

O`ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O`RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI
FARG`ONA DAVLAT UNIVERSITETI

Qo`lyozma huquqida
UDK6 538.91:[539.21:537.311.322]
PACS: 71.70.Ej; 73.50.Jt

Akmaljon Xasanboy o`g`li Abduxoliqov

KUB SIMMETRIYALI HAJMIY YARIM O`TKAZGICHLARDA YORUG`LIKNING NOCHIZIQLI YUTILISHI

(5A140204- Fizika (radiofizika) mutaxassisligi)

Magistrlik darajasini olish uchun
d i s s e r t a s i y a

Farg`ona – 2020

**O`ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLY VQ O`RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI
FARG`ONA DAVLAT UNIVERSITETI**

Kafedra: fizika.

Bo`lim: magistratura

O`quv yili: 2018-2020.

Ilmiy rahbar: R.Ra.Rasulov

Magistratura talabasi: A.

Abduxoliqov

Mutaxassisligi: 5A140204-fizika
(radiofizika)

MAGISTRLIK DISSERTATSIYASINING ANNOTATSIYASI

Mavzuning dolzarbligi. Bugungi kunda opto va footoelektronika, polyaritonika sohalari rivojlanib borayapti. Xususan bu sohada qo`llaniladigan kaskadli geterolazerlar ko`p qatlamli yarim o`tkazgichli struktardan iborat. Mavzuning dolzarbligi esa uning mana shu sohaga bag`ishlanganligidadir.

Tadqiqotning maqsad va vazifalari. Mazkur dissertatsiya maqsadi uch o`lchamli (hajmiy yarimo`tkazgich) elektronlar tizimida optik hodisalarning mikroskopik mexanizmlarini aniqlashdan iborat.. Shu mazmunda magistrlik dissertatsiyasini bajarishdagi vazifa etib yarimo`tkazgichlarda qutblangan yorug`likning yutilishini yarimo`tkazgich zonasining murakkab bo`lishini e`tiborga olgan holda tekshirish qo`iylgan.

**Tadqiqot ob`ekti va predmeti.** Kub simmetriyali yarimo`tkazgichlar tekshirish ob`yekti sifatida tanlangan. Tadqiqot predmeti kub simmetriyali yarimo`tkazgichlarda kechadigan optik o`tishlar, yorug`likning yutilishi, optik o`tishlar qoidalari.

**Tadqiqotda qo`llanilgan uslublarning qisqacha tasnifi.** Hisoblash usullaridan VKB-metod (kvaziklassik yaqinlashish), ko`chirish matritsasi, statsionar Shredenger tenglamasi. Miqdoriy hisoblashlarda MAPLE dasturi.

Tadqiqot natijalarining nazariy va amaliy ahamiyati. Tadqiqot natijalarining fotonli kinetik hodisalar bo`yicha olingan natijalarning nazariy tahlillari

soddalashtiriladi, Shuningdek tadqiqot ob'ektida olib borilgan eksperimental natijalarni miqdoriy fizikaviy tahlillarini olib borish imkonining yaratiladi.

Ishning tuzilishi va tarkibi. Dissertatsiya kirish qismi, uch bob, xulosalar va foydalanilgan adabiyotlar ruyxatidan iborat.

Bajarilgan ishning asosiy natijalari. Qutblangan yorug'likning murakkab zonali yarimo'tkazgichlarda kechadigan zona tarmoqlari orasidagi vertikal va novertikal optik o'tishlarga asoslangan yutilishi nazariy tadqiq qilingan, yorug'likning yutilish koeffitsiyentining temperaturaviy va spektral bog'lanishlari hisoblangan.

Xulosa va takliflarning umumlashgan ifodasi. Murakkab zonali yarim o'tkazgichlarida qutblangan yorug'likning yutilishi, optik o'tish qoidalari nazariy tadqiq qilingan. Qutblangan yorug'likning yutilish koeffitsiyentinin spektral bog'lanishi hisoblangan.

Ilmiy rahbar:

R.Ya.Rasulov

Magistratura talabasi:

A.Abduxoliqov

**МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ
ФЕРГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

Кафедра: физика.

Научный руководитель:
Р.Я.Расулов

Отдел: магистратура

Магистр: А.Абдухоликов

Учебный год: 2019-2020.

Специальность: 5A140204-
физика

АННОТАЦИЯ МАГИСТЕРСКОЙ ДИССЕРТАЦИИ

Актуальность темы. В настоящее время сильно развиваются области опто- и фотоэлектроника, поляритоника, фотоника. Посвященные этим областям темы являются актуальными. В связи с этим тема данной диссертации является современной и актуальной.

Цель исследования данной диссертации является теоретическое исследование оптических явлений в полупроводниках кубической симметрии.

Объект исследования. Предметом объекта исследования выбраны полупроводники кубической симметрии. Предметом исследования выбраны оптические явления, правила перехода при исследованных оптических переходах.

Краткая характеристика методов, использованных при исследовании. При расчетах использованы следующие методы расчетов: ВКБ-метод, метод трансфера матрицы, стационарное уравнение Шредингера. Численные расчеты проведены с помощью программы МАПЛЕ.

Теоретическая и практическая значимость результатов исследования. С помощью полученных теоретических результатов можно интерпретировать экспериментальные результаты для полупроводников кубической симметрии. Диссертацию можно использовать как методическую

рекомендации для магистров специальности “Физика” или “Теоретическая физика” или “Физика конденсированных сред”.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, выводов, использованных литератур и сайтов интернета.

Основные результаты исследований. Получены спектральная и температурная зависимость коэффициента поглощения поляризованного излучения в полупроводниках кубической симметрии. Создана теория оптического перехода в этих структурах.

Обобщение характеристики выводов и рекомендаций. Теоретически исследованы оптические переходы и их правила перехода как вертикальных, так и не вертикальных межзонных оптических переходов. Получены выражения для спектральной зависимости коэффициента поглощения поляризованного излучения в полупроводниках со сложной зоной.

Научный руководитель:

Р.Я.Расулов

Магистр:

А.Абдухоликов

**MINISTRY OF HIGHER AND SECONDARY SPECIAL EDUCATION OF
UZBEKISTAN**

FERGANA STATE UNIVERSITY

Department of Physics.

Department of masters

Year: 2018-2020.

Scientific supervisor: R.Ya.Rasulov

Magistr: A. Abduxoliqov

**Speciality: 5A140204-Physics
(radiophysics)**

ABSTRACT MASTER'S THESIS

The relevance of the theme. At the present time, areas of nanoelectronics, spintronics, photonics are developing strongly. Topics devoted to these areas are relevant. In this regard, the topic of this dissertation is modern and relevant.

The target of this research is a theoretical study of optical phenomena in semiconductors and in their nanostructures. **Object of study.** A system of current carriers of reduced dimensionality. Such systems are observed in periodic structures of heterojunctions or superlattices. **The subject** of the study is structure type: $Ga / Al_x Ga_{1-x} As$, $CdTe / Cd_{1-x} Mn_x Te$, $InAs / AlSb$.

Brief characteristics of the methods used in the study. The following calculation methods were used in the calculations: the WKB method, the transfer matrix method, the stationary Schrodinger equation. Numerical calculations were carried out using the MAPLE program.

Theoretical and practical significance of the study results. With the help of the theoretical results can be interpreted experimental results for multi-dimensionally quantized structures. Thesis can be used as guidelines for master's specialty "physics" or "theoretical physics" or "condensed matter physics".

The structure of the thesis. The thesis consists of an introduction, three chapters, conclusions, used literature and Internet sites.

The basic results of research. The energy dependence of the light absorption coefficient in semiconductors and in their nanostructures is obtained. A theory of optical transition in these structures has been created.

Summary characteristics of conclusions and recommendations. The optical transitions, the absorption of polarized radiation in semiconductors with a

complex band and in their nanostructures are studied theoretically. Expressions are obtained for the spectral dependence of the absorption coefficient of polarized radiation.

Scientific supervisor:

R.Ya.Rasulov

Magister:

A.Abduxoliqov

MUNDARIJA

KIRISH.....	10
1- bob. YaRIM O`TKAZGICHLARDA YoRUG`LIKNING YuTILISHI. ZONALARARO OPTIK O`TISHLAR	17
1.1-§. Yarim o`tkazgichli kristallda yorug`likning yutilishi	17
1.2-§. Yorug`lik to`lqini vektor-potensial va uning amplitudasi bilan fotonlar zichligi o`rtasidagi bog`lanishi	19
1.3 §. Blox elektronining elektromagnit to`lqin bilan o`zaro ta'sir operatorining matritsaviy elementi	20
2-bob. NOVERTIKAL OPTIKAVIY O`TISHLARDAGI YoRUG`LIKNING FUNDAMENTAL YuTILISHI.....	26
2.1-§. Olmossimon va ruxli temirtosh simmetriyali yarim o`tkazgichlarda yorug`likning yutilishi.....	26
2.2-§. Olmossimon yarim o`tkazgichlardagi fotoo`yg`otilgan elektronlar spinlarining optik oriyentatsiyasi va impulslarining tizginlashishi.kirishmalar holatidan optik o`tishlar	32
2.3-§. Kirishmalardagi holatlar ishtirokidagi optikaviy o`tishlar. Kirishmalar ishtirokidagi optikaviy o`tishlar.....	40
2.4-§. Yorug`likning fundamental yutilish chegarasi polosa(tasma)siga tashqi elektr maydonining ta'siri	43
2.5-§. Ruxli temirtosh panjarali yarim o`tkazgichlarda qutblangan yorug`likning zonacha(tarmoq)lararo yutilishi.....	53
2.6-§. Murakkab zonalai yarim o`tkazgichlarda bir fotonli yutilish va uning chiziqli sirkulyar dixroizmi	58
3-BOB. YaRIMO`TKAZGICHDA KO`P FOTONLI YoRUG`LIK YuTILISHINING ChIZIQLI SIRKULYaR DIXROIZMI.....	61
3.1-§. Yarimo`tkazgichda ko`p fotonli yorug`lik yutilishda chiziqli sirkulyar dixroizmning fizikaviy tabiati	61
3.2-§. Murakkab zonali yarimo`tkazgichda to`rt fotonli yorug`lik yutilishining matritsaviy elementlari.....	65
3.3-§. Murakkab zonali yarimo`tkazgichda to`rt fotonli yorug`lik yutilishining chiziqli sirkulyar dixroizmi	75

Xulosalar	79
Muallifning chop etgan ilmiy-tadqiqot ishlari	81
Adabiyotlar	81
INTERNET manzillari	85
Shartli belgilar, simvollar va terminlar ro`yxati	86

KIRISH

Dissertatsiya mavzusining dolzarbligi va zarurati. Jahonda jadal suratda rivojlanib borayotgan optoelektronika, nanofizika va fotonika sohalarida uch va ikki o'lchamli elektronli yarimo'tkazgichli strukturalar katta o'ringa ega bo'lib bormoqda. Bunday strukturalarda ko'p fotonli optik va fotogalvanik effektlarni o'rganish sohasida past inersiyali fotokuchaytirgichlar, nano- va optoelektron qurilmalar yaratilishiga olib kelmoqda. Shu sababdan ko'p fotonli optik va fotogalvanik effektlarda bir vaqtning o'zida ikki fotonning yutilishi masalalarini o'rganish yarimo'tkazgichlar fizikasi sohasida bugungi kunning muhim vazifalaridan biri bo'lib kelmoqda.

Bugungi kunda jahonda o'lchamli kvantlashgan va hajmiy yarimo'tkazgichlarda sodir bo'luvchi fizik jarayonlarni chuqur tadqiq qilish borasida, jumladan, quyidagi yo'nalishlardagi ilmiy izlanishlarni amalga oshirish muhim vazifalardan hisoblanadi: yorug'likning qutblanish holatiga bog'liq bo'lgan optik va fotogalvanik effektlarning mexanizmlarini aniqlash; qutbiy fotogalvanik effektiga tegishli siljishli va ballistik mexanizmlarni bir va ikki fotonli yutilishlarga nisbatan taqqoslash; yorug'likning bir va ko'p fotonli yutilish effektlarini yarimo'tkazgichning haqiqiy zonaviy tuzilishini e'tiborga olgan holda aniqlash; murakkab zonali yarimo'tkazgichlarda ko'p fotonli yutilish chiziqli sirkulyar dixroizmning xossalarini aniqlash.

Mamlakatimizda ilm-fan sohasidagi ustuvor yo'nalishlarda, jumladan, «Qayta tiklanuvchi energiya manbalaridan foydalanishni rivojlantirish»da hajmiy va past o'lchamli yarimo'tkazgichlarda kechadigan optik va fotonli kinetik hodisalarni o'rganish bo'yicha muhim natijalar olindi. O'zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo'yicha Harakatlar strategiyasiga ko'ra, ilmiy tadqiqot va innovatsion faoliyatini rivojlantirish, ilmiy va innovatsion yutuqlarni amaliyotga joriy etishning effektiv mexanizmlarini yaratish masalalariga, jumladan, mikro-, nano- va optoelektronika, fotonika kabi sohalarda qo'llaniladigan ko'p fotonli qutbiy optik va fotogalvanik effektlarni tadqiq qilishga alohida e'tibor qaratilgan.

O'zbekiston Respublikasi Prezidentining farmonlari va qarorlari, jumladan 2017 yil 7 fevraldagi PF-4947-son «O'zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo'yicha harakatlar strategiyasi to'g'risida»gi Farmoni, 2017 yil 13 fevraldagi PQ-2772-son «2017-2021 yillarda elektrotexnika sanoatini boshqarishni yanada takomillashtirish, jadal rivojlantirish va diversifikatsiya qilish chora-tadbirlari to'g'risida»gi va 2017 yil 17 fevraldagi PQ-2789-son «Fanlar akademiyasi faoliyati, ilmiy tadqiqot ishlarini tashkil etish, boshqarish va moliyalashtirishni yanada takomillashtirish chora-tadbirlari to'g'risida»gi Qarorlari hamda ilmiy tadqiqotlarga tegishli me'yoriy-huquqiy hujjatlarda belgilangan vazifalarni amalga oshirishga mazkur dissertatsiyadagi ilmiy natijalar muayyan darajada xizmat qiladi.

Shunday qilib, uch va ikki o'lchamli tok tashuvchilar tizimida kechadigan qutbiy fotogalvanik effekt hamda ko'p fotonli yutilishni hajmiy va past o'lchamli yarimo'tkazgichlarda tadqiq qilish **dolzarbdir** hamda **ilmiy-amaliy istiqbolga** egadir.

Tadqiqotning respublika fan va texnologiyalari rivojlanishining ustuvor yo'nalishlariga bog'liqligi. Mazkur tadqiqot ishi respublika fan va texnologiyalar taraqqiyotining «III. Qayta tiklanuvchi energiya manbalaridan foydalanishni rivojlantirish» ustuvor yo'nalishiga doir bajarilgan.

Muammoning o'rganilganlik darajasi. Fotonlar ishtirok etadigan hodisalarning uch o'lchamli tok tashuvchilar tizimlaridagi, ya'ni hajmiy yarimo'tkazgichlardagi tadqiqoti qator rivojlangan mamlakatlarning ilmiy tadqiqot institutlarida olib borilmoqda. Jumladan The American Institute of Physics (AQSh), University of New Hampshire (AQSh), Universität Regensburg (Germaniya), Institute of Physics (Varshava, Polsha), akademik A.F. Ioffe nomli Fizika texnika instituti (Sankt-Peterburg), P.N.Lebedev nomli Rossiya FAg qarashli Fizika instituti (Moskva), yarimo'tkazgichlar fizikasi institutlari (Novosibirsk, Rossiya; Kiev, Ukraina)da bunday tur ilmiy tadqiqotlar olib borilmoqda.

A.M.Glass (AQSh), fon Balts (Germaniya) va V.M.Fridkin (Moskva, Rossiya)lar tomonidan bir jinsli segnetoelektrlarda anomal fotoeyuk tajribada bir

necha minutdan bir soatgacha kuzatilgan. Shuningdek, K.H.Herman (Germaniya) va A.F.Gibson (AQSh) *GaP*da, G.Ribakovs, A.A.Gudjian (Kanada) va A.A.Rogachev (Sankt-Peterburg, Rossiya) tellurda, J.M.Doviak, S.Kothari (AQSh) va I.D.Yaroshetskiy (Sankt-Peterburg, Rossiya), S.D.Ganichev (Dortmund, Germaniya) *r-GaAs*da qutbiy fotogalvanik effekt hajmiy yarimo`tkazgichlarda, S.D.Ganichev (Dortmund, Germaniya), V.A.Shaligin (Sankt-Peterburg, Rossiya) tomonidan spingalvanik effekt deb nomlanuvchi yangi hodisa yarimo`tkazgichli nanostrukturalarda kuzatilgan.

Rossiya FA akademigi Yu.V.Kopaev (Moskva, FI RFA), professorlar G.E.Pikus, N.S.Averkiev, L.E.Golub, S.A.Tarasenko, Rossiya FA muxbir a'zolari E.L.Ivchenko va M.M.Glazov (Sankt-Peterburg, Rossiya), professorlar V.I.Belinicher, I.D.Sturman (Novosibirsk, Rossiya) rahbarligidagi bir guruh rossiyalik olimlar tomonidan uch, ikki, bir o`lchamli yarimo`tkazgichlarda, topologik izolyatorlarda hamda grafenda chiziqli va sirkulyar fotogalvanik effektlarning qator mexanizmlari nazariy ishlab chiqilgan.

Mamlakatimiz olimlaridan E.Z.Imamov va R.Ya.Rasulov tomonidan fotonli ergashtirish, ayrim qutbiy optik va fotogalvanik effektlarning mexanizmlari yarimo`tkazgichlarda nazariy o`rganilgan.

Bu holda quyidagilar: a) *n-GaP* yarimo`tkazgich o`tkazuvchanlik zonasining o`ziga xosligi, xususan, zonaga tegishli bitta tarmoqning o`rkachsimon tuzilishining bir va ikki fotonli siljishli fotogalvanik effekt tokiga ta'siri; b) murakkab zonali yarimo`tkazgichlarda to`rt fotonli chiziqli sirkulyar dixroizmi; v) kovaklar bir fotonli o`tishidagi kogerentli to`yinish effektining murakkab valent zonali yarimo`tkazgichlarda to`rt fotonli yorug`lik yutilishining chiziqli sirkulyar dixroizmiga ta'siri; g) *n-GaP*dagi siljishli fotogalvanik effekt tokiga bir vaqtda ikki foton yutilishining ulushi tadqiq qilinmagan. Bunday ilmiy tadqiqotlar ushbu dissertatsiyada olib borilgan.

**Tadqiqotning dissertatsiya bajarilgan oliy ta'lim muassasasidagi ilmiy tadqiqot ishlari rejalari bilan bog`liqligi.** Dissertatsiya ishi Qo`qon davlat pedagogika instituti ilmiy tadqiqotlar rejasi doirasida bajarilgan.

Tadqiqotning maqsadi uch o'lchamli (hajmiy yarimo'tkazgich) va ikki o'lchamli elektronlar tizimi (potensial o'rali struktura)da optik hodisalarning va simmetriya markazi bo'lmagan yarimo'tkazgichlarda siljishli fotogalvanik effektning mikroskopik mexanizmlarini aniqlashdan iborat.

Tadqiqotning vazifalari:

murakkab zonali yarimo'tkazgichlarda to'rt fotonli yorug'lik yutilishining chiziqli sirkulyar dixroizmi nazariyasini yaratish;

murakkab zonali simmetriya markazi bo'lmagan yarimo'tkazgichda kuzatiladigan bir va ikki fotonli siljishli fotogalvanik effektning kvant mexanikaviy nazariyasini ishlab chiqish;

yarimo'tkazgichlarda bir va ikki fotonli yutilishda elektronlarning siljishiga bog'liq fototokning spektral va temperaturaviy bog'lanishlarining matematik ifodalarini aniqlash;

yarimo'tkazgichli o'lchamli kvantlashgan o'radagi elektronlarning akustik fononlarda sochilishi bilan bog'liq impuls relaksatsiya vaqtini hisoblash;

olingan nazariy hisoblashlarni *n-GaP*ga nisbatan kuzatilgan eksperimental natijalar bilan solishtirishdan iborat.

Tadqiqotning ob'ektlari murakkab zonali tetraedrik simmetriyali *n-GaP* tur yarimo'tkazgichlar va ikki o'lchamli elektronli tizimlardan iborat.

Tadqiqotning predmeti murakkab zonali yarimo'tkazgichda kechadigan to'rt fotonli chiziqli sirkulyar dixroizm hodisasi hamda bir va ikki fotonli siljishli chiziqli fotogalvanik effektdan iborat.

Tadqiqotning usullari. Tadqiq qilingan masalalarni yechishda Shredenger tenglamasi, qattiq jismlar fizikasi nazariyasida qo'llaniladigan Feynman-Keldish grafiklar texnikasi, invariantlar metodi va zichlik matritsasi uchun qayd qilingan Neyman tenglamasi qo'llanilgan.

Tadqiqotning ilmiy yangiligi quyidagilardan iborat:

yarimo'tkazgichli o'lchamli kvantlashgan o'radagi elektron impulsining relaksatsiya vaqti hajmiy yarimo'tkazgichlardagi elektronlar impulsining relaksatsiya vaqtidan miqdoran katta bo'lishi aniqlangan, past o'lchamli

elektronlar taqsimot funksiyasini aniqlash imkonini beruvchi kinetik tenglama hisoblangan;

murakkab zonali yarimo`tkazgichlarda fotogalvanik effektning ikki foton bir vaqtda yutilishidagi siljishli mexanizmi kvant mexanikasi qonunlariga ko`ra aniqlangan;

*n-GaP*da bir fotonli siljishli fototokning chastotaga bog`liqligi aniqlangan va fototokning nazariy hisoblangan spektral bog`lanishi tajriba natijalari bilan taqqoslangan;

*r-GaAs*da to`rt fotonli yutilish chiziqli sirkulyar dixroizmining mikroskopik nazariya asosida aniqlangan.

Tadqiqotning amaliy natijalari quyidagilardan iborat:

siljishli fototokni hisoblash usullari qattiq jismlar fizikasidagi past o`lchamli tok tashuvchilar sistemasiga tadbiiq etilgan;

qutbiy fotogalvanik effekt bo`yicha olingan natijalarni qo`llash hisobiga ma'lumotlarni golografik yozish, saqlash va qayta ishlash tizimlari, past inersiyali fotoqabulqilgich va optoelektron qurilmalarning optik xususiyatlari optimallashtirilgan;

hajmiy va past o`lchamli yarimo`tkazgichda ko`p fotonli optik va fotogalvanik effektlar bo`yicha kelgusi ilmiy tadqiqotlar stimullashtirilgan.

Tadqiqot natijalarining ishonchliligi olingan nazariy natijalar eksperimental tasdiqlarining mavjudligi, hisoblashlarda qattiq jismlar nazariyasi va kvant statistik fizikasida qo`llaniladigan hozirgi zamon hisoblash metodlaridan foydalanilganligi bilan ta'minlangan.

Tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyati. Dissertatsiya natijalarining ilmiy ahamiyati *n-GaP*da siljishli fotogalvanik effekti hamda murakkab valent zonali yarimo`tkazgichda to`rt fotonli chiziqli sirkulyar dixroizmi bo`yicha olingan natijalar to`g`risida yangi ma'lumotlar berishda o`z ifodasini topgan.

Ishning amaliy ahamiyati yarimo`tkazgich va uning o`lchamli kvantlashgan strukturalarida kechadigan fotonli kinetik hodisalar optoelektronika, fotonika va nanoelektronikada qo`llash imkoniyati mavjudligida, uch va ikki o`lchamli

yarimo`tkazgichlarda yorug`lik qutblanishiga bog`liq ko`p fotonli optik va fotogalvanik effektlar bo`yicha olib boriladigan kelgusi nazariy va eksperimental tadqiqotlarga joriy etishda o`z ifodasini topgan.

Tadqiqot natijalarning joriy qilinishi. Uch va ikki o`lchamli elektronlar sistemalarida ko`p fotonli yutilish va siljishli fotogalvanik effektlar mexanizmlarini aniqlash asosida:

ikki fotonli siljishli fotototokning spektral va temperaturaviy bog`lanishi «Kuchli spin orbital o`zaro ta'sirli past o`lchamli yarimo`tkazgichlarning elektronli xossalari» loyihasida yarimo`tkazgichlardagi spin orbital o`zaro ta'sirli optik o`tishlarda foydalanilgan (Rossiya FA A.F.Ioffe nomidagi Fizika-texnika institutining 2018 yil 15 martdagi 11217-279x/211.5-son ma'lumotnomasi). Ilmiy natijalardan foydalanish murakkab valent zonali yarimo`tkazgichlarda yassi va sirkulyar qutblangan yorug`lik ta'sirida optik o`tishlarni hamda spin orbital kengayishni o`rganishga imkon bergan;

murakkab valent zonali yarimo`tkazgichlarda to`rt fotonli yutilishning chiziqli sirkulyar dixroizmi natijalari 2014/1-raqamli «Investigation of the properties of photodiodes fabricated by coating a conductive polimer on silicon» loyihasida yarimo`tkazgichli fotodiodlarning past inersion xossalari o`rganishda foydalanilgan (Uludag` universiteti (Turkiya) HDF(F) 2014/1-son ma'lumotnomasi). Ilmiy natijalardan foydalanish yarimo`tkazgichli fotoo`zgartirgichlarning ishlash tezligini orttirishga imkon bergan;

yarimo`tkazgichli o`lchamli kvantlashgan potensial o`radagi elektronlarning akustik fononlarda sochilishi natijalari F2-OT-O-15494 raqamli «Kvant nuqtali getero- va nanotuzilmalardagi eksitonlarni, polyaronlarni, bipolyaronlarni va ko`chish hodisalarini tadqiq etish asosida nurlagichlar, fotoelementlar va boshqa turdagi optoelektron asboblarning samaradorligini yaxshilash» loyihasida kvant nuqtali getero- va nanotuzilmalardagi optik hodisalarda foydalanilgan (Fan va texnologiyalar agentligining 2017 yil 21 noyabrdagi FTA-02-11/1149-son ma'lumotnomasi). Ilmiy natijalardan foydalanish yarimo`tkazgichli

geteroo`tishlarda eksitonli, polyaronli va kinetik hodisalar ulushlarini taqqoslash imkonini bergan;

murakkab o`tkazuvchanlik zonali tetraedr simmetriyali yarimo`tkazgichlarda bir fotonli siljishli fototokning tadqiqotlari natijalari F2 -21-raqamli «Yarimo`tkazgich-dielektrik chegarasidagi sirt holatlar zichligini aniqlashning matematik modellashirish» loyihasida ikki o`lchamli elektronlarning sirt oldi sohalaridagi holatlarini o`rganishda foydalanilgan (Fan va texnologiyalar agentligining 2017 yil 21 noyabrdagi FTA-02-11/1149-son ma'lumotnomasi). Ilmiy natijalardan foydalanish yarimo`tkazgich-dielektrik kontaktlar sohasidagi sirt holatlarini aniqlashga imkon bergan.

Tadqiqot natijalarining aprobatsiyasi. Tadqiqotning asosiy natijalari 5ta xalqaro va 2ta respublika ilmiy-amaliy anjumanlarida muhokamadan o`tkazilgan.

**Tadqiqot natijalarining e`lon qilinishi.** Dissertatsiya mavzusi bo`yicha asosiy ilmiy natijalar jami 16ta ilmiy ishda nashr etilgan, shulardan O`zbekiston Respublikasi Oliy attestatsiya komissiyasining doktorlik dissertatsiyalari asosiy ilmiy natijalarini chop etish tavsiya etilgan ilmiy nashrlarda 5 ta maqola chop etilgan.

Dissertatsiyaning hajmi va tuzilishi. Dissertatsiya kirish, to`rtta bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro`yxatidan iborat. Dissertatsiya matni 87 betda keltirilgan. [Dissertatsiyaning Xulosa bo`limida olingan ilmiy natijalarning qisqacha mazmuni yoritilgan.](#)

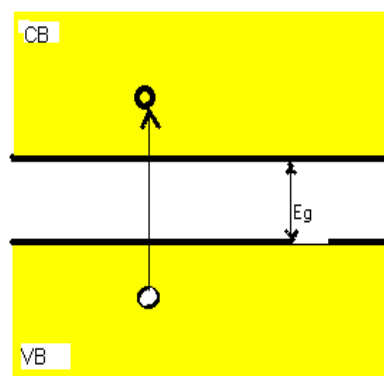
Nihoyada professor R. Ya. Rasulovga va fizika-matematika fakulteti jamoasiga ko`rsatgan ko`maklari uchun muallif o`z minnatdorchiligini bildiradi.

1- bob. YARIM O`TKAZGICHLARDA YORUG`LIKNING YUTILISHI. ZONALARARO OPTIK O`TISHLAR

Ushbu bobda qattiq jismlar fizikasidagi elektronlar bilan elektromagnit nurlanishning o`zaro ta`siri, elektronlar bilan elektromagnit maydonning o`zaro ta`siri operatori, yutilishning fundamental polosa(tasma)(tasma)si-valent zonasi va o`tkazuvchanlik zonasi holatlari o`rtasidagi optikaviy o`tishlar, va bu holda bir elektronli yaqinlashishda optikaviy o`tishlarning matritsaviy elementi va holatlar zichligi, shuningdek, ruxsat etilgan va ta`qiqlangan vertikal(tik) optikaviy o`tishlar uchun yorug`lik yutilishidagi fundamental polosa(tasma)sisining chegarasi formasi (hajmiy material,kvantlashgan o`ralar, simlar va nuqtalar), nihoyat bir elektronli yaqinlashish muammolari nazariy tahlil qilingan.

1.1-§.Yarim o`tkazgichli kristallda yorug`likning yutilishi

Yarim o`tkazgichlarda yorug`likning yutilishi har xil tabiatli jarayonlar bilan uzviy bog`langandir. Yutilish jarayoni past chastotalardan, masalan,kristalldagi erkin elektronlar hamda atomlarning tebranish(fonon)larida yutilishdan boshlab, infraqizil, insongako`rinish va ultrabinafsha sohalarga tegishli chastotalarda ham boradi. Shuningdek, yarim o`tkazgich ta`qiqlangan zonasida joylashgan chuqur energiyaviy sathlarni o`yg`otishda rentgen nurlanishidan ham foydalaniladi.



Kelgusida, asosan, yorug`lik yutilishining fundamental polosa(tasma)siga mos keluvchi past chastotali yorug`lik ta`sirida kechadigan optikaviy hodisalar bilan shug`ullanamiz. Bu polosa(tasma)dagi yutilish spektri valent va o`tkazuvchanlik zonalar holatlari o`rtasidagikechadigan optikaviy o`tishlar bilan tavsiflanadi. Masalani soddalashtirish maqsadida valent zonasining holatlari tok tashuvchilar bilan to`la va o`tkazuvchanlik zonasining holatlari esa umuman bo`sh

deb hisoblaymiz. Bunday holda tok tashuvchilarni optikaviy o'yg'otish uchun fotonning energiyasikamida ta'qiqlangan zona kengligi(E_g)ga teng bo'lishi talab etiladi. Kristallning davriy potensialida elektromagnit to'lqin maydoni ta'sirida harakatlanayotgan elektron

$$\hat{H} = \frac{\left(\hat{\vec{p}} + \frac{e}{c}\vec{A}\right)^2}{2m} + V(\vec{r}) \quad (1.1)$$

gamiltonian yordamida tavsiflanadi; bu yerda $\hat{\vec{p}}$, e va m —elektronning impuls operatori, zaryadi va massasi, $\vec{A}$ —elektromagnit to'lqinning vektor potentsiali $\left(\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right)$, c -yorug'likning vakuumdagi tezligi, $V(\vec{r})$ -kristall panjaraning davriy potentsiali¹.

Agar yorug'likning intensivligi juda katta bo'lmagan hollarda elektromagnit to'lqin vektor potentsiali qatnashgan hadlarnikichik qiymatli parametrlar sifatida qarash mumkin. Haqiqatan ham

$$\left(\hat{\vec{p}} + \frac{e}{c}\vec{A}\right)^2 = p^2 \left(1 + 2\frac{e}{c}\frac{\{\vec{p}\vec{A}\}}{p^2} + \left(\frac{e\vec{A}}{cp}\right)^2\right), \quad Z = \frac{eA}{cp} = \frac{eE}{c\omega p} = \frac{e}{\omega p} \left(\frac{8\pi S}{c}\right)^{1/2}, \quad (1.2)$$

ω -elektromagnit to'lqin chastotasi, $S = |E^2|c/(8\pi)$ -yorug'lik oqimi zichligi.

Z kattalikni miqdoran baholash uchun qator olimlar yorug'likning intensivligini 1Vt/sm^{-2} birligida olishni taklif etadi. Bu kattalik atmosfera chegarasidagi Qo'yosh nurlanishi oqimidan taqriban o'n marta kattadir. Bunday oqimli nurlanishni, ayni paytda, laboratoriyalarda olish unchalikkatta muammo emas. Masalan, yorug'likning chastotasi 10^{15}s^{-1} tartibida bo'lsa, u 0.6eV energiyali fotonni anglatadi. Bukattaliklarga mos keluvchi tavsifiy impuls

$$P_l \approx \frac{e}{\omega} \left(\frac{8\pi S}{c}\right)^{1/2} \approx 4 \times 10^{-31} \frac{\text{kg m}}{\text{s}} \text{ kabi bo'ladi. Biroq } 1 \text{ eV energiyali elektronning}$$

tavsifiy impulsi taqriban P_l kattalikdan taqriban million marta kattadir.

¹ Bu ifodani bir umrga yodda qoldirish fiziklar uchun foydadan xoli emas deb hisoblaymiz.

Umuman olganda, yarim oʻtkazgichlarda yorugʻlik yutilishining tahlilida elektron bilan elektromagnit toʻlqin oʻrtasidagi oʻzaro taʼsir operatorini quyidagicha yozish mumkin

$$H' = \frac{e}{mc} (\vec{A} \hat{p}) = -\frac{ie\hbar}{mc} (\vec{A} \nabla) \quad (1.3)$$

1.2-§. Yorugʻlik toʻlqini vektor-potensial va uning amplitudasi bilan fotonlar zichligi oʻrtasidagi bogʻlanishi

Aytaylik elektromagnit maydon ideal monoxromatik yassi toʻlqin bilan tavsiflansin, yaʼni

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = A_0 \vec{e} \exp\{i[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t]\} \quad (1.4)$$

u holda elektr maydon kuchlanganligi

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{i\omega}{c} \vec{A} \quad (1.5)$$

boʻlib, u tarqalish yoʻnalishiga tikdir, yaʼni $\vec{e} \perp \vec{k}$. Vektor potensialni quyidagi koʻrinishdagi summa sifatida tasvirlaymiz

$$A(\vec{r}, t) = A_0 \exp\{i[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t]\} + A_0^* \exp\{-i[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t]\} = 2|A_0| \cos\{[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t]\} \quad (1.6)$$

Unga mos keladigan elektr maydon kuchlanganligi

$$E = 2 \frac{\omega}{c} |A_0| \sin[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t] \quad (1.7)$$

magnit maydonkuchlanganligi esa

$$H = |\text{rot}(\vec{A})| = 2\kappa |A_0| \sin[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t] = 2 \frac{\omega n}{c} |A_0| \sin[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t] \quad (1.8)$$

Bu holda elektromagnit maydon energiya zichligi quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi

$$\frac{1}{8\pi} [n^2 \langle E^2 \rangle + \langle H^2 \rangle] = \frac{1}{4\pi} 4 \left(\frac{n\omega}{c} \right)^2 |A_0|^2 \langle \sin^2[(\vec{k}\vec{r}) - \omega t] \rangle = \frac{1}{2\pi} \kappa^2 |A_0|^2 \quad (1.9)$$

Ikkinchi tarafdin energiya zichligi ($\hbar\omega N$) va

$$|A_0| = \frac{\sqrt{2\pi N \hbar \omega}}{\kappa} \quad (1.10)$$

bu yerda N -hajm birligidagi fotonlar soni. Bu ifoda elektromagnit maydonning klassik(mumtoz) va kvantli tavsifi–fotonlar soni orqali ifodalangan.

1.3 §. Blox elektronining elektromagnit to`lqin bilan o`zaro ta`sir operatorining matritsaviy elementi

Shunday qilib,kelgusidakvant mexanikasining «oltin qoidasi»dan foydalanishni e`tiborga olsak, u holda elektronlarning valent zonasi holatlaridan o`tkazuvchanlik zonasining butun spektrli holatlariga o`tish ehtimolligini quyidagicha aniqlaymiz

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_v|^2 \delta(\hbar\omega - E_{c,v} + E_{v,i}) d\nu \quad (1.11)$$

Endi quyidakeltirilgan qo`zg`atuvchi operatorning matritsaviy elementini hisoblaylik

$$H' = -\frac{i\hbar e}{mc} A_0 \exp\{-i(\omega t) - (\vec{k}\vec{r})\}(\vec{e}\nabla). \quad (1.12)$$

Shuni e`tiborga olish zarurki, valent zonasi va o`tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning holat funksiyalarining aniqko`rinishlarini bilmaymiz. Biroq bunday noma`lumlikni ham “aylanib o`tish” mumkin, ya`ni elektronlarning to`lqin funksiyalarini bilmasdan turib ham masalani talab darajasida hal etish mumkin. Buning uchun Blox teoremasidan kelib chiquvchi umumiy ifodadan foydalanamiz. Kristall panjaralarning davriy potensialida harakatlanayotgan elektronning to`lqin funksiyasini

$$\begin{aligned} \psi_{c,\vec{k}}(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt{N}} u_{c,\vec{k}_c}(\vec{r}) \exp\{i(\vec{k}_c \vec{r})\}, \\ \psi_{v,\vec{k}}(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt{N}} u_{v,\vec{k}_v}(\vec{r}) \exp\{i(\vec{k}_v \vec{r})\} \end{aligned} \quad (1.13)$$

kabi qayd qilish mumkin. Bu yerda $u_{n,\vec{k}_n}(\vec{r})$ -kristall panjaralarning davriga teng davrli davriy funksiya, n –qaralayotgan zonaning turi (valent yoki o`tkazuvchanlik zonasi yoxud boshqa zonalar),  $\vec{k}$  – elektronning to`lqin vektori va uning

yordamidav impulsi $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ munosabat yordamida aniqlanadi, N –kristalldagi elementar panjaralar soni. Bu holda har bir Brillyuen zonasi o`zining aniq $\varepsilon_n(\vec{k})$ dispersiyasiga egadir.

Shunday qilib, valent va o`tkazuvchanlik zonalar holatlari o`rtasidagi elektroning o`tish ehtimolligini aniqlash imkonini beruvchi matritsaviy elementi quyidagicha aniqlanadi

$$\begin{aligned}
\langle C, \vec{k}_C | H | V, \vec{k}_V \rangle &= \int d^3r \psi_{C, \vec{k}_C}^* \hat{H} \psi_{V, \vec{k}_V}^* = \\
&= -\frac{i\hbar e}{mcN} A_0 \int d^3r \left[u_{C, \vec{k}_C}^* \exp\{-i(\vec{k}_C - \vec{k})\vec{r}\} (\vec{e} \nabla u_{V, \vec{k}_V} \exp\{i(\vec{k}_V \vec{r})\}) \right] = \\
&= -\frac{i\hbar e}{mcN} A_0 \int d^3r \left[\exp\{i(\vec{k}_V + \vec{k} - \vec{k}_C)\vec{r}\} (u_{C, \vec{k}_C}^* (\vec{e} \nabla u_{V, \vec{k}_V}) + i(\vec{e} \vec{k}_V) u_{C, \vec{k}_C}^* u_{V, \vec{k}_V}) \right] = \quad (1.14) \\
&= -\frac{i\hbar e}{mcN} A \sum_{\vec{m}} \exp\{i(\vec{k}_V + \vec{k} - \vec{k}_C) \vec{a}_{\vec{m}}\} \times \\
&\times \int_{\Omega} d^3r \left[\exp\{i(\vec{k}_V + \vec{k} - \vec{k}_C)\vec{r}\} (u_{C, \vec{k}_C}^* (\vec{e} \nabla u_{V, \vec{k}_V}) + i(\vec{e} \vec{k}_V) u_{C, \vec{k}_C}^* u_{V, \vec{k}_V}) \right].
\end{aligned}$$

Bu yerda Blox amplitudasining davriyligidan foydalandik va kristall hajmi bo`yicha olinadigan integraldan unga mos keladigan (kristallning) uch o`lchamli elementar uyachalar bo`yicha olinadigan summa bilan almashtirildi. Bunda tegishli geometriyaviy progressiya yuzagakeladi va uning yordamida hamda kristall sirtidagi davriy chegaraviy shartlarni e`tiborga olsak, u holda

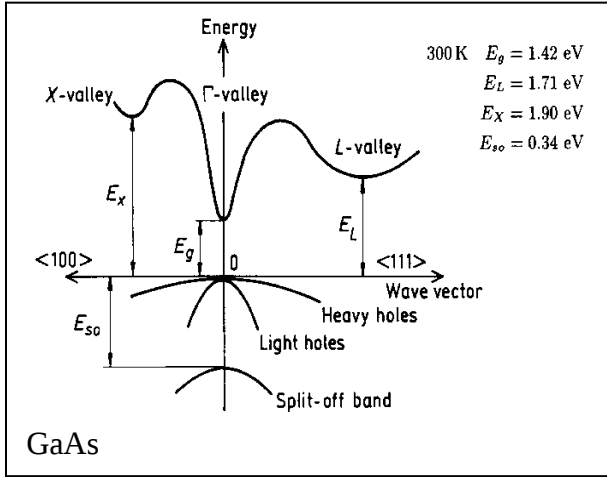
$$\sum_{\vec{m}} \exp\{i(\vec{k}_V + \vec{k} - \vec{k}_C) \vec{a}_{\vec{m}}\} = N \delta_{\vec{k}_C, \vec{k}_V + \vec{k}} \quad (1.15)$$

munosabatga ega bo`lamiz, ya`ni oralik hisoblashlarda $\vec{k}_C = \vec{k}_V + \vec{k}$ kvaziimpulsning saqlanish qonunidan foydalanildi.

Yutilayotgan yorug`likning to`lqin uzunligi panjara doimiyligidan kichik bo`lganligi bois o`tkazuvchanlik va valent zonalaridagi elektronlar to`lqin vektorining  $\vec{k}_C - \vec{k}_V$  farqini birinchi Brillyuen zonasi kengligiga nisbatan kichik qiymatli deb hisoblash mumkin va bitta elementar uyacha bo`yicha olingan integralga e`tibor qaratmasa ham bo`laveradi. U holda elektonlarning boshlang`ich

va oxirgi holatlarining Blox amplitudalarini o'zaro ortogonal deb hisoblash mumkin. Bu holda

$$\langle C, \vec{k}_C | H | V, \vec{k}_V \rangle = \frac{e}{mc} A \int_{\Omega} d^3 r u_{C, \vec{k}_C}^* (\vec{e} \vec{p}) u_{V, \vec{k}_V}, \quad (1.16)$$



ya'ni optikaviy o'tishlar matritsaviy elementining valent va o'tkazuvchanlik zonalari holatlarining Blox amplitudasiga nisbatan hisoblangan $\vec{p}_{CV} = -i\hbar \int_{\Omega} d^3 r u_{C, \vec{k}_C}^* \nabla u_{V, \vec{k}_V}$ impuls operatorining matritsaviy elementiga to'g'ri mutanosibligi kelib chiqadi. Shuni qayd qilish o'rinliki, keyin modelidagi bu

matritsaviy element elektron va yengil kavakning effektiv(samaraviy) massasini aniqlaydi. Bu esa ushbu massalarni bilgan holda optikaviy o'tish matritsaviy elementini baholash imkonini beradi.

Endi optikaviy o'tishlar ehtimolligi

$$W_{CV} = \frac{2\pi V}{\hbar(2\pi)^3} \left(\frac{eA}{mc} \right)^2 \sum_{\mu\mu'} \int d^3 k \left| (\vec{e} \vec{p}_{\mu\mu'}(\vec{k})) \right|^2 \delta(\varepsilon_C(\vec{k}) - \varepsilon_V(\vec{k}) - \hbar\omega) \quad (1.17)$$

xususida fikr yuritamiz, chunki u bilan yorug'likning yutilish koeffitsiyenti hisoblanadi.

(1.11) munosabat yordamida oxirgi ifodanikeltirib chiqarishda holatlarning kvant kattaliklariga nisbatan olingan summa(yig'indi)ni boshlang'ich (yoki oxirgi) holatlar to'liq vektorlari bo'yicha integrallash bilan almashtirildi. Tabiiyki, bunday holatlar soni kristallning hajmiga to'g'ri mutanosibdir. Bu holda holatlarning spinlari bo'yicha ham summaga e'tibor qaratilishi shart². Ko'pgina optikaviy hodisalarda, masalan, yassi qutblangan elektromagnit to'liq fotonlari ta'sirida tok tashuvchilar impulslarining tizginlashishi yoki sirkulyar qutblangan elektromagnit to'liq fotonlari ta'sirida esa tok tashuvchilar momentlarining

² Ayrim hollarda bu holga e'tibor qaratilmaydi. Biroq spinga bog'liq bo'lmagan masalalar hal etilishida oxirgi hisob-kitoblarda natijani to'g'ridan to'g'ri 2, ya'ni "spin ikkisi"ga ko'paytirilsa xato qilinmaydi.

oriyentatsiyalanishida tok tashuvchilarning spinlariga e'tibor qaratish shart, aks holda xatolikka yo'l qo'yiladi. Bunday hollarga keyinroq alohida to'xtalamiz.

Endi optikaviy o'tishlar ehtimolligi bilan yorug'likning yutilish koefitsiyenti o'rtasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Bunda W kattalkni vaqt birligi ichidakristallning hajmida yutilayotgan fotonlarning sonini anglatadi. Yassi yorug'lik to'lqinining fotonlari oqim zichligi $N_{ph}v = N_{ph}c/n$ bo'lib, c va n - yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi va yoning muhitdagi sindirishko'rsatkichi. U holda (1.10) ifodani e'tiborga olsak, u holda yorug'likning yutilish koefitsiyenti

$$\alpha = \frac{W_{cv}n}{VN_{ph}c} = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{m^2cn\omega} \sum_{\mu,\mu'} \int d^3k \left| \left(\vec{e}_{\vec{k}} \cdot \vec{p}_{\mu,\mu'} \right) \right|^2 \delta(\varepsilon_c(\vec{k}) - \varepsilon_v(\vec{k}) - \hbar\omega). \quad (1.18)$$

Endi tekshirilayotgan yarim o'tkazgichlarning simmetriyasiga e'tibor qarataylik. Masalan, galliy arsenid yarim o'tkazgichi valent zonasining tubi va o'tkazuvchanlik zonasining shipi Brilliyen zonasining markazida joylashgan bo'lib³, spin e'tiborga olinsa, valent zonasidagi holatlar to'rtkarrali aynigan(tuslangan), Brilliyen zonasining markazidan tashqarida esa ikkikarrali tuslangan yengil va og'ir kavaklar tarmog'idan iborat bo'ladi. Shuningdek $PbSe$ va PbS yarim o'tkazgichlari valent zonasining tubi va o'tkazuvchanlik zonasining shipi uchinchi tartibli simmetriya o'qlari bo'ylab yo'nalgan o'qlarda, masalan, $\langle 111 \rangle$ o'qida joylashgandir. Yarim o'tkazgichlar zonasining bunday murakkab tuzilishi, tabiiyki, ayrim nazariy hisoblashlarning murakkablashishiga olibkeladi.

Zona ekstremumi atrofida tok tashuvchilarning energiyaviy dispersiyasini

$$\begin{aligned} \varepsilon_c(\vec{k}) &\approx \varepsilon_c(\vec{k}_0) + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{(k_1 - k_{01})^2}{m_{c1}} + \frac{(k_2 - k_{02})^2}{m_{c2}} + \frac{(k_3 - k_{03})^2}{m_{c3}} \right), \\ \varepsilon_v(\vec{k}) &\approx \varepsilon_v(\vec{k}_0) - \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{(k_1 - k_{01})^2}{m_{v1}} + \frac{(k_2 - k_{02})^2}{m_{v2}} + \frac{(k_3 - k_{03})^2}{m_{v3}} \right) \end{aligned} \quad (1.19)$$

³ Shunaing uchun bunday yarim o'tkazgichlar *vertikal zonali yarim o'tkazgichlar* deb yu rutiladi.

(1.21)ko`rinishda qayd qilish mumkin⁴.

Shunday qilib, (1.21) e'tiborga olinsa, u holda

$$\alpha = \frac{W_{cv}n}{VN_{ph}c} = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{m^2 cn \omega} \sum_{\mu, \mu'} \int d^3 k \left| \left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}) \right) \right|^2 \delta \left(\frac{\hbar^2}{2} \sum_i \frac{(k_i - k_{0,i})^2}{\mu_i} - (\hbar \omega - E_g) \right). \quad (1.20)$$

Bu yerda $E_g = \varepsilon_c(\vec{k}_0) - \varepsilon_v(\vec{k}_0)$, $\mu_i^{-1} = m_{c1}^{-1} + m_{v1}^{-1}$. kelgusida zonaning ekstremumi yaqinidagi sohalarda joylashgan tok tashuvchilar bilan qiziqqanligimiz bois, nafaqat energiyaviy dispersiyani, balki impuls operatorining matritsaviy elementini ham $(\vec{k} - \vec{k}_0)$ bo'yicha qatorga yoyamiz:

$$\left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}) \right) = \left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}_0) \right) + \left[\frac{\partial}{\partial k_\alpha} \left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}) \right) \right]_{\vec{k}=\vec{k}_0} (\vec{k} - \vec{k}_0) \quad (1.21)$$

Agar valent va o'tkazuvchanlik zonalari o'rtasidagi $\left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}_0) \right) \neq 0$ munosabatni qanoatlantiradigan optikaviy o'tishlar ruxsat etilgan optikaviy o'tishlar deyiladi. Bunday o'tishlarda impuls operatorining matritsaviy elementini tok tashuvchilar to'lqin vektoriga bog'liq emas deb hisoblaymiz. U holda (1.20) integral optikaviy o'tishlarkechayotgan holatlarning zichligini hisoblashning aynan o'zi bo'lib qoladi, ya'ni

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{W_{cv}n}{VN_{ph}c} = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{m^2 cn \omega} \sum_{\mu, \mu', \vec{k}_0} \left| \left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}_0) \right) \right|^2 \int d^3 k \delta \left(\frac{\hbar^2}{2} \sum_i \frac{(k_i - k_{0,i})^2}{\mu_i} - (\hbar \omega - E_g) \right) = \\ &= \frac{4\pi}{\pi} \frac{e^2 \sqrt{\mu_1 \mu_2 \mu_3}}{m^2 cn \omega} \sum_{\mu, \mu', \vec{k}_0} \left| \left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}_0) \right) \right|^2 \int k'^2 dk' \delta \left(\frac{\hbar^2}{2} (k')^2 - \hbar \omega - E_g \right) = \\ &= \frac{4e^2 \sqrt{2\mu_1 \mu_2 \mu_3}}{m^2 cn \omega \hbar^3} \sum_{\mu, \mu', \vec{k}_0} \left| \left(\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(\vec{k}_0) \right) \right|^2 (\hbar \omega - E_g)^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Shunday qilib, qaralayotgan modelgako`ra agar foton energiyasi E_g ta'qiqlangan zonakengligidankichik bo'lsa, u holda yorug'likning yutilish koeffitsiyenti nolga teng, aksincha esa uning spektral bog'lanishi $\sqrt{\hbar \omega - E_g}$ kabi aniqlanadi.

⁴ Umuman olganda, qaralayotgan namunaning simmetriyasiga qarab tok tashuvchilar massasining anizotropiyasi e'tiborga olinishkerak. Ayni paytda bunga e'tibor bermaslik masalaning fizikaviy tabiatini tubdan o'zgartirib yubormaganligi uchun dispersiyaningko`rinishini, zaruriyat taqazo qilmagunga qadar, (1.24) ko`rinishda olamiz.

Endi $C^{\alpha\beta} = \sum_{\mu, \mu', \vec{k}_0} p_{\mu, \mu'}^{(\alpha)} p_{\mu', m}^{(\beta)}$ tenzorni aniqlashkerak. Agar impuls operatori-ning matritsaviy elementlari aniq bo`lsa va optikaviy o`tishlarda ishtirok etgan energiyaviy vohalar bo`yicha yig`ib chiqilsa, u holda bu tenzorni hisoblash imkoni yaratiladi, biroq uning aniqko`rinishi qaralayotgan namunaning simmetriyasiga bog`liqdir. Masalan, kub simmetriyalik kristallar uchun ikkinchi tartibli tenzor skalyardir: $C^{\alpha\beta} = C\delta_{\alpha, \beta}$.

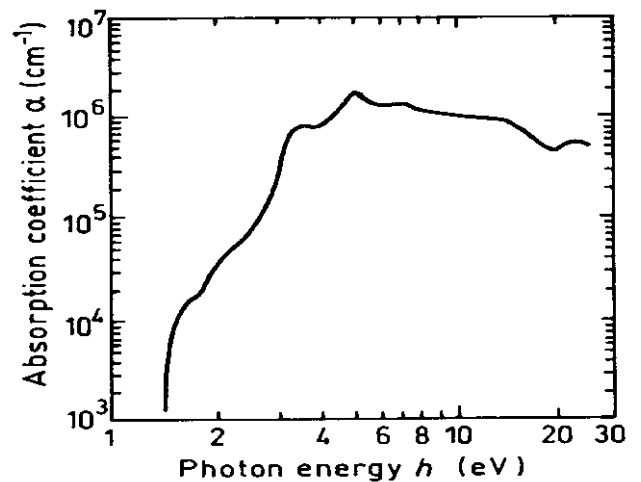
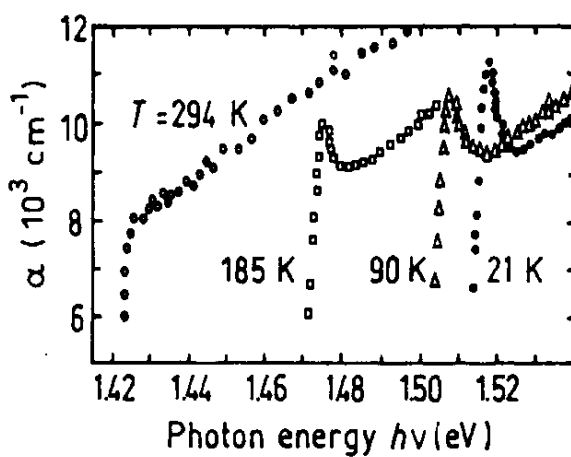
Endi ta`qiqilangan optikaviy o`tishlar e`tiborga olingan hisoblashlarni amalga oshiraylik. Bu holda optikaviy o`tishlar matritsaviy elementi modulining kvadrati

$$\left| \left[\frac{\partial}{\partial k} (\vec{e} \vec{p}_{\mu, \mu'}(k)) \right]_{\vec{k}=\vec{k}_0} \vec{k}' \right|^2 = \sum_{\alpha\beta} e_{\alpha} e_{\beta} \sum_{\substack{\mu, \mu' \\ \gamma, \lambda}} \frac{\partial}{\partial k'_{\gamma}} p_{\mu, \mu'}^{\alpha} \frac{\partial}{\partial k'_{\lambda}} p_{\mu', \mu}^{\beta} k'_{\gamma} k'_{\lambda}. \quad (1.25)$$

Shunday qilib, (1.24) ifodaning o`rniga quyidagi munosabatni olamiz

$$\alpha = \frac{W_{cv} n}{VN_{ph} c} = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{m^2 c n \omega} \sum_{\substack{\mu, \mu', \gamma, \lambda \\ \vec{k}, \alpha, \beta}} e_{\alpha} e_{\beta} \frac{\partial}{\partial k_{\gamma}} p_{\mu, \mu'}^{\alpha} \left| \frac{\partial}{\partial k_{\lambda}} p_{\mu, \mu'}^{\beta} \right|_{\vec{k}=\vec{k}_0} \sqrt{\mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_{\gamma} \mu_{\lambda}} \quad (1.24)$$

$$\times \int d^3 k' k'_{\gamma} k'_{\lambda} \delta \left(\frac{\hbar^2}{2} k'^2 - (\hbar \omega - E_g) \right) = C (\hbar \omega - E_g)^{3/2}.$$

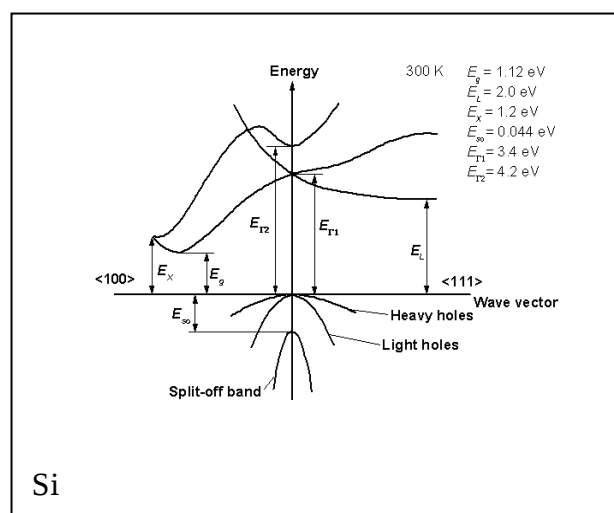
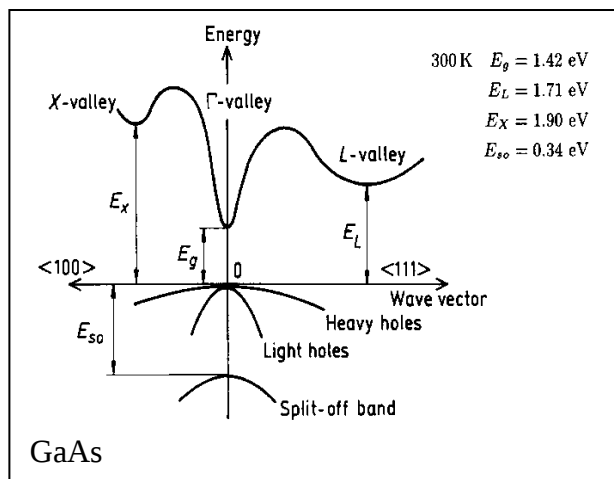


1 rasm. GaAs kristalli uchun fundamental yutilish sohasidagi yorug`lik yutilish koefitsiyentining spektral bog`lanishi

2-bob. NOVERTIKAL OPTIKAVIY O`TISHLARDAGI YoRUG`LIKNING FUNDAMENTAL YuTILISHI

Ushbu bobda olmossimon va ruxli temirtosh simmetriyalı yarım o`tkazgichlarning zonaviy tuzilishi, ularda kechadigan optikaviy o`tishlarda impuls saqlanish qonuni va fononlar bilan o`zaro ta'sir, novertikal optikaviy o`tishlar: o`tish matritsaviy elementining qo`zg`alish nazariyasi yordamida ikkinchi tartibli yaqinlashishda hisoblanishi, Shuningdek, novertikal ruxsat etilgan optikaviy o`tishlar uchun yorug`likning fundamental yutilishikabi hodisalar tadqiq etilgan.

2.1-§. Olmossimon va ruxli temirtosh simmetriyalı yarım o`tkazgichlarda yorug`likning yutilishi

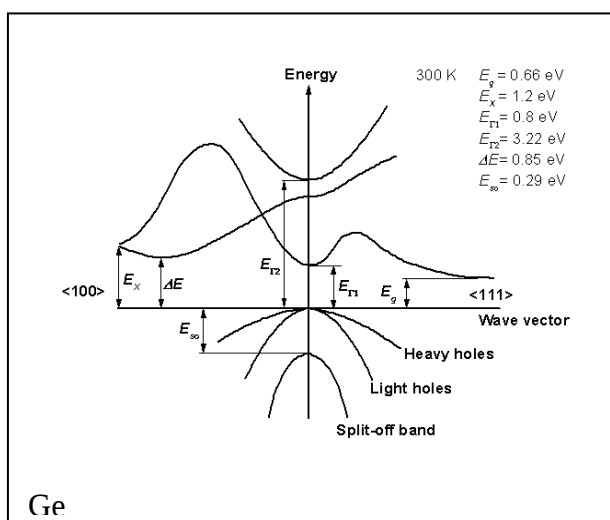


Olmossimon yarım o`tkazgichlarning valent va o`tkazuvchanlik zonalari s-holatlarning gibridizatsiyasi natijasida hosil bo`ladi. Shuning uchun bunday tur yarım o`tkazgichli kimyoviy birikmalarning zonaviy tuzilishi juda o`xshashdir. Valent zonasining

cho`qqisi Brilliyen zonasining markazida joylashgan bo`lib, spin e'tiborga olinmaganda r-tur ($L=1$) atom orbitalari hisobiga orbital momentiga nisbatan uchkarali aynigan bo`ladi. Shuningdek, o`tkazuvchanlik zonasining shipi esa Brilliyen zonasining markazidan chetda: Brilliyen zonasining chegarasida yoki uning yaqinida

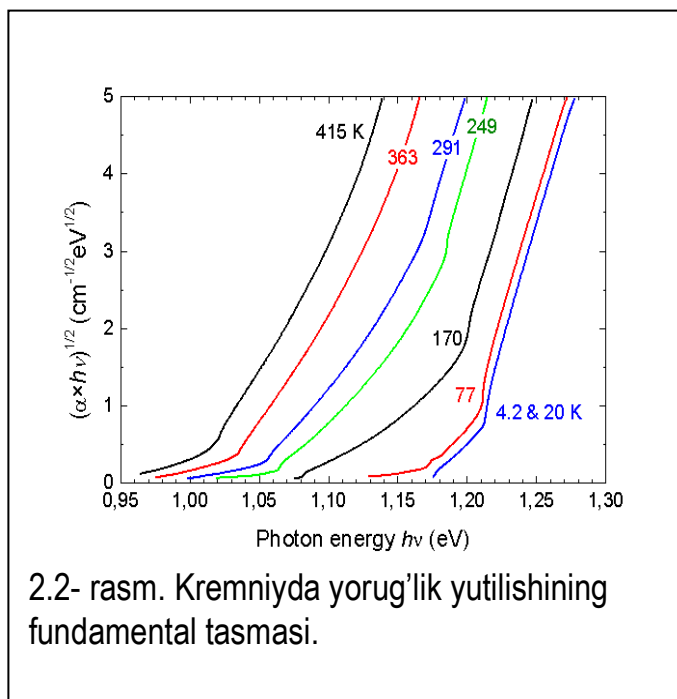
joylashadi.

Yuqorida qaralgan vertikal optikaviy o'tishlarni o'z ichiga olgan nazariya energiyasi E_g ta'qiqlangan zona kengligiga yaqin qiymatli yorug'likning bunday zonaviy tuzilishli yarim o'tkazgichlarda fundamental yutilishini to'la-to'kis tavsiflay olmaydi, chunki valent va o'tkazuvchanlik zonalari orasidagi bir xil qiymatli to'lqin vektoriga mos keladigan energiya valent va o'tkazuvchanlik zonalari ekstremum qiymatlari orasidagi energiyadankattadir. Tajriba natijalari tahlilidanko'rinadiki, noto'g'ri(novertikal) yarim o'tkazgichlar deb nomlanuvchi namunalarda yorug'likning fundamental yutilish polosa(tasma)si chegarasining E_{gk} attalikka bog'liqligi aniqlangan. Shuningdek, eksperimental natijalar yuqorida olingan (1.24, 1.25) ifodalar bilan tavsiflanmaydi: bunday yorug'likning yutilish ko'effitsiyenti miqdoran fundamental yutilish atrofidagi to'g'ri optikaviy o'tishlar



hisobiga kechadigan yorug'likning yutilish ko'effitsiyentidan kichikdir. 2.2 va 1.1 rasmlardan ko'rinayaptiki, kremniyda yorug'likning fundamental yutilish ko'effitsiyenti galliy arseniddagi yutilish ko'effitsiyentidan bir necha tartibgakamdir.

Shunday qilib, Ge va Si yarim o'tkazgichlarida yorug'lik yutilishi fundamental polosa(tasma)si chegarasi valent va o'tkazuvchanlik zonalari ekstremumlariga mos keladigan qandaydir to'lqin vektorlari bilan farqlanuvchi holatlar o'rtasidakechadigankichik ehtimollikli optikaviy o'tishlar bilan bog'langandir. Bu holda, dastlab, impuls(kvazimpuls)ning saqlanish qonuni bajarilmagandek tuyuladi. Bu qonun buzilsa, u holda masala translyatsiyaviy simmetriyasining buzilganligidan dalolat beradi. Bunday buzilishlargakristall zichligining issiqlikli fluktuatsiyasi, boshqacha aytganda fotonning yutilish jarayonida tug'ilgan elektron va kavaklarning elementar panjaralar issiqli tebranishi, aniqrog'i fononlar bilan o'zaro ta'siri sabab bo'lishi mumkin.



Endi bir vaqtning o'zida fotonning hamda fononning yutilishi yoki nurlanishini, ya'ni bir o'tishda elektronning yorug'lik va fononlar bilan ta'sirlashishini e'tiborga olgan holda muammoni hal qilaylik. Bunday masala qo'zg'alishlar nazariyasining ikkinchi tartibli hadlari e'tiborga olingan holda hal etiladi. Bunday o'tishlar ikki etapdakechadi:

birinchisida dastlab foton so'ngra fonon, ikkinchisida esa dastlab fonon so'ngra foton yutiladi yoki nurlanadi va etaplarining qay biri avval, qay biri keyin borishi oldindan ma'lum emas. Ammo har bir etapning dastlabki qadamida elektron virtual holatda bo'lib, so'ngra ikkinchi qadamdan oxirgi—real holatga o'tadi. Umuman olganda, virtual o'tishlarda energiya saqlanish qonunining bajarilishi shart emas.

Shuni qayd qilish o'rinliki, qanchalik energiyaning saqlanish qonuni bajarilmasa, u holda zarra o'sha virtual holatda yashash vaqti shunchalikkichik bo'ladi. Shuning uchun enegiya saqlanish qonunining bajarilishi aniqroq bo'lgan virtual holatlar optikaviy o'tishlarga o'z ulushiniko'proq qo'shadi. Shu ma'noda valent zonasi tarmoqlarida chuqurroq hamda o'tkazuvchanlik zonasida yuqoriroqda joylashgan holatlarning yorug'lik yutilish koeffitsiyentiga bergan ulushlarini e'tiborga olmasa ham bo'laveradi.

Kelgusida valent zonasining barcha holatlari to'la hamda o'tkazuvchanlik zonasining barcha holatlari bo'sh deb hisoblaymiz. Shuning uchun optikaviy o'tishlarning dastlabki etapi valent zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tish bilan boshlanadi deb hisoblash mumkin. Bunday o'tishlarga vertikal zonali yarim o'tkazgichlarda Γ_{25} valent zonasining cho'qqisidan o'tkazuvchanlik zonasining Γ_2 markaziga yoki novertikal zonali yarim o'tkazgichlarda esa Brillyuen zonasining L'_3 chegarasidagi holatlardan biqinda joylashgan L_1 voha holatlariga

elektronlarning fotonlar ta'siridagi o'tishlarni misol qilibkeltirish mumkin. O'tishning ikkinchi etapida elektron fonon bilan o'zaro ta'sirlashib zona markaziga nisbatan biqinda joylashgan vohaga yoki valent zonasi cho'qqisidan Brillyuen zonasining chetiga o'tadi. Oxirgi tur o'tishni elektronlarning ikki har xilketma-ket o'tishlarikabi emas, balki bittakavakning dastlab biqinda joylashgan vohadan o'tkazuvchanlik zonasiga, so'ngra valent zonasining cho'qqisi atrofidagi holatlarga real o'tadi deb tasavvur etish qulaydir.

Qo'zg'alishlar nazariyasining ikkinchi tartibli yaqinlashishida hisoblangan matritsaviy element quyidagiko'rinishni oladi

$$M_{f,i} = \sum_n \frac{\langle f|V^s|n\rangle\langle n|V^l|i\rangle}{\varepsilon_i + \hbar\omega - \varepsilon_n} + \sum_m \frac{\langle m|V^s|i\rangle\langle f|V^l|m\rangle}{\varepsilon_m + \hbar\omega - \varepsilon_f}. \quad (2.1)$$

Bu yerda $\hat{V}^l$ va $\hat{V}^s$ -(1.18) tur elektromagnit to'lqin bilan va elektron-fonon o'zaro ta'sir operatorlari, ε_i -dastlabki holat energiyasi, $\hbar\omega$ va ε_n -yutilayotgan foton va elektronning oralik (virtual) holat, $\hbar\Omega$ va ε_m -energiya yutilayotgan (+) yoki nurlanayotgan (-) fonon va birinchi qadamda elektron-fonon o'zaro ta'siri sodir bo'luvchi jarayonda qatnashgan elektronning energiyasi.

$\hat{V}^s$ operatorningko'rinishi optikaviy va akustik fononlar ishtirokidagi o'zaro ta'sirlar uchun har xildir⁵. kelgusi qaralishi rejalashtirilgan jarayonlarda bu operator $\vec{q}$ fononning to'lqin vektorigv farq qiluvchi holatlarni bog'laydi. Masalan, $\langle m|V^s|i\rangle$ matritsaviy element fononlarning yutilishida $\vec{k}_m = \vec{k}_i + \vec{q}$ munosabat, fononlarning nurlanishida $\vec{k}_m = \vec{k}_i - \vec{q}$ o'rinli bo'lgan hollarda noldan farqli bo'ladi, aniqrog'i fononlarning yutilishida $\langle m|V^s|i\rangle = C_{\vec{q}}^j \sqrt{N_{\vec{q}}^j + 1}$, nurlanishida esa- $\langle m|V^s|i\rangle = C_{\vec{q}}^j \sqrt{N_{\vec{q}}^j}$. Bu yerda $N_{\vec{q}}^j$ -j tur $\vec{q}$ to'lqin vektorli fononlar soni. Masalan, termodinamik muvozanatda

⁵ Bu holni batafsilko'rib chiqish yarim o'tkazgichlar optikasikursi qamrovidan tashqarida bo'lganligi bois bu holning tahlilini o'quvchining o'ziga havola qilamiz.

$$N_{\vec{q}}^j = \frac{1}{\exp\left\{\frac{\hbar\Omega_{\vec{q}}^j}{k_B T}\right\} - 1} \quad (2.2)$$

C mutanosiblikkoeffisiyenti va u elektron-fonon o'zaro ta'sirning tanlangan mexanizmiga bog'liqdir.

Yorug'likning yutilish koeffisiyentini hisoblash uchun (2.1) matritsaviy element moduliningkvadrati o'tish ehtimolligiga qo'yiladi, ya'ni

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum |M_{f,i}^j|^2 \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i - \hbar\omega \mp \hbar\Omega_{\vec{q}}^j) \quad (2.3)$$

ko'rinishni oladi.

Novertikal optikaviy o'tishlar matritsaviy elementi ifodasidagi maxraj virtual holatgacha bo'lgan energiyaviy masofaning ortishi bilan o'tish ehtimolligini miqdoran keskin kamaytiradi. Shuning uchun hisoblashlarda o'tkazuvchanlik zonasi markazi (Γ_2) hamda Brilliyuen zonasining chegarasi (L'_3) yaqinida joylashgan virtual holatlar bilan chegaralanamiz.

Endi boshlang'ich va oralik holatlar bo'yicha yig'indi olishga o'tish mumkin. Bunda boshlang'ich va oralik holatlardagi tok tashuvchilar to'lqin vektorlari mos tushadi. Shunday qilib, fononning to'lqin vektori tok tashuvchilar boshlang'ich va oxirgi holatdagi to'lqin vektorlari orqali ifodalanadi. Jumladan fononning yutilishi jarayonida $\vec{k}_f - \vec{k}_i = \vec{q}$, nurlanishida esa $\vec{k}_i - \vec{k}_f = \vec{q}$. Shuning uchun tok tashuvchilarning boshlang'ich va oxirgi holatlari bo'yicha yig'indi olinadi.

Shunday qilib fononning nurlanishi bilan bog'liq jarayoni uchun

$$\begin{aligned} \alpha_{ucn}^{nen} &\approx \sum_j Q^j (N^j + 1) \int d^3k_i \int d^3k_f \frac{\delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i - \hbar\omega + \hbar\Omega_{\vec{q}}^j)}{(\varepsilon_m - \varepsilon_i - \hbar\omega)^2} \approx \\ &\approx \sum_j Q^j \frac{(N^j + 1)}{(\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \int d^3k_i \int d^3k_f \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i - \hbar\omega + \hbar\Omega_{\vec{q}}^j) = \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_j Q^j \frac{(N^j + 1)}{(\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \left((2\pi)^2 \frac{(4m_v m_c)^{3/2}}{\hbar^6} \right) \int d\varepsilon_c d\varepsilon_v \sqrt{\varepsilon_c \varepsilon_v} \delta(\varepsilon_v + \varepsilon_c + E_g - \hbar\omega + \hbar\Omega^j) = \\
&= \sum_j Q^j \frac{(2\pi)^2 \exp\left\{\frac{(\hbar\Omega^j)}{k_B T}\right\}}{\exp\left\{\frac{(\hbar\Omega^j)}{k_B T}\right\} + 1} \left(\frac{(4m_v m_c)^{3/2}}{\hbar^6 (\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \right) \int d\varepsilon_c \sqrt{\varepsilon_c (\hbar\omega - E_g - \hbar\Omega^j - \varepsilon_c)}.
\end{aligned}$$

Bu yerda biqinda joylashgan vohadagi elektronlarning effektiv(sa

$$\int_0^b \sqrt{x(x-b)} dx = b^2 \int_0^1 \sqrt{y(y-1)} dy = b^2 \frac{\pi}{8}. \quad (2.5)$$

maraviy) massasi: $m_c = N_c^{2/3} \sqrt{m_{c1} m_{c2} m_{c3}}$, N_c -biqinda joylashgan vohalar soni.

Agar vohaning busag`asi Brillyuen zonasining chegarasiga mos tushsa, u holda  $\vec{k}_f$  va  $-\vec{k}_f$  to`lqin vektorlarga mos keluvchi holatlar bitta vohada yotadi.

Integral

$$\int_0^b \sqrt{x(x-b)} dx = b^2 \int_0^1 \sqrt{y(y-1)} dy = b^2 \frac{\pi}{8}. \quad (2.5)$$

U holda

$$\alpha_{ucn}^{pa3} = \sum_j Q^j \frac{(2\pi)^2 \exp\left\{\frac{(\hbar\Omega^j)}{k_B T}\right\}}{\left(\exp\left\{\frac{(\hbar\Omega^j)}{k_B T}\right\} + 1\right) (\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \left(\frac{(4m_v m_c)^{3/2}}{\hbar^6} \right) \frac{\pi}{8} (\hbar\omega - E_g - \hbar\Omega^j)^2. \quad (2.6)$$

Fononlarning yutilishi bilangina ifodalangan yorug`likning yutilish koeffisiyenti quyidagicha aniqlanadi

$$\alpha_{noz1}^{pa3} = \sum_j Q^j \frac{(2\pi)^2}{\left(\exp\left\{\frac{(\hbar\Omega^j)}{k_B T}\right\} + 1\right) (\varepsilon_0 - \hbar\omega)^2} \left(\frac{(4m_v m_c)^{3/2}}{\hbar^6} \right) \frac{\pi}{8} (\hbar\omega - E_g + \hbar\Omega^j)^2. \quad (2.7)$$

Shunday qilib, noto`g`ri yarim o`tkazgichlarda yorug`likning fundamental yutilishi yetarlicha murakkab bo`lib, «ko`p pog`onali» bo`ladi va temperaturaning pasayishi bilan fononlarning yutilishi bilan kechadigan o`tishlar so`nib(yo`qolib)

boradi⁶. Bunday tur optikaviy o'tishlarda qanday tabiatli fononlarning ishtirok etishini aniqlash anchayin qiziqarlidir, chunki fononlarning turlari ko'p: bo'ylama vako'ndalang akustik hamda, bo'ylama vako'ndalang optik fononlar. Bu esa, o'z navbatida, fononlar funksiyasining simmetriyasini bilishni talab etadi. Yarim o'tkazgichlarda tashish hodisalarga bag'ishlangan adabiyotlarda Ge uchun bo'ylama akustik vako'ndalang optik fononlar ishtirokidagi optikaviy o'tishlar ruxsat etilganligi isbotlangan va bu hol aniq bir masala yechilganida alohida e'tibor berilishini talab etadi.

To'g'ri va noto'g'ri optikaviy o'tishlar nazariyasi asosida hisoblangan yorug'lik yutilish ko'effitsiyentining spektral bog'lanishi fundamental yutilish chegarasidagi sohani talab darajasida ifodalay olsa-da, biroq undan tashqaridagi chastotalar sohasida o'tkazilgan eksperimental natijalarni to'la-to'kis tavsiflay olmaydi. Keyinchalik aniqlash mumkinki, tajriba natijalarni, ayniqsa to'g'ri ruxsat etilgan optikaviy o'tishlar bilan bog'liq eksperimental natijalar elektron va kavakning kulon o'zaro ta'siri e'tiborga olinganida nazariy hisoblashlar bilan aniqroq ifodalanishi mumkin.

2.2-§. Olmossimon yarim o'tkazgichlardagi fotoo'yg'otilgan elektronlar spinlarining optik oriyentatsiyasi va impulsplarining tizginlashishi.kirishmalar holatidan optik o'tishlar

Germaniy, kremniy, galliy arsenidi kabi yarim o'tkazgichlarning zonaviy tuzilishidan ko'rinadiki, ularning valent zonasi cho'qqisida, ya'ni birinchi Brilliyen zonasi markazida har xil effektiv massali tok tashuvchilarga mos keluvchi tarmoqlar uchrashadi. Bunday g'ayri tabiiy hollarkuchsiz vakuchli bog'lanishlar yaqinlashishlari yoki $\vec{k} \cdot \vec{p}$ metod yordamida izohlanadi.

Albatta, kelgusida bunday nazariy hisoblash metodlari bilan batafsil tanisha olmaymiz, biroq oldimizda ikki masala turipti. Ular:

1. Valent zonasi strukturasi va uning parametrlarini aniqlovchi umumiy qonunlarni tushunish.

⁶ Yuqorida olib borilgan hisoblashlarda optikaviy o'tishlarni ruxsat etilgan deb hisobladik.

2. Effektiv(samaraviy) massa metodini ikki yoki undan ortiq tarmoqli zonalar, masalan, ikki tarmoqli valent zonasi uchun modifikatsiyalash.

Shunday qilib bir necha tarmoqlarning tutashishidan hosil bo'lgan ekstremumni **kuchli bog'lanish metodi** bilan tekshiraylik.

Olmossimon yarim o'tkazgichlarning valent va o'tkazuvchanlik zonalari atomlarning s va funksiyalarining gibridizatsiyalanishi (sp^3 – gibridizatsiyasi)dan hosil bo'ladi. Biroq masalaning yechimini soddalashtirish maqsadida zona simmetriyali atom orbitalarining o'zarokesishishidan hosil bo'ladi deb hisoblaymiz. Ma'lumki, bunday orbitalar uchta va ularni X, Y va Z ortlar bo'ylab yo'nalgan bazis vektorlarkabi qarash mumkin. Bularga mos keluvchi orbital to'lqin funksiyalarini bu o'qlar bo'yicha chuzilgan "yotqizilgan" sakkizliklar kabi qarash mumkin. 1-rasmda yashil rangli qilib X, sariq rangli qilib esa Y orbitallar belgilangan.

Kuchli bog'lanishli hisoblash metodida hosil bo'ladigan zonaning kengligi qo'shni atomlardagi holat funksiyalarning kesishish integraliga mutanosibdir. Bunday holda zonalarining ekstremumlaridagi tok tashuvchilar effektiv to'lqin funksiyalar orqali tavsiflanadi.

Valent zonasining cho'qqisi Brillyuen zonasining markazida joylashganligi uchun undan ozgina chetlashishishdakavakning energiyasi uning to'lqin vektorikvadratiga mutanosib tarzda o'zgarib boradi. Biroq bunday tur masalalarga effektiv massa metodini qo'llash anchayin qulaylik tug'diradi. Ammo bu holda massani aniqlash imkonini beruvchikavaklar to'lqin funksiyasining Blox amplitudasi X,Y va Z orbitallarining qandaykombinatsiyasidan tashkil etganligini bilish talab etiladi.

Shu mazmunda invariantlar metodidan foydalaninish ma'quldir, chunki bu metod effektiv massa metodi yordamida qaralayotgan masalaning simmetriyasi e'tiborga olingan holda umumlashtirilgan hisoblash usulidir. Bunda har bir to'lqin vektoriga har xil Blox amplitudasiga ega bo'lgan holatlarning moskelishini ifodalay oladigan gamiltonian aniqlash imkoni yaratiladi. Bunday gamiltonianni 3×3 o'lchamli matritsalar to'plami sifatida qarash mumkin. Tabiiyki, uning tashkil

etuvchilarikavaklar to'liq vektori (yokikvaziimpulsi)ning funksiyasiko'rinishidakeladi. Bunda matritsalarini $L=1$ burchakli moment tashkil etuvchilarining kombinatsiyasi ko'rinishida tanlash mumkin va ular bir biridan farqlanuvchi 9 matritsalarini tashkil etadi:

$$\begin{aligned}
 L_x^2 &= \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 1/2 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1/2 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}, L_y^2 = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & -1/2 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1/2 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}, L_z^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}; \\
 L_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{2} & 0 & 1/\sqrt{2} \\ 0 & 1/\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, L_y = \begin{pmatrix} 0 & -i/\sqrt{2} & 0 \\ i/\sqrt{2} & 0 & -i/\sqrt{2} \\ 0 & i/\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, L_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}; \\
 L_x L_y + L_y L_x &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, L_y L_z + L_z L_y = \begin{pmatrix} 0 & -i/2 & 0 \\ i/2 & 0 & i/2 \\ 0 & -i/2 & 0 \end{pmatrix}, \\
 L_z L_x + L_x L_z &= \begin{pmatrix} 0 & i/2 & 0 \\ i/2 & 0 & -i/2 \\ 0 & -i/2 & 0 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Birlik matritsa burchakli moment operatori komponentalari kvadratlarining yig'indisi ko'rinishida bo'ladi:

$$\hat{E} = \frac{1}{2}(L_x^2 + L_y^2 + L_z^2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

Yuqorida keltirilgan matritsalar L ning Z o'qiga nisbatan olingan aniq $M=+1,0,-1$ proektsiyalariga mos keluvchi bazis(asos): $\Psi_1 = -(X + iY)/\sqrt{2}$, $\Psi_0 = Z$, $\Psi_{-1} = (X - iY)/\sqrt{2}$ funksiyalariga nisbatan aniqlangandir⁷.

⁷ Bu yerda shuni qayd qilish o'rinali, bu funktsiyalarning fazalari har doim ham bir xil bo'lavermaydi (ayniqsa qaralayotgan masalada anizotropiya asosiy rol o'ynay boshlasa). Har xil mualliflar har xil tabiatli fazalarni tanlashadi va ularga mos ravishda burchakli moment operatorikomponentalarining fazalari ham, mos ravishda, o'zgaradi. Biz esa bu matritsalarini Landau va Lifshitslarning jahonga mashhurkvant mexanikakitobidan oldik, chunki ukitobda $Y_{1,0} = i\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \vartheta$, $Y_{1,\pm 1} = \mp i\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \vartheta e^{\pm i\varphi}$ ko'rinishdagi sferaviy funktsiyalar tanlangan. SHuning uchun

boshqa holda (boshqa bunday tur kitoblarda) o'zgacha fazali bazis funktsiyalar yoki ularga moskeluvchi gamiltonian uchrasa hayron bo'lmaslikkerak. Agar to'liq funktsiyalar birkitobdan, matritsalar (gamiltonian) boshqa kitobdan tanlangan holda tadqiqot olib borilsa, bu juda xatarli ish bo'lishini unutmashlik kerak.

Kiritilgan L_α matritsalarining ma'qul taraflarikoordinatalar sistemasi ma'lum bir o'q atrofida burilsa, u holda burchakli moment operatorikomponentalari odatdagi vektorlarning shakl o'zgarishlarikabi o'zgaraveradi. Bu hol asosiydir, chunki u koordinatalar sistemasi ustida olib borilgan barcha shakl almashtishlarga nisbatan invariant operatorlarni qurish imkoniyatini beradi. Masalan $(\vec{L}\vec{k}) = \hat{L}_x k_x + \hat{L}_y k_y + \hat{L}_z k_z$ skalyar ko'paytma o'zining xususiyatlarigako'ra oddiy skalyarkabidir, ya'ni bu operator koordinatalar sistemasining ma'lum bir o'q atrofida burilishida, agar bir vaqtning o'zida blox bazis funksiyalari va to'lqin vektorikomponentalari miqdoran o'zgarganlarida ham, o'zgarmaydi.

Endi bu usul bilan qurollangan holda L xususiy burchakli momenti bilan tavsiflanuvchi zarralar impulsining kichik qiymatlar sohasidagi gamiltoniani uchun umumiy ifodani aniqlaylik. Agarda tok tashuvchilar spini e'tiborga olinmasa, u holda X, Y, Z bazis funksiyalarning simmetriya tasavvuriga asosankvaziimpulsga nisbatankvadratik hadli gamiltonianni quyidagi ko'rinishda qayd qilish mumkin

$$K = \begin{pmatrix} Lk_x^2 + M(k_y^2 + k_z^2) & Nk_x k_y & Nk_x k_z \\ Nk_x k_y & Lk_y^2 + M(k_x^2 + k_z^2) & Nk_y k_{zy} \\ Nk_x k_z & Nk_y k_z & Lk_z^2 + M(k_y^2 + k_x^2) \end{pmatrix}, \quad (2.23)$$

bu yerda $\mathbf{k}$ to'lqin vektori vakvaziimpuls o'rtasida $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ munosabat o'rinlidir. Agar tok tashuvchilar spinai va spin-orbital o'zaro ta'siri e'tiborga olinsa, u holda sferaviy bazis funksiyalarga nisbatan (2.23) matritsa orbital moment operatoriga bog'liq ravishda quyidagi munosabatni qayd qilish mumkin

$$\hat{K}_h = \frac{1}{2m_0} \left\{ (\gamma_1 + 4\gamma_2) \sum_i \hat{p}_i^2 \hat{E} - 6\gamma_2 (\hat{\mathbf{p}}\hat{\mathbf{L}})^2 - 6(\gamma_3 - \gamma_2) \sum_{i \neq j} \hat{p}_i \hat{p}_j (\hat{L}_i \hat{L}_j + \hat{L}_j \hat{L}_i) \right\} + \frac{1}{3} \Delta_0 (2(\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{L}}) - 1) \quad (2.24)$$

m_0 – erkin elektronning massasi, Δ_0 -spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ - Lattinjer parametrlari va ular yordamida kavaklarning effektiv massalari aniqlanadi⁸

$$\gamma_1 = -2m_0 \frac{L+2M}{3}; \quad \gamma_2 = -2m_0 \frac{L-M}{6}; \quad \gamma_3 = -2m_0 \frac{N}{6}. \quad (2.25)$$

(2.24) ifodagako'ra zarra kvaziimpulsining birgina qiymatiga uch ikkikarrali aynigan(tuslangan) og'ir va yengil kavaklar hamda spin kengaygan tarmoqlarda joylashgan spinli sathlar to'g'ri keladi (2.1 rasm). Kelgusida faqat ikki yuqorigi: og'ir va yengil kavaklar tarmoqlarini e'tiborga olamiz va bu holda $\mathbf{I} = \mathbf{L} + \mathbf{s}_h$ ($I=3/2$) natijaviy burchakli momentning maksimal qiymatiga mos keladi. Bunday hol uchunkinetik energiya va hamda $\mathbf{I}$ vektorlar o'rtasidagi munosabat Lattinjer gamiltonianining standart shakli bilan aniqlanadi:

$$\hat{K}_h^{(L)} = \frac{1}{2m_0} \left\{ \left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2 \right) \sum_i \hat{p}_i^2 \hat{E} - 2\gamma_2 (\hat{\mathbf{p}}\hat{\mathbf{I}})^2 - 2(\gamma_3 - \gamma_2) \sum_{i \neq j} \hat{p}_i \hat{p}_j (\hat{I}_i \hat{I}_j + \hat{I}_j \hat{I}_i) \right\}. \quad (2.26)$$

Valent zonasi cho'qqisidagi to'rtala tuslangan holatlarning bazis funksiyalari quyidagicha tasvirlanadi

$$\begin{aligned} u_{v,3/2} &= -\frac{(X+iY)}{\sqrt{2}} \uparrow; \quad u_{v,1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[-\frac{(X+iY)}{\sqrt{2}} \downarrow + \sqrt{2}Z \uparrow \right]; \\ u_{v,-1/2} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{(X-iY)}{\sqrt{2}} \uparrow + \sqrt{2}Z \downarrow \right]; \quad u_{v,-3/2} = \frac{(X-iY)}{\sqrt{2}} \downarrow. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Sferik yaqinlashishda ($\gamma_3 = \gamma_2$) kavaklar spinlarining proektsiyalari ularning kvaziimpulslari(J_p) yo'nalishida «yaxshi» kvant sonlari bo'la oladi. Bunda $I_p = \pm 3/2$ momentga og'ir kavaklar, $I_p = \pm 1/2$ momentga esa yengil kavaklar tarmoqlari mos keladi va ulardagikavaklar energiyasi

$$E_{hh} = \frac{p^2}{2m_0} (\gamma_1 - 2\gamma_2), \quad E_{lh} = \frac{p^2}{2m_0} (\gamma_1 + 2\gamma_2) \quad (2.28)$$

munosabat yordamida topiladi.

⁸ Tabiiyki,kavaklar effektiv massalari miqdoran $\mathbf{L}$ va $\mathbf{p}$ vektorlarning bir-biriga hamda nisbiykrystallografik o'qlarga nisbatan qaralgan orientatsiyasiga, albatta, bog'liqdir

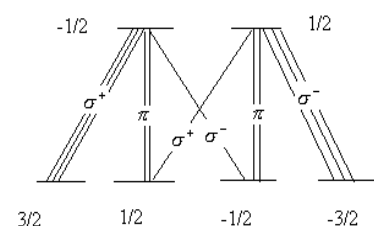
Kavaklarning kristall davriyligini buzadigan ixtiyoriy nojinsliklarda, masalan, fononlarda va boshqalarda sochilishi e'tiborga olinsa, u holda nafaqat tarmoqlararo, balki bir tarmoqning ichida hamkavaklarning o'tishlari ruxsat etilgan bo'ladi. Shuningdek, kavak impulsi yo'nalishining o'zgarishi bir vaqtda spin kvantlashish o'qi yo'nalishining o'zgarishini anglatadi. Shuning uchun bir nechakarrali sochilish hisobiga kavak spinining dastlabki yo'nalishi umuman yo'qolishi mumkin.

Elektron uchun bunday hol bo'lmasligi ham mumkin, chunki G-nuqta atrofida elektron kinetik energiyasi bittagina

$$\hat{K}_e = \frac{1}{2m_e} \sum_{\alpha=1,2,3} \hat{p}_\alpha^2. \quad (2.29)$$

Ifoda yordamida aniqlanadi; $\hat{p}_\alpha = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_\alpha}$ -kvaziimpuls operatorining [100] va unga ekvivalent bo'lgan o'qlarga bo'lgan proektsiyasi, m_e -elektronning effektiv massasi. Brilliyen zonasi markazidan uzoqlashgan sari elektronli holatlar dispersiyasi oddiy kvadratli parabola ko'rinishidan farq qila boshlaydi. Bunday yaqinlashishda elektron spini va impulsi o'rtasida o'zaro ta'sirlashish kuzatilmaydi va spinli relaksatsiya kechmaydi.

Umuman olganda, GaAs tur zonaviy strukturali yarim o'tkazgichlarda yorug'lik fundamental yutilishi polosa(tasma)sining chegarasi (1.24) ifodasining o'ng tomonidagi hadlarning yengil va og'ir kavaklar tarmoqlariga moskelgan yig'indisi shaklida olinishi mumkin. Bunday tasavvur, umuman olganda, o'rinli bo'lishi mumkin. Haqiqatan esa yorug'likning yutilish koeffisiyenti og'ir kavaklar tarmog'idan o'tkazuvchanlik zonasiga hamda yengil kavaklar tarmog'idan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishlarni e'tiborga olgan holda hisoblangan holatlar zichligiga to'g'ri mutanosibdir. Shunday bo'lsa, u holda yengil kavaklar masasi og'ir kavaklar massasidan 4–5 marta kichik bo'lganligidan yengil kavaklar tarmog'ining yorug'likning yutilish koeffisiyentiga bergan



ulushi og'ir kavaklarnikidan kichik qiymatli bo'ladi.

Tabiiy bir savol tug'iladi: agar og'ir kavaklar massasi $0.4m_0$, yengil kavaklar massasi esa $0.07m_0$ kabi tanlanganida og'ir kavaklar va yengil kavaklar tarmog'idan o'tkazuvchanlik zonasining birgina holatiga optikaviy o'tishlar kechayotganida keltirilgan holatlar zichliklar bir-biridan necha marta farq qiladi (m_0 -erkin elektron massasi)?

Biroq tahlillar paytida bir holga e'tibor qaratilmadi. Masalan, yengil va og'ir kavaklar tarmoqlaridagi holat funksiyalari to'lqin vektorlarning yo'nalishlariga bog'liqdir. Brillyuen zonasi markazida (2.25) funksiyalar bilan aniqlanadigan to'rttala holat funksiyalarning simmetriyaviy xossalriga ko'ra $\langle S|p_x|X\rangle = \langle S|p_y|Y\rangle = \langle S|p_z|Z\rangle = p$ matritsaviy elementlar noldan farqlidir. Qiziq, buni qanday isbotlash mumkin?

U holda optikaviy o'tishlar ehtimolligi yorug'likning qutblanish holati(darajasi)ga bog'liqdir. Optikaviy o'tishlarning tanlov qoidasi 3.2 rasmda tasvirlangan. Agar yutilayotgan yorug'lik Z o'qi bo'ylab yassi qutblangan bo'lsa,

u holda $\left| \pm \frac{1}{2}e, \mp \frac{1}{2}h \right\rangle$ holatlarda elektron-kavak jufti hosil bo'ladi; o'ng qutblangan

yorug'likning yutilishi jarayonida esa $\left| -\frac{1}{2}e, \frac{3}{2}h \right\rangle$ holatida $\left| \frac{1}{2}e, \frac{1}{2}h \right\rangle$ holatiga

nisbatan uch marta ko'p elektron-kavak jufti hosil bo'ladi. Chap qutblangan

yorug'likning yutilishi jarayonida $\left| \frac{1}{2}e, -\frac{3}{2}h \right\rangle$ va $\left| -\frac{1}{2}e, -\frac{1}{2}h \right\rangle$ elektron-kavak jufti

hosil bo'lishida xuddi shunday hol o'rinlidir.

Sirkulyar qutblangan yorug'lik yutilishi elektronlar spinlarining tizginlashishi bilan kechadi. Bunda qutblanish darajasi $\frac{n_{1/2} - n_{-1/2}}{n_{1/2} + n_{-1/2}} = 0.5$.

Kavaklarning bu jarayonga ulushini e'tiborga olmadik, chunki sochilish jarayonida kavaklar spinlarining relaksatsiyasi elektronlarnikidan tezroq kechadi. Biroq fotonlar ta'sirida o'yg'otilgan elektronlar va kavaklar impulslari noldan

farqli bo'lgan h^golnisbatan murakkabroq bo'lib, uning tahliliko'p vaqt talab etganligi bois bu masalaning tahlilini keyinga qoldiramiz.

Dastlab og'ir kavaklar tarmog'idan bo'ladigan optikaviy o'tishlarni qaraylik. Bunday o'tishlar jarayonida elektronlar ichki harakat burchakli momentlarining yo'nalishi to'lqin vektori bo'ylab yoki unga ters yo'nalgan ($I_k = \pm \frac{3}{2}$) valent zonasi holatlaridan spinlari to'lqin vektori bo'ylab yoki unga ters yo'nalgan o'tkazuvchanlik zonasining holatlariga o'tish bo'ladi. Agar to'lqin vektori bo'ylab tarqalayotgan yorug'lik sirkulyar qutblangan bo'lsa, u holda hisoblashlar anchayin osonlashadi. Biroq tarqalish yo'nalishi $\vec{k}$ to'lqin vektoriga nisbatan ixtiyoriy burchak ostida bo'lsa, u holda hisoblashlar anchayin murakkablashadi.

O'ng qutblangan $\mathbf{e}_+ = (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ hamda Z o'qi bo'ylab tarqalayotgan yorug'likning elektr maydonkuchlanganligini qatorga yoyishga harakat qilamiz; to'lqin vektori Z' o'qi bo'ylab yo'nalgankoodrinatalar sistemasida σ^+, σ^-, π tashkil etuvchilar bo'ladi.

Aytaylik to'lqin vektori YZ tekisligida yotsin va Z o'qi bilan ϑ burchakni hosil qilsin. U holda burilgankoodrinatalar sistemasining X o'qi $\mathbf{e}_+$ vektorning $\vec{k}$ vektorga bo'lgan proektsiyasi ($e_{+,k} = (\mathbf{e}_+ \mathbf{k}) = i \sin \vartheta/2$) yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi, $\vec{k}$ vektorga tik tarqalayotgan sirkulyar (aniqrog'i eliptik) yorug'lik uchun $\mathbf{e}_+$ vektorning tashkil etuvchilari

$$(\mathbf{e}_x + i \cos \vartheta \mathbf{e}_y)/\sqrt{2} = (1 + \cos \vartheta)(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)/(2\sqrt{2}) + (1 - \cos \vartheta)(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)/(2\sqrt{2})$$

ifodalar yordamida aniqlanadi. Shunday qilib, σ^+ -kattalik sirkulyar qutblanish uchun $(1 + \cos \vartheta)/2$ bilan topiladi, chap aylana bo'lab qutblangan yorug'lik amplitudasi $\mathbf{k}$ -kordiinalar sistemasida $(1 - \cos \vartheta)/2$ bilan aniqlanadi. Mos holda to'lqin vektori yo'nalishidagi spinli elektronlarning tug'ilish ehtimolligi $3(1 + \cos \vartheta)^2/4$ kattalik yordamida, aksincha yo'nalgan spinli elektronlar uchun $3(1 - \cos \vartheta)^2/4$ munosabat o'rinlidir. $\vec{k}$ impulsli elektronlar tug'ilishining umumiy

ehtimolligi: $G_{1/2} + G_{-1/2} = 3(1 + \cos^2 \vartheta)/2$. Bunday tugʻilgan elektronlar uchunkvantlashish oʻqi toʻlqin vektorining yoʻnalishi boʻlib hisoblanadi. Biroq, agar, barcha yoʻnalishlar boʻyicha oʻrtalashtirilsa, u holda faqat spinning Z oʻqiga boʻlgan proektsiyasi qoladi. Natijada $G_{1/2,z} - G_{-1/2,z} = 3\cos\vartheta\cos\vartheta$. Endi olingan natijani toʻlqin vektorining barcha ruxsat etilgan yoʻnalishlari boʻyicha integrallasak, u holda tugʻilgan elektronlar qutblanishining oʻrta qiymatini topamiz

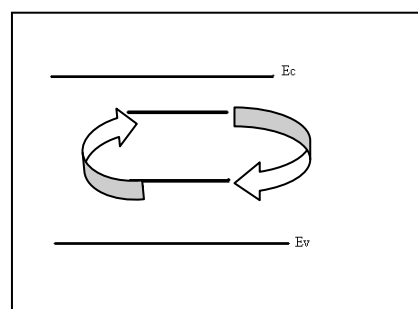
$$\rho = \frac{3 \int_{-1}^1 \cos^2 \vartheta d \cos \vartheta}{3 \int_{-1}^1 \frac{(1 + \cos^2 \vartheta)}{2} d \cos \vartheta} = \frac{2}{3 \cdot 1 + 1} = \frac{1}{2}.$$

Shuni qayd qilish zarurki, birinchidan xuddi shunday natijani yengil kavaklar uchun ham olish mumkin; ikkinchidan energiyaviy dispersiyada sferaviy yaqinlashish bilan chegaralandik, yaʼni doimiy energiya sirtining deformatsiyalanganligi—massaning anizotropiyasini eʼtiborga olmadik. Oxirgi holning tavsifini oʻquvchining oʻziga havola etiladi.

2.3-§. Kirishmalardagi holatlar ishtirokidagi optikaviy oʻtishlar. Kirishmalar ishtirokidagi optikaviy oʻtishlar.

Shunday qilib, yuqorida zona-zona (valent zonasidan oʻtkazuvchanlik zonasiga) hamda bir zonaning ichida, masalan tarmoqlar orasidakechadigan optikaviy oʻtishlarni tahlil qildik. Albatta, yorugʻlik fotonlar, umuman olganda, kristall panjaralarining tebranishlari bilan ham oʻzaro taʼsirlashadi. Biroq bunday tur masalalarnikoʻrishdan avvadl taʼqiqlangan zona polosa(tasma)si(ichi)da yotuvchikirishmalar sathidan tok tashuvchilarning fotonlar taʼsirida oʻygʻonishi hisobiga boradigan optikaviy oʻtishlarni tekshiraylik.

A.kirishmalarning ichki tabiatini his qiluvchi optikaviy oʻtishlar boʻlishi mumkin. Bunday optikaviy oʻtishlar, masalan, donor yoki aktseptorlarning asosiy(oʻygʻonmagan) va oʻygʻotilgan holatlari

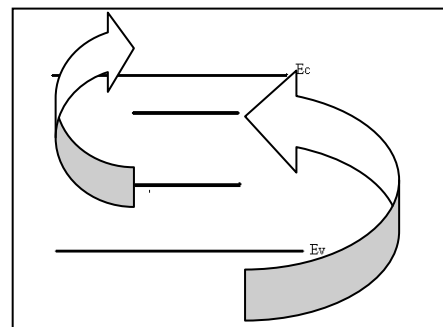


o`rtasida borishi mumkin. Buning uchunkeng ta'qiqlangan zonali vakirishmali yarim o`tkazgichlardan foydalaniladi. Bunday yarim o`tkazgichlarda ular uchun yaltiroqlik sohasidagi chastotali yorug`likning yutilishi kuzatiladi. Bunday tur optik kristallarga rubin— Cr^{+3} ionlar kirishmalari mavjud korund misol bo`la oladi.

Kirishmalar ishtirokidagi optikaviy o`tishlarga lokallashgankirishmali holatlar va valent zonasi yoki o`tkazuvchanlik zonasidagi delokallashgan holatlar o`rtasidagi optikaviy o`tishlar misol bo`la oladi. U holda quyidagilarga e`tibor qaratish zarur:

+ yorug`likning yutilishi hisobiga kirishmaning fotoionizatsiyasi. Bunda tok tashuvchilar bog`langan holatdan uzluksiz spektrli holatlarga o`tadi;

+ kirishmalarining fotoneytralizatsiyasi. Bunda tok tashuvchilar uzluksiz spektrli holatlardan bog`langan holatlarga o`tib, kirishmalarni elektroneytralligini tahminlaydi va natijadla foton nurlanishi mumkin.



Kirishmalararo optikaviy o`tishlardagi yutilish va nurlanish chizig`iningkengligi tabiati nojdinsli xarakterda bo`ladi, chunki kirishmalarining energiyaviy sathi har xil tabiatli tashqi va ichki maydonlar ta'sirida, masalan, tasodifiy deformatsiya va elektr maydonlar ta'sirida siljishi, bu hol esa optikaviy hodisalarda namoyon bo`lishi mumkin. Yutilish spektrining kengayishi tok tashuvchilarning fononlar o`zaro ta'siri hisobiga ham yechishi mumkin. Tabiiyki, spektrning kengligi namuna temperaturasi bilan ham aniqlanadi. Shunindek mayda kirishmalarining enekrgiyaviy spektri va holat funksiyalari effektiv massa modelida hisoblansa, chuqur sathli kirshmalar uchun esa nolinchi yaqinlashishda kuchli bog`lanish metodidan foydalaniladi.

Mayda kirishmalar ishtirokidagi optikaviy o`tishlarda bir necha millielektronvolt yoki uning ulushlariga teng energiyali foton bilan o`yg`otish kifoya. Bu energiya miqdoran  $10^{-12} - 10^{-13}$  Gts chastotalar sohasiga, ya'ni infraqizil spektroskopiya va o`ta yuqori chastotali(O`YuCh) texnika sohasiga mos keladi.

Bunday optikaviy jarayonlar bilan chuqurroq tanishish uchun maxsus adabiyotlardan foydalanish darkor.

Ayni paytda yarim o'tkazgichlarda o'tish va nodir yer elementlari hisobiga hosil qilingan kirishmalar ishtirokidagi optikaviy hodisalar tabiatan qiziqdir, chunki bunday hollarda optikaviy o'tishlarkristall panjarasi bilan kuchsiz o'zaro ta'sirlashuvchi chuqur sathlar ishtirokida boradi.

Shuni qayd qilish o'rinliki, hattokub simmetriyali (biroq sferaviy emas)kristallardakatta orbital momentli ($L>1$) atom sathlarida tuslanish yo'qoladi. Masalan, $L=2$ (d-funksiyalar) orbital momentli atomlarda holat funksiyalari

$$\phi_{2,0} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{\pi}}(2z^2 - x^2 - y^2), \phi_{2,\pm 1} = \mp \frac{1}{2}\sqrt{\frac{15}{2\pi}}z(x \pm iy), \phi_{2,\pm 2} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{15}{2\pi}}(x \pm iy)^2 \quad (2.31)$$

bo'lib, ular kub simmetriyali kristall maydoni ta'sirida (xy, yz, zx) triplet va $((2z^2 - x^2 - y^2), (x^2 - y^2))$ dubletlarga ajraladi. Kristallga joylashtirilgan bunday atomlarning holatlaridan yoki ularga bo'lgan optikaviy o'tishlar bilan bog'langan spektr chiziqlari albatta tarmoqlanib kengayadi.

Past temperaturalarda hatto triplet ($L=1$) yoki kvartet ($J=3/2$) holatlarda ham elektron-fonon o'zaro ta'sir bilan tavsiflanuvchi Yan-Teller effekti hisobiga **kub simmetriyali kristallarda tuslanish yechilishi(yo'qolishi) mumkin**. Bu hol kirishma atrofi sohasi simmetriyasining spontan pasayishi hisobiga kechadi.

B. Kirishmalarning fotoionizatsiyasi spektrini shartli ravishda chiziqlar sistemasi kabi tavsiflash mumkin. Odatda bunday chiziqlarning kengligi o'tishning xarakterli chastotasi tartibida bo'ladi.

Umuman olganda, agar bunday chiziq (polosa(tasma))ningkengligi o'tishlar borayotgan zonakengligiga nisbatan solishtirilsa, u holda uning tor ekanligi aniqlanadi. Uning torligi optikaviy o'tishlar ehtimolligida keltirilgan energiyaning saqlanish orqali ifodalanadi. Eksiton uchun esa impulsning saqlanish qonunidan erkin eksitonning impulsi yutilayotgan fotonning impulsiga teng bo'lishiga alohida e'tibor qaratish zarur, chunkikirishmada lokallashgan elektron va kavak jufti aniq bir qiymatli impulsiga ega bo'lmaydi. Shuning uchun qiymatlar sohasi $0 \leq k \leq 2\pi/a$ oralikda yotuvchi har xil miqdorli to'lqin vektorli holatlar

orasida optikaviy o'tishlar ruxsat etilgan bo'ladi, bu yerda $a \approx \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}}$ E bog'lanishli lokallashtirilgan holatlar radiusi. Shunday qilib, tok tashuvchilar oxirgi holatlardagikinetik energiyasi noldan E qiymatga qadar o'zgarishi mumkin.

Tabiiyki, u yoki bu qiymatli to'lqin vektori holatlarga bunday optikaviy o'tishlarning ehtimolligi lokallashtirilgan holatlarning $\Psi(E, \vec{r})$ to'lqin funksiyasining ko'rinishiga bog'liq bo'ladi. Amalda u $|\Psi(E, k)|^2$, ya'ni to'lqin funksiyasi Fure qatoriga yoyilmasi amplitudasining kvadrati bilan aniqlanadi.

Vodorodsimon donor fotoionizatsiya chizig'ining formasi quyidagi ifoda yordamida beriladi

$$\alpha = \frac{128\pi^2 \hbar}{3cnmE_B} N_D \frac{\left(\frac{\hbar\omega}{E_B} - 1\right)^{3/2}}{\left(\frac{\hbar\omega}{E_B}\right)^{5/2}}. \quad (2.32)$$

2.4-§. Yorug'likning fundamental yutilish chegarasi polosa(tasma)siga tashqi elektr maydonining ta'siri

Yuqorida qayd qilingan mulohazalarda muhitning qutblanishiga elektr maydoni ta'sir etadi va maydon kuchlanganligiga chiziqli bog'langandir, ammo muhit dielektrik kirituvchanligiga elektr maydon ta'sir etmaydi deb hisobladik. Umuman olganda, yorug'lik to'lqinining elektr maydon kuchlanganligi atomda mavjud elektr maydon kuchlanganligi $E_a = \frac{e}{a_B^2} \approx 10^9 \frac{V}{cm}$ dan sezilarli darajada kichikdir. Agar 1 W quvvatli lazer 1 mm radiusli yuzaga to'plansa, u holda quyidagi natijani hisoblash qiyin emas: $\frac{E_0}{E_B} \approx 4 \cdot 10^{-8}$ va atom maydoni juda katta maydon ekaniga shubha qolmaydi. Shu mazmunda tashqi maydonning muhitga ta'siri, aniqrog'i muhitni tavsiflovchikattaliklarga ta'siri sezilarli emas.

Endi kristallga qo'yilgan bir jinsli elektr maydonning dielektrik kirituvchanlikka beradigan ulushini hisorblaylik. Shuni ta'kidlash joizki, elektr maydon kuchlanganligi vektorining tashkil etuvchilaridan deformatsiya tenzoriga o'xshash xossali ikkinchi tartibli tenzorni hosil qilish mumkin.

Shunday qilib, elektr dielektrik kirituvchanlikning teskari tenzoriga maydon kuchlanganlagiga kvadratli bogʻlangan ulushni quyidagicha qayd qilish mumkin

$$\eta_{ij} = \eta_{ij}^{(0)} + R_{ijkl} E_k E_l. \quad (2.41)$$

Maʼlumki, muhit yorugʻlik sindirishkoʻrsatkichining elektr maydon kuchlanganligiga kvadratik bogʻlanib oʻzgarishi Kerr effekti deb yuritiladi. Tabiiyki, kub simmetriyali muhit simmetriyasining buzilishi(pasayishi)nurning ikkilanib sinishiga olib keladi va u jarayon chiziqli dixroizm deb nomlanadi.

Biroq bizga maʼlum boʻlgan yarim oʻtkazgichli kristallarda chiziqli elektrooptik effekt(Pokkels effekti) kuzatilishi mumkin. Bu hodisa yuqori simmetriyali, masalan, ruxli temirtosh panjaralikubkristallarida hamkuzatilishi mumkin. Muhitda inversiya markazining boʻlmasligi bu hodisakuzatilishining asosiy shartidir. Bu holga mos keladigan ulushni eʼtiborga olsak, u holda

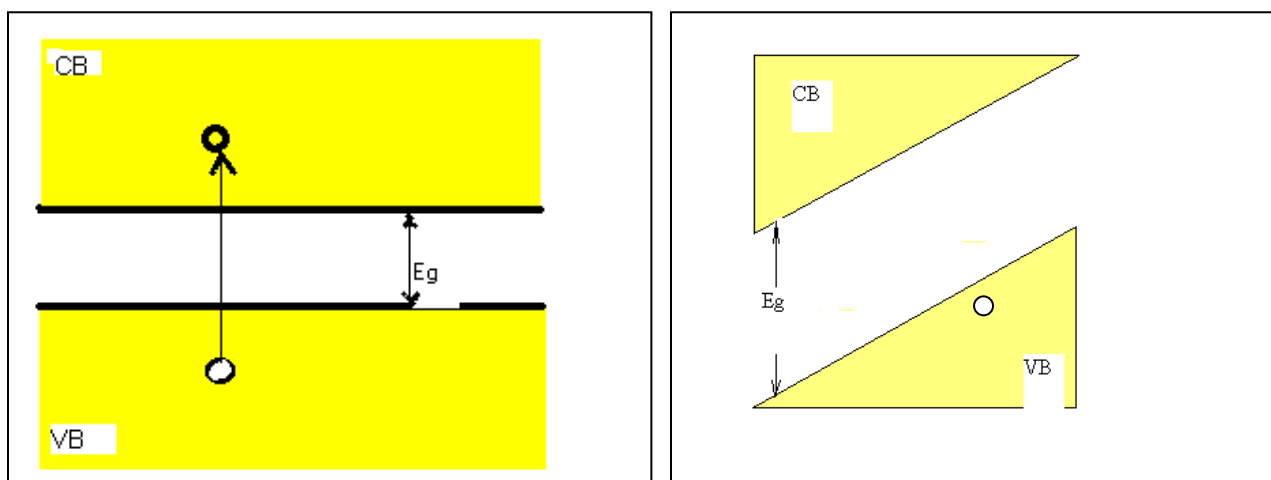
$$\eta_{ij} = \eta_{ij}^{(0)} + r_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_k E_l. \quad (2.42)$$

$\hat{r}$ tenzor, umuman olganda, 27 komponentaga ega, biroqkub simmetriyali muhitda uchchalakomponentalari har xil boʻlgan tashkil etuvchilarigina noldan farqli qiymatga ega, yaʼni $r_{xyz} = r_{yzx} = \dots = r_{yxz}$.

Shuni ham taʼkidlash oʻrinliki, tetraedrni oʻz-oʻzi bilan ustma-ust tushiruvchi hech bir burashlar, masalan [111] yoʻnalish atrofida 120 gradusga yoki [001] yoʻnalish atrofida 180 gradusga burashlar, $r_{xyz} = r_{yzx} = \dots = r_{yxz}$ tashkil etuvchilarni nolga aylantira olmaydi. Biroq uchinchi tartibli tenzor indekslaridan birortasining ishorasini oʻzgartiradigan inversiya $r_{xyz} = r_{yzx} = \dots = r_{yxz} = 0$ shartning bajarilishiga olibkeladi. Masalan, bu hol olmossimon yarim oʻtkazgichlar(Si, Ge)da sodir boʻladi, chunki bundaykristallarda inversiya markazi mavjud. Bunday mulohazaga koʻra Pokkels effekti germaniy vakremniy yarim oʻtkazgichlarida kuzatilmaydi, ruxli temirtosh strukturali yarim oʻtkazgichlarda esa kuzatiladi.

Keldish-Frants effekti. Endi elektr maydonning yorugʻlikning fundamental yutilishi chegarasiga taʼsirini koʻraylik. Buning uchun, odatdagidek, elektron va kavak oʻrtasidagi kulon oʻzaro taʼsiriga, vaqtincha, eʼtibor bermaymiz,

chunki kichik miqdorli tashqi maydon ham muhitning optikaviy xususiyatini o'zgartirib yuborishi mumkin. 6.2 -rasmdan ko'rinayaptiki, kuchsiz elektr maydoni qo'yilgan dielektrikda bo'sh va to'la sathlar mavjud bo'ladi.



Bunday tabiiy xususiyat ta'qiqlangan zonaning bo'lishi bilan yo'qoladi. Shuni ham unutmaslik zarurki, kichik qiymatli elektr maydon kuchlanganligiga katta miqdorli masofa ko'paytirilsa, sezilarli potensialni yuzaga keltiradi va u, hatto, E_g dan katta bo'lishi ham mumkin.

Umuman olganda, yorug'likning yutilishi hisobiga vujudga kelgan elektron va kavaklar kristallning bitta nuqtasida joylashadi va ular tashqi ta'sir, masalan, tashqi elektr maydoni ta'sirida har xil nuqtaga siljishi mumkin. Shuningdek, klassik mexanikadan farqli o'laroq, kvantlashgan nazariyaga ko'ra elektron-kavak juftining ta'qiqlangan zonada ham yuzaga kelish ehtimolligi noldan farqlidir. Fotonning yutilishi hisobiga tug'ilgan elektron-kavak juftining kinetik energiyasi, dastlab, manfiy qiymatli bo'lsa-da, so'ngra fazoning boshqa nuqtalariga siljishlarida ular musbat qiymatli bo'lib qoladi. Umuman atyganda, elektron-kavak jufti energiyalarining farqi $\Delta E = \hbar\omega < E_g$ shartni qanoatlantiradigan holat funksiyasi va energiyasini aniqlash masalasi kelgusi masaladir. Bunday holda bir jinsli elektr maydonidagi zarra uchun qayd qilingan Shredenger tenglamasini yechish talab etiladi

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + Fz\psi(z) = \tilde{E}, \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + Fz \psi(z) + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} = E, \\
& -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + F(z - z_0) \psi(z) = 0, \\
& \frac{\partial^2 \psi(z')}{\partial z'^2} - \frac{2Fm}{\hbar^2} z' \psi(z') = 0, \\
& \xrightarrow{\xi = \sqrt[3]{\frac{2mF}{\hbar^2}} z'} \\
& \frac{\partial^2 \psi(\xi)}{\partial \xi^2} - \frac{2Fm}{\hbar^2} \xi \psi(\xi) = 0. \\
& \psi(\xi) = A \Phi(\xi), \quad \Phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{u^2}{3} + u\xi\right) du,
\end{aligned}$$

$$\alpha_E = R(\hbar\omega_E)^{1/2} \int_{\beta}^{\infty} \Phi^2(x) dx, \quad R = \frac{2e^2 |\mathbf{e p}_{cv}|^2}{m^2 c n \omega} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2}, \quad \beta = \frac{\omega_G - \omega}{\omega_E}.$$

Bu tenglamani yechmasdan uning tahlilidan Keldish–Frants effekti-ning mavjudligini oldindan aytib berish mumkin va uning asosida energiyasi ta'qiqlangan zona kengligidan kichik qiymatli fotonlar yutilishi ham mumkinligi yotadi. Bu holda energiya, defitsiti $(E_g - \hbar\omega)$ E elektr maydon kuchlanganligi yordamida to'ldirib boriladi. Optikaviy o'tishlarda esa, albatta, kvazizarralarning tunnel o'tishlari ham e'tiborga olinishi shart va bunday o'tishlar, kvaziklassik yaqinlashishda, tunnel impulsining tunnel trayektoriyasi bo'ylab olingan integrali bilan tavsiflanadi. Bu holni ifodalovchi $p_0 = \sqrt{2m(E_g - \hbar\omega)}$ impulsning xarakter(tavsif)li qiymati fotonning energiyasi yordamida aniqlanadi.

Effektiv massasi ta'sirida bu energiyaga ega bo'lish masofasi esa $l = (E_g - \hbar\omega)/(eE)$. Shunday qilib, ta'sirning $S \propto p_0 l_0$ xarakterli qiymatiga ega bo'lamiz. Bunda yorug'likning yutilish koeffitsiyenti eksponentasining ko'rsatkichi $\sqrt{2m(E_g - \hbar\omega)} \frac{(E_g - \hbar\omega)}{\hbar e E}$ kattalik bilan aniqlanadi.

Agar elektr maydon kuchlanganligi o'zgaruvchan bo'lsa, u holda masala tahlilning alohida borilishini talab etadi, biroq hisoblash tartibi yuqorida qayd qilingandek boradi.

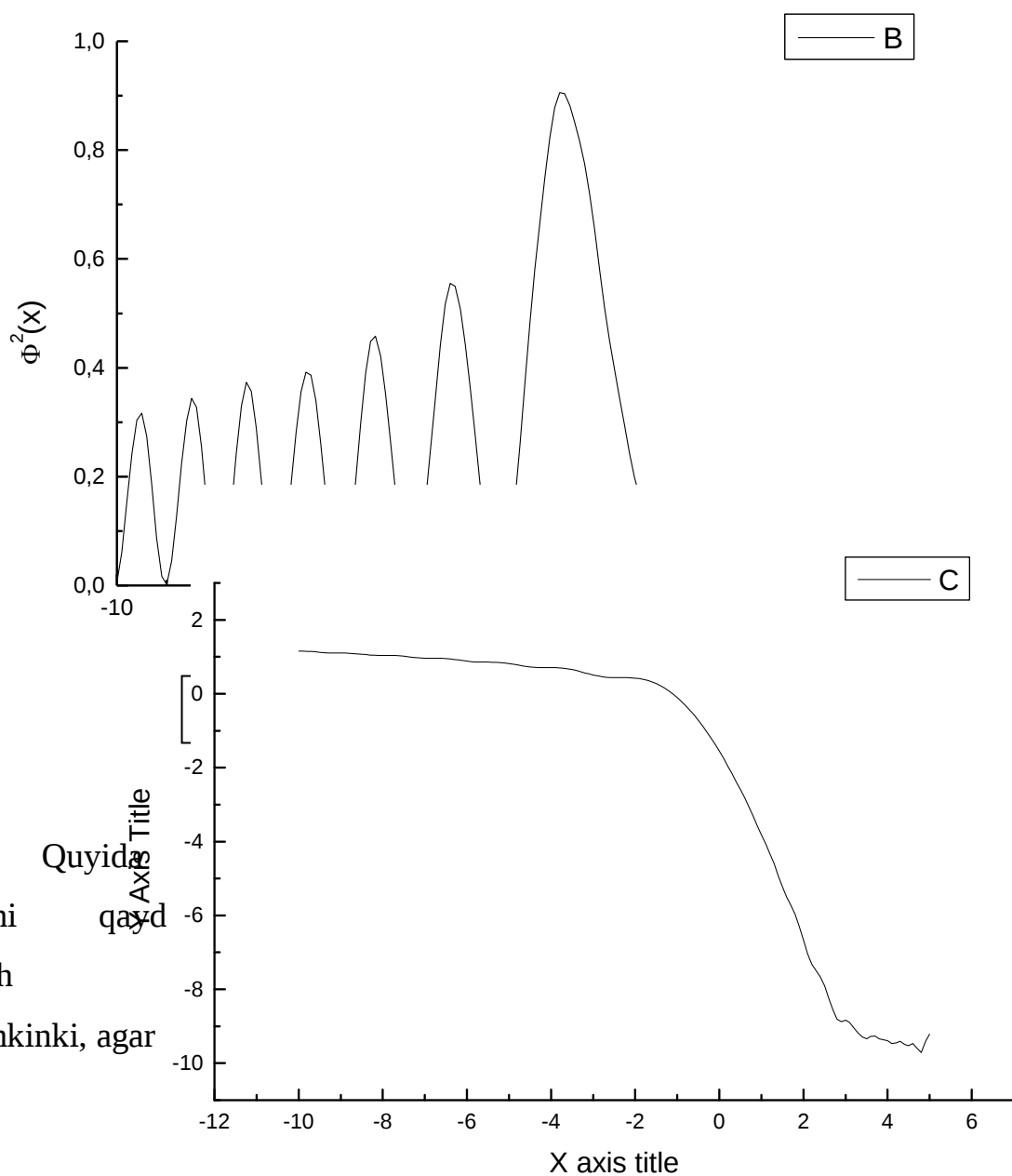
Yuqorida, ya'ni Keldish–Frans effektining tahlilida tashqi elektr maydonidagi elektron(kavak)lar to'liq funksiyalarining aniq ko'rinishidan foydalandik va ular maxsus funksiya-Eyri funksiyasi orqali ifodalangan edi. Bu esa hisoblashlarni aniq olib borish imkonini berdi. Biroq energiyaviy spektrda noparabolik bog'lanish e'tiborga olinsa, u holda Shredenger tenglamasini yechish yanada murakkablashadi, chunki elektron va kavaklarkulon o'zaro ta'sirining e'tiborga olinishi o'zgaruvchilarni ajratish mutodidan foydalanish imkoniyatini yo'qotadi (Shredenger tenglamasi xususiy hosilali differentsial tenglamaga aylanadi). Valent zonasi strukturasining o'ziga xosligini e'tiborga olsak, u holda zonaning tarmoqlar soniga teng sonli differentsial tenglamalar sistemasini yechish talab etiladi. Bunday hollarda, analitik yechimniko'tish mantiqqa to'g'rikelmaydi. Shu sababli taqribiy yechimlardan foydalaniladi.

Shunday qilib, kvaziklassik yaqinlashish (VKB metodi) ham, ayrim hollarda, aniq ma'lumotlar bera olmay qoladi. kelgusidako'rsatilgandek, bunday hollarda masalaning, masalan yorug'lik yutilish koeffisiyentining asimptotik yechimlarini aniqlash mumkin.

Ma'lumki, zarra to'liq uzunligi o'ziga teng masofalarda deyarli o'zgarmasa, u holdakvaziklassik yaqinlashish(VKB metod) qo'llaniladi. Bu esa quyidagi tenglamani yechishni talab etadi

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + F(z - z_0) \psi(z) = 0 \quad (54)$$

va uning yechimini $\psi(z) = A(z) \exp \left\{ i \int^z k(z') dz' \right\}$ ko'rinishda izlaymiz, $A(z)$ amplitudaning $2\pi/k(z)$ tartibidagi masofada o'zgarishi e'tiborga olmaydigan darajada kichikdir.



Shuni
qilish
mumkinki, agar

Yoruag'likning yutilishkoeffitsientining logorifmi

$$\frac{\mu\hbar \left| \frac{dU}{dz} \right|}{|2\mu(E-U)|^{3/2}} = \frac{2\mu|F|}{|p|^3} \ll 1 \quad (2.45)$$

shart bajarilsa, u holda bir o'lchamli masalaning yechiminikvaziklassikko`rinishda hal qilish mumkin. kinetik energiyaning $E > U$ shartni qanoatlantiradigan klassik ruxsat etilgan qiymatlar sohasida

$$\psi = \frac{C_1}{\sqrt{p}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \int p dz\right\} + \frac{C_2}{\sqrt{p}} \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int p dz\right\}, \quad (2.45)$$

bu yerda $p = \sqrt{2\mu(E-U)}$. Bu ifodaning birinchi tashkil etuvchisi to'siq tomon harakatlanayotgan, ikkinchisi esa to'siqdan sochilgan(qaytgan) to'lqinni ifodalaydi.

Kinetik energiyasi manfiy, ya'ni $E < U$ vaklassik nuqtai nazaridan ta'qiqlangan, biroq tunel o'tish imkoni mavjud sohada

$$\psi = \frac{C_1}{\sqrt{|p|}} \exp\left\{-\frac{1}{\hbar} \int |p| dz\right\} + \frac{C_2}{\sqrt{|p|}} \exp\left\{\frac{1}{\hbar} \int |p| dz\right\} \quad (2.46)$$

Bu holda birinchi qo'shiluvchi zarraning to'siqqa nisbatan chapdan o'ngga tunel o'tishiga moskelsa, ikkinchisi aksil tunellashishga mos tushadi. Agar o'ng tarafdaklassik ruxsat etilgan soha mavjud bo'lmasa, u holda ikkinchi qo'shiluvchi ham bo'lmaydi, ya'ni $C_2 = 0$.

Shunday qilib, qaralayotgan holda to'siqdan o'tishida eksponentsial so'nuvchi to'lqin harakati masalasi hal qilindi, chunki

$$|\psi|^2 = \frac{|C_1|^2}{2\mu(U-E)} \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2\mu(U-E)} dz\right\} = \frac{|C_1|^2}{2\mu F(z-z_0)} \exp\left\{-\frac{4}{3\hbar} \sqrt{2\mu F} (z-z_0)^{3/2}\right\}.$$

Agar zarraningko'ndalang harakati sodir bo'lmasa, u holda energiyaning saqlanish qonuni $F(z-z_0) = E_g - \hbar\omega$ va ta'qiqlangan zona sohasida yorug'likning yutilish koeffisiyenti

$$\frac{|C_1|^2}{2\mu(E_g - \hbar\omega)} \exp\left\{-\frac{4\sqrt{2\mu}(E_g - \hbar\omega)^{3/2}}{3\hbar F}\right\} \quad (2.47)$$

ko'rinishda ifodalanadi.

Agar zarra impulsining elektr maydonkuchlanganligiga tik yo'nalgan va ta'qiqlangan zonakengligini effektiv orttirish imkonini beruvchi tashkil etuvchisi e'tiborga olinsa, u holda yorug'likning yutilish koeffisiyenti

$$\begin{aligned}
\alpha &\approx \int dk_{\perp}^2 \frac{|C_1|^2}{2\mu \left(E_g + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2\mu} - \hbar\omega \right)} \exp \left\{ - \frac{4\sqrt{2\mu} \left(E_g + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2\mu} - \hbar\omega \right)^{3/2}}{3\hbar F} \right\} \approx \\
&\approx \frac{|C_1|^2}{2\mu (E_g - \hbar\omega)} \exp \left\{ - \frac{4\sqrt{2\mu} (E_g - \hbar\omega)^{3/2}}{3\hbar F} \right\} \int dk_{\perp}^2 \exp \left\{ - \frac{3\sqrt{2\mu} (E_g - \hbar\omega)^{1/2} \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2\mu}}{3\hbar F} \right\} \propto \\
&\propto \frac{1}{(E_g - \hbar\omega)^{3/2}} \exp \left\{ - \frac{4\sqrt{2\mu} (E_g - \hbar\omega)^{3/2}}{3\hbar F} \right\}.
\end{aligned}$$

Hisoblashlardan energiya defitsitining yetarlichakatta qiymatlar sohasi uchun quyidagi xulosalarkelib chiqadi:

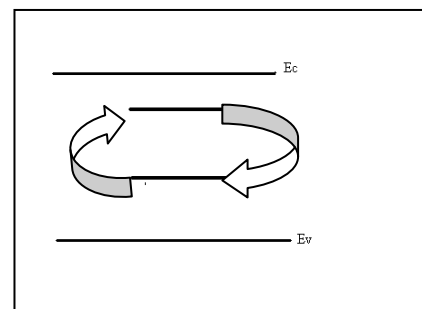
- ✚ keltirilgan massaning kamayishi bilan yorug'likning yutilish koeffitsiyenti eksponentsial ortib boradi;
- ✚ $k_{\perp} = 0$ shart bajariladigan tor sohada yotuvchi vakichik qiymatli perpendikulyar impulsli sohalaridagi optikaviy o'tishlar asosiy ulushni beradi.

Endi murakkab valent zonali yarim o'tkazgichlardagi elektroyutilishni ko'raylik. Yuqorida qayd qilganimizdek, yutilish asosiy ulushni yengil kavaklar tarmog'i beradi, chunki undagi kavaklarning keltirilgan massasi minimal qiymatga ega. Shuningdek, to'lqin vektorining perpendikulyar tashkil etuvchili holatlari asosiy ulush beradi va bu hol uchun valent zonaning murakkablik darajasi asosiy rol o'ynamaydi. Tabiiyki, elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishida harakatlanayotgan yengil kavak to'siqdan tunel o'tsa ham yoki undan qaytsa ham yengil kavakligicha qoladi. Biroq $k_{\perp}$ to'lqin vektori miqdoran orta borgan kavaklar sochilishdan so'ng boshqa turkavakka aylanishi mumkin. Shunday bo'lsa-da, fotonning yetarlichakatta qiymatli energiya defitsiti mavjud holda kvaziimpulsi elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishida harakatlanayotgan yengil kavaklar ko'p ulush qo'shadi

Shuni ham e'tiborga olish joizki, elektr maydon yo'nalishida qutblangan yorug'likning yutilish koeffitsiyenti elektr maydon yo'nalishiga tik qutblangan yorug'likning yutilish koeffitsiyentidan to'rt marta kattadir, ya'ni $\frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}} = 4$.

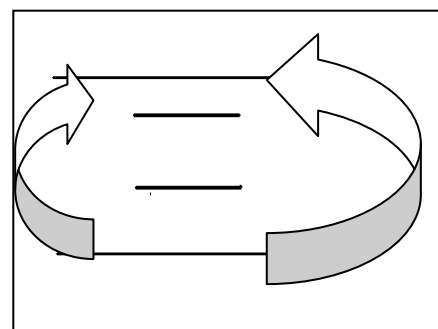
Kirishmalar ishtirokidagi optikaviy o'tishlar. Shunday qilib, ikki chegaraviy hol: zonalararo hamda bir zona ichidagi (zonaning tarmoqlariaro) optikaviy o'tishlar bilan bog'liq bo'lgan yorug'likning yutilish koeffitsiyenti tahlil qilindi. Yorug'likning yutilish jarayonida nafaqat elektron-foton o'zaro ta'sir, balki kristall panjara tebranishi bilan fotonning o'zaro ta'sirini ham e'tiborga olish ma'qul ish. Biroq bu hollar masalanining yechimini murakkablashtiradi, nari bors taqribiy hisoblashlarga olibkeladi. Kelgusida bunday tur masalalarga zaruriyat bo'lgan paytlarda qaytamiz. Endi ta'qiqlangan zona ichida joylashgan kirishmadagi holatlardan tok tashuvchilarning foton ta'sirida optikaviy o'tishlarni tahlil qilamiz va ularning yorug'likning yutilish koeffitsiyenti beradigan ulushlarini hisoblaymiz.

A. Alohida olingan optikaviy o'tishlar birkirishmaning holatlari ichidak yechishi mumkin. Bunga donor yoki akseptorlarning asosiy va o'yg'ongan holatlari o'rtasidagi optikaviy o'tishlar misol bo'la oladi. Shuningdek, kirishmalarining lokallashtgan holatlari va valent zonasi yoki o'tkazuvchanlik



zonasidagi delokallashtgan holatlar o'rtasidagi optikaviy o'tishlar ham xuddi shunday tabiatli bo'ladi. Bunday holda quyidagi jarayonlar kiradi:

- ✚ tok tashuvchilarning foton ta'sirida bog'langan holatidan uzluksiz spektrli holatlarga o'tishi, ya'ni kirishmalarining fotoionizatsiya jarayoni;



- ✚ kirishmalarining fotoneutralizatsiyasi. Bu jarayon fotoionizatsiyaning aksidir.

Kirishmalar ichidagi optikaviy o'tishlar bilan bog'liq yutilish chizig'ining kengligi nojinsli tabiatga egabo'lib, u tashqi ta'sirlarning fizikaviy tabiatiga bog'liq holda o'zgarib boradi. Kirishmalar har xil maydon, masalan, ichki deformatsiya yoki elektr maydoni ta'sirida bo'lib turadi va ularning ta'siridagi kirishmalar sathi qayta tizginlashishi, siljishi yoki bir necha sathchalarga ajralishi mumkin. Hisoblashlar ko'rsatadiki, spektrning kengayishi, asosan, elektron-fonon o'zaro ta'sir hisobiga bo'ladi. Spektrning tabiati kirishmalarning tabiatiga, ya'ni kirishmaning effektiv massa modelida qaralgan mayda kirishma yoxud kuchli bog'lanishning nolinchi yaqinlashishida qaralgan chuqur kirishma ekaniga albatta bog'liqdir.

B. Kirishmalarning fotoionizatsiyasi bilan bog'liq bo'lgan spektrlarni shartli ravishda spektral chiziqlar tizimi-sistemasidan iborat deb qarash mumkin.

Eksitonli yutilish jarayonida impulsning saqlanish qonuniga ko'ra eksiton va yutilgan foton impulslari miqdoran tengdir. Kirishmalarda lokallashtirilgan elektron yokikavaklar impulsi aniq bir qiymatga ega bo'lmaydi. Shuning uchun kirishmalardan to'lqin vektorlari $0 \leq k \leq 2\pi/a$ oralikda yotuvchi zonaviy holatlarga optikaviy o'tishlar asosiy hisoblanadi, bu yerda $a \approx \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}} - E$ bog'langan energiyali lokallashtirilgan holatning radiusi. Shunday qilib, tok tashuvchilar oxirgi holatlarining energiyasi noldan E oraligida yotadi.

Tabiiyki, o'tish ehtimolligi lokallashtirilgan holatning $\Psi(E, \vec{r})$ to'lqin funksiyasi bilan, aniqrog'i to'lqin funktsiya amplitudasi moduli kvadratining Fure-tashkil etuvchisi $|\Psi(E, k)|^2$ bilan aniqlanadi. Masalan, mayda vodorodsimon donor kirishmasining fotoionizatsiyasi hisobiga yorug'likning yutilish koeffitsiyenti quyidagi munosabat yordamida aniqlanadi

$$\alpha = \frac{128\pi^2 \hbar}{3cnmE_B} N_D \frac{\left(\frac{\hbar\omega}{E_B} - 1\right)^{3/2}}{\left(\frac{\hbar\omega}{E_B}\right)^{5/2}}. \quad (2.48)$$

**2.5-§. Ruxli temirtosh panjarali yarim o'tkazgichlarda qutblangan yorug'likning
zonacha(tarmoq)lararo yutilishi**

Murakkab zonali yarim o'tkazgichlarda yorug'likning intensivlikka nisbatan chiziqli (bir fotonli) va vertikal optikaviy o'tishlarga asoslangan yutilishi og'ir va yengilkovaklar tarmoqlari o'rtasida bo'ladigan optikaviy o'tishlar bilan bog'langandir. Bunday yutilish eksperimental nuqtai nazaridan ancha burun o'rganilgan⁹.

Biroq lazerlar yaratilishi bilan murakkab zonali yarim o'tkazgichlarda yorug'likning chiziqli va nochiziqli yutilishini tahlil qilish o'z ahamiyatini yo'qotgani yo'q, chunki optoelektronika sohasidagi fotoqabul qilgichlar yorug'lik yutilishining Shuning uchun mexanizmiga asoslanib ishlaydi.

Bir fotonli zonachalar(tparmoqlar)aro yutilishi, asosan, GaAs, InSb, GaSb, InAs, AlSb kabi yarim o'tkazgichlarda kuzatilgan. Ularga nisbatan olingan eksperiment natijalari bilan nazariy hisoblashlarning mosligi tok tashuvchilar energiyaviy spektrida anizotropiyaning e'tiborga olinishi bilan izohlandi.

$$\hbar\omega \ll E_g, \Delta_{co} \quad (2.5.1)$$

shartni qanoatlantiradigan $\hbar\omega$ energiyai fotonlarning yutilishini tahlil etaylik. Bu yerda E_g - yarim o'tkazgichning ta'qiqlangan zonasiningkengligi, Δ_{co} -spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi. (2.5.1) shartni qanoatlantiradigan optikaviy yutilish tok tashuvchilarning samaraviy gamilptoniani $H(\vec{k})$ da $\vec{k}$ to'lqin vektori

$\vec{k} = -i\vec{\nabla} - \frac{e}{c\hbar}\vec{A}$ kattalikka almashtirilishi kerak,

$$\vec{A} = A_0(\vec{e}e^{i\vec{S}r-i\omega t} + \vec{e}^*e^{-i\vec{S}r+i\omega t}), \quad (2.5.2)$$

$\vec{A}_0$ – elektromagnit to'lqin vektor-potensialining amplitudaviy qiymati.

Foton to'lqin vektori($\vec{S}$)ning tok tashuvchilar to'lqin vektoriga nisbatankichik smiqdorlikkattalik ekanini e'tiborga olsak, yorug'likning N – fotonli yutilish koefitsiyenti ($K^{(N)}$)ni hisoblashda $\vec{S} \ll \vec{k}$ bo'lganligidan $\vec{S}=0$ deb hisoblash mumkin. Fazoviy bir jinsli muhitda yorug'likning yutilishini hisoblashda

⁹ Masalan, $p-Ge$ yoki $p-Si$ tur yarim o'tkazgichlarda yorug'lik yutilishkoefitsienti 1955 yilda hisoblangan.

elektron-foton o'zaro ta'sir operatorining matritsaviy elementini yassi qutblangan fotonlar uchun

$$H' = H_0(\vec{K}) - H_0(-i\vec{V}) = H'_1 + H'_2 \quad (2.5.3)$$

ko'rinishda qayd qilish mumkin. Bu yerda

$$(H'_1)_{m'm} = 2 \cos \omega t M_{mm'}^{(1)}(\vec{k}) \quad (2.5.4)$$

$$(H'_2)_{m'm} = 4 \cos^2 \omega t \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 H_0(\vec{e})_{m'\vec{k}, m\vec{k}} \quad (2.5.5)$$

v_1 kattalikka og'ir kvaklar uchun ($l=1$) burchakli moment vektorining $\vec{k}$ vektor yo'naldishidagi proektsiyasining son qiymati $m = \pm 3/2$, yengil kavaklar uchun esa v_2 ($l=2$)- $m = \pm 1/2$ momentli holatlar mos keladi. Bir fotonli o'zaro ta'sir operatorining matritsaviy elementi

$$M_{m'm}^{(1)}(\vec{k}) = -\frac{eA_0}{c} \vec{e} \vec{v}_{m'm}(\vec{k}), \quad (2.5.6)$$

$$H_0(\vec{e})_{m'\vec{k}, m\vec{k}} = \hat{F}_{m'\vec{k}}^+ H_0(\vec{e}) \hat{F}_{m\vec{k}} \quad (2.5.7)$$

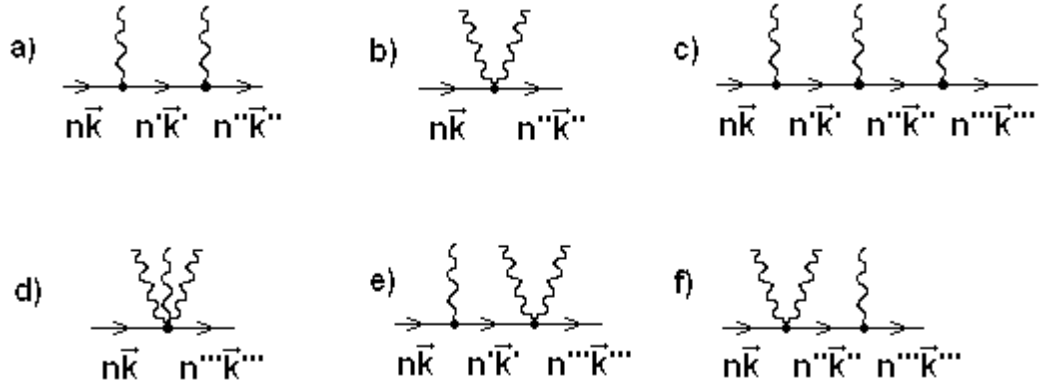
ko'rinishni oladi. Shuni qayd qilish zarurki, H'_2 kattalik samaraviy massa metodi bo'yicha elektronlarning bir vaqtda ikki foton bilan o'zaro ta'sirini anglatadi. (2.5.1) shart bajarilgandako'p zonaviy yaqinlashishda (2.5.4) munosabatning o'ng tomonidagi H'_2 hadi boshqa zonalar orqali ikki fotonli virtual optikaviy o'tishlarni anglatadi.

Tok tashuvchilar energiyaviy spektrida sferaviy yaqinlashishda

$$\vec{e} \vec{v}_{m'm}^l(\vec{k}) = -\frac{\hbar k}{m} e_z \delta_{m',m} + \frac{\sqrt{3}}{\hbar} B k \delta_{|m'-m|,1} [e_{x'} + i(m'-m)e_{y'}], \quad (2.5.8)$$

$$H_0(\vec{e})_{m'\vec{k}, m\vec{k}} = [H_0(\vec{e}')]_{m'm} \quad (2.5.9)$$

ko'rinishdagi matritsaviy elementlarga ega bo'lamiz. Bu yerda $e_{x'}, e_{y'}, e_{z'}$ - $x', y', z' \parallel \vec{k}$ kabi tanlangan koordinatalar sistemasiga nisbatan olingan qutblanish vektorlari.



2.1-rasm. ketma-ket ikki (a) uch (c) fotonli, Shuningdek, bir vaqtda ikki (b), uch (d) fotonli optikaviy oʻtishlarni izohlovchi Feynmana-Keldish diagrammalari. e va f uch fotonli optikaviy oʻtishlarni tasvirlaydi.

Yorugʻlikning yutilish koʻffisiyenti energiyaviy birlikda hisoblangan yorugʻlik intensivligi (I) ning muhitda oʻzgarishini ifodalab,

$$dI / dz = -KI \quad (2.5.10)$$

kabi aniqlanadi. N-fotonli yutilish koʻffisiyenti $K^{(N)}$

$$K^{(N)} = N\hbar\omega W^{(N)} / I \quad (2.5.11)$$

kabi aniqlanishi mumkin. Bu yerda $W^{(N)}$ -vaqt birligi ichida namunaning hajm birligida N-fotonli yutilish ehtimolligini bildiradi,

$$I = \frac{n_\omega \omega^2 A_0^2}{2\pi c}. \quad (2.5.12)$$

Shuningdek:

$$\left(\frac{eA_0}{c} \right)^2 = \frac{2\pi e^2 I}{c\omega^2 n_\omega}. \quad (2.5.13)$$

Kvant mexanikasidagi “oltin qoida”dan foydalanilsa, u holda

$$W^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{2\pi e^2 I}{c\omega^2 n_\omega} \sum_{nn'\vec{k}} \left| \vec{e} \vec{v}_{nn'}(\vec{k}) \right|^2 (f_{n\vec{k}} - f_{n'\vec{k}}) \delta(E_{n'\vec{k}} - E_{n\vec{k}} - \hbar\omega), \quad (2.5.14)$$

$f_{n\vec{k}}$ - elektronlarning taqsimot funksiyasi, n_ω - namunaning ω chastotali elektromagnit toʻlqinni sindirishkoʻffisiyenti. U holda (2.5.11) va (2.5.12) ifodalardan

$$K^{(1)} = \frac{4\pi e^2}{c\omega n_\omega} \sum_{nn'\vec{k}} |\vec{e}\vec{v}_{nn'}(\vec{k})|^2 (f_{n\vec{k}} - f_{n'\vec{k}}) \delta(E_{n'\vec{k}} - E_{n\vec{k}} - \hbar\omega), \quad (2.5.15)$$

$E_{n\vec{k}} - n\vec{k}$ holatdagi tok tashuvchilarning energiyasi.

p-Ge tur yarim o'tkazgichlarda intensivlikka nisbatan nochiziqli yutilayotgan yorug'likning chiziqli sirkulyar dixroizmi. O'ta qavatli nurlanishni yuzagakeltiruvchi lazepirlarning yaratilishiko'p fotonli jarayonlarni ham tadqiq etish imkonini yaratdi. Quyida ikki va uch fotonli yutilish koefitsiyentlarini hisoblab aniqlaylik. Bunda yarim o'tkazgichlardagi kavaklarning energiyaviy spektri ikki tarmoqli: og'ir va yengil kavaklar tarmoqlaridan iborat deb qaraymiz.

Ikki fotonli optik yutilish. Ikki fotonli yutilish koefitsiyenti $K^{(2)}$ ikki fotonli optikaviy o'tishlar ehtimolligi

$$W^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eA_0}{c} \right)^4 \sum_{nn'\vec{k}} |M_{nn'}^{(2)}(\vec{k})|^2 (f_{n\vec{k}} - f_{n'\vec{k}}) \delta(E_{n'\vec{k}} - E_{n\vec{k}} - 2\hbar\omega) \quad (2.5.27)$$

yordamida hisoblanadi, bunda

$$M_{n'n}^{(2)}(\vec{k}) = \sum_{n_1} \frac{\vec{e}\vec{v}_{n'n_1}(\vec{k}) \vec{e}\vec{v}_{n_1n}(\vec{k})}{E_{n_1\vec{k}} - E_{n\vec{k}} - \hbar\omega} \quad (2.5.28)$$

ikki fotonli jarayonlarning matritsaviy elementi.

Kelgusida og'ir va yengil kavaklar tarmoqlararo to'g'ri optikaviy o'tishlarnigina qaraylik. U holda ikki fotonli o'tishlarni:

$$\begin{aligned} (2;\pm 1/2) &\rightarrow (2;\pm 1/2) \rightarrow (1;\pm 3/2), \\ (2;\pm 1/2) &\rightarrow (1;\pm 3/2) \rightarrow (1;\pm 3/2), \end{aligned} \quad (2.5.29)$$

ko'rinishdagi sxemalar tarzida ifodalash mumkin. Optikaviy o'tishlarning matritsaviy elementini esa

$$M_{l,\pm}^{(2)} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\sqrt{3}Bk^2 2[A + (-1)^l B] e_{z'}(\pm 1) e'_{\mp}}{(-1)^{l+1} \hbar\omega}$$

munosabatdan aniqlash mumkin. Demak

$$M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(2)}(k) = -\frac{1}{\hbar^2} \frac{4\sqrt{3}B^2}{\hbar\omega} e_{z'} e'_{\mp}. \quad (2.5.30)$$

Shuni qayd qilish mumkinki, ko'p fotonli o'tishlarda virtual holatlar valent zonasidan uzoqda joylashgan zonalar deb qaralsa, optikaviy o'tishlarning matritsaviy elementlarni

$$M_{n'\vec{k}',n\vec{k}}^{(2)} = \sum_{n_1} \frac{M_{n'\vec{k}',n_1\vec{k}_1}^{(1)} M_{n_1\vec{k}_1,n\vec{k}}^{(1)}}{E_{n_1\vec{k}_1} - E_{n\vec{k}} - \hbar\omega} - \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 H_0(\vec{e})_{n'\vec{k}',n\vec{k}}, \quad (2.5.35)$$

$$M_{n'\vec{k}',n\vec{k}}^{(3)} = \sum_{n_1 n_2} \left(\frac{M_{n'\vec{k}',n_2\vec{k}_2}^{(1)} M_{n_2\vec{k}_2,n_1\vec{k}_1}^{(1)} M_{n_1\vec{k}_1,n\vec{k}}^{(1)}}{(E_{n_2\vec{k}_2} - E_{n\vec{k}} - 2\hbar\omega)(E_{n_1\vec{k}_1} - E_{n\vec{k}} - \hbar\omega)} - \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \sum_{n_1} \left[\frac{H_{n'\vec{k}',n_1\vec{k}_1}(e) M_{n_1\vec{k}_1,n\vec{k}}^{(1)}}{(E_{n_1\vec{k}_1} - E_{n\vec{k}} - \hbar\omega)} + \frac{M_{n_1\vec{k}_1,n\vec{k}}^{(1)} H_{n'\vec{k}',n_1\vec{k}_1}(e)}{(E_{n_1\vec{k}_1} - E_{n\vec{k}} - 2\hbar\omega)} \right] \right) \quad (2.5.36)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin, $n_{1,2} = (l_{1,2}, m)$, $\vec{k}$ – tok tashuvchilarning to'liq vektori.

Tok tashuvchilarning energiyaviy spektrini sferaviy tarzda tasvirlansa, u holda N fotonli yutilish koeffitsiyentini

$$K^{(N)} = \frac{2\pi}{\hbar} N\hbar\omega \frac{1}{I} \rho(N\hbar\omega) \beta(\mu - E_1^{(N)}) (-\beta N\hbar\omega) F(\beta, N, \omega) \times \\ \times \left(\left\langle \left| M_{3/2,1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle + \left\langle \left| M_{-3/2,1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle \right), \quad (2.5.39)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu ifodada $F(\beta, N, \omega) = [1 - \exp(N\beta\hbar\omega)] \exp[\beta(\mu - E_1^{(N)})]$, $E_1^{(N)} = NE_1^*$, $\rho(N\hbar\omega) = \mu_- k_{\omega}^{(N)} / (\pi^2 \hbar^2)$ - holatlarning keltirilgan zichligi, $k^{(N)} = (2\mu_- N\omega / \hbar)^{1/2}$, $\left\langle \left| M_{n'\vec{k}',n\vec{k}}^{(N)} \right|^2 \right\rangle - M_{n'\vec{k}',n\vec{k}}^{(N)}$ matritsaviy element modulikvadratining $\vec{k}$ to'liq vektori barcha yo'nalishiga nisbatan o'rtachalashtirilgan qiymati. Oralik hisoblashlarni tashlab

$$\left| M_{3/2,1/2}^{(1)}(\vec{k}) \right|^2 = 3\varepsilon' \hbar\omega |e'_-|^2, \quad \left| M_{-3/2,1/2}^{(1)}(\vec{k}) \right|^2 = 0; \\ \left| M_{3/2,1/2}^{(2)}(\vec{k}) \right|^2 = 27\varepsilon'^2 |e'_z|^2 |e'_-|^2, \quad \left| M_{-3/2,1/2}^{(2)}(\vec{k}) \right|^2 = \frac{3}{4} \varepsilon'^2 |e'_-|^4; \quad (2.5.40) \\ \left| M_{3/2,1/2}^{(3)}(\vec{k}) \right|^2 = 3 \frac{\varepsilon'^3}{\hbar\omega} \left| 7e_z'^2 - \frac{5}{8} |e'_-|^2 \right|^2 |e'_-|^2,$$

$$\left| M_{-3/2,1/2}^{(3)}(\vec{k}) \right|^2 = 12\varepsilon'^3 |e_{z'}|^2 |e_{+}'|^4 / \hbar\omega.$$

munosabatlarni olish unchalik qiyinchilik tug'dirmaydi. Burchakli o'rtachalashtirish integrallari bajarilgandan so'ng:

$$\left| M_{3/2,1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 = a_N' \varepsilon'^N (\hbar\omega)^{2-N}, \quad \left| M_{-3/2,1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 = b_N' \varepsilon'^N (\hbar\omega)^{2-N}, \quad (2.5.41)$$

ifodalarni olish mumkin; $a_1'=1$, $a_2'=18/5$, $a_3'=9.82$, $b_1'=0$, $b_2'=3/5$, $b_3'=1.37$ -chiziqli qutlangan, $a_1'=1$, $a_2'=5.4$, $a_3'=3.84$, $b_1'=0$, $b_2'=0.6$, $b_3'=3.43$ -sirkulyar qutblangan yorug'lik uchun o'rinlidir, $\varepsilon' = |B|(eA_0 / c\hbar)^2$,

energiyaning saqlanish qonuni: $E_{2k} - E_{1k} = N / \hbar\omega$. $\left\langle \left| M_{3/2,1/2}^{(3)}(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle$

o'rtachalashtirishning hisoblanishida m_2 / m_1 kattalikni cheksizkichik had sifatida qaralgan. U holda og'ir va engikvaklar tarmoqlari o'rtasidagi to'ri optikaviy o'tishlar bilan bog'langan yorug'likning yutilish koeffitsiyentini

$$K^{(2)} / K^{(1)} = \frac{I}{I_0} e^{-\beta E_1^*} (1 + e^{-\beta \hbar\omega}) 4\sqrt{2} (2 + P_{circ}^2) \quad (2.5.42)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin; bu yerda

$$I_0 = \frac{2n_\omega}{\pi\alpha} \mu_- \omega^3 \quad (2.5.43)$$

intensivlik birligidagi kattalik.

Shuni qayd qilish zarurki, $(1/2, \vec{k}) \rightarrow (-3/2, \vec{k})$ tur optikaviy o'tishlar $H_0(\vec{e})_{n'\vec{k}', n\vec{k}}$ kattalikka mutanosib bo'lgan $M_{n'\vec{k}', n\vec{k}}^{(N)}$ matritsaviy element yordamida aniqlanadi. Aynan Shuning uchun bu had, ko'pgina hollarda, e'tibordan chetda qolib ketgan.

2.6-§. Murakkab zonalai yarim o'tkazgichlarda bir fotonli yutilish va uning chiziqli sirkulyar dixroizmi

Ko'pgina hisoblashlarda tok tashuvchilar oxirgi holatlarining to'yinishi e'tibordan chetda qoldiriladi¹⁰. Bu holga e'tibor esa, katta intensivlikli sohalarda, yutilish koeffitsiyentga sezilarli ulush berishi mumkin.

Agar rezonansli to'yinish samarasi hisobga olinsa, u holda ixtiyoriy I intensivlikli yorug'likning ta'siridagi optikaviy o'tishlar ehtimolligi

$$W^{(1)} = \frac{4\pi^2 \alpha I}{n_\omega \hbar \omega b^2 k_z} \sum_{\vec{k}} f(E_{1\vec{k}}) (1 - e^{-\beta \hbar \omega}) \frac{|e_z|^2 \delta(E_{2\vec{k}} - E_{1\vec{k}} - \hbar \omega)}{\varepsilon (1 + I \varphi |e_z|^2 / (\varepsilon I_s))^{1/2}} \quad (2.6.1)$$

ifoda yordamida aniqlanadi,

$$I_s = \omega^2 T_1 T_2 I_0, \quad I_0 = \frac{\hbar^3 \omega^4 n_\omega}{8\pi \alpha b^2}, \quad \varepsilon = (\Delta^2 + b^2 k_z^2)^{1/2}, \quad (2.6.2)$$

$f(E)$ - E energiyali tok tashuvchilarning to'lqin funksiyasi, α - nozik tizim (struktura) parametri ($e^2 / \hbar c$), T_i - tok tashuvchilarning rezonans sohasidan chiqibketish vaqti, $\mathbf{b}$ - zonaviy parametr, $\beta = 1 / k_B T$, T - temperatura, k_B - Boltsman doimiysi. Masalan n -GaP yarim o'tkazgich uchun $b = P$ va $\varphi = \Delta$; tellur uchun esa: $b = \beta_v$ va $\varphi = \beta_v k_z$. Zonalararo optikaviy o'tishlarning matritsaviy element quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\bar{e} \vec{p}_{21} = \frac{m_0}{\hbar} e_z b \frac{\varphi}{\varepsilon} \quad (2.6.3)$$

$\bar{e}$ - fotonlarning qutblanish vektori. Agar

$$E_{i\vec{k}} = A k_z^2 + B k_\perp^2 + (-1)^l \sqrt{\Delta^2 + b^2 k_z^2} \quad (k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2), \quad (2.6.4)$$

ko'rinishda tanlasak, u holda

$$W_{lin}^{(1)} / W_0^{(1)} = \xi_{lin} (I / I_s), \quad (2.6.5)$$

$$W_{circ}^{(1)} / W_0^{(1)} = \xi_{circ} (I / 2I_s) \quad (2.6.6)$$

munosabatlarni olamiz: $B = \hbar^2 / 2m_\perp$, $A = \hbar^2 / 2m_\parallel$, $k_z = \frac{1}{b} \sqrt{m}$, $m_\perp$ va $m_\parallel$ - tok tashuvchilarning ko'ndalang va bo'ylama samaraviy massalari,

¹⁰ Bu hol, kvant optikasida, rezonansli to'yinish yoki Rabi samarasi deb yuritiladi.

$$W_0^{(1)} = \frac{\alpha}{n_\omega B (\hbar\omega)^2} f(E_\omega)(1 - e^{-\beta\hbar\omega}) \frac{b}{\varphi_0}, \quad E_\omega = E_{1\bar{k}}(k_\perp = 0, k_z = k_{zC}), \quad \varphi_0 = \varphi(k_z = k_{zC}),$$

$2\Delta = E_{2\bar{k}} - E_{1\bar{k}}$ -Brillyuen zonasi markazidagi ikki energiyaviy tarmoq orasidagi energiyaviy masofa,

$$\xi_{lin}(X) = \frac{1}{4x} \left[2\sqrt{1+x} - \frac{1}{\sqrt{x}} \ln \left| \frac{\sqrt{1+x} + \sqrt{x}}{\sqrt{1+x} - \sqrt{x}} \right| \right] \quad (x = I/I_s), \quad (2.6.7a)$$

$$\xi_{circ}(Y) = \frac{1}{4y} \left[1 + \frac{y-1}{\sqrt{y}} \arcsin \sqrt{\frac{y}{1+y}} \right]. \quad (y = x/2), \quad (2.6.7b)$$

Oxirgi ifodalarning asimptotikaviy, ya'ni o'ta past va o'takatta intensivliklar sohasidagi ko'rinishlari quyidagicha bo'ladi:

$$\xi_{lin}(x) = \begin{cases} 1/3 & \text{agar } x \ll 1, \\ 1/2\sqrt{x} & \text{agar } x \gg 1; \end{cases} \quad (2.6.8a)$$

$$\xi_{circ}(y) = \begin{cases} 1/3 & \text{agar } y \ll 1, \\ \pi/8\sqrt{y} & \text{agar } y \gg 1. \end{cases} \quad (2.6.8b)$$

Oxirgi munosabatlardan chiziqli sirkulyar dixroizm parametri $\eta = W_{circ}^{(1)} / W_{lin}^{(1)}$ katta intensivliklar sohasi: $I \gg I_0$ da $\pi\sqrt{2}/4 \approx 1.1$ miqdorga teng bo'ladi.

Shunday qilib, chiziqli sirkulyar dixroizm hodisasidan foydalanib, kristallarning qator, masalan, zonaviy parametrlar, elektron-foton, elektron-fonon o'zaro ta'sirkatalliklarini aniqlash imkoni yaratiladi.

3-BOB. YaRIMO`TKAZGICHDA KO`P FOTONLI YORUG`LIK YUTILISHINING CHIZIQLI SIRKULYaR DIXROIZMI

Ma'lumki, lazerlar va mazerlar yaratilganidan so'ng yarimo'tkazgichlarda chiziqli sirkulyar dixroizmni kuzatish imkoniyati bo'ldi. Yorug'lik yutilishining chiziqli sirkulyar dixroizmi deyilganda, yassi (chiziqli) qutblangan yorug'lik yutilganida fotouyg'otilgan tok tashuvchilar impulsiga ko'ra tizginlashishi, sirkulyar (elliptik) qutblangan yorug'lik yutilganida esa ular moment (spin)larining oriyentatsiyalanishi kechganligi tushuniladi (3.1-§). Shu sababli bunday yutilishlarda optik o'tish ehtimolliklari bir-biridan farq qiladi. Bunda yassi (chiziqli) qutblangan yorug'lik yutilish ehtimolligining sirkulyar (elliptik) qutblangan yorug'lik yutilish ehtimolligiga nisbati bilan aniqlanadigan koefitsiyent, chiziqli sirkulyar dixroizm koefitsiyenti tushunchasi kiritiladi. 3.2-§da shu koefitsiyent hisoblashlarini murakkab valent zonali yarimo'tkazgichlarga nisbatan olib boramiz.

Bobning oxirida olingan natijalarning xulosalari qayd qilingan.

3.1-§. Yarimo'tkazgichda ko`p fotonli yorug`lik yutilishda chiziqli sirkulyar dixroizmning fizikaviy tabiati

Yorug'likning ko`p (N) fotonli zonalararo yutilishida chiziqli sirkulyar dixroizmning sifatli tabiatini quyidagicha tushuntirish mumkin. Sirkulyar qutblangan yorug'likda fotonlar $\hbar\vec{q}$ impulsi yo'nalishiga nisbatan aniq bir burchakli momentga (masalan, spinga) ega bo'ladi. Agar burchakli momentning saqlanish qonuni chiziqli va sirkulyar qutblangan yorug'lik uchun e'tiborga olinsa, u holda σ_+ qutblanishda u (+1) va σ_- qutblanishda esa (-1) qiymat qabul qiladi. Chiziqli (yoki yassi) qutblangan yorug'likda foton burchakli momentining $\vec{q}$ to'lqin vektoriga nisbatan proeksiyasi mavjud bo'lmaydi. Shunindek, chiziqli va sirkulyar qutblangan yorug'likning yutilishida sistemaning (atom yoki kristalldagi elektronlarning) oraliq (virtual) holatlari ko`p kvantli o'tishlarda har xil bo'ladi. Xususan, sirkulyar qutblangan yorug'lik ta'sirida m fotonlarning yutilishida ($m \leq N$) sistema noldan farqli harakat miqdori momentiga ega bo'ladi. Bu

navbatdagi $(m + 1)$ - foton optik oriyentirlangan sistema bilan oʻzaro taʼsirlashishini anglatadi. Shuningdek, tok tashuvchilar harakat miqdori momenti proeksiyalariga nisbatan olingan tanlash qoidasiga koʻra ikki yoki koʻp fotonli yutilish yorugʻlikning qutblanish darajasi (holati)ga bogʻliq boʻladi. Taʼkidlaymizki, yuqorida qayd qilingan holda yarimoʻtkazgich kristallida yorugʻlik yutilishining muhit anizotropiyasiga bogʻliqligini eʼtiborga olmadik. Demak, kub simmetriyali kristallarda bosh simmetriya oʻqi yoʻnalishi boʻylab tarqalayotgan yorugʻlik N fotonli yutilish ($N \geq 2$)ning chiziqli sirkulyar dixroizmi hatto izotrop energetik spektri yaqinlashishida ham kuzatilishi kerak. Biroq yorugʻlikning bir fotonli yutilish koeffitsiyenti uning qutblanish tabiatiga bogʻliq boʻlmaydi.

Ayni paytda yorugʻlikning koʻp fotonli, xususan, ikki fotonli yutilishida chiziqli sirkulyar va sirkulyar-sirkulyar dixroizmlar qator yarimoʻtkazgichlarda har xil chastotali ikki yorugʻliklar taʼsirida kuzatilgan.

Yorugʻlikning yarimoʻtkazgichda zonalararo yoki bir zona tarmoqlariaro koʻp fotonli yutilish koeffitsiyetini hisoblashda Fermining «oltin qoidasi»dan foydalaniladi. Bunda elektron-fonon oʻzaro taʼsir energiyasi miqdoran fotonning

energiyasi hamda zonalararo energetik masofadan kichik, yaʼni $\frac{2\pi e^2 I |p_{cv}|^2}{cn_\omega \omega^2 m_0^2 (\hbar \omega)^2} \ll 1$

deb hisoblanadi, bu yerda I va $\vec{e}$ -yorugʻlik intensivligi va qutblanish vektor, $p_{cv} = p_{\vec{c}\vec{k}, \vec{v}\vec{k}} = \vec{e} \vec{p}_{\vec{c}\vec{k}, \vec{v}\vec{k}}$ – impuls operatorining «valent zona – oʻtkazuvchanlik zonasi» optik oʻtishga mos keluvchi matritsaviy element, n_ω -muhitning ω chastotaga mos keluvchi sindirish koʻrsatkichi, m_0 -erkin elektronning massasi. Xususan, yorugʻlikning yarimoʻtkazgich hajm birligida vaqt birligi ichida N – fotonli zonalararo yutilishi ehtimolligi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$W_{cv}^{(N)}(\vec{e}) = \frac{2\pi}{\hbar} g_N \left(\frac{2\pi e^2 I}{cn_\omega \omega^2 m_0^2} \right)^2 \sum_{c,v;\vec{k}} \left| M_{cv}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 \left\{ f_c(\vec{k}) [1 - f_v(\vec{k})] - f_v(\vec{k}) [1 - f_c(\vec{k})] \right\} \times \\ \times \delta \left[E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k}) - N\hbar\omega \right].$$

Bu yerda $f_c(\vec{k})[f_v(\vec{k})]$ - elektron (kovak)larning o'tkazuvchanlik zonasida (valent zonasida) taqsimot funksiyasi, $g_N = \frac{\langle I^N \rangle}{I^N}$, $\langle I^N \rangle$ - N -tartibli intensivlik parametri, $M_{cv}^{(N)}(\vec{k})$ - N fotonli zonalararo optik o'tishning tarkibiy matritsaviy elementi. Oxirgi ifodada summa Brillyuen zonasidagi barcha holatlar (past o'lchamli strukturalarda barcha o'lchamli kvantlashgan holatlar) bo'yicha olib boriladi. Bu holda $\delta[E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k}) - N\hbar\omega]$ funksiyaning argumenti noldan farqli bo'lishi talab etiladi. Ta'kidlaymizki, bu yerda kogerentli monoxromatik elektromagnit to'lqinlar uchun $g_1 = 1$, ko'p modali, biroq fazalari tasodifan taqsimlangan elektromagnit yorug'lik uchun $g_N = (N!)$ kabi aniqlanadi. U holda yorug'likning ikki fotonli zonalararo yutilish ehtimolligining qutbiy bog'lanishi to'rtinchi rang tenzor bilan ifodalanadi, ya'ni

$$W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e}) = \Xi_{\alpha\beta\gamma\eta} e_\alpha e_\beta e_\gamma^* e_\eta^*.$$

Masalan, arsined galliy kabi yarimo'tkazgichlarda $\Xi_{\alpha\beta\gamma\eta}$ tenzor uchta chiziqli bog'lanmagan komponentlarga ega bo'ladi. U holda

$$W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e}) = \Xi_1 |\vec{e}\vec{e}|^2 + \Xi_2 |\vec{e}\vec{e}^*|^2 + \Xi_3 (|e_x|^4 + |e_y|^4 + |e_z|^4)$$

bu yerda Ξ_n - yorug'lik intensivligining kvadratiga proporsional (mutanosib) bo'lgan koeffitsiyentlar. Bunday holda Ox, Oy, Oz o'qlar yarimo'tkazgich kristalli simmetriyasining asosiy o'qlari bo'ylab yo'nalgan deb hisoblangan. Xususan, yorug'lik $[111]$ o'qi bo'ylab tarqalayotgan bo'lsa, u holda T_d yoki O_h simmetriyali kristallda

$$W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e}, \vec{q} \uparrow \uparrow [111]) = (\Xi_1 + \frac{1}{2}\Xi_3) |\vec{e}\vec{e}|^2 + (\Xi_2 + \frac{1}{3}\Xi_3) |\vec{e}\vec{e}^*|^2,$$

bunda $\hbar\vec{q}$ -foton impulsi. Oxirgi ifodadan ko'rinyaptiki, $W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e}, \vec{q} \uparrow \uparrow [111])$ kattalik chiziqli qutblanishga bog'liq bo'lmaydi. U holda A_3V_5 tur yarimo'tkazgich uchun ikki fotonli yutilishning chiziqli sirkulyar dixroizm koeffitsiyenti, ya'ni mos ehtimolliklarning nisbati

$$\alpha_{cv}^{(N=2)} = \frac{W_{cv}^{(N=2,lin)}}{W_{cv}^{(N=2,circ)}} = \frac{2\Xi_1 + \Xi_3}{3\Xi_2 + \Xi_3}$$

kabi aniqlanadi, bu yerda chiziqli qutblangan yorug`lik uchun  $|\vec{e} \cdot \vec{e}| = 1, \vec{e} \times \vec{e}^* = 0$ , sirkulyar qutblangan yorug`lik uchun esa $|\vec{e} \cdot \vec{e}| = 0, \vec{e} \times \vec{e}^* = 1$ ekani e'tiborga olingan. Bu yerda ixtiyoriy kompleks $\vec{e}$ vektor uchun $|\vec{e} \cdot \vec{e}|^2 + |\vec{e} \times \vec{e}^*|^2 = (\vec{e} \times \vec{e}^*)^2$ ayniyat o`rinli ekaniga e'tibor qaratilgan.

Aytaylik, o`tkazuvchanlik zonasi  $(c, \Gamma_6)$  hamda valent zonasida  $(v, \Gamma_8)$  kovaklarning energetik spektrlari sferik simmetriyaviy bo`lsin. Bu holda kub simmetriyali yarimo`tkazgich valent va o`tkazuvchanlik zonalari orasidagi ikki fotonli optik o`tishlarning tarkibiy matritsaviy elementi

$$M_{cv}^{(N)}(\vec{k}) = \sum_m \frac{\vec{e} \cdot \vec{p}_{c\vec{k}, m\vec{k}} \vec{e} \cdot \vec{p}_{m\vec{k}, v\vec{k}}}{E_m(\vec{k}) - E_v(\vec{k}) - \hbar\omega} + H_{c,m}(\vec{e}),$$

munosabat yordamida aniqlanadi. Bu yerda $(m, \vec{k})$ - kovaklarning oraliq holat to`lqin funksiyasi,  $H(\vec{e})$  – Keyn modeliga nisbatan qayd qilingan effektiv gamiltonian va u optik o`tishlarda ishtirok etayotgan kovaklarning oraliq holatlari $\langle c, \Gamma_6 |$ yoki $\langle v, \Gamma_8 |$ zonalarda yotganida bir vaqtda ikki fotonli yutilishni tavsiflaydi. Natijada optik o`tish ehtimolligining spektral bog`lanishi $W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e}) = (2\hbar\omega - E_g)^{2/3} / \omega^4$ ekani va $W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e})$ yorug`likning qutblanishiga bog`liq emasligi kelib chiqadi. Bunday natijalarni, ya'ni ikki tur fotonlarning yutilish ehtimolligi $W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e}_1, \vec{e}_2; \omega_1, \omega_2)$ ning spektral va qutbiy bog`lanishini hisoblash qiyin emas, xususan, yorug`likning ω_1, ω_2 chastotali va $\vec{e}_1, \vec{e}_2$ qutblanishli manbalari mavjud holda optik o`tish ehtimolligi uchun  $W_{cv}^{(N=2)}(\vec{e}_1, \vec{e}_2; \omega_1, \omega_2) \propto (\omega_1^{-2} + \omega_2^{-2} + \omega_1^{-1}\omega_2^{-1}|\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2^*|^2)$  munosabat kelib chiqadi. Bu yerdan ko`rinyaptiki, oddiy zonali yarimo`tkazgichlarda chiziqli sirkulyar dixroizm kuzatilmaydi, chunki bu holda chiziqli va sirkulyar qutblashgan ikki ( $\vec{e}_1 = \vec{e}_2$ ) elektromagnit to`lqin dastasining yutilish ehtimolligi bir xil bo`ladi. Faqat yarimo`tkazgich zonaviy tuzilishidagi o`ziga xosliklarga, xususan, zona tarmoqlari

birortasining «o`rkachsmon» bo`lishi yoki kovaklar effektiv massasi anizotropiyasining e`tiborga olinishi yarimo`tkazgichda yorug`lik yutilishidagi chiziqli sirkulyar dixroizm parametri $\alpha_{cv}^{(N=2)} = \frac{W_{cv}^{(N=2,lin)}}{W_{cv}^{(N=2,circ)}}$ noldan farqli qiymat qabul qilishi mumkin.

Umuman olganda, ko`p fotonli chiziqli sirkulyar dixroizmni ham shu tariqa fenomenologik tahlil qilish mumkin. Kelgusi paragraflarda murakkab zonali yarimo`tkazgichda yorug`lik yutilishining to`rt fotonli chiziqli sirkulyar dixroizmi kvant mexanikaviy tahlil qilingan.

3.2-§. Murakkab zonali yarimo`tkazgichda to`rt fotonli yorug`lik yutilishining matritsaviy elementlari

Tuslangan valent zonali yarimo`tkazgichda yorug`likning og`ir va engil kovaklar tarmoqlariaro to`g`ri optik o`tishlarga asoslangan hamda qutblanish darajasiga bog`liq bo`lgan nochiziqli yutilishi qator ishlarda tadqiq etilgan. Bu ishlarda bir fotonli yutilish koefitsiyentining intensivlikka nisbatan nochiziqli bog`lanishi yutilishning rezonansli to`yinishiga bog`liq holda tushuntirilgan. Bu to`yinish engil va og`ir kovaklarning taqsimot funksiyalarining impulslar fazosining rezonans bo`lish shartini ifodalovchi va $E_{hh}(\vec{k}) - E_{hl}(\vec{k}) - \hbar\omega = 0$ bilan aniqlanuvchi sirt atrofida fotoindutsirlangan o`zgarish bilan tahlil etiladi. Bu yerda  $E_{hh}(\vec{k})(E_{hl}(\vec{k}))$ - og`ir (engil) kovaklarning energiyaviy spektri, ω - yorug`likning chastotasi.

Qator ishlarda yarimo`tkazgichlarda ko`p fotonli yutilishi tahlil qilingan. Xususan, ayrim ishlarda *p-Geda* ko`p fotonli chiziqli sirkulyar dixroizm (ChSD) *n*-fotonli jarayonlarning har biri yutilish koefitsiyentiga taqriban bir xil ulush

beradigan holga nisbatan qaralgan. Qo'pgina ishlarda yarimo'tkazgich valent va o'tkazuvchanlik zonalariaro kechadigan optik o'tishlarga asoslangan ikki, uch fotonli jarayonlar tadqiq etilgan. Shuningdek biz tahlil qilgan ishlarda ham segnetoelektrlarda, o'ta panjarali strukturalarda yorug'likning ko'p fotonli yutilishi tadqiq qilingan. Biroq bunda, birinchidan, yutilishga to'yinish effektining ulushi, ikkinchidan, bir vaqtda ikki fotonli yutilishli optik o'tishlarga e'tibor qaratilmagan.

Kelgusida esa dastavval kogerentli to'yinish effektini e'tiborga olmagan holda, so'ngra bu effektning ulushini e'tiborga olgan holda qutblangan yorug'likning to'rt fotonli yutilishini tadqiq qilamiz. Shuning uchun endi *p-GaAs* tur yarimo'tkazgichda qutblangan yorug'likning engil va og'ir kovaklar tarmoqlariaro to'g'ri optik o'tishlar bilan bog'langan ko'p fotonli yutilish masalasini ko'rib chiqamiz. Hisoblashlarda $\hbar\omega$ fotonning energiyasi $\hbar\omega \ll E_g, \Delta_{co}$ munosabatni qanoatlantiradi deb hisoblaymiz, bu yerda E_g - taqiqlangan zona kengligi, Δ_{co} - valent zonasining spin-orbital kengayish energiyasi. Bu holda optik yutilishni effektiv gamiltonian $H(\vec{k})$ yaqinlashishdan foydalanish mumkin. Bunda faqat $\vec{k}$ to'lqin vektori $\vec{k} = -i\vec{\nabla} - \frac{e}{c\hbar}\vec{A}$ kattalik bilan almshtiriladi bu yerda $\vec{A} = A_0(\vec{e}e^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t} + \vec{e}^*e^{-i\vec{k}\vec{r}+i\omega t})$, A_0 - elektromagnit to'lqin vektor potensialining amplitudasi, $\hbar\vec{k}$ - fotonning impulsi.

Foton to'lqin vektorining fotouyg'otilgan elektron va kovak (yoki optik fonon)larning to'lqin vektoridan miqdoran juda kichik bo'lganligi sababli

yorug`likning N -fotonli yutilish koefitsiyenti ($K^{(N)}$) hisoblashlarida $\vec{s} \ll \vec{k}$ yoki $\vec{s} = 0$ deb hisoblash mumkin.

Shuni ta`kidlash o`rinliki, tok tashuvchilarning fotonli ergashtirish effektida, albatta, fotonning to`lqin vektori optik o`tishlar matritsaviy element hamda energiyaning saqlanish qonunlarida e`tiborga olinadi.

Shuni ham e`tiborga olish zarurki, yarimo`tkazgichda ikki fotonli yassi (chiziqli) qutblangan yorug`likning yutilishini tavsiflovchi elektron-fotonli o`zaro ta`sir operatorining matritsaviy elementi ikkita tashkil etuvchidan iborat bo`lib, ularning yakkalangan ikkita fotonning ketma-ket yutlishini, ikkinchisi esa bir vaqtda ikki fotonning yutilishini tavsiflaydi. Qutblangan yorug`likning bunday yutilishiga tegishli  $N$ -fotonli o`tishlarning $M_{n'\vec{k}',n\vec{k}}^{(N)}$ tarkibiy matritsaviy elementini effektiv gamiltonian metodidan foydalanib olib borish mumkin va bunda G_8^+ zonadagi virtual holatlarni e`tiborga olish kifoya qiladi. Ayrim ilmiy-tadqiqot ishlarda tanlangan xisoblash uslubidan foydalanilsa, u holda N fotonli yutilish koefitsiyenti

$$K^{(N)} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\hbar\omega}{I} \sum_{\vec{k}, m=\pm 1/2; m'=\pm 3/2} \left(f_{1\vec{k}}^{(N)} - f_{2\vec{k}}^{(N)} \right) \left| M_{m;m'}^{(N)}(k) \right|^2 \delta(E_{2\vec{k}} - E_{1\vec{k}} - N\hbar\omega), \quad (3.2.1)$$

kabi ifodalanadi, bu yerda $M_{m;m'}^{(N)}(k) = \langle m\vec{k} |$ holatdan $|m'\vec{k}\rangle$ holatga optik o`tishning matritsaviy elementi,  $\vec{k}$ -kovakning to`lqin vektori, $I = \frac{n_\omega \omega^2 A_0^2}{2\pi c}$ (A_0)- yorug`lik intensivligi (vektorli potensialning amplitudasi),  $E_{l\vec{k}}$ -kovaklarning  $l$  tarmoqdagi energiyaviy spektri ( $l = \hbar h$  ( $l = \hbar h$ )-og`ir (engil) kovaklarga tegishli), $f_{l\vec{k}}^{(N)}$ - yorug`likning  $N$ -fotonli yutilishida ishtirok etayotgan kovaklarning nomuvozanatdagi taqsimot funksiyasi,  $n_\omega$ -muhitning  $\omega$  chastotaga tegishli sindirish koefitsiyenti. Qolgan kattaliklar ma`lum kattaliklardir. Bu yerda $l = \hbar h$ (og`ir kovaklar) tarmoqdagi elektronlarga burchakli momentning  $\vec{k}$  yo`nalishdagi $m = \pm 3/2$ proeksiyasiga to`g`ri kelgan holatlar mos keladi, $l = \hbar h$ tarmoqdagi elektron (engil kovaklar)larga $-m = \pm 1/2$ holatlar mos keladi.

Ta'kidlaymizki, kelgusida bir fotonli o'tishlarni $(m') \rightarrow (m)$ kabi, ikki fotonli o'tishlarni esa $(m') \Rightarrow (m)$ kabi tasvirlaymiz va ular mos holda $M_{m,m'}^{(1)}(k)$ hamda $M_{m,m'}^{(2)}(k)$ matritsaviy elementlarga mos keladi.

Kogerentli to'yinish hodisasi e'tiborga olinmagan holda ko'p fotonli yutilish ko'effitsiyenti quyidagicha ifodalanadi:

$$K^{(N)} = N \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\hbar\omega}{I} \left[\left| M_{+1/2;+3/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 + \left| M_{-1/2;+3/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 \right] \rho(N\hbar\omega) F(\beta, N, \omega), \quad (3.2.2)$$

bu yerda $F(\beta, N, \omega) = [1 - \exp(N\hbar\omega / (k_B T))] \times \exp\left[\frac{(E_F - E_1^{(N)})}{k_B T}\right]$, E_F – Fermi energiyasi, $E_1^{(N)} = NE_1^*$, $E_1^* = \frac{m_{hh}m_{lh}}{m_{hh} - m_{lh}} \hbar\omega$, $\rho(N\hbar\omega) = \mu_- k_\omega^{(N)} / (\pi^2 \hbar^2)$ – fotouyg'otilgan kovaklar holatlarining keltirilgan zichligi, $k^{(N)} = (2\mu_- N\omega / \hbar)^{1/2}$, $k_\omega^{(N)} - 2Bk_N^2 = N\hbar\omega$ tenglamani qanoatlantiradi. Ya'ni $k_\omega^{(N)} = (2\mu_- N\omega / \hbar)^{1/2}$, $\mu_- = \frac{m_{hh}m_{lh}}{m_{hh} - m_{lh}}$, $m_{hh}(m_{lh})$ – og'ir (engil) kovaklarning effektiv massalari.

Oxirgi munosabatdan ko'rinyaptiki, yarimo'tkazgich optik parametrlarining spektral yoki temperaturaviy bog'lanishlarini, masalan, $K^{(N)}$ ni aniqlash uchun qaralayotgan optik o'tishlarning matritsaviy elementlarini hisoblashni taqazo etadi va ularni kelgusida konkret hollar uchun tahlil qilamiz.

Dastavval ikki fotonli elektronli o'tishlarga tegishli matritsaviy element uchun umumiy ifodasini qayd qilaylik, ya'ni

$$M_{m\vec{k}, m'\vec{k}}^{(2)} = M_{m, m'}^{(2)} = \sum_{m''=\pm 1/2, \pm 3/2} \frac{M_{m, m''}^{(1)} M_{m'', m'}^{(1)}}{(E_{m''\vec{k}} - E_{m'\vec{k}} - \hbar\omega)} - \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right) [H_{\Gamma_6}^{(2)}(\vec{e}')]_{m, m'}, \quad (3.2.3)$$

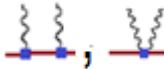
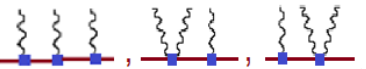
bu yerda $H_{\Gamma_6}^{(2)}(\vec{e}') = H_{\Gamma_6}^{(2)}(\vec{k} \rightarrow \vec{e}')$, $H_{\Gamma_6}^{(2)}(\vec{k})$ – kovaklarning Lattinjer-Kon tasavvuridagi effektiv gamiltoniani [35, 36, 79-b.], $\vec{e}'$ vektorning komponentalari $e_{x'}, e_{y'}, e_{z'}$ bo'lib, ular $e_{x'}, e_{y'}$ – $\vec{e}$ qutblanish vektorining $\vec{k}$ to'lqin vektoriga tik bo'lgan x', y' o'qlarga nisbatan olingan proeksiyalari. Ta'kidlaymizki, (3.2.3) ifodaning ikkinchi hadi effektiv massa metodida boshqa zonalarda joylashgan virtual holatlar orqali sodir bo'layotgan ikki fotonli optik o'tishlarni tavsiflaydi, ya'ni bu had $M_{m\vec{k}, m'\vec{k}}^{(2)}$ tarkibiy matritsaviy elementga boshqa zonalarda joylashgan virtual holatlarning ulushini

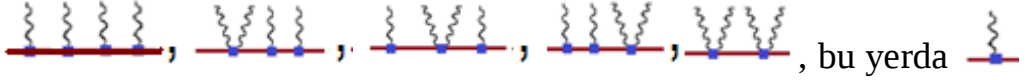
tavsiflaydi; bu haddagi minus ishorasi ikki fotonli o'tishga tegishli matritsaviy elementda bunday maxraj $|E_{\Gamma_6} - E_c| \langle \hbar\omega \rangle$ shartda $(E_{\Gamma_6} - E_c - \hbar\omega) \approx -(E_{\Gamma_6} - E_c)$ ko'rinishda bo'lganligi tufayli qayd qilinadi. U holda $(2, \vec{k}, m) \rightarrow (1, \vec{k}, m')$ tur optik o'tishlar operatorining matritsaviy elementi sferik yaqinlashishida quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\hat{F}_{1,m'}^+(\vec{k}) H_0 \left(\frac{e}{c\hbar} \vec{A} \right) \hat{F}_{2,m}(\vec{k}) = \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 \left[-B \frac{m_0^2}{\hbar^2} \sum_{\alpha} (\hat{J}_{\alpha} e_{\alpha})^2 \right]_{m'm}, \quad (3.2.4)$$

bu yerda ustun matritsa $\hat{F}_{lm}(\vec{k})$ – valent zonaning $(l, m, \vec{k})$ tarmog'idagi kovaklar to'liq funksiyasining blox amplitudasidir.

Bizni $|\pm 3/2\rangle \mapsto |\pm 1/2\rangle$ tur optik o'tishlar qiziqtirganligi bois kelgusida N fotonli matritsaviy elementning ko'rinishini qayd qilamiz. $\|M_{m,m'}^{(N)}\|$ ni hisoblashda ko'p fotonli optik o'tishlarni tasvirlovchi quyidagi feynman diagrammalariga

e'tibor qaratilgan; $N=2$ uchun , $N=3$ uchun: ,

$N=4$ uchun : , bu yerda  diagramma bir fotonli,  diagramma esa bir vaqtda ikki foton yutilishini

tasvirlaydi. Xususan, ikki fotonli matritsaviy elementga $(\pm 3/2) \Rightarrow (\pm 1/2)$ tur optik o'tishlarning ulushi $\sqrt{3} B m_0^2 e_z e'_{\mp} / \hbar^2$, $(\pm 3/2) \Rightarrow (\mp 1/2)$ tur o'tishlarning ulushi esa

$\frac{\sqrt{3}}{2} B m_0^2 (e'_{\mp})^2 / \hbar^2$ munosabatlar bilan ifodalanadi. Bu natijalar virtual holatlar (c, Γ_6) zonada joylashgan optik o'tishlarga nisbatan qator ilmiy-tadqiqot ishlarda olingan natijalar bilan mos tushadi.

Endi masalaning echimlarini soddalashtirish maqsadida qator optik o'tishlar matritsaviy elementlari yorug'likning qutblanish darajasiga bog'liqligini qayd qilamiz.

Dastavval  +  diagramma bilan tavsiflanuvchi ikki fotonli matritsaviy elementlar quyidagi munosabatlar bilan aniqlanishini qayd qilamiz:

$$M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(N=2)}(\vec{k}) = 5\sqrt{3} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 (-B) e'_+ e'_-,$$

$$M_{-3/2, +1/2}^{(N=2)}(\vec{k}) = - \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 B \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} e'^2_- \right) = - \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 B \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} e'^2_- \right).$$

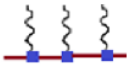
Matritsaviy elementlar modullarining kvadrati esa

$$\left| M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(N=2)}(\vec{k}) \right|^2 = 75 \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 B^2 |e'_+ e'_-|^2.$$

Agar bunday optik o'tishlarda kogerentli to'yinish e'tiborga olinsa, u holda umumiy matritsaviy elementga quyidagi ulushlar qo'shilishi zarur:

$$\delta \left| M_{3/2, 1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 + \delta \left| M_{-3/2, -1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^2 = -2 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(\left| M_{3/2, 1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^4 + \left| M_{-3/2, -1/2}^{(N)}(\vec{k}) \right|^4 \right).$$

Valent zonaning og'ir va engil tarmoqlariaro alohida-alohida uchta fotonli

optik o'tishlarga e'tibor qaratilsa, u holda bu  diagrammalar bilan tavsiflanuvchi uch fotonli optik o'tish matritsaviy elementi

$$M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(N=2)}(\vec{k}) = \left(\frac{eA_0}{c\hbar} B k \right)^3 \times 2 \frac{\sqrt{3} e'_+}{(\hbar \omega)^2} \left(4 |e'_-|^2 - \frac{3}{8} |e'_\pm|^2 \right),$$

matritsaviy elementlar modullarining yig'indisi esa

$$\left| M_{-3/2, -1/2}^{(N=2)}(\vec{k}) \right|^2 + \left| M_{+3/2, +1/2}^{(N=2)}(\vec{k}) \right|^2 = 2 \left(\frac{eA_0}{c\hbar} B k \right)^3 \frac{12}{(\hbar \omega)^4} |e'_\pm|^2 \left(4 |e'_-|^2 - \frac{3}{8} |e'_\pm|^2 \right)^2.$$

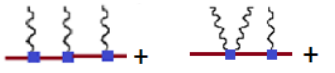
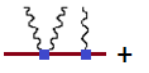
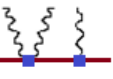
ifoda bilan aniqlanadi.



diagramma bilan tavsiflanuvchi uch fotonli optik o'tish matritsaviy elementlar modullarining kvadrati

$$\left| M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(N=3)}(\vec{k}) \right|^2 = \frac{9}{8} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^6 \frac{B^3}{\hbar \omega} \left| e'_- \left[4 \left(\frac{A}{B} + 1 \right) e'^2_- - \left(2 \left(\frac{A}{B} - 1 \right) + \frac{3}{2} e'^2_\pm \right) \right] \right|^2,$$

$$\left| M_{\pm 3/2, \mp 1/2}^{(N=3)}(\vec{k}) \right|^2 = \frac{9}{2} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^6 \left(\frac{A}{B} + 1 \right)^2 \frac{B^3}{(\hbar \omega)} |e'_\pm e'^2_\pm|^2.$$

Barcha optik o'tishlar e'tiborga olinsa, ya'ni  +  +  diagramma bilan tavsiflanuvchi uch fotonli optik o'tishlar matritsaviy elementlari quyidagicha aniqlanadi:

$$M_{\pm 1/2; \pm 3/2}^{(N=3)} = -\frac{\sqrt{3}}{8} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^3 \frac{B^2 k}{\hbar \omega} e'_+ (136e_z'^2 - 13e_\perp'^2),$$

$$M_{\pm 1/2; \mp 3/2}^{(N=3)} = \left(\frac{eA_0}{c\hbar} Bk \right)^2 \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 B \frac{\sqrt{3}}{3(\hbar \omega)^2} e'_+ (12e_z'^2 - |e'_\pm|^2)$$

va ular modullarining kvadrati esa

$$|M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(N=3)}(\vec{k})|^2 + |M_{\pm 3/2, \mp 1/2}^{(N=3)}(\vec{k})|^2 = \frac{9}{8} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^6 \frac{B^3}{(\hbar \omega)} |e'_\pm|^2 \left\{ +8(-5)e_z'^2 + 4[8+13]e_z'^4 - 6e_z'^2 e_\perp'^2 + \frac{5}{2}e_\perp'^4 \right\}.$$

Shunday qilib, yorug'likning N fotonli $K^{(N)}$ yutilish ko'effitsiyenti yoki fotonli ergashtirish tokining spektral va temperaturaviy bog'lanishlarini hisoblashda zarur bo'lgan quyidagi ifodalarni olish qiyin emas:

$$\|M_{m,m'}^{(2)}\| = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^2 B \begin{vmatrix} 6e'_z e'_- & e'_-{}^2 \\ e'_+{}^2 & 6e'_z e'_+ \end{vmatrix}, \quad (3.2.5)$$

$$\|M_{m,m'}^{(3)}\| = -\frac{\sqrt{3}}{3} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^3 \frac{B^2 k_3}{\hbar \omega} \begin{vmatrix} e'_+ (136e_z'^2 - 13e_\perp'^2) & 16e_z' e'_+{}^2 \\ -16e_z' e'_-{}^2 & e'_- (136e_z'^2 - 13e_\perp'^2) \end{vmatrix}, \quad (3.2.6)$$

$$\|M_{m,m'}^{(4)}\| = -\frac{\sqrt{3}}{6} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^4 \frac{B^2}{\hbar \omega} \frac{(Bk^2)}{(\hbar \omega)^2} \begin{vmatrix} 4e_z' e'_- (18e_z'^2 - 5e_\perp'^2) & 3e'_+{}^2 (12e_z'^2 - |e'_+|^2) \\ -3e'_-{}^2 (12e_z'^2 - |e'_+|^2) & 4e_z' e'_+ (18e_z'^2 - 5e_\perp'^2) \end{vmatrix}, \quad (3.2.7)$$

bu yerda $e'_\pm = e_{x'} \pm e_{y'}$.

Endi $\langle |M_{n'k',nk}^{(N)}|^2 \rangle$, ya'ni $M_{n'k',nk}^{(N)}$ matritsaviy element absolyut qiymati kvadratining kovaklar to'liqin vektori fazaviy burchaklariga nisbatan o'rtalashtirilgandan keyin olingan ifodasini keltiramiz (4.1-jadvalga q.):

$$\left\langle |M_{m,m'}^{(2)}|^2 \right\rangle_{linear} = \frac{\xi^4}{20} \begin{vmatrix} 12 & 8 \\ 8 & 12 \end{vmatrix}, \quad \left\langle |M_{m,m'}^{(2)}|^2 \right\rangle_{circ} = \frac{\xi^4}{20} \begin{vmatrix} 6 & 7 \\ 7 & 6 \end{vmatrix}, \quad (3.2.8)$$

$$\left\langle |M_{m,m'}^{(3)}|^2 \right\rangle_{linear} = \frac{\xi^6}{105\hbar \omega} \begin{vmatrix} 7700 & 64 \\ 64 & 7700 \end{vmatrix}, \quad \left\langle |M_{m,m'}^{(3)}|^2 \right\rangle_{circ} = \frac{\xi^6}{105\hbar \omega} \begin{vmatrix} 7021 & 104 \\ 104 & 7021 \end{vmatrix}, \quad (3.2.9)$$

$$\left\| \left\langle |M_{m,m'}^{(4)}|^2 \right\rangle \right\|_{linear} = \frac{10}{2835} \frac{\xi^8}{(\hbar\omega)^2} \left\| \begin{pmatrix} 2240 & 96768 \\ 96768 & 2240 \end{pmatrix} \right\|, \left\| \left\langle |M_{m,m'}^{(4)}|^2 \right\rangle \right\|_{circ} = \frac{10}{2835} \frac{\xi^8}{(\hbar\omega)^2} \left\| \begin{pmatrix} 632 & 3429 \\ 3429 & 632 \end{pmatrix} \right\| \quad (3.2.10)$$

bu yerda $\xi = \frac{eA_0}{c\hbar} \sqrt{B}$.

Shuni ta'kidlash o'rinliki, $\vec{k}$ to'lqin vektori yo'nalishiga nisbatan olib borilgan o'rtalashtirishda quyidagi geometriyadan foydalanamiz: yorug'lik qutblanish vektorining x', y', z' o'qlarga nisbatan $\vec{e}' = \{e'_x, e'_y, e'_z\}$ proeksiyalarini olishda $\vec{k}$ vektorni $\vec{k} \uparrow \uparrow z'$ kabi tanlaymiz. Bunda x' o'qi $(\vec{\mathfrak{N}}, \vec{k})$ tekislikda yotadi, bu yerda θ – foton va kovaklarning $\vec{\mathfrak{N}}$ va $\vec{k}$ to'lqin vektorlari orasidagi burchak. U holda burchakli o'rtalashtirish quyidagi natijalarni beradi (4.1-jadval).

Oraliq hisoblashlarda qo'llanilgan quyidagi munosabatlarni keltirish foydali deb hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi (\vec{a} \cdot \vec{o}) (\vec{b} \cdot \vec{o}) &= \frac{1}{3} (\vec{a} \cdot \vec{b}), \\ \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi (\vec{a} \cdot \vec{o}) (\vec{b} \cdot \vec{o}) (\vec{c} \cdot \vec{o}) (\vec{d} \cdot \vec{o}) &= \\ &= \frac{1}{15} [(\vec{a} \cdot \vec{b}) (\vec{c} \cdot \vec{d}) + (\vec{a} \cdot \vec{c}) (\vec{d} \cdot \vec{b}) + (\vec{a} \cdot \vec{d}) (\vec{c} \cdot \vec{b})], \end{aligned}$$

bu yerda $\vec{o}(\theta, \varphi)$ – θ va φ burchaklar orqali ifodalanuvchi yo'nalish bo'ylab yo'nalgan birlik vektor, $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}, \vec{d}$ – ixtiyoriy doimiy qiymatli vektorlar.

Kelgusida «parsial» optik o'tishlarga tegishli chiziqli sirkulyar dixroizm ko'effitsiyenti uchun miqdoriy munosabatlarni qayd qilamiz. Xususan, uch fotonli yutilish uchun $\eta^{(1+1+1)} = 2,93$, $\eta^{(1+2,2+1)} = 1,07$, to'rt fotonli yutilish uchun esa $\eta^{(1+1+1+1)} = 1,12$, $\eta^{(1+1+2;1+2+1;2+1+1)} = 1,03$, $\eta^{(2+2)} = 2,56$, bu yerda yuqoridagi indekslar yutilishda ishtirok etgan fotonlarning sonini anglatadi.

Yorug'likning ko'p fotonli yutilish ko'effitsiyentlarining temperaturaviy bog'lanishlarini solishtirish imkonini beruvchi N' va N fotonli yutilishlarga

tegishli yutilish koefitsiyentlari nisbati uchun quyidagi munosabatni qayd qilamiz:

$$\frac{K^{(N')}}{K^{(N)}} = \sqrt{\frac{N'^3}{N^3}} \Xi_{m'm}^{(N',N)} \exp\left[-(E_1^{(N')} - E_1^{(N)}) / k_B T\right], \quad (3.2.11)$$

bu yerda

$$\left(\Xi_{m'm}^{(N',N)} = \frac{\sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \langle |M_{m'm}^{(N')}(\vec{k})|^2 \rangle}{\sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \langle |M_{m'm}^{(N)}(\vec{k})|^2 \rangle} \right). \quad (3.2.12)$$

Xususan, $\hbar\omega \gg k_B T$ yaqinlashishda

$$\frac{K^{(4)}}{K^{(1)}} = 4 \times \exp(-3E_1^{(1)} / k_B T) \times \Xi_{m'm}^{(4,1)}, \quad (3.2.13)$$

bu yerda

$$\Xi_{m'm}^{(4,1)} = \frac{\sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \langle |M_{m'm}^{(4)}(\vec{k})|^2 \rangle}{\sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \langle |M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^2 \rangle} = \frac{\varepsilon^3}{315} \begin{cases} 12298 & \text{ясси кутбланиш учун,} \\ 11008 & \text{циркуляр кутбланиш учун,} \end{cases}$$

$K^{(1)}$ - yorug`likning to`yinish e`tiborga olinmagan holda hisoblangan bir fotonli yutilish koefitsiyenti bo`lib, uning temperaturaviy bog`lanishidagi ekstremal qiymati (4.1-rasmga q.) quyidagi munosabatni qanoatlantiradi:

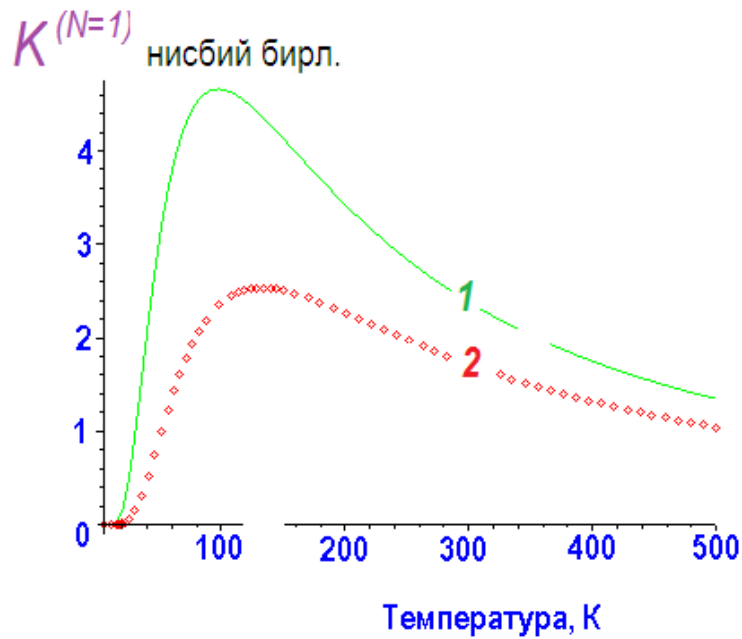
$$T_{extr}^{(N=1)} = \frac{2}{3} \frac{m_{lh}}{m_{hh} - m_{lh}} \frac{\hbar\omega}{k_B}.$$

4.1-jadval. Ayrim kattaliklarning yorug`likning qutblanish darajasiga bog`liq o`rta qiymatlari

O`rtalashtiriladigan kattaliklar	Chiziqli qutblanish	Sirkulyar qutblanish
$\overline{ e'_+ ^2}$	2/3	2/3
$\overline{ e'_+ ^4}$	8/15	7/15
$\overline{ e'_+ ^6}$	16/35	12/35

$\overline{ e'_+ ^8}$	128/315	83/315
$\overline{e_z'^2}$	1/3	1/3
$\overline{e_z'^4}$	1/5	2/15
$\overline{e_z'^6}$	1/7	2/35
$\overline{e_z'^8}$	1/9	8/315
$\overline{ e'_+ ^2 e_z'^2}$	2/15	1/5
$\overline{ e'_+ ^2 e_z'^4}$	2/35	8/105
$\overline{ e'_+ ^4 e_z'^2}$	8/105	13/105
$\overline{ e'_+ ^4 e_z'^4}$	8/315	2/45
$\overline{ e'_+ ^2 e_z'^6}$	2/63	2/63
$\overline{ e'_+ ^6 e_z'^2}$	16/315	5/63

Masalan, *p-GaAs* uchun $\lambda = 10,6 \mu m$ yoritilishda $T_{extr}^{(N=1)} = 194 K$.



4.1-rasm. *p-GaAs*da bir fotonli yutilish ko'effitsiyentining kogerentli to'yinish effekti e'tiborga olinmagan holda hisoblangan temperaturaviy bog'lanishi: $1-\lambda = 9.5 \mu m$ to'lqin uzunligi uchun $2-\lambda = 10.6 \mu m$ to'lqin uzunligi uchun

Kelgusida yarimo'tkazgichda valent zonaning og'ir va engil kovaklar tarmoqlariaro vertikal optik o'tishlarga asoslangan hamda yutilishning kogerentli (rezonansli) to'yinishini e'tiborga olgan holda yorug'likning intensivlikka nisbatan nohiziqli yutilishini tadqiq qilamiz.

Bu to'yinish fotouyg'otilgan kovaklarning energiyasi bo'yicha taqsimotiga elektromagnit to'lqin maydon ta'sirida vujudga keluvchi (fotoindutsirlangan deb nomlanuvchi) ulush bilan tavsiflanadi. Bu ulush yorug'likning yutilish ko'effitsiyentida qo'shimcha hadni hosil qiladi va bu hol kelgusi paragrafda tahlil qilingan.

3.3-§. Murakkab zonali yarimo'tkazgichda to'rt fotonli yorug'lik yutilishining chiziqli sirkulyar dixroizmi

Effektiv gamiltonianning sferik yutilishning kogerentli (rezonansli) to'yinishini e'tiborga olgan holda, yorug'likning ko'p fotonli $K^{(N)}$ ($N=2,3,4$) yutilish ko'effitsiyenti quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi:

$$K^{(N)} = \frac{2\pi}{\hbar} N \hbar \omega \frac{1}{I} \rho(N \hbar \omega) F(\beta, N, \omega) \times$$

$$\times \left\langle \frac{|M_{+3/2, +1/2}^{(N)}(\vec{k})|^2}{\sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{+3/2, +1/2}^{(N)}(\vec{k})|^2}} \right\rangle + \left\langle \frac{|M_{-3/2, -1/2}^{(N)}(\vec{k})|^2}{\sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{-3/2, -1/2}^{(N)}(\vec{k})|^2}} \right\rangle, \quad (3.3.1)$$

bu yerda $\alpha_\omega = 6\omega^2 T_1^{(1)} T_2^{(1)} \frac{I}{I_0}$, $I_0 = \frac{cn_\omega \hbar^3 \omega^3}{2\pi|B|}$. Masalan, *p-GaAs* uchun va $\hbar\omega = 117 \text{ meV}$,

$m_2 = 0,045m_0$ holda $I_0 = 13420 \frac{kWt}{cm^2}$. Bu yerda fotonning to'lqin vektori kovaklarning

to'lqin vektoriga nisbatan kichik miqdorli bo'lganligi sababidan e'tiborga olinmagan, $k' = k_{1,2}, 3, 4 \cong k$ deb hisoblangan.

Oxirgi munosabatdan ko`rinyaptiki, rezonansli to`yinish yutilish koeffitsiyentining yorug`lik intensivligi ( $I$ ) ortishi bilan  $\sqrt{I}$  qonun bo`yicha kamayishiga olib keladi.

Ta`kidlaymizki, ko`pgina ishlarda qayd qilinganidek, yorug`likning past intensivliklar sohasida, ya`ni kovaklar taqsimot funksiyasidagi fotoindutsirlangan o`zgarishni e`tiborga olmaslik mumkin bo`lgan holda,  $(+3/2, \vec{k}) \rightarrow (+1/2, \vec{k})$  va  $(-3/2, \vec{k}) \rightarrow (-1/2, \vec{k})$  optik o`tishlarga tegishli natijaviy ehtimolliklar yorug`likning qutblanish tabiatiga bog`liq bo`lmaydi. To`yinish effekti e`tiborga olinsa, u holda ((3.3.1) ifodadan ham ko`rinyapti) bunday o`tish ehtimolliklariga mos holda

$$\sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(N, lin)}(\vec{k})|^2} \quad \text{va} \quad \sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{\pm 3/2, \pm 1/2}^{(N, circ)}(\vec{k})|^2} \quad \text{munosabatlar}$$

ko`paytirilganligi bois natijaviy ehtimollik yorug`likning qutblanish tabiatiga bog`liq bo`lib qoladi.

Shuni ham ta`kidlaymizki, ko`p fotonli o`tishlarda kovaklarning oraliq holatlari virtual bo`ladi. Shuning uchun ko`p kvantli  $(m, \vec{k}) \rightarrow (m', \vec{k}) \rightarrow (m'', \vec{k}) \rightarrow (m''', \vec{k}) \rightarrow \dots (l, \vec{k})$  jarayonlarga har xil  $(m', \vec{k}), (m'', \vec{k}), (m''', \vec{k}), \dots$  virtual holatlar orqali optik o`tishlar interferensiyalarining ulushlarini e`tiborga olmaslik zarur. Bu  $|M_{m, m', m'', m''', \dots l}^{(N)}(\vec{k})|^2$  kattalikni hisoblashda  $m', m'', m''', \dots$  bo`yicha yig`indini olish etarli bo`lmasligini, aslida ko`p fotonli o`tishlar $M_{m, m', m'', m''', \dots l}^{(N)}(\vec{k})$ matritsaviy elementida $m', m'', m''', \dots$ bo`yicha yig`indini olib, so`ngra natijaviy summa moduli kvadratini hisoblash zarurligini anglatadi.

Shunday qilib, to`yinish effekti e`tiborga olingan holdagi ko`p fotonli yutilish koeffitsiyenti quyidagicha aniqlanadi:

$$\delta K^{(N)} \propto \sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \delta |M_{m'm}^{(N)}(\vec{k})|^2 = \sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \frac{|M_{m'm}^{(N)}(\vec{k})|^2}{\sqrt{1 + 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{m'm}^{(N)}(\vec{k})|^2}} - |M_{m'm}^{(N)}(\vec{k})|^2 \quad (3.3.2)$$

Kelgusi hisoblashlarni intensivlikning qo`zg`alishlar nazariyasini qanoatlantiradigan sohalariga nisbatan olib boramiz. U holda (3.3.2) ifodadagi

radikalni $4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{m'm}^{(N)}(\vec{k})|^2$ kattalikka nisbatan qatorga yoyib quyidagi natijalarni olamiz:

$N=1$ hol uchun quyidagi munosabat o`rinli bo`ladi:

$$\begin{aligned} \delta |M_{m'm}^{(N=1)}(\vec{k})|^2 = & -\frac{1}{2} \times 4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} |M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^4 + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \times \left(4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2}\right)^2 |M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^6 - \\ & - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \times \left(4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2}\right)^3 |M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^8 + \dots \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

bu yerda yutilish koefitsiyentiga (yoki uning chiziqli sirkulyar dixroizmiga) birinchi had intensivlikka nisbatan chiziqli, ikkinchi had esa kvadrat, uchinchi had kub darajali ulushlarni beradi, ya'ni ular mos holda ikki, uch va to`rt fotonli jarayonlarga o`z ulushlarini beradi. U holda

$$\begin{aligned} - \sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \left\langle 2 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(|M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^2 \right)^2 \right\rangle = & -18 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(\frac{eA_0}{\hbar c} \right)^4 B^4 k^4 \langle |e'_\pm|^4 \rangle. \\ \sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \left\langle \frac{3}{8} \times \left(4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \right)^2 \left(|M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^2 \right)^3 \right\rangle = & 162 \left(\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \right)^2 \left(\frac{eA_0}{\hbar c} \right)^6 B^6 k^6 \langle |e'_\pm|^6 \rangle, \\ - \left\langle \frac{5}{16} \times \left(4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \right)^3 \left(|M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^2 \right)^4 \right\rangle = & -1620 \left(\frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \right)^3 \left(\frac{eA_0}{\hbar c} \right)^8 B^8 k^8 \langle |e'_\pm|^8 \rangle. \end{aligned}$$

Oxirgi munosabatlarda fotouyg`otilgan kovak to`lqin vektorining fazaviy burchaklariga nisbatan o`rtalashtirilsa, hamda $\beta_\omega = \alpha_\omega \left(\frac{eA_0}{\hbar c} \right)^2 \frac{B}{\hbar \omega}$ belgilashlar kiritilsa, u holda yutilish koefitsiyentlariga ulush beradigan kattaliklar uchun quyidagi natijalarni olamiz

$$\begin{aligned} - \left\langle \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(|M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^2 \right)^2 \right\rangle = & -\frac{1}{315} \alpha_\omega \left(\frac{eA_0}{\hbar c} \right)^4 B^2 \begin{cases} 1512 & \text{yassi qutblangan uchun,} \\ 1323 & \text{sirkular qutblangan uchun,} \end{cases} \\ \left\langle \frac{3}{8} \times \left(4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \right)^2 \left(|M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^2 \right)^3 \right\rangle = & \frac{1}{315} \alpha_\omega \left(\frac{eA_0}{\hbar c} \right)^4 B^2 \beta_\omega \begin{cases} 23328 & \text{yassi qutblangan uchun,} \\ 17496 & \text{sirkular qutblangan uchun,} \end{cases} \\ - \left\langle \frac{5}{16} \times \left(4 \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \right)^3 \left(|M_{m'm}^{(1)}(\vec{k})|^2 \right)^4 \right\rangle = & -\frac{1}{315} \alpha_\omega \left(\frac{eA_0}{\hbar c} \right)^4 B^2 \beta_\omega^2 \begin{cases} 207360 & \text{yassi qutblangan uchun,} \\ 134460 & \text{sirkular qutblangan uchun.} \end{cases} \end{aligned}$$

Oxirgi munosabatlardan ko`rinyaptiki, (3.3.3) ifodaning har bir natijaviy yutilish koefitsiyenti (chiziqli sirkulyar dixroizm)ga o`z ulushini beradi. Xususan, ikki fotonli to`yinsh effektining natijaviy yutilish koefitsiyentiga bergan ulushi

$$\sum_{m'=\pm 1/2, m=\pm 3/2} \left\langle \delta |M_{m'm}^{(N=2)}(\vec{k})|^2 \right\rangle = -\frac{9}{4} \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^8 B^4 \left\langle \left(|e'_\pm|^4 + 1296 |e'_+ e'_-|^4 \right) \right\rangle = \quad (3.3.17)$$

$$= -\frac{1}{315} \frac{\alpha_\omega}{\hbar^2 \omega^2} \left(\frac{eA_0}{c\hbar} \right)^8 B^4 \begin{cases} 23616 & \text{yassi qutblangan uchun,} \\ 36011 & \text{sirkular qutblangan uchun,} \end{cases}$$

U holda, chiziqli sirkulyar dixroizm koefitsiyenti bu hol uchun $\delta\eta^{(N=2)} = 0,66$.

Shunday qilib, bir vaqtda ikki fotonli yutilishni e'tiborga olmaslik yutilish koefitsiyentini, Shuningdek, boshqa optik kattaliklarni, masalan, fototokni hisoblashda sezilarli xatolikka olib kelishi mumkin.

O`chamli kvantlashgan strukturalarda ko`p fotonli chiziqli sirkulyar dixroizmi tadqiq qilish ham shu tariqa olib boriladi, biroq bu holda optik o`tishlarning ikki etapda kechishiga e'tibor qaratish zarur: birinchi etapda optik o`tishlar ikki o`lchamli impuls fazosida xuddi hajmiy yarimo`tkazgichlardagidek kechadi, ikkinchi etapda esa optik o`tishlar o`lchamli kvantlashgan holatlar orasida kechadi. Tabiiyki, har bir optik o`tish etaplarining o`ziga mos tanlash qoidalari mavjud va hisoblashlarda ularga alohida-alohida e'tibor qaratish talab etiladi. Masalan, bir vaqtda ikki fotonli optik o`tish bir xil juftlikli, biroq har xil tartib raqamli o`lchamli kvantlashgan holatlar orasida ruxsat etilgan. Ketma-ket yutiladigan ikki yoki undan ortiq fotonli optik o`tishlarning fizikaviy tabiati qaralayotgan strukturani tavsiflovchi modelning tabiatiga, masalan, yarimo`tkazgichning zonaviy tuzilishiga yoki strukturani o`stirish yo`nalishiga bog`liq bo`ladi. Bu hollar alohida tadqiqot olib borishni talab qiladi.

Xulosalar

Dissertatsiyada olingan natijalarni qisqacha quyidagicha sharhlash mumkin:

1. Yorug`likning murakkab zonali yarimo`tkazgichlarda to`rt fotonli yutilishining chiziqli sirkulyar dixroizmi nazariy tadqiq qilingan.
2. *p-GaAs* tur murakkab zonali yarimo`tkazgich valent zonasi tarmoqlariaro to`rt fotonli optik o`tishlarning matritsaviy elementlari yorug`likning qutblanish darajasiga bog`liq holda hisoblangan. Bu holda nafaqat fotonlarning alohida-alohida (ketma-ket) yutilishi, balki ikki fotonning bir vaqtda (qo`shmalashib) yutilishi hisobiga kechadigan optik o`tishlar e`tiborga olingan. Bir vaqtda ikki fotonli yutilishning yorug`lik yutilish koeffitsiyenti va chiziqli sirkulyar dixroizmiga beradigan ulushlari miqdoriy hisoblangan.
3. Barcha tur optik o`tish matritsaviy elementlariga nisbatan bir fotonli kogerentli to`yinishning ulushlari hisoblangan. Yorug`likning yarimo`tkazgichlarda to`rt fotonli yutilishining chiziqli sirkulyar dixroizmiga bu effektning miqdoriy ulushi e`tiborga olingan.
4. Ko`p fotonli yutilayotgan qutblangan yorug`lik koeffitsiyentining temperaturaviy bog`lanishi hisoblangan. Yarimo`tkazgich valent zonasining og`ir va engil kovaklar tarmoqlari orasida kechayotgan optik o`tishlar tabaqalashtirilgan.
5. *p-GaAsda* N -fotonli qutblangan yorug`lik yutilish koeffitsiyentining  $\hbar\omega \gg k_B T$  chastotalar sohasidagi temperaturaviy bog`lanishi $\exp\left[-(N-1)\frac{m_{lh}}{m_{hh}-m_{lh}}\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right]$ kattalikka ko`paytirilgan bir fotonli yutilish koeffitsiyentining temperaturaviy bog`lanishi bilan aniqlangan.
6. Yarimo`tkazgichda to`rt fotonli yutilishning chiziqli sirkulyar dixroizmi optik o`tishlar turiga bog`liq holda hisoblangan. Murakkab valent zonali yarimo`tkazgichda yorug`likning ikki fotonli yutilishi hisoblangan bo`lib, kogerentli to`yinish effektida $(+3/2, \vec{k}) \Rightarrow (+1/2, \vec{k})$ tur optik o`tishdagi kovaklar

impulsining tizginlashishi $(-3/2, \vec{k}) \Rightarrow (-1/2, \vec{k})$ optik o'tishdagi momentlarning oriyentatsiyalanishiga nisbatan 23 marta jadal kechishi ko'rsatilgan.

Muallifning chop etgan ilmiy-tadqiqot ishlari

1. Rasulov R. Ya., Eshboltaev I., Muminov I.A., Abduholikov A.H., Mustafakulov R.R. Absorption of linearly polarized radiation in dimensional quantum wells // Journal of Advanced Research in Natural Science. – North Charleston, 2017. – No.1. – P. 27-32.
2. Расулов Р.Я., Каримова Г.О., Абдухоликов А.Х., Эшболтаев И. Матричные элементы четырех фотонного поглощения поляризованного излучения в полупроводниках дырочной проводимости / Сборник материалов XIX международной научно-практической конференции «Научные исследования и разработки 2017». – Москва. – 22 февраля 2017 г. – С. 30-32.
3. Эшболтаев И., Мустафакулов Р.Р., Абдухоликов А.Х. К теории электронных свойств полупроводниковой размерно-квантованной структуры / XXII международная конференция «Актуальные вызовы современной науки». – Переяслав-Хмельницкий, Украина. – 26-27 февраля 2017 г. – С.114-118.
4. Abduxolikov A.X. To the theory of the effective hamiltonian of current carriers in Semiconductors/ European research: сборник статей XXV Международной научно-практической конференции. В 2 ч. Ч. 1. – Пенза: МЦНС «Наука и Просвещение». – 2020. – С/11-15. ISBN 978-5-00159-275-4 Ч. 1. ISBN 978-5-00159-274-7.
5. Абдухоликов А. Поляризационно-зависимый двухфотонный фототок в п-ГаР. Материалы Республиканской конференции (с участием ученых стран СНГ) «современные проблемы физики полупроводников» СПФП-2019. 20 ноября 2019 г. Нукус. С.144-146.

Adabiyotlar

1. Ivchenko E.L., R.Ya.Rasulov. Simmetriya i realnaya zonnaya struktura poluprovodnikov. -Tashkent. -Fan. -1989. –126 s.

2. Kardona Yu Piter, Kardona Manuel. Osnovi fiziki poluprovodnikov. Per. s angl. I. I. Reshinoy. Pod red. B. P. Zaxarcheni. — 3-e izd., ispr. i dop. -M.: Fizmatlit, -2002. -560 s. <http://www.twirpx.com/file/221809/>
3. Landau L.D., Lifshits E.M. Kvantovaya mexanika (nerelyativistskaya teoriya) T.III. M.: Fizmatlit. 2004, -800 s. ISBN5-9221-0058-2 (T.III).
4. Eski T. Avtoreferat diss. na soisk. uch. step. kand. fiz.-mat. nauk. Andijan. - 2003.-20 s.
5. Kambarov D. Avtoreferat diss. na soisk. uch. step. kand. fiz.-mat. nauk. Andijan. -2004. -20 s.
6. Salenko Yu.E. Avtoreferat diss. na soisk. uch. step. kand. fiz.-mat. nauk. Tashkent. -2004. -20 s.
7. Mamadaliev D. Avtoreferat diss. na soisk. uch. step. kand. fiz.-mat. nauk. Tashkent. -2005. -20 s.
8. Georgi L. Dakovski and Jie Shan. Surface-related two-photon absorption and refraction of CdSe quantum dots Appl. Phys. Lett. -2011. –V.99. P.021908-021914; 10.1063/1.3610561
9. Georgi L. Dakovski and Jie Shan. Two-photon absorption in quantum dots based on a nonconjugated conductive polymer Appl. Phys. Lett. -2007. –V.90, -P.121111-121117; 10.1063/1.2714995
10. Sean J. Bentley Charles V. Anderson John P. Dooher. Three-photon absorption for nanosecond excitation in cadmium selenide quantum dots// Optical Engineering. -2007–V.46. -№12. –p. 128003-1-128003-5 (December).
11. Guichuan Xing, Wei Ji, Yuangang Zheng, and Jackie Y. Ying. Two- and three-photon absorption of semiconductor quantum dots in the vicinity of half of lowest exciton energy//Applied Physics Letters. -2008. – V.93 – pp. 241114-1-241114-4. DOI: 10.1063/1.3049132.
12. Jung-Ho Chung. Two-photon absorption in semiconductors for coherent control of photocurrent ratios and femtosecond pulse characterization// A Thesis of PhD. The Faculty of Purdue University. -2005. -107 p.

13. Baida Kh. H. Multi photon absorption processes induced by ultrafast light pulses //im Fachbereich Physik der Freien Universitdt Berlin eingereichte Dissertation. Berlin, 11 September 2015. -121 p.
14. Fayn V.M. Kvantovaya radiofizika. Tom 1. Fotoni i nelineynie sredi// -M.: Sovetskoe radio, -1972. - 472 s. <http://www.twirpx.com/file/2117574/>
15. Rasulov R.Ya. [Lineyno-sirkulyarniy dixroizm pri mnogofotonnom mejpodzonnom pogloshchenii v poluprovodnikax](#)// -FTT. -1993. -T.35. -Vip.6. -1674-1678.
16. Bir G.L., Pikus G.E. Simmetriya i deformatsionnie effekti v poluprovodnikax. - M.: Nauka, -1972. – 584 S.
17. Vyazovskiy M.V., Siroedov G.A. Mnogofotonnoe vnutrizonnoe pogloshchenie elektromagnitnoy volni i vinujdennoe rasseyanie na opticheskix fononax v sverxreshetke//Jurnal texnicheskoy fiziki. 2008. T. 78. Vip. 2. S.108-112.
18. Rumi M., Perry J.W. Two-photon absorption: an overview of measurements and principles// 2010. Advances in Optics and Photonics 2. P. 451–518.
19. Kasymdzhanov M.A., Kurbanov S.S., Zakhidov E.A., Rakhimov R.Yu., Khabibullaev P.K. One and two-photon absorption in multicomponent glasses and the measurement of cubic nonlinear susceptibility// 2006. Optics and Spectroscopy 101. R. 115–119.
20. Strehmel B., Strehmel V. Two-photon physical, organic and polymer chemistry: theory, techniques, chromophore design, and applications// 2007. In Advances in Photochemistry 29. R. 111–354.
21. Xu C., Webb W.W. Multiphoton excitation of molecular fluorophores and nonlinear laser microscopy// 1997. In Nonlinear and Two-Photon-Induced Fluorescence 5, Plenum. R. 471– 540.
22. Makarov N.S., Drobizhev M., Rebane A. Two-photon absorption standards in the 550– 1600 nm excitation wavelength range// 2008. Opt. Express 16. R.4029–4047.

23. Gaur, P. Gaur, D. Sharma, D.K. Sharma, N. Singh, B.P. Malik, Study of transmittance dependence closed-aperture Z-scan curves in the materials with nonlinear refraction and strong absorption// 2012. Optik. 123. R. 1583–1587.
24. Meshalkin Yu.P., Svetlichny V.A. Dvuxfotonnoe pogloshchenie: Fizika jarayonov, metodi izmereniya secheniy// 2006. Tomsk: Tomskiy gosudarstvenniy universitet. -120 s.
25. Saissy, A. Azema, J. Botineau, F. Gires, Absolute measurement of 1,06 mkm 2-photon absorption coefficient in GAAS// 1978. Applied Physics. 15. R.99–102.
- 26.93. Carson, M.E. Anderson, Two-photon absorption and blue-light-induced red absorption in LiTaO₃ waveguides// 2006. J. Opt. Soc. Am. B 23. R.1129–1136.
27. Lukanin, A.Ya. Karasik, Kinetics of generation, relaxation and accumulation of electronic excitations under two-photon interband picosecond absorption in tungstate and molybdate crystals// 2013. ZheTF. V.144. R. 235–242.
28. Lukanin V.I., Chunaev D.S., Karasik A.Ya. Dvuxfotonnoe pogloshchenie moshchnix pikosekundnix impulsov v kristallax PbWO₄, ZnWO₄, PbMoO₄ i CaMoO₄// 2011. JETP. T. 140. S.472–483.
29. Lukanin V. I., Karasik A. Ya. Kinetics of generation, relaxation and accumulation of electronic excitations under two-photon interband picosecond absorption in tungstate and molybdate crystals// 2013. ZheTF. V. 144. R.235–242.
30. Zverev P.G., Ivleva L.I., Karasik A.Ya., Lukanin V.I., Chunaev D.S. Dvuxfotonnoe mezhonnoe pogloshchenie v kristallax niobata bariya stronsiya// 2012, Kvantovaya elektronika. 42. S. 495–499.
31. Ivanov A.V., Perline.Yu. Mnogofotonnie mezhonnie perexodi s uchastiem fotovozbujdeniysvobodnix nositeley // Opt. i spektr. 2006. T. 100. V. 1.S. 69-76.

32. 103. Ivanov A.V., Perlin E.Yu. Mnogofotonnaya generatsiya elektron-dirochnix par s uchastiem svobodnix nositeley v nepryamozonnom kristalle // Opt. i spektr. 2007. T. 102. V. 2. S. 266-271.
33. Jung-Ho Chung. Two-photon absorption in semiconductors for coherent control of photocurrent ratios and femtosecond pulse characterization// A Thesis of PhD. The Faculty of Purdue University. 2005. -107 p.
34. Baidaa Khalifa Hamed. Multi photon absorption processes induced by ultrafast light pulses //im Fachbereich Physik der Freien Universitdt Berlin eingereichte Dissertation. Berlin, 11 September 2015. -121 p.
35. Raluca A. Negres, Joel M. Hales, Andrey Kobayakov, David J. Hagan, and Eric W. Van Stryland. Experiment and Analysis of Two-Photon Absorption Spectroscopy Using a White-Light Continuum Probe // -IEEE Journal of Quantum Electronics. 2002. -V.38. R.-1205-1209.

INTERNET manzillari

1. <https://bigenc.ru/physics/text/2220813>
2. http://femto.com.ua/articles/part_1/2308.html
3. https://www.rsu.edu.ru/wp-content/uploads/e-learning/Stepanov_V_A_Elcov_A_V_Zaharkin_I_A_Kvantovaya_Elektronika/1000.html
4. <http://www.pppa.ru/effects/phenomenon4/effects08.php>
5. <http://www.dissercat.com/content/mnogofotonnoe-pogloshchenie-i-effekt-fotonnoi-laviny-v-kristallakh-i-nanostrukturakh>

Shartli belgilar, simvollar va terminlar ro'yxati

$\vec{A} = \vec{e} A_0$	- elektromagnit to'liqin vektor potentsiali
$\vec{e}$	- yorug'likning qutblanish vektori
I	- yorug'likning intensivligi
c	- yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi
e	- elektronning ($e < 0$) va kovakning ($e > 0$) zaryadi
$A, B, C, D, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$	- Lattinjer gamiltonianining zonaviy parametrlari
$\vec{E}, \omega$	- elektromagnit to'liqin elektr maydonining kuchlanganligi, chastotasi
$E_{l\vec{k}}$	- l - zona (tarmoq)dagi tok tashuvchilarning energetik spektri
$\hbar = \frac{h}{2\pi}, h$	- Plank doimiyliigi
H	- gamiltonian
$\vec{H}$	- magnit maydon kuchlanganligi
n_ω	- ω chastotali yorug'likning sindirish ko'rsatkichi
$\vec{k}$	- elektron (kovak)larning to'liqin vektori
k_B	- Bolsman doimiysi
T	- namuna temperaturasi
$K^{(N)}$	- yorug'likning N-fotonli yutilish koeffitsiyenti
m_0	- erkin elektron massasi
$m_{lh}(m_2), m_{hh}(m_1)$	- engil va og'ir kovaklarning effektiv massasi
$\mu_- = \frac{m_1 m_2}{m_1 - m_2}$	- engil va og'ir kovaklarning keltirilgan massasi
$\vec{j}, j_\alpha$	- tok zichligi vektori va uning tashkil etuvchilari
$\vec{p}(\vec{v})$	- impuls (tezlik)
$f_{l\vec{k}}, F_{l\vec{k}}$	- l - zona (tarmoq)dagi kovaklarning taqsimot funksiyasi
$\delta(x)$	-delta (Dirak) funksiya
T_{mn}	-tashish matritsasining matritsaviy elementi
$W_{l\vec{k}'l\vec{k}}$	- $E_{l\vec{k}}$ energiyali $ l\vec{k}\rangle$ holatdan $E_{l'\vec{k}'}$ energiyali $ l'\vec{k}'\rangle$ holatga optik o'tish

	ehtimolligi
$M_{l'\vec{k}'l\vec{k}}^{(N)}$	-elektronlarning $ \vec{l}\vec{k}\rangle$ holatdan $\langle l'\vec{k}' $ holatga N -fotonli optik o'tishining tarkibiy matritsaviy elementi
$C(d_0)$	- frelix (deformatsion) elektron-fonon o'zaro ta'sir doimiyligi
$T_{\alpha\beta\gamma\eta}$	-chiziqli fotonli ergashtirish effektining tenzori
$\chi_{\alpha\beta\gamma}$	- chiziqli fotogalvanik effektning tenzori
$\rho_{\alpha\beta}$	-sirkulyar fotogalvanik effektning tenzori
$\alpha, \beta, \gamma, \eta$	- $\alpha, \beta, \gamma, \eta = x, y, z,$
FGE	- fotogalvanik effekt
ChFGE	- chiziqli fotogalvanik effekt
SFGE	- sirkulyar fotogalvanik effekt
BChFGE	- ballistik chiziqli fotogalvanik effekt
SChFGE	- siljishli fotogalvanik effekt
ChSD	- chiziqli sirkulyar dixroizm
FEE	- fotonli ergashtirish effekti
2D	-ikki o'lchamli elektronlar gazi yoki kvantlashgan o'ra
1D	- bir o'lchamli elektronlar gazi yoki kvantlashgan ip
0D	- nol o'lchamli elektronlar gazi yoki kvantlashgan nuqta