,t,\sigma} - E_{p,s,\sigma'})^2} \times \delta(E_{l,k,\sigma'} - E_{n,t,\sigma} \pm \hbar\omega_n^{\beta}(\mathbf{q})): \quad (3.31)$$

Սպինի շրջմամբ ռելաքսացիայի Γ արագությունը ($\tau = \Gamma^{-1}$ ժամանակը)

$$\Gamma = \sum_{\pm} W^{\pm}(n, t, \sigma \rightarrow l, k, \sigma'): \quad (3.32)$$

(3.31) եւ (3.32) բանաձեւերի օգնությամբ կարող ենք հաշվել ԲԿ-ում որելէ վիճակից սպինի շրջմամբ այլ վիճակ էլեկտրոնի անցման ժամանակը: Նկատի ունենալով (3.4) եւ (3.29) արտահայտությունները, ձայնային ֆոնոնի առաքմամբ և կլանմամբ էլեկտրոնի անցման մատրիցական տարրը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\langle \Psi_{p,s,\sigma'} | H_{el-ph}^{ac, \beta,n,q} | \Psi_{l,k,\sigma'} \rangle^{\pm} = \Gamma_{\beta}(\mathbf{q}, n) G_{\beta}(q_{l,n}) \left\langle \Psi_{p,s,\sigma'} \left| e^{\frac{iq}{\sqrt{2}\Omega}(\sqrt{\omega_1}r_1 + \sqrt{\omega_2}r_2)} \right| \Psi_{l,k,\sigma'} \right\rangle, \quad (3.33)$$

որտեղ

$$\Gamma_{\beta}(\mathbf{q}, n) = \sqrt{\frac{\hbar E_a^2}{2A\rho} \frac{1}{\omega_n^{\beta}(\mathbf{q})}} F_{\beta,n} \left[(q_{l,n}^2 - q^2)(q_{l,n}^2 + q^2) tsc1_{\beta} \left(\frac{q_{l,n}d}{2} \right) \right] \sqrt{N_n^{\beta}(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}}, \quad (3.34)$$

$$N_n^{\beta}(\mathbf{q}) = \left[e^{\left(\frac{\hbar\omega_n^{\beta}(\mathbf{q})}{k_B T} \right)} - 1 \right]^{-1}, \quad G_{\beta}(q_{l,n}) = \int_0^{\infty} |\eta_0(z)|^2 tsc2_{\beta}(q_{l,n}z) dz, \quad (3.35)$$

որտեղ $\eta_0(z)$ -ն ինվերսային շերտում էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան է քվանտային սահմանում [120]: Դժվար չէ ցույց տալ, որ ընդհանուր դեպքում

$$\left\langle \Psi_{p,s,\sigma'} \left| e^{\frac{iq}{\sqrt{2}\Omega}(\sqrt{\omega_1}r_1 + \sqrt{\omega_2}r_2)} \right| \Psi_{l,k,\sigma'} \right\rangle = Q_{p,l} \left(\frac{qL_{\Omega}}{\sqrt{2}} \right) Q_{s,k} \left(\frac{qL_{\Omega}}{\sqrt{2}} \right), \quad (3.36)$$

որտեղ

$$Q_{p,l}(a) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{2^{p+l} p! l!}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} H_p(x) e^{iax} H_l(x) dx: \quad (3.37)$$

Այսպիսով՝

$$W_{D(R)}^{\pm}(n, t, \sigma \rightarrow l, k, \sigma') = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\substack{p,s,\sigma' \\ \beta,n,q}} \frac{\left| \langle \Psi_{n,t,\sigma} | H_{SO}^{D(R)} | \Psi_{p,s,\sigma'} \rangle \right|^2 |\Gamma_{\beta}(\mathbf{q}, n) G_{\beta}(q_{l,n})|^2}{(E_{n,t,\sigma} - E_{p,s,\sigma'})^2} \times \left| Q_{p,l} \left(\frac{qL_{\Omega}}{\sqrt{2}} \right) Q_{s,k} \left(\frac{qL_{\Omega}}{\sqrt{2}} \right) \right|^2 \delta(E_{l,k,\sigma'} - E_{n,t,\sigma} \pm \hbar\omega_n^{\beta}(\mathbf{q})): \quad (3.38)$$

Այժմ դիտարկենք ռելաքսացիայի արագության մեջ $|0,0,\downarrow\rangle$ եւ $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակներից $|0,0,\uparrow\rangle$ վիճակ անցումների ներդրումները Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի, ինչպես նաեւ դրանց համատեղ ազդեցության հաշվառմամբ: Մատրիցական տարրերի (3.12)–(3.15) արտահայտությունների միջոցով դժվար չէ պարզել, որ $|0,0,\downarrow\rangle$ վիճակից $|0,0,\uparrow\rangle$ վիճակ անցումը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի փոխազդեցությունների արդյունքում իրականանում է, համապատասխանաբար, միջանկյալ $|1,0,\uparrow\rangle$ եւ $|0,1,\uparrow\rangle$ վիճակների մասնակցությամբ: Ընդ որում,

$$\langle \Psi_{0,0,\downarrow} | H_{SO}^R | \Psi_{1,0,\uparrow} \rangle = -\hbar \alpha_R L_\Omega L_{\omega_1}^{-2}, \quad \langle \Psi_{0,0,\downarrow} | H_{SO}^D | \Psi_{0,1,\uparrow} \rangle = i \hbar \beta_D L_\Omega L_{\omega_2}^{-2}, \quad (3.39)$$

$$\left| Q_{1,0} \left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right) Q_{0,0} \left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right) \right|^2 = \pi^2 e^{-\left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2} \left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2: \quad (3.40)$$

Չետեւաբար՝

$$W_R^\pm(0,0,\downarrow \rightarrow 0,0,\uparrow) = \frac{2\pi^3 \hbar \alpha_R^2 L_\Omega^2 L_{\omega_1}^{-4}}{(\hbar \omega_1 - g^* \mu_B B)^2} \sum_{\beta,n,q} \left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2 e^{-\left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2} \times |\Gamma_\beta(\mathbf{q},n) G_\beta(q_{l,n})|^2 \delta(g^* \mu_B B \pm \hbar \omega_n^\beta(\mathbf{q})): \quad (3.41)$$

$$W_D^\pm(0,0,\downarrow \rightarrow 0,0,\uparrow) = \frac{2\pi^3 \hbar \beta_D^2 L_\Omega^2 L_{\omega_2}^{-4}}{(\hbar \omega_2 - g^* \mu_B B)^2} \sum_{\beta,n,q} \left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2 e^{-\left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2} \times |\Gamma_\beta(\mathbf{q},n) G_\beta(q_{l,n})|^2 \delta(g^* \mu_B B \pm \hbar \omega_n^\beta(\mathbf{q})): \quad (3.42)$$

Չաշվի առնելով, որ $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից՝ $|0,0,\uparrow\rangle$ վիճակ անցումը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի փոխազդեցությունների արդյունքում իրականանում է, համապատասխանաբար, միջանկյալ $|1,0,\uparrow\rangle$ եւ $|0,2,\uparrow\rangle$ վիճակների մասնակցությամբ, համանման հաշվարկմամբ $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից՝ $|0,0,\uparrow\rangle$ վիճակ անցման հավանականության համար կստանանք՝

$$W_R^\pm(0,1,\downarrow \rightarrow 0,0,\uparrow) = \frac{2\pi^3 \hbar \alpha_R^2 L_\Omega^2 L_{\omega_1}^{-4}}{(\hbar \omega_1 - \hbar \omega_2 - g^* \mu_B B)^2} \sum_{\beta,n,q} \left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2 e^{-\left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2} \times |\Gamma_\beta(\mathbf{q},n) G_\beta(q_{l,n})|^2 \delta(\hbar \omega_2 + g^* \mu_B B \pm \hbar \omega_n^\beta(\mathbf{q})): \quad (3.43)$$

$$W_D^\pm(0,1,\downarrow \rightarrow 0,0,\uparrow) = \frac{4\pi^3 \hbar \beta_D^2 L_\Omega^2 L_{\omega_2}^{-4}}{(\hbar \omega_2 - g^* \mu_B B)^2} \sum_{\beta,n,q} \left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^4 e^{-\left(\frac{qL_\Omega}{\sqrt{2}} \right)^2} \times |\Gamma_\beta(\mathbf{q},n) G_\beta(q_{l,n})|^2 \delta(\hbar \omega_2 + g^* \mu_B B \pm \hbar \omega_n^\beta(\mathbf{q})): \quad (3.44)$$

Այսպիսով, (3.41)–(3.44) բանաձեւերը հնարավորություն են տալիս այսպես կոչված ֆոնոնային ռեզոնատորում ձայնային ֆոնոնային մոդերի հետ փոխազդեցության հաշվառմամբ հաշվարկելու երկչափ ԲԿ-ում $|0,0,\downarrow\rangle$, $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակներից հիմնական՝ $|0,0,\uparrow\rangle$ վիճակ սպինի

շրջամաբ Էլեկտրոնի ռելաքսացիայի արագությունն ինչպես առանձին-առանձին Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի փոխազդեցությունների, այնպես էլ դրանց համատեղ ազդեցության դեպքում:

5.1 Թվային հաշվարկ եւ արդյունքների քննարկում

Թվային հաշվարկները կատարվել են GaAs ազատ կայանած քվանտային թաղանթում ստեղծված երկչափ քվանտային կետի դեպքում: Օգտագործվել են համակարգի պարամետրերի հետևյալ արժեքները. թաղանթի հաստությունը՝ $d = 5 \cdot 10^{-7}$ սմ, $E_a = 12,42$ ԷՎ, $\rho = 5,31$ գ/սմ³, $s_l = 5,7 \cdot 10^5$ սմ/վ, $s_t = 3,35 \cdot 10^5$ սմ/վ, $m^* = 0,067m_0$ [60], $\alpha_R = \beta_D = 2,15 \cdot 10^4$ սմ/վ, [118]:

Նկ.3.3-ում պատկերված են ԶԿ-ի առաջին զրգռված վիճակից հիմնական վիճակ սպինի շրջամաբ ռելաքսացման արագության՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից կախման կորերը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում, երբ պարաբոլային սահմանափակման Էներգիան 1,1 մԷՎ է:

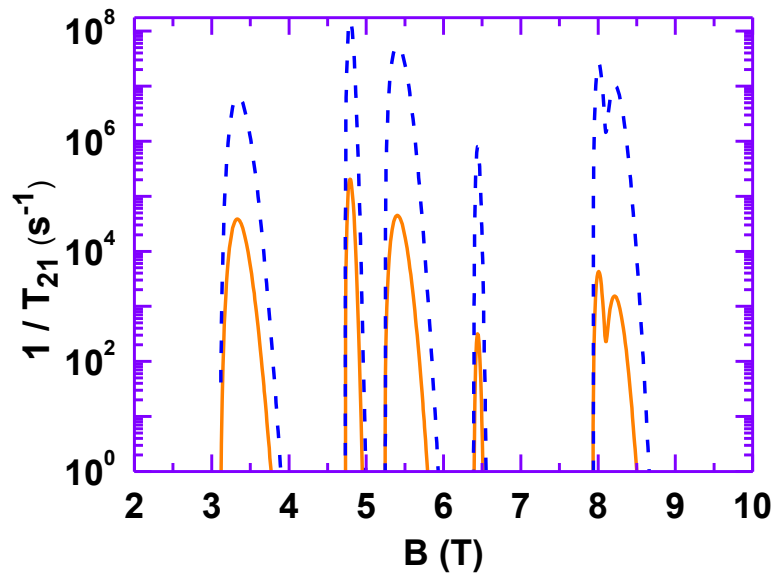
Ստացված արդյունքները վկայում են, որ

1. ռելաքսացիայի արագությունը՝ (անցման հավանականությունը) կախված մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից, կարող է փոխվել շատ լայն տիրույթում: Այս փաստը կարող է օգտագործվել մագնիսական դաշտի միջոցով ռելաքսացիայի պահանջված արագությունն ապահովելու համար,

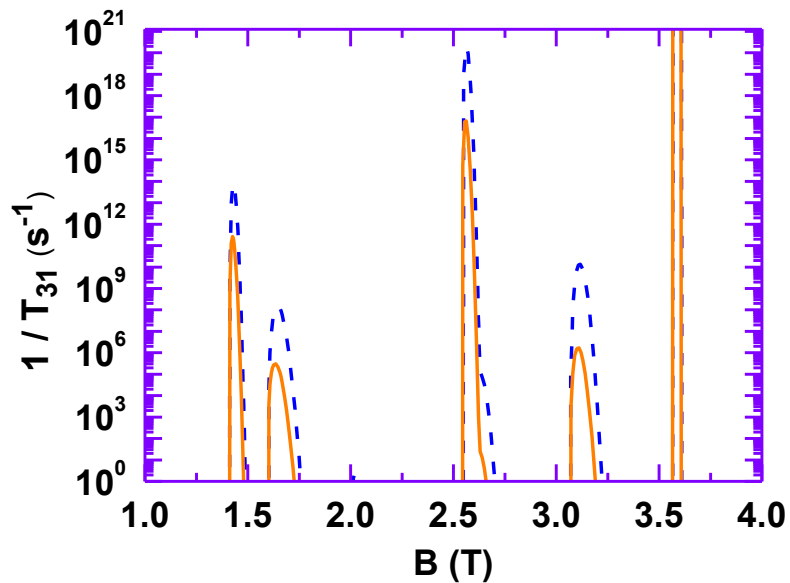
2. մագնիսական դաշտից կախմանը բնորոշ է թույլատրված եւ արգելված տիրույթների առկայությունը: Դա հետեւանք է ֆոնոնային մոդերի չափային քվանտացման հաշվառման, քանի որ այդ տիրույթները բացակայում են, երբ նշված քվանտացումն անտեսված է [118],

3. անցումների թույլատրելի տիրույթներում Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի պարամետրերի միեւնույն արժեքի դեպքում H_{SO}^D -ով պայմանավորված ռելաքսացիայի արագությունը զգալիորեն գերազանցում է H_{SO}^R -ով պայմանավորված ռելաքսացիայի արագությունը: Նկատենք, սակայն, որ համակարգի պարամետրերի եւ փականային լարումների ընտրությամբ այդ պարամետրերը, հետեւաբար՝ նաեւ ռելաքսացիայի արագությունը կարելի է կառավարելի փոփոխվել:

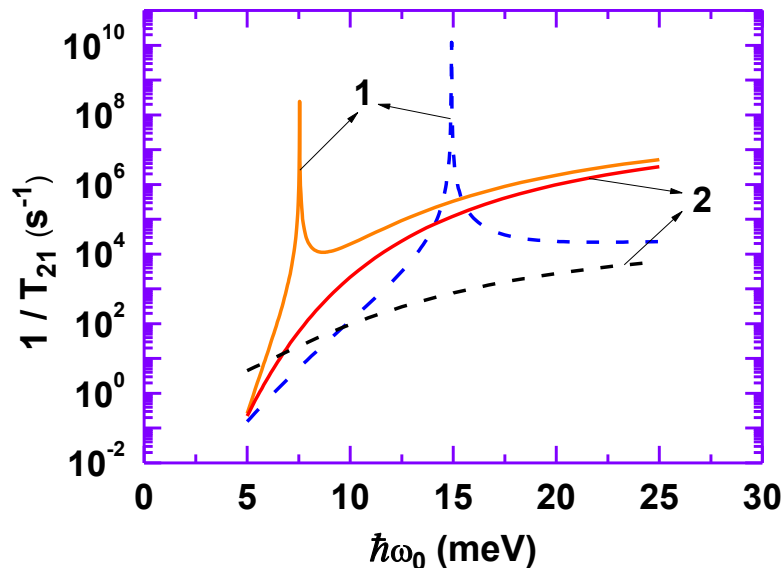
Նկ.3.4-ում պարաբոլային սահմանափակման Էներգիայի նույն արժեքի դեպքում պատկերված են ԶԿ-ի $|0,1, \downarrow\rangle$ վիճակից հիմնական վիճակ սպինի շրջամաբ ռելաքսացման արագության՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից կախման կորերը վերոնշյալ սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում: Այս արդյունքների տարբերությունը Նկ.3.3-ում ներկայացված արդյունքներից այն է, որ անցման թույլատրելի տիրույթները՝ կախված մագնիսական դաշտի



Նկ.3.3. ԲԿ-ի առաջին գրգռված վիճակից հիմնական վիճակ սպինի շրջմամբ ռե-լաքսացիայի արագության կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից՝ Ռաշբայի (հոծ կորեր) եւ Դրեսելիաուսի (զծիկային կորեր) սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում



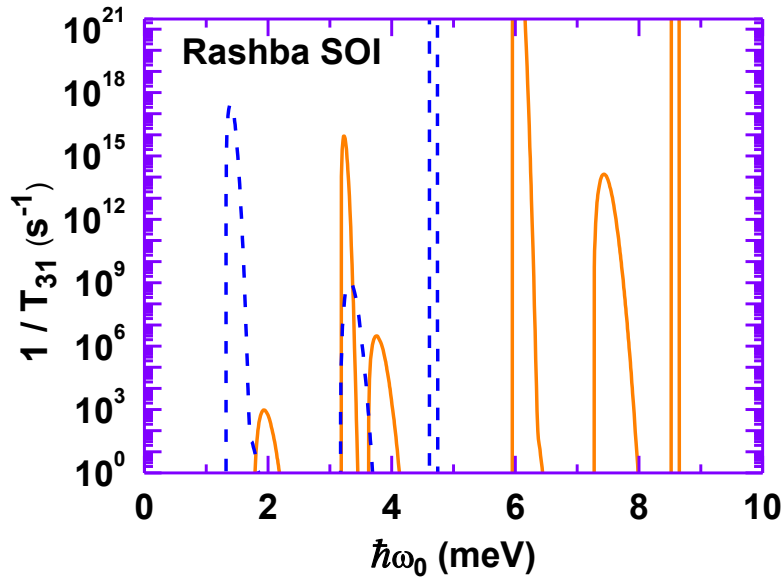
Նկ.3.4. ԲԿ-ի $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից հիմնական վիճակ սպինի շրջմամբ ռելաքսացիայի արագության կախումը մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից՝ Ռաշբայի (հոծ կորեր) եւ Դրեսելիաուսի (զծիկային կորեր) սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում



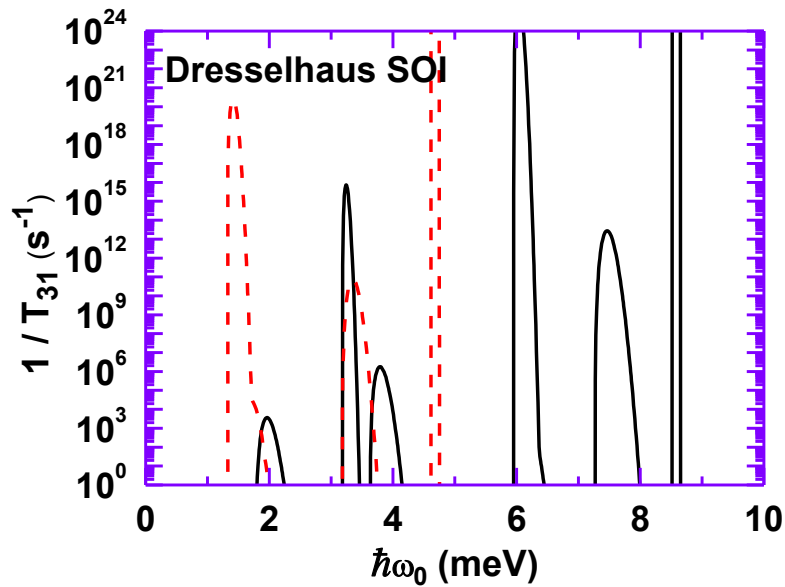
Ակ.3.5. ԶԿ-ի առաջին գրգռված վիճակից՝ հիմնական վիճակ սպինի շրջմամբ ռելաքսացիայի արագության կախումը պարաբոլային սահմանափակման Էներգիայից Ռաշբայի (1 կորեր) և Դրեսելիաուսի (2 կորեր) սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում, երբ $B=5S$ (հոծ կորեր) և $B=10S$ (զծիկային կորեր)

ինդուկցիայի տարբեր են են և համեմատաբար ավելի նեղ: Անցման հավանականությունը թույլատրելի տիրույթներում ունի շատ ավելի մեծ արժեքներ:

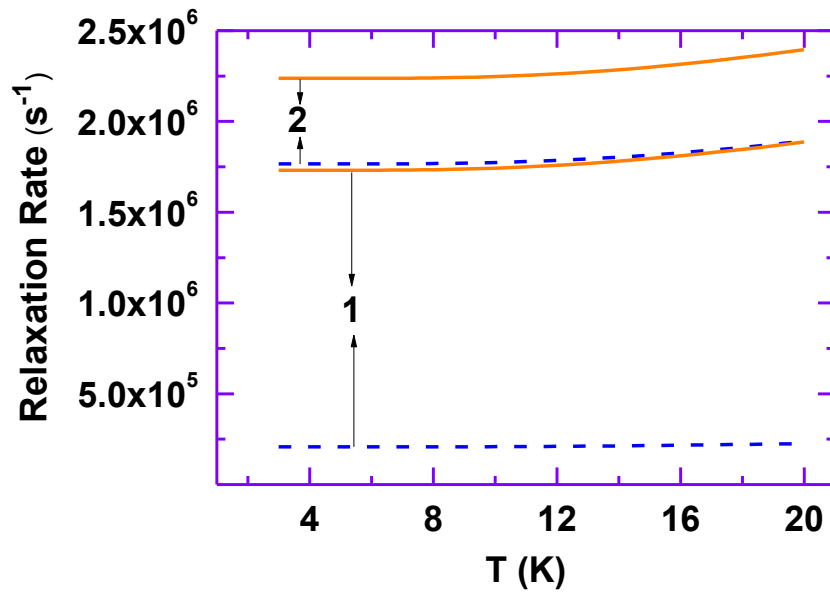
Ուսումնասիրվել է նաեւ սպինի շրջմամբ ռելաքսացման արագությունների կախումը պարաբոլային սահմանափակման Էներգիայից, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի տարբեր արժեքների դեպքում: Ակ.3.5-ում պատկերված են $|0,0,\downarrow\rangle$ վիճակից՝ $|0,0,\uparrow\rangle$ վիճակ անցման արագությունները Ռաշբայի (1 կորեր) և Դրեսելիաուսի (2 կորեր) սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում, երբ $B=5S$ (հոծ կորեր) և $B=10S$ (զծիկային կորեր), իսկ Ակ.3.6-ում և Ակ.3.7-ում՝ $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից՝ հիմնական վիճակ անցման արագությունները, համապատասխանաբար, Ռաշբայի և Դրեսելիաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում, երբ $B=0,5S$ (հոծ կորեր) և $B=2,5S$ (զծիկային կորեր): Նկատենք, որ Ռաշբայի ՍՈւ փոխազդեցության դեպքում առաջին գրգռված վիճակից՝ հիմնական վիճակ ռելաքսացման արագության՝ $\hbar\omega_0$ –ից կախման կորն ունի սուր ելուստ, որն առկա է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից կախման՝ [118] աշխատանքում բերված կորի վրա: $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից՝ հիմնական վիճակ ռելաքսացիայի արագության՝ $\hbar\omega_0$ –ից կախմանը հատուկ է նույնախի գոտիական պատկեր, ինչպիսին դիտվում է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից կախման կորերում առաջին երկու



Նկ.3.6. ՔԿ-ի $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից՝ հիմնական վիճակ սպինի շրջմամբ ռելաքսացիայի արագության կախումը պարաբոլային սահմանափակման էներգիայից՝ Ռաշբայի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության դեպքում, երբ $B=0,5S$ (հոծ կորեր) և $B=2,5S$ (զծիկային կորեր)



Նկ.3.7. ՔԿ-ի $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից՝ հիմնական վիճակ սպինի շրջմամբ ռելաքսացիայի արագության կախումը պարաբոլային սահմանափակման էներգիայից՝ Դրեսելհաուսի սպին-ուղեծրային փոխազդեցության դեպքում, երբ $B=0,5S$ (հոծ կորեր) և $B=2,5S$ (զծիկային կորեր)



Նկ.3.8. ԲԿ-ի $|0,0,\downarrow\rangle$ վիճակից (1 կորեր) եւ $|0,1,\downarrow\rangle$ վիճակից (2 կորեր)՝ հիմնական վիճակ սպինի շրջմամբ ռելաքսացիայի արագության կախումը ջերմաստիճանից՝ Ռաշբայի (հոծ կորեր) եւ Դրեսելիաուսի (գծիկային կորեր) սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունների դեպքում: 1 կորերի դեպքում $\hbar\omega_0=10$ մԷՎ, $B=5$ S, 2 կորերի դեպքում $\hbar\omega_0=3,8$ մԷՎ, $B=2,5$ S

գրգռված վիճակներից հիմնական վիճակ անցումների դեպքում (Նկ.3.3 եւ Նկ.3.4): Այդպիսի պատկեր չի դիտվում առաջին գրգռված վիճակից՝ հիմնական վիճակ ռելաքսացիայի արագության՝ $\hbar\omega_0$ -ից կախումում: Այսպիսի վարքերը, ինչպես հետևում է (3.41)–(3.44) բանաձեւերից, պայմանավորված են դիտարկվող անցումներում էներգիայի պահպանման օրենքում պարաբոլային սահմանափակման էներգիայի դերով: Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ փականային լարումների միջոցով հնարավոր է իրականացնել այնպիսի սահմանափակում, որը կապահովի որոշակի վիճակների միջեւ անցման պահանջված արագություն:

Ուսումնասիրվել են նաեւ ռելաքսացիայի ժամանակների ջերմաստիճանային կախումները (Նկ.3.8) համակարգի պարամետրերի տարբեր արժեքների եւ ՍՈԼ փոխազդեցության տարբեր դեպքերում: Ինչպես տեսնում ենք, ձայնային ֆոնոնային մոդերի գերակայության տիրույթում (3–20 Կ) դիտվում է ռելաքսացիայի արագության համեմատաբար դանդաղ աճ:

ԵՇՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

Վերջին մի քանի տասնամյակներում գիտական հսկայական ջանքերը, որ գործադրվել են ժամանակակից տեխնոլոգիաների զարգացման եւ նանոֆիզիկայի հիմնարար հետազոտությունների բնագավառում, բացել են նոր եւ չափազանց խոստումնալից հեռանկարներ հիմնարար եւ կիրառական գիտության թռիչքային առաջընթացի համար: Այս ձեռքբերումները հիմք են ստեղծել նախագծելու եւ ստեղծելու այնպիսի օպտոէլեկտրոնային սարքեր, որոնք առանձնանում են մանրաչափությամբ, արագագործությամբ, էներգախնայողությամբ, հուսալիությամբ եւ այդ ամենի արդյունքում՝ էլեկտրոնային մեծ համակարգերում ինտեգրվելու հնարավորությունների ճկունությամբ: Այդ հաջողությունները հետեւանք են կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում փոքր քանակությամբ քվազիմասնիկների (ընդհուպ մինչեւ մեկ քվազիմասնիկ) դինամիկ վարքի կառավարման: Այդ նպատակին կարող է ծառայեցվել էլեկտրոնային գրգռման ինչպես լիցքը, այնպես էլ սպինը: Մի կողմից կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքների ակտիվ տիրույթի ձեւի եւ չափերի, ինչպես նաեւ կառուցվածքի բաղադրյալ կոմպոզիտի ընտրությամբ, մյուս կողմից արտաքին դաշտերի եւ այլ միջոցների գործադրմամբ՝ հսկվում եւ կառավարվում են քվազիմասնիկների տարբեր փոխազդեցությունների ուժգնություններ: Ձեռքբերումների այս հենքի վրա ատենախոսության շրջանակներում կարելու էլ է պինդմարմնային համակարգերում գործնականորեն չբացառվող էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության՝ մի շարքորոշ երեւույթներում լիցքի եւ սպինի դինամիկ վարքի վրա ունեցած ազդեցության պարզաբանման խնդիրը, հաշվի առնելով նանոկառուցվածքներում ֆոնոնային համակարգի գլխավոր առանձնահատկությունը՝ ֆոնոնային սահմանափակումը: Միաժամանակ դիտարկվող պրոցեսներում կարելու էլ էլեկտրոնի սպինը եւ սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը:

Ատենախոսության առաջին գլխում ուսումնասիրվել է քվանտային կետի արգելքի գոտում գեներացված էլեկտրոնի՝ քվանտային կետի հիմնական վիճակում կալանման խնդիրը ինչպես մեկ կամ երկու օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ, այնպես էլ կասկադային անցման դեպքում, երբ դիտարկվում է նաեւ էլեկտրոն-էլեկտրոն ցրում՝ սպինային հնարավոր վիճակների հաշվառմամբ: Երկրորդ գլխում լուծվել է միաչափ եւ երկչափ ֆոյոլիայան պոլարոնի խնդիրը սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հաշվառմամբ: Երրորդ գլխում ուսումնասիրվել է ձայնային ֆոնոններով միջնորդված սպինային ռելաքսացիան երկչափ քվանտային կետում, մագնիսական դաշտում:

Ստորել ներկայացվում են ատենախոսության շրջանակներում կատարված գիտական հետազոտության հիմնական եզրահանգումները.

1. Ֆոնոնային սահմանափակման հաշվառմամբ, վերջավոր խորությամբ գնդային փոսի մոդելի հիման վրա ուսումնասիրվել է բեւեռային կիսահաղորդչային ԶԿ-ի եռաչափ արգելքի տիրույթում ֆոտոգեներացված էլեկտրոնի կալանումը ԶԿ-ի հիմնական վիճակում, մեկ կամ երկու օպտիկական ֆոնոնի առաքմամբ: Ստացվել են կալանման արագության վերլուծական արտահայտություններ մեկֆոնոնային եւ երկֆոնոնային պրոցեսների համար: Ցույց է տրվել, որ գոյություն ունեն ԶԿ-ի շառավղի արժեքների տիրույթներ (գոտիներ), որոնցում կալանումն էներգիապես թույլատրված է: Պարզվել է, որ ծավալատիպ կամ միջմակերելության ֆոնոնի առաքմամբ մեկֆոնոնային կալանումը շառավղից կախված ունի հստակ արտահայտված ռեզոնանսային բնույթ, եւ կալանման արագությունը նվազում է յուրաքանչյուր գոտու եզրերին մոտենալիս: Ընդ որում, գոտիների առաջացումը պայմանավորված չէ ֆոնոնային սահմանափակման երեւույթով: Հաստատվել է, որ ֆոնոնային սահմանափակման հաշվառումը հանգեցնում է ռեզոնանսային պիկերի բարձրությունների նվազման, երբ ԶԿ-ի շառավղիը նվազում է:
2. «Ծավալատիպ + ծավալատիպ», «ծավալատիպ + միջմակերելության» եւ «միջմակերելության + միջմակերելության» երկֆոնոնային պրոցեսների դիտարկմամբ ուսումնասիրվել է էլեկտրոնի երկֆոնոնային կալանման արագության կախումը ԶԿ-ի շառավղից, արգելքի տիրույթում ֆոտոգեներացված էլեկտրոնների կոնցենտրացիայից եւ ջերմաստիճանից: Որպես էլեկտրոնի անցման միջանկյալ վիճակ դիտարկվել են ինչպես քվազիստացիոնար (անընդհատ), այնպես էլ ԶԿ-ի գրգռված (ընդհատ) վիճակները: Համեմատվել են մեկֆոնոնային եւ երկֆոնոնային կալանման արագությունները: Ցույց է տրվել, որ միեւնույն պայմաններում երկֆոնոնային կալանման արագությունը մեկ կարգով ավելի փոքր է մեկֆոնոնայինի համեմատ: Պարզվել է, որ երկֆոնոնային պրոցեսներում անընդհատ միջանկյալ վիճակներով ընթացող կալանումների արագությունը մեծ է ընդհատ վիճակներով ընթացողների համեմատությամբ: Ցույց է տրվել նաեւ, որ մեկֆոնոնային եւ երկֆոնոնային կալանման արագությունները՝ կախված էլեկտրոնային կոնցենտրացիայից, ունեն միեւնույն վարքը, միայն այն տարբերությամբ, որ երկֆոնոնային կալանման արագության մաքսիմումը դիտվում է ավելի մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում: Սա բացատր-

վում է այն բանով, որ երկֆոնոնային կալանման փոքր արագության պատճառով ԶԿ-երում էլեկտրոններով զբաղեցված մակարդակների հագեցումը Պաուլիի արգելման սկզբունքի հետեւանքով իրականանում է արգելքի տիրույթում էլեկտրոնային կոնցենտրացիայի համեմատաբար մեծ արժեքների դեպքում:

3. Ուսումնասիրվել է ԶԿ-ում ֆոտոգրգռված էլեկտրոնի անցումը քվանտային կետի հիմնական մակարդակ՝ կասկադային ռելաքսացիայի ընթացողիով, երբ էլեկտրոնը, առաքելով ծավալատիպ կամ միջմակերելութային օպտիկական ֆոնոն, նախ՝ անցնում է քվանտային կետի որեւէ գրգռված մակարդակ, եւ ապա էլեկտրոն-էլեկտրոն ցրմամբ (օժեպրոցես)՝ իջնում ԶԿ-ի հիմնական մակարդակ՝ ավելցուկային էներգիան փոխանցելով կամ ԶԿ-ում կապված, կամ արգելքի տիրույթի մեկ այլ էլեկտրոնի: ԶԿ-ում էլեկտրոնների զույգի սկզբնական վիճակը (սինգլետ կամ տրիպլետ) դիտարկվում է Պաուլիի կոռելացիայի տեսանկյունից: Ցույց է տրվել, որ կասկադային անցման ժամանակը՝ ցանցային ջերմաստիճանի փոփոխման լայն տիրույթում (25 Կ-ից մինչեւ 250 Կ), ունի թույլ ջերմաստիճանային կախում եւ ընկած է 80 պվ-ից մինչեւ 100 պվ տիրույթում: Տեսական այս կանխատեսումը վերջերս հաստատվել է փորձով:
4. Առաջին անգամ լուծվել է երկչափ ֆրոնտիլիայան պոլարոնի խնդիրը Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈւ փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառմամբ: Ցույց է տրվել, որ ՍՈւ երկու փոխազդեցությունների համատեղ ազդեցությունը ցինկի խաբուսակի կառուցվածքով նանոհամակարգում հանգեցնում է երկչափ պոլարոնի սեփական էներգիայի կախվածության ինչպես ալիքային վեկտորի ուղղությունից, այնպես էլ քիրալություն ցուցչից: Ցույց է տրվել նաեւ, որ պոլարոնի էներգիան որպես ալիքային վեկտորի մոդուլի ֆունկցիա, փոխում է մոնոտոնությունը՝ կախված քիրալության ցուցչից: Ինչպես պարզվել է, Ռաշբայի կամ Դրեսելիաուսի ՍՈւ փոխազդեցություններից միայն որեւէ մեկի հաշվառումը միշտ հանգեցնում է պոլարոնի սեփական էներգիայի մեծացման եւ «սպին-վեր», եւ «սպին-վար» դեպքերում, մինչդեռ երկու անդամների համատեղ ազդեցությամբ պոլարոնի սեփական էներգիան որոշակի ուղղություններով կարող է ոչ միայն մեծանալ, այլ նաեւ փոքրանալ, սպին-ուղեծրային փոխազդեցության անտեսմամբ ստացված արդյունքի համեմատ:

5. Ուսումնասիրվել են վյուրցիտային կառուցվածքով նիտրիդային նանոհամակարգում երկչափ ֆրյոլիխյան պոլարոնի հիմնական բնութագրերը՝ սեփական էներգիան եւ արդյունարար զանգվածը, Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈԼ փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառմամբ: Ցույց է տրվել, որ, ի տարբերություն ցինկի խաբուսակի կառուցվածքով հետերոկառուցվածքներում գոյացած երկչափ պոլարոնի, այս դեպքում պոլարոնի էներգիան (նաեւ սեփական էներգիան) Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈԼ փոխազդեցությունների համատեղ հաշվառման դեպքում օժտված չէ անկյունային անիզոտրոպությամբ ինչպես «սպին-վեր», այնպես էլ «սպին-վար» վիճակներում, իսկ արդյունարար զանգվածի անիզոտրոպությունը պայմանավորված է վյուրցիտային կառուցվածքով համակարգերում օպտիկական ֆոնոնային մոդերի անիզոտրոպությամբ: Թվային հաշվարկմամբ ստացվել են պոլարոնային հիմնական բնութագրերի կախումները Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի պարամետրերից, ինչպես նաեւ պոլարոնի արդյունարար զանգվածի կախումը քվազիալիքային վեկտորի մոդուլից, քիրալային թվի տարբեր արժեքների դեպքում: Ցույց է տրվել, որ «սպին-վեր» վիճակում դիտվում է արդյունարար զանգվածի պոլարոնային ուղղման մոնոտոնության փոփոխություն:
6. Լի-Լոու-Փայսի տեսության շրջանակներում, Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի ՍՈԼ փոխազդեցությունների հաշվառմամբ լուծվել է ֆրյոլիխյան պոլարոնի խնդիրը քվանտային լարում: Ստացվել են վերլուծական արտահայտություններ պոլարոնի էներգիայի, սեփական էներգիայի եւ արդյունարար զանգվածի համար: Ցույց է տրվել, որ ծավալատիպ եւ միջմակերեւութային ֆոնոնային մոդերի ներդրումները պոլարոնի էներգիայում եւ սեփական էներգիայում, ի տարբերություն պոլարոնի արդյունարար զանգվածի, ունեն ադիտիվ բնույթ նաեւ ՍՈԼ փոխազդեցությունների հաշվառմամբ: Պարզվել է, որ միաչափ ֆրյոլիխյան պոլարոնի սեփական էներգիայի եւ արդյունարար զանգվածի վրա ՍՈԼ փոխազդեցություններն առանձին-առանձին եւ համատեղ ունեն միատեսակ ազդեցություն : ՍՈԼ փոխազդեցությունների հաշվառումը փոքրացնում է (մեծացնում է) «սպին-վար» («սպին-վեր») պոլարոնային վիճակի սեփական էներգիան եւ արդյունարար զանգվածն ինչպես ծավալատիպ եւ միջմակերեւութային բեւեռային օպտիկական ֆոնոնների վրա ցրումների առանձին-առանձին, այնպես էլ դրանց համատեղ հաշվառման դեպքում:
7. Ուսումնասիրվել է երկչափ ԶԿ-ում էլեկտրոնի սպինի ռելաքսացիան շերտին ուղղահայաց մագնիսական դաշտում: ԶԿ-ն ստեղծված է երկչափ էլեկտրոնային գազով ազատ կայա-

նած կիսահաղորդչային նանոշերտում: Դիտարկվել է ՍՈւ եւ «Էլեկտրոն-ձայնային ֆոնոն» փոխազդեցություններով ներկայացվող սպինային ռելաքսացիայի մեխանիզմ: Ստացվել են ռելաքսացիայի արագության համար վերլուծական արտահայտություններ՝ ձայնային ընդարձակումային եւ ճկումային ֆոնոնային մոդերի վրա ցրումների դեպքում: Ցույց է տրվել, որ սպինի ռելաքսացիայի արագությունը՝ կախված մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից, փոխվում է լայն տիրույթում, որը կարող է օգտագործվել մագնիսական դաշտի միջոցով ռելաքսացիայի պահանջված արագության ապահովման համար: Բացահայտվել է, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայից ռելաքսացիայի արագության կախմանը բնորոշ է թույլատրված եւ արգելված տիրույթների առկայություն, որը հետեւանք է ֆոնոնային մոդերի չափային քվանտացման: Ցույց է տրվել, որ սպինային անցումների թույլատրելի տիրույթներում Ռաշբայի եւ Դրեսելիաուսի պարամետրերի միեւնույն արժեքի դեպքում դրեսելիաուսյան ռելաքսացիայի արագությունը զգալիորեն գերազանցում է ռաշբայան ռելաքսացիայի արագությունը:

8. Ուսումնասիրվել է սպինային ռելաքսացիայի արագության կախումը սահմանափակման Էներգիայի ուժգնությունից: Ցույց է տրվել, որ այդ կախումը ԲԿ-ի առաջին գրգռված վիճակից՝ հիմնական վիճակ սպինի շրջամաք անցման դեպքում՝ անկախ ՍՈւ փոխազդեցության տեսակից (Ռաշբայի, թե Դրեսելիաուսի), չունի ռեզոնանսային բնույթ: Սահմանափակման Էներգիայից ռեզոնանսային կախում դիտվում է հաջորդ՝ ավել մեծ Էներգիայով վիճակից սպինի շրջամաք հիմնական վիճակ անցման դեպքում:

Իմ խորին շնորհակալությունն ու երախտագիտությունն եմ հայտնում ատենախոսության գիտական ղեկավար, ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ, ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր Ալբերտ Կիրակոսյանին համատեղ գիտական աշխատանքի, օգտակար քննարկումների, մշտական աջակցության եւ ատենախոսության հանդեպ ցուցաբերած ուշադիր վերաբերմունքի համար:

ՀԱՎԵԼՎԱԾ

Ստորև բերված են Գլ.3-ի (3.30) բանաձևերում $F_{\beta,n}$ ($\beta = d$ կամ $\beta = f$) նորմավորման գործակիցների արտահայտությունները [119].

$$F_d^{-2} = \frac{1}{8q_l q_t} [2dq_l^3 q_t^5 + 4dq_l^3 q_t^3 q^2 + 2dq_l q_t^5 q^2 + 10dq_l^3 q_t q^4 - 4dq_l q_t^3 q^4 + 2dq_l q_t q^6 - 8dq_l^3 q_t q^2 (q_t^2 + q^2) \cos(dq_l) - 2dq_l q_t (q_t^2 - q^2)^2 (q_l^2 + q^2) \cos(dq_t) + 2q_t (-q_t^2 + q^2) (q_l^2 q_t^2 + 7q_l^2 q^2 - q_t^2 q^2 + q^4) \sin(dq_l) + 8q_l^3 q^2 (q_t^2 - q^2) \sin(dq_t) + (q_l^2 q_t^5 + 4q_l^3 q_t^2 q^2 + 6q_l^2 q_t^3 q^2 - q_t^5 q^2 - 4q_l^3 q^4 - 7q_l^2 q_t q^4 + 2q_t^3 q^4 - q_t q^6) \sin(d(q_l - q_t)) + (q_l^2 q_t^5 - 4q_l^3 q_t^2 q^2 + 6q_l^2 q_t^3 q^2 - q_t^5 q^2 + 4q_l^3 q^4 - 7q_l^2 q_t q^4 + 2q_t^3 q^4 - q_t q^6) \sin(d(q_l + q_t))],$$

$$F_f^{-2} = \frac{1}{8q_l q_t} [2dq_l^3 q_t^5 + 4dq_l^3 q_t^3 q^2 + 2dq_l q_t^5 q^2 + 10dq_l^3 q_t q^4 - 4dq_l q_t^3 q^4 + 2dq_l q_t q^6 + 8dq_l^3 q_t q^2 (q_t^2 + q^2) \cos(dq_l) + 2dq_l q_t (q_t^2 - q^2)^2 (q_l^2 + q^2) \cos(dq_t) + 2q_t (q_t^2 - q^2) (q_l^2 q_t^2 + 7q_l^2 q^2 - q_t^2 q^2 + q^4) \sin(dq_l) + 8q_l^3 q^2 (-q_t^2 + q^2) \sin(dq_t) + (q_l^2 q_t^5 + 4q_l^3 q_t^2 q^2 + 6q_l^2 q_t^3 q^2 - q_t^5 q^2 - 4q_l^3 q^4 - 7q_l^2 q_t q^4 + 2q_t^3 q^4 - q_t q^6) \sin(d(q_l - q_t)) + (q_l^2 q_t^5 - 4q_l^3 q_t^2 q^2 + 6q_l^2 q_t^3 q^2 - q_t^5 q^2 + 4q_l^3 q^4 - 7q_l^2 q_t q^4 + 2q_t^3 q^4 - q_t q^6) \sin(d(q_l + q_t))]$$

Հակիրճության համար բանաձևերում n ցուցիչը բաց է թողնված ($F_d = F_{d,n}$, $F_f = F_{f,n}$,

$q_l = q_{ln}$, $q_t = q_{tn}$):

ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ

ՔԿ – քվանտային կետ

ԷՖ – էլեկտրոն–ֆոնոն

ՍՈԼ – սպին–ուղեծրային

1D – one-dimensional (միաչափ)

2D – two-dimensional (երկչափ)

3D – three-dimensional (եռաչափ)

C – confined (սահմանափակված)

IF – interface (միջմակերեսային)

LO – longitudinal optical (երկայնական օպտիկական)

TO – transverse optical (լայնական օպտիկական)

S – symmetric (համաչափ)

A – antisymmetric (հակահամաչափ)

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. *Nano: The Essentials (Understanding Nanoscience and Nanotechnology)*: edited by T. Pradeep (McGraw-Hill 2008).
2. *Nanomaterials: New Research Developments*: edited by E.I. Pertsov (Nova Science Publishers 2008).
3. Balandin A.A., Nika D.L., Phononics in low-dimensional materials, *Materials Today* **15** (2012) pp.266–275.
4. Devreese J.T., Electron-Phonon Interaction and Polaron Effects in Structures of Reduced Dimension and Dimensionality, *Phys. Stat. Sol. B* **215** (1999) pp.465–469.
5. Folk J.A., Patel S.R., Birnbaum K.M., Marcus C.M., Duruöz C.I., Harris J.S., Jr., Spin Degeneracy and Conductance Fluctuations in Open Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) pp.2102–2105.
6. Fujisawa T., Tokura Y., Hirayama Y., Energy relaxation process in a quantum dot studied by DC current and pulse-excited current measurements, *Physica B* **298** (2001) pp.573–579.
7. Fujisawa T., Austing D.G., Tokura Y., Hirayama Y., Tarucha S., Allowed and forbidden transitions in artificial hydrogen and helium atoms, *Nature (London)* **419** (2002) pp.278–281.
8. R. Hanson, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen, L. H. Willems van Beveren, J. M. Elzerman, L. P. Kouwenhoven, Zeeman Energy and Spin Relaxation in a One-Electron Quantum Dot . *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) id.196802 (4 pages).
9. Hanson R., van Beveren L.H.W., Vink I.T., Elzerman J.M., Naber W.J.M., Koppens F.H.L., Kouwenhoven L.P., Vandersypen L.M.K., Single-Shot Readout of Electron Spin States in a Quantum Dot Using Spin-Dependent Tunnel Rates. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) id.196802 (4 pages).
10. Andergassen S., Meden V., Schoeller H., Splettstoesser J., Wegewijs M.R., Charge transport through single molecules, quantum dots and quantum wires, *Nanotechnology* **21** (2010) id.272001 (25pages).
11. Ganichev S.D., Prettl W., Spin photocurrents in quantum wells, *Journ. of Phys.: Condens. Matt.* **15** (2003) pp.R935–R983.

12. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computing*, edited by D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth (Springer, New York, 2002).
13. Arakawa Y., Sakaki H., Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current, *Appl. Phys. Lett.*, **40** (1982) pp.939–941.
14. Asada M., Miyamoto Y., Suematsu Y., Gain and the threshold of three-dimensional quantum box lasers, *IEEE J. Quantum Electron.*, **22** (1986) pp.1915–1921.
15. Arakawa Y., Yariv A., Quantum well lasers-Gain, spectra, dynamics, *IEEE J. Quantum Electron.*, **22** (1986) pp.1887–1899.
16. Kirstaedter N., Ledentsov N.N., Grundmann M., Bimberg D., Ustinov V.M., Ruvimov S.S., Maximov M.V., Kop'ev P.S., Alferov Z.I., Richter U., Werner P., Gosele U., Heydenreich J., Low threshold, large T injection laser emission from InGaAs quantum dots, *Electron. Lett.*, **30** (1994) pp.1416–1417.
17. Gundogdu K., Hall K.C., Boggess T.F., Deppe D.G., Shchekin O.B., Ultrafast electron capture into p-modulation-doped quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) pp.4570–4572.
18. Urayama J., Norris T.B., Jiang H., Singh J., Bhattacharya P., Temperature dependent carrier dynamics in self-assembled InGaAs quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) pp.2162–2164.
19. Sosnowski T.S., Norris T.B., Jiang H., Singh J., Kamath K., Bhattacharya P., Rapid carrier relaxation in $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots characterized by differential transmission spectroscopy, *Phys. Rev. B* **57** (1998) pp.R9423–R9426.
20. Zhang L., Boggess T.F., Deppe D.G., Huffaker D.L., Shchekin O.B., Cao C., Dynamic response of 1.3- μm -wavelength InGaAs/GaAs quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) pp.1222–1224.
21. Marcinkevičius S., Leon R., Carrier capture and escape in $\text{In}_x\text{Ga}_{12-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots: Effects of intermixing, *Phys. Rev. B* **59** (1999) pp.4630–4633.
22. Yuan Z.L., Foo E.R.A.D., Ryan J.F., Mowbray D.J., Skolnick M.S., Hopkinson M., Many-body effects in carrier capture and energy relaxation in self-organized InAs/GaAs quantum dots, *Physica B* **272** (1999) pp.12–14.
23. Boggess T.F., Zhang L., Deppe D.G., Huffaker D.L., Cao C., Spectral engineering of carrier dynamics in In(Ga)As self-assembled quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) pp.276–278.

24. Bhattacharya P., Ghosh S., Pradhan S., Singh J., Wu Z.-K., Urayama J., Kim K., Norris T.B., Carrier dynamics and high-speed modulation properties of tunnel injection InGaAs-GaAs quantum-dot lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* **39** (2003) pp.952–962.
25. Hendry E., Koeberg M., Wang F, Zhang H., Donega C.D., Vanmaekelbergh D., Bonn M., Direct Observation of Electron-to-Hole Energy Transfer in CdSe Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) id.057408 (4 pages).
26. Schaller R.D., Klimov V.I., High Efficiency Carrier Multiplication in PbSe Nanocrystals: Implications for Solar Energy Conversion, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) id.186601 (4 pages).
27. Ellingson R.J., Beard M.C., Johnson J.C., Yu P.R., Micic O.I., Nozik A.J., Shabaev A., Efros A.L., Highly Efficient Multiple Exciton Generation in Colloidal PbSe and PbS Quantum Dots, *Nano Lett.* **5** (2005) pp.865–871.
28. Beard M.C., Midgett A.G., Hanna M.C., Luther J.M., Hughes B.K., Nozik A.J., Comparing Multiple Exciton Generation in Quantum Dots To Impact Ionization in Bulk Semiconductors: Implications for Enhancement of Solar Energy Conversion, *Nano Lett.* **10** (2010) pp.3019–3027.
29. McGuire J.A., Sykora M., Joo J., Pietryga J.M., Klimov V.I., Apparent Versus True Carrier Multiplication Yields in Semiconductor Nanocrystals, *Nano Lett.* **10** (2010) pp.2049–2057.
30. Wang X., Ren X., Kahen K., Hahn M.A., Rajeswaran M., Maccagnano-Zacher S., Silcox J., Cragg G.E., Efros A.L., Krauss T.D., Non-blinking semiconductor nanocrystals, *Nature* **459** (2009) pp.686–689.
31. Huang L.B., Krauss T.D., Quantized Bimolecular Auger Recombination of Excitons in Single-Walled Carbon Nanotubes, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) id.057407 (4 pages).
32. Gabor N.M., Zhong Z., Bosnick K., Park J., McEuen P.L., Extremely Efficient Multiple Electron-Hole Pair Generation in Carbon Nanotube Photodiodes, *Science* **325** (2009) pp.1367–1371.
33. George P.A., Strait J., Dawlaty J., Shivaraman S., Chandrashekar M., Rana F., Spencer M.G., Ultrafast Optical-Pump Terahertz-Probe Spectroscopy of the Carrier Relaxation and Recombination Dynamics in Epitaxial Graphene, *Nano Lett.* **8** (2008) pp.4248–4251.
34. Demichel O., Calvo V., Pauc N., Besson A., Noe P., Oehler F., Gentile P., Magnea N., Recombination Dynamics of Spatially Confined Electron-Hole System in Luminescent Gold Catalyzed Silicon Nanowires, *Nano Lett.* **9** (2009) pp.2575–2578.

35. Marini J.C., Stebe B., Kartheuser E., Exciton-phonon interaction in CdSe and CuCl polar semiconductor nanospheres, *Phys. Rev. B* **50** (1994) pp.14302–14308.
36. Panda S., Panda B.K., Spin-Orbit Enhanced Polaron in a Single Quantum Well, *Modern Physics Letters B* **25** (2011) pp.2461–2468.
37. Shan S.-P., Chen, S.-H., Xiao J.-L., Polaron Rashba effect in an asymmetric quantum dot, *Low Temperature Physics* **40** (2014) pp.552–555.
38. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., von Molnár S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., Treger D.M., Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future, *Science* **294** (2001) pp.1488–1495.
39. *Semiconductor spintronics and quantum computation*, edited by D. D. Awschalom, N. Samarth and D. Loss (Springer, Berlin, 2002).
40. Vartanian A.L., Asatryan A.L., Vardanyan K.A., Kirakosyan A.A. , Quantum capture of electrons and intra-dot relaxation by means of Auger processes in quantum dots, *Physica E* **42** (2010) pp.878–880.
41. Vartanian A.L., Mughnetsyan V.N., Vardanyan K.A., Dvurechenskii A.V., Kirakosyan A.A., Influence of optical phonon confinement on two-phonon capture processes in quantum dots, *Proceedings of the Yerevan State University: Physical and Mathematical Sciences*, **2** (2014) pp.50–53.
42. Vardanyan K. A., Vartanian A. L., Mughnetsyan V. N., Dvurechenskii A. V., Kirakosyan A. A., Effect of phonon confinement on one- and two-polar optical phonon capture processes in quantum dots, *Physica E* **66** (2015) pp.268–274 .
43. Vardanyan K. A., Vartanian A. L., Kirakosyan A. A., Effect of Phonon Confinement on Optical Phonon-Mediated Carrier Capture into CdSe/ZnS Quantum Dots, *Journal of Electronic Materials* **44** (2015) pp.2779–2785.
44. Rafailov E.U., Cataluna M. A., Sibbett W., Mode-locked quantum-dot lasers, *Nat. Photonics* **1** (2007) pp.395–401.
45. Liu H.C., Gao M., McCaffrey J., Wasilewski Z.R., Fafarda S., Quantum dot infrared photodetectors, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) pp.79–81.
46. Akiyama T., Ekawa M., Sugawara M., Sudo H., Kawaguchi K., Kuramata A., Ebe H., Morito K., Imai H., Arakawa Y., An ultrawide-band (120 nm) semiconductor optical amplifier having

- extremely-high penalty-free output power of 23 dBm realized with quantum-dot active layers, *Opt. Fiber Commun.* **8** (2004) PDP12.
47. Ohnesorge B., Albrecht M., Oshinowo J., Forchel A., Arakawa Y., Rapid carrier relaxation in self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots, *Phys. Rev. B* **54** (1996) pp.11532–11538.
48. Fiore A., Borri P., Langbein W., Hvam J.M., Oesterle U., Houdre R., Stanley R.P., Illegems M., Time-resolved optical characterization of $\text{InAs}/\text{InGaAs}$ quantum dots emitting at 1.3 μm , *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) pp.3430–3432.
49. Buckle P.D., Dawson P., Hall S.A., Chen X., Steer M.J., Mowbray D.J., Skolnick M.S., Hopkinson M., Photoluminescence decay time measurements from self-organized InAs/GaAs quantum dots, *J. Appl. Phys.* **86** (1999) pp.2555–2561.
50. Feldmann J., Cundiff S.T., Arzberger M., Böhm G., Abstreiter G., Carrier capture into InAs/GaAs quantum dots via multiple optical phonon emission, *J. Appl. Phys.* **89** (2001) pp.1180–1183.
51. Chauhan K.N., Riffe D.M., Everett E.A., Kim D.J., Yang H., Shen F.K., Carrier capture dynamics of single $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ quantum-dot layers, *J. Appl. Phys.* **113** (2013) id.203710 (7 pages).
52. Sanguinetti S., Watanabe K., Tateno T., Wakaki M., Koguchi N., Kuroda T., Minami F., Gurioli M., Role of the wetting layer in the carrier relaxation in quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) pp.613–615.
53. Magnusdottir I., Uskov A.V., Bischoff S., Tromborg B., Mørk J., One- and two-phonon capture processes in quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **92** (2002) pp. 5982–5990.
54. Ferreira R., Bastard G., Phonon-assisted capture and intradot Auger relaxation in quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) pp.2818–2820.
55. Tkach M., Holovatsky V., Voitsekhivska O., Mykhalyova M., Fartushynsky R., Electron-Phonon Interaction in Semiconductor Spherical Quantum Dot Embedded in a Semiconductor Medium (HgS/CdS), *Physica Status Solidi (B)* **225** (2001) pp.331–342.
56. Xing Y., Liang X.X., Wang Z.P., Optical Vibration Modes in Spherical Core-Shell Quantum Dots, *Modern Physics Letters B* **27** (2013) id.1350134 (9 pages).

57. Feng X., Xiong G., Zhang X., Gao H., Third-order nonlinear optical susceptibilities associated with intersubband transitions in CdSe/ZnS core shell quantum dots, *Physica B* **383** (2006) pp.207–212.
58. Alcalde A.M., Marques G.E., Electron-optical-phonon scattering rates in spherical CdSe quantum dots in an external magnetic field, *Phys. Rev. B* **65** (2002) id.113301 (4 pages).
59. Zhang L., Xie H-J, Chen C-Y, Fröhlich electron-phonon interaction Hamiltonian in a quantum dot quantum well, *Phys. Rev. B* **66** (2002) id. 205326 (9 pages).
60. Adachi S., GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications, *J. Appl. Phys.* **58** (1985) pp. R1–R29.
61. Markussen T., Kristensen P., Tromborg B., Berg T.W., Mørk J., Influence of wetting-layer wave functions on phonon-mediated carrier capture into self-assembled quantum dots, *Phys. Rev. B* **74** (2006) id.195342 (6 pages).
62. Klein M.C., Hache F., Ricard D., Flytzanis C., Size dependence of electron-phonon coupling in semiconductor nanospheres: The case of CdSe, *Phys. Rev. B* **42** (1990) pp.11123–11132.
63. Վարդանյան Ա., Դոկտորական ատենախոսություն, Երեւան (2013) 281էջ:
64. Narvaez G.A., Bester G., Zunger A., Carrier relaxation mechanisms in self-assembled (In,Ga)As/GaAs quantum dots: Efficient P→S Auger relaxation of electrons, *Phys. Rev. B* **74** (2006) id.075403 (7 pages).
65. Leyman R.R., Gorodetsky A., Bazieva N., Molis G., Krotkus A., Clarke E., Rafailov E.U., Quantum dot materials for terahertz generation applications, *Laser & photonics Rev.* **10** (2016) pp.772–779.
66. Vardanyan K. A., Vartanian A. L., Kirakosyan A. A., Two-dimensional Fröhlich polaron with Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling, *The European Physical Journal B* **85** (2012) id.367 (5 pages).
67. Vardanyan K.A., Influence of the Rashba and Dresselhaus spin-orbit interactions on the polaron properties of a two-dimensional electrons in semiconductor heterostructures, *Proceedings of the Yerevan State University: Physical and Mathematical Sciences* **3(229)** (2012) pp.60–64.
68. Yeranosyan M.A., Vartanian A. L., Vardanyan K. A., Influence of spin-orbit interactions on the polaron properties in wurtzite semiconductor quantum well, *Physica E* **75** (2016) pp.330–335.

69. Vartanian A. L., Kirakosyan A. A., Vardanyan K. A., Fröhlich polaron in nanowire with Rashba and Dresselhaus spin-orbit couplings, *Superlattices and Microstructures* **109** (2017) pp.655-661.
70. Vardanyan K. A., Kirakosyan A. A., Vartanian A. L., One-dimensional Fröhlich polaron with spin-orbit coupling, *Вестник РАУ, Физико-математические и естественные науки* **1** (2017) стр. 41–46.
71. Давыдов А.С., Квантовая механика, М. Наука 1973, 704стр..
72. Kittel C., Quantum theory of solids, (2nd Edition Wiley, New York, 1987).
73. Dresselhaus G., Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. *Phys. Rev.* **100** (1955) pp.580–586.
74. Nitta J., Akazaki T., Takayanagi H., Enoki T., Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ Heterostructure, *Phys.Rev.Lett.* **78** (1997) pp.1335–1338.
75. Koga T., Nitta J., Akazaki T., Takayanagi H., Rashba Spin-Orbit Coupling Probed by the Weak Antilocalization Analysis in InAlAs/InGaAs/InAlAs Quantum Wells as a Function of Quantum Well Asymmetry, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) id.046801(4 pages).
76. Papadakis S.J., de Poortere E.P., Manoharan H.C., Shayegan M., Winkler R., The Effect of Spin Splitting on the Metallic Behavior of a Two-Dimensional System, *Science* **283** (1999) pp.2056–2058.
77. Grundler D., Large Rashba Splitting in InAs Quantum Wells due to Electron Wave Function Penetration into the Barrier Layers, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) pp. 6074–6077.
78. Ganichev S.D., Bel'kov V.V., Golub L.E., Ivchenko E.L., Schneider P., Giglberger S., Eroms J., De Boeck J., Borghs G., Wegscheider W., Weiss D., Prettl W., Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) id.256601 (4 pages).
79. Wu X., Peeters F.M., Devreese J.T., Exact and approximate results for the ground-state energy of a Frohlich polaron in two dimensions, *Phys. Rev. B* **31** (1985) pp.3420–3426.
80. Li Zh., Ma Zh., Wright A.R., Zhang Ch., Spin-Orbit Interaction Enhanced Polaron Effect in Two-Dimensional Semiconductors. *Appl. Phys. Lett.* **90** (2007) id.112103 (3 pages).
81. Winkler R., Rashba spin splitting and Ehrenfest's theorem. *Physica E* **22** (2004) pp.450–454.

82. Miller J.B., Zumbühl D.M., Marcus C.M., Lyanda-Geller Y.B., Goldhaber-Gordon D., Campman K., Gossard A.C., Gate-Controlled Spin-Orbit Quantum Interference Effects in Lateral Transport. *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) id.076807 (4 pages).
83. Averkiev N.S., Golub L.E., Gurevich A.S., Evtikhiev V.P., Kochereshko V.P., Platonov A.V., Shkolnik A.S., Efimov Yu.P., Spin-relaxation anisotropy in asymmetrical (001) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells from Hanle-effect measurements: Relative strengths of Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling. *Phys. Rev. B* **74** (2006) id.033305 (4 pages).
84. Lo I., Wang W.T., Gau M.H., Tsay S. F., Chiang J.C., Wurtzite structure effects on spin splitting in GaN/AlN quantum wells, *Phys. Rev. B* **72** (2005) id.245329 (5 pages).
85. Lew Yan Voon L.C., Willatzen M., Cardona M., Christensen N. E., Terms linear in k in the band structure of wurtzite-type semiconductors, *Phys. Rev. B* **53** (1996) pp.10703–10714, and references therein.
86. Wang W-T, Wu C.L., Tsay S.F., Gau M.H., Lo I., Kao H.F., Jang D.J., Chiang J-C, Lee M-E, Chang Y-C, Chen C-N, Hsueh H.C., Dresselhaus effect in bulk wurtzite materials, *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) id.082110 (3 pages).
87. Lee B.C., Kim K.W., Stroscio M.A., Dutta M., Optical-phonon confinement and scattering in wurtzite heterostructures, *Phys. Rev. B* **58** (1996) pp.4860–4865.
88. Das Sarma S. , Mason B.A., Optical Phonon Interaction Effects in Layered Semiconductor Structures, *Annals of Phys.***163** (1985) pp.78–119.
89. Komirenko S.M., Kim K.W., Stroscio M.A., Dutta M., Dispersion of polar optical phonons in wurtzite quantum wells, *Phys. Rev. B* **59** (1999) pp.5013–5020.
90. Fu J.Y., Wu M.W., Spin-orbit coupling in bulk ZnO and GaN, *J. Appl. Phys.* **104** (2008) id.093712 (7 pages).
91. Lee H.C., Yang S-R E., Collective excitation of quantum wires and effect of spin-orbit coupling in the presence of a magnetic field along the wire, *Phys. Rev. B* **72** (2005) id.245329 (6 pages).
92. Xie H-J, Chen Ch-Yu, Ma B-K, Bound polaron in a cylindrical quantum wire of a polar crystal, *Phys. Rev. B* **61** (2000) pp.4827–4834.
93. Lee T.D., Low F.E., Pines D., The Motion of Slow Electrons in a Polar Crystal, *Phys. Rev.* **90** (1953) pp.297–302.

94. Vardanyan K. A., Vartanian A. L., Stepanyan A.G., Kirakosyan A. A., Confined acoustic phonon-mediated spin relaxation in a two-dimensional quantum dot in the presence of perpendicular magnetic field, *Journal of Physics: Conference Series* **647** (2015) id.012043 (4 pages).
95. Žutić I., Fabian J., Das Sarma S., Spintronics: Fundamentals and applications, *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004) pp.323–410.
96. Nowack K. C., Koppens F. H. L., Nazarov Y. V., Vandersypen L. M. K., Coherent Control of a Single Electron Spin with Electric Fields, *Science* **318** (2007) pp.1430–1433.
97. Nadj-Perge S., Frolov S.M., Bakkers E.P.A.M., Kouwenhoven L.P., Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire, *Nature (London)* **468** (2010) pp.1084–1087.
98. Golovach V.N., Khaetskii A., Loss D. Phonon-Induced Decay of the Electron Spin in Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) id.016601 (4 pages).
99. Greilich A., Wiemann M., Hernandez F. G. G., Yakovlev D. R., Yugova I.A., Bayer M., Shabaev A., Efros A.L., Reuter D., Wieck A.D., Robust manipulation of electron spin coherence in an ensemble of singly charged quantum dots, *Phys. Rev. B* **75** (2007) id.233301 (4 pages).
100. Hernandez F.G.G., Greilich A., Brito F., Wiemann M., Yakovlev D. R., Reuter D., Wieck A.D., Bayer M., Temperature induced spin-coherence dissipation in quantum dots, *Phys. Rev. B* **78** (2008) id.041303(R) (4 pages).
101. Elzerman J. M., Hanson R., van Beveren L.H.W., Witkamp B., Vandersypen L.M.K., Kouwenhoven L.P., Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot, *Nature (London)* **430** (2004) pp.431–435.
102. Kroutvar M., Ducommun Y., Heiss D., Bichler M., Schuh D., Abstreiter G., Finley J.J., Optically programmable electron spin memory using semiconductor quantum dots, *Nature (London)* **432** (2004) pp.81–84.
103. Johnson A.C., Petta J.R., Taylor J.M., Yacoby A., Lukin M.D., Marcus C.M., Hanson M.P., Gossard A.C., Triplet-singlet spin relaxation via nuclei in a double quantum dot, *Nature (London)* **435** (2005) pp.925–928.
104. Amasha S., MacLean K., Radu I.P., Zumbuhl D.M., Kastner M.A., Hanson M.P., Gossard A.C., Measurements of the spin relaxation rate at low magnetic fields in a quantum dot, arXiv:cond-mat/0607110 (2006) (5 pages).

105. Meunier T., Vink I.T., van Beveren L.H.W., Tielrooij K.J., Hanson R., Koppens F.H.L., Tranitz H.P., Wegscheider W., Kouwenhoven L.P., Vandersypen L.M.K., Experimental Signature of Phonon-Mediated Spin Relaxation in a Two-Electron Quantum Dot, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) id.126601 (4 pages).
106. Amasha S., MacLean K., Radu I.P., Zumbuhl D.M., Kastner M.A., Hanson M.P., Gossard A.C., Electrical Control of Spin Relaxation in a Quantum Dot, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) id.046803 (4 pages).
107. Khaetskii A.V., Nazarov Y.V., Spin relaxation in semiconductor quantum dots, *Phys. Rev. B* **61** (2000) pp.12639–12642.
108. Khaetskii A.V., Nazarov Y.V., Spin-flip transitions between Zeeman sublevels in semiconductor quantum dots, *Phys. Rev. B*, **64** (2001) id.125316 (6 pages).
109. Stano P., Fabian J., Orbital and spin relaxation in single and coupled quantum dots, *Phys. Rev. B* **74**, (2006) id.045320 (12 pages).
110. Stano P., Fabian J., Theory of Phonon-Induced Spin Relaxation in Laterally Coupled Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) id.186602 (4 pages).
111. Cleland A.N., Roukes M.L., A nanometre-scale mechanical electrometer. *Nature* **392** (1998) pp.160–162.
112. Blick R.H., Roukes M.L., Wegscheider W., Bichler M., Freely suspended two-dimensional electron gases. *Physica B* **249** (1998) pp.784–787.
113. van Weert M.H.M., Akopian N., Perinetti U., van Kouwen M.P., Algra R.E., Verheijen M.A., Bakkens E.P.A.M., Kouwenhoven L.P., Zwiller V., Selective Excitation and Detection of Spin States in a Single Nanowire Quantum Dot, *Nano Letters* **9** (2009) pp.1989–1993.
114. Pa'lyi A., Struck P.R., Rudner M., Flensberg K., Burkard G., Spin-Orbit-Induced Strong Coupling of a Single Spin to a Nanomechanical Resonator. *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) id.206811 (4 pages).
115. Ogi J., Ferrus T., Koderu T., Tsuchiya Y., Uchida K., Williams D.A., Oda S., Mizuta H., Experimental Observation of Enhanced Electron–Phonon Interaction in Suspended Si Double Quantum Dots. *Jap. J. Appl. Phys.* **49** (2010) id.045203 (5 pages).

116. Benyamini A., Hamo A., Kusminskiy S.V., von Oppen F., Ilani S., Real-space tailoring of the electron–phonon coupling in ultraclean nanotube mechanical resonators. *Nature Physics*, **10** (2014) pp.151–157.
117. Balocchi A., Duong Q.H., Renucci P., Liu B.L., Fontaine C., Amand T., Lagarde D. Marie X., Full Electrical Control of the Electron Spin Relaxation in GaAs Quantum Wells, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) id.136604 (4 pages).
118. Bulaev D.V., Loss D., Spin relaxation and anticrossing in quantum dots: Rashba versus Dresselhaus spin-orbit coupling, *Phys. Rev. B* **71** (2006) id 205324 (6 pages).
119. Bannov N., Mitin V., Stroschio M., Confined acoustic phonons in a free-standing quantum well and their interaction with electrons, *Phys. Stat. Sol. B* **183** (1994) pp.131–142.
120. Fang F.F., Howard W.E., Negative Field-Effect Mobility on (100) Si Surfaces, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) pp.797–799.