ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ահարոնյան Կամո Համլետի

ԿՈՒԼՈՆՅԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ԿԻՄԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա.04.10 – «Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի գիտական աստիձանի հայցման ատենախոսության

ႮԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2014

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Агаронян Камо Гамлетович

КУЛОНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ И ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ОГРАНИЧЕНИЕМ

ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

диссертации на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.10 – «Физика полупроводников»

EPEBAH 2014

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Ռուս-Հայկական (Սլավոնական) համալսարանում

Գիտական խորհրդատու՝	ՀՀ ԳԱԱ ակադեմիկոս, ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր <u>Է.Մ.Ղազարյան</u> (ՌՀ(Ս)Հ)
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝	ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր <u>Խ.Վ.Ներկարարյան</u> (ԵՊՀ) ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր <u>Ս.Լ.Հարությունյան</u> (ՀՊՃՀ,Գյումրիի մասնաձյուղ) ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր <u>Ա.Լ.Վարդանյան</u> (ԵՊՀ)
Առաջատար կազմակերպություն`	ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և Էլեկտրոնիկայի

ինստիտուտ

Պաշտպանությունը տեղի կունենա 2014<u>թ. հոկտեմբերի</u> 25-ին ժամը 12^ա–ին ԵՊՀ-ում գործող ԲՈՀ-ի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում։ Հասցեն՝ 0025, Երևան, Ա. Մանուկյան, 1։

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում։

Սեղմագիրն առաքված է <u>2014թ. սեպտեմբերի 25-ին ։</u>

Մասնագիտական խորհրդի	there is	Ֆիզմաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ
գիտական քարտուղար՝	of files	<u>Վ.Պ. Քալանթարյան</u>

Тема диссертации утверждена в Российско-Армянском (Славянском) университете

Научный консультант:	академик НАН РА, доктор физ. мат. наук, проф. <u>Э. М. Казарян</u> (РА(С)У)
Официальные оппоненты:	доктор физ. мат.наук, проф. <u>Х.В.Неркарарян (</u> ЕрГУ) доктор физ. мат.наук <u>С.Л.Арутюнян (</u> ГИУА, Гюмрийский филиал)
	доктор физ. мат.наук, проф. <u>А.Л.Вартанян (ЕрГУ)</u>
Ведущая организация:	Институт Радиофизики и Электроники НАН РА

Защита диссертации состоится <u>25 октября 2014г. в 12⁰⁰ часов</u> на заседании специализированного совета ВАК 049 по физике действующий при

ЕрГУ по адресу: 0025, Ереван, ул. А. Манукяна, 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрГУ.

Автореферат разослан 25 -го сентября 2014г.

Ученый секретарь специализированного совета:

Keeers Канд. физ. мат. наук, доцент <u>В.П. Калантарян</u>

.

2

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

За последние десятилетия полупроводниковые наноструктуры благодаря своим уникальным физическим свойствам и беспримерному прикладному значению в лазерных технологиях и в квантовой оптике, в солнечной энергетике и в биомедицине, становились объектами интенсивного изучения, а также всеобщего интереса. Общим признаком всех наноструктур является свойство пространственного ограничения движения носителей заряда (НЗ) или эффект квантового ограничения (КО), который приводит к качественной перестройке энергетического спектра квазичастиц, существенным образом сказывается на коллективные свойства, порождает новые физические явления [1-5].

Достижения технологии синтеза полупроводниковых наносистем и, вместе с тем, накопленный научный потенциал исследований по наноструктурам, открывают уникальную область квантово-механической инженерии: создания уникальных классов гетерогенных систем с заданными параметрами и свойствами, а в перспективе - путь разработки приборов наноэлектроники, основанных на качественно новых нанометрических эффектах. Среди таковых вызывают всевозрастающий интерес полупроводниковые наноструктуры со строгим контрастом значений материальных параметров на гетерогранице (лиэлектрическая проницаемость, разрывы энергетических зон, эффективная масса НЗ), а именно квантовые структуты с диэлектрическим усилением кулоновского взаимодействия или диэлектрические квантовые структуты (ДКС). Последние состоят из активной полупроводниковой наносреды с определенной диэлектрической постоянной, вкрапленной в барьерную среду со строго контрастным и, вместе с тем, малым значением диэлектрической постоянной [6-8]. Специфически они поддерживают, наряду с эффектом КО, дополнительное пространственное ограничение квазичастиц (электронов, дырок, экситонов, примесей), иницирующее пространственную локализацию диэлектрического характера или явление диэлектрического ограничения (ДО) [9-11]. Подбиранием материалов полупроводникового нанообразца и окружающей барьерной среды, а также мезоскопических размеров и формы активной области, становится возможным в широких пределах менять положение как одночастичных, так и кулоновских уровней энергии квазичастиц в полупроводниковых ДКС – осуществлять наряду с уже ставшей привычной "зонной инженерией" также "инженерию кулоновского взаимодействия" [10].

Так, на фоне основного квантово-размерного синего сдвига одночастичных энергетических линий и края оптического поглощения, эффект ДО ведет к дополнительному росту силы осцилляторов и частоты оптических переходов (диэлектрический синий сдвиг). Вместе с тем, увеличивая энергию кулоновской связанной пары (диэлектрический красный сдвиг), данный эффект частично компенсирует общий синий сдвиг межзонной частоты на краю оптической щели. Фактически при наличии эффектов КО и ДО количественный баланс на краях

энергетических размерно-квантованных (РК) подзон определяется в основном корреляцией мезоскопических размеров активной области ДКС и отношением диэлектрических постоянных активной и барьерной сред.

На данном этапе исследований и разработок накопилась довольно внушительная экспериментальная и теоретическая база для изучения проявлений различных аспектов эффекта ДО в наноструктурах. Уже созданы ДКС на основе полупроводниковых квантовых ям (КЯ), сверхрешеток (СР), квантовых нитей (КН) и точек (КТ) [12-15]. Показано, что комбинированное влияние эффектов КО и ДО является весьма эффективным источником манипулирования оптическими свойствами ДКС. контролируемые интенсивностью диэлектрически усиленного кулоновского взаимодействия квазичастиц участвующих в эмиссии и поглощении, а также распространении квантов излучения. Об этом свидетельствуют полученные физические результаты, указывающие на существенный рост энергии связи и силы осцилляторов оптических переходов [16, 17], на строгую и специфическую зависимость последних от размеров образцов [18, 19], появление ассимметричного штарковского сдвига из-за учета ноднородной поляризации в структуре [20], на ощутимую анизотропию сил осцилляторов экситонов в случае перпендикулярных поляризаций электромагнитной волны вблизи экситон-поляритонного резонанса [21] и др.

Изучение ДКС актуально не только с точки зрения фундаментальных исследований, но и из-за научной перспективы их прикладного использования как в области оптоэлектроники, так и в других наноэлектронных областьях полупроводниковых технологий. В этом плане, полупроводниковые наноструктуры на базе узкозонных полупроводниковых материалов группы A₄Б₆, а именно соли свинца (сулфиды, селениды и теллуриды свинца, а также их тройные и четвертные модификации) ставятся особняком как уникальные и многообещающие полупроводниковые ДКС [12, 15, 22-26]. В настоящее время полупроводниковые приборы на их основе имеют широкое практическое применение в качестве приемников и источников ИК излучения, термоэлектрических преобразователей, тензодатчиков и т. д. Квантовые структуры на базе солей свинца способствуют снижению величин пороговых токов в лазерах среднего инфракрасного диапазона, а также улучшают тепловую диссипацию активной области.

Наряду с выше приведенными системами, в последние годы вызывают широкий интерес полупроводниковые наноструктуры на основе гетероперехода PbS/EuS [12, 24]. Это потенциальные системы, способные связывать оптоэлектронику с магнетизмом, так как EuS и PbS являются соответственно ферромагнитным и диагнитным полупроводниками. Их одинаковая кристаллическая структура на базе каменной соли с почти совершенным решеточным связыванием, а также сильное различие междузонных энергетических щелей дают возможность использовать указанные наноструктуры в спинтронике для эффективных туннельных переходов спин-поляризованных электронов. Во многих лабораториях проводятся работы, имеющие своей целью встраивание отдельных функциональных элементов на базе наноструктур из солей свинца и их модификаций непосредственно в сверхбольшие интегральные схемы на основе единой

технологии. В этой связи, поиск новых научных методов исследования энергетического спектра пространственно-распределенных НЗ и оптических свойств квантовых наноструктур на базе материалов из солей свинца представляется несомненно актуальным с практической точки зрения.

В настоящее время одной из актуальных задач является предложение новых, более эффективных механизмов теоретического описания низкоразмерных полупроводниковых систем, на основе уже известных методов описания квантовых наноструктур. В свою очередь, современные прецизионные технологии выращивания различных нанообразцов уже позволяют реализовывать на практике с одной стороны ранее предложенные теоретические модели [6-10, 27-29], а с другой – сгенерировать более реалистичные [30-32], что позволяет выявить новые потенциальные физические свойства ДКС [11, 33-35].

Таким образом, эффект ДО может стать мощным инструментом манипулирования физическими характеристиками полупроводниковых низкоразмерных структур, при соответствующем подборе материално-компонентного состава как образца, так и окружающей среды. Поэтому, всестороннее теоретическое исследование кулоновских и коллективных состояний, а также оптического поглощения в полупроводниковых наноструктурах с эффектом ДО, является одной из актуальных задач современного этапа развития физики полупроводниковых систем. Предлагаемая диссертационная работа посвящена изучению экситонных, примесных состояний, а также оптического поглощения света в квазидвумерных (К2М) полупроводниковых наноструктурах с эффектом ДО с одной стороны, и исследованию коллективных плазменных и фононных явлений – с другой.

Цель работы

- Исследование роли диэлектрического ограничения в формировании кулоновских связанных состояний НЗ в полупроводниковых КЯ и КН как при наличии, так и в отсутствие эффекта экранирования.
- Изучение комбинированного влияния эффектов квантового и диэлектрического ограничений на оптическое поглощение света с учетом как неэкранированных, так и экранированных кулоновских связанных состояний в полупроводниковых КЯ и КН.
- 3. Исследование функции диэлектрического отклика К2М диэлектрически усиленного электронного газа в полупроводниковых КЯ с потенциалом ограничения конечной высоты, а также выявление роли длинноволновых особенностей К2М диэлектрической функции проницаемости и К2М экранириванного кулоновского потенциала в формировании кулоновских состояний.
- 4. Теоретическое исследование комбинированного влияния эффектов квантового и диэлектрического ограничений на К2М незапаздывающые плазменные и плазмонфононные коллективные колебания в полупроводниковых КЯ и СР, а также на К2М запаздывающые плазмон-поляритонные коллективные колебания в полупроводниковых КЯ.

5. Изучение спектра акустических колебаний полупроводниковой КТ вкрапленной в диэлектрическую матрицу, а также выявление принципиальной роли квантования спектра акустических колебаний в процессе однофононного поглощении света в полупроводниковой КТ.

Научная новизна полученных результатов

- В полупроводниковых К2М наноструктурах EuS/PbS/EuS с диэлектрическим ограничением, в рамках модели барьерного потенциала конечной высоты, впервые теоретически исследованы кулоновские связанные состояния как при наличии, так и в отсутствие экранирования К2М электронным газом.
- Выявлен квазистационарный характер энергетического спектра локализованных примесных уровней в полупроводниковых КН, обусловленной малой вероятностью перехода между энергетическими подзонами при рассеянии электрона примесным центром.
- 3. Развита теория оптического поглощения света, с учетом кулоновских локализованных состояний в полупроводниковых КЯ и КН, как при наличии, так и в отсутствие экранирования К2М электронным газом и впервые выявлена роль комбинированного влияния эффектов квантового и диэлектрического ограничений на оптический спектр экситонного поглощения света.
- 4. Впервые теоретически исследовано влияние эффекта диэлектрического ограничения на коллективные колебания К2М электронного газа в полупроводниковых наноструктурах и выявлены особенности взаимодействия К2М диэлектрически усиленных плазменных мод соответственно как с 3М оптическими колебаниями решетки слабо полярного активного нанослоя, так и с электромагнитной волной распространяющейся вдоль поверхности нанослоя.
- 5. Впервые исследован энергетический спектр акустических колебаний решетки шарообразной полупроводниковой КТ, вкрапленной в диэлектрическую матрицу, и предсказана возможность резонансного взаимодействия света с акустическими модами в системе полупроводниковых КТ диспергированных в диэлектрической матрице- оптического эффекта, не имеющего аналога в объемной среде.

Практическая значимость работы

Полученные в диссертации результаты по исследованию энергетических и оптических характеристик в квантовых наноструктурах с ДО помимо самостоятельного научного интереса важны также для стимулирования новых экспериментов на основе полупроводниковых K2M наносистем EuS/PbS/EuS или схожих наноструктур. С точки зрения фундаментальной физики, изучение кулоновских и коллективных явлений в указанных узкозонных магнитных системах придаст дополнительный импульс исследованиям в области полупроводниковой спинтроники -недавно сформировавшегося

направления физики полупроводников. Измерения оптического спектра диэлектрически усиленного экситонного поглощения может предоставлять ценную информацию о важных физических параметрах указанных наноструктур. Полученные результаты могут быть пригодны при проектировании и конструировании оптоэлектронных устройств на основе солей свинца - приемников и источников ИК излучения, термоэлектрических преобразователей, фотодиодов, тензодатчиков, лазеров среднего инфракрасного и терагерцового диапазонов, в реализации устройств памяти и обработки данных на основе магнитных структур.

Основные положения, выносимые на защиту

- Отсутствие характерного пика энергии связи кулоновского состояния и появление монотонной зависимости от толщины КЯ, при учете эффекта ДО в реальной К2М квантовой структуре EuS/PbS/EuS с конечным потенциалом ограничения.
- Аддитивные вклады в энергию связи кулоновского состояния обусловленных эффектами ДО, скачка величины эффективной массы H3 на гетерограницах, а также непараболичности энергетических зон в K2M квантовой структуре EuS/PbS/EuS с конечным потенциалом ограничения.
- Квазистационарный характер энергетического спектра примесных связанных состояний в полупроводниковых КН, обусловленный наличием непрерывного фона нижестоящих энергетических подзон.
- Методом диэлектрического формализма, с учетом эффекта ДО, вывод аналитического выражения для К2М кулоновского формфактора в полупроводниковых КЯ с конечным потенциалом барьерного ограничения.
- Осцилляционный характер коэффициента экситонного поглощения от К2М радиуса экранирования в пределах одной подзоны полупроводниковой КЯ.
- 6. Резкий рост, в зависимости от радиуса нити, и более медленный спад по отношению к росту главного квантового числа, интенсивностей экситонных линий поглощения в КН по сравнению с аналогичным случаем в объемных средах, обусловленный эффектом ДО.
- Рост К2М плазменной частоты в длинноволновом пределе в полупроводниковых КЯ и СР, обусловленный динамическим экранированием взаимодействия в барьерных средах с малой диэлектрической постоянной.
- Рост К2М плазмон-фононных ветвей в области длинных волн в полупроводниковых КЯ обусловленный эффектом ДО. В плазмонфононном спектре К2М квантовой структуры EuS/PbS/EuS эффект

подавления плазмон – подобной ветви, сопровождаемый перекачкой смешанно электромагнитно-механической энергии в фонон-подобную ветвь.

- Появление щели между внутриподзонной плазмон–подобной и поверхностной поляритон–подобной ветвей в спектре плазмонполяритонов в слабо полярной полупроводниковой КЯ.
- Возможность резонансного решеточного однофононного поглощения света в полупроводниковых КТ диспергированных в диэлектрической матрице.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы обсуждались на семинарах кафедры обшей физики и квантовых наноструктур Российско-Армянского (Славянского) университета, кафедры физики Государственного инженерного университета Армении, кафедры физики твердого тела, кафедры радиофизики Ереванского государственного университета, физического факультета Эссекского университета (Великобритания) и докладывались на следующих конференциях и совещаниях: 7-th, 8-th and 9-th International Conference "Semiconductor Micro- and Nanoelectronics" (Yerevan, 2009, Yerevan, 2011, Yerevan, 2013); International Advanced School, Frontiers in Optics & Photonics, Yerevan-Ashtarak, 2012,; Конференция "Актуальные Вопросы Физики Низкоразмерных Систем", Ереван, 2012; International Advanced School "Frontiers in Optics & Photonics", Yerevan-Ashtarak, 2012; International Conference on Laser Physics, Yerevan- 2010, Ashtarak- 2011, International Advanced Research Workshop, "Modern Problems in Optics and Photonics (Atoms and Structured Media) ", Yerevan, 2010; Четырнадцатое совещание по теории полупроводников, Донецк, 1989; Тринадцатое совещание по теории полупроводников, Ереван, 1987; Одиннадцатое совещание по теории полупроводников, Ужгород, 1983; Международное совещание "Экситоны в полупроводниках-82", Санкт-Петербург, 1982; ХУ Всесоюзный семинар "Экситоны в кристаллах", Черновцы, 1982;

Публикации

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в виде научных статей и трудов в вышеперечисленных конференциях и совещаниях – всего 28 публикаций.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, двух частей с введениями, каждая из которых содержит две главы, заключения и списка цитируемой литературы из 382 наименований. Материал диссертации изложен на 262 страницах, включая 17 таблиц и 48 рисунка.

Во введении обоснована актуальность темы исследований, сформулирована цель работы, задачи, которые необходимо решить исходя из цели работы, отмечена их научная новизна и практическая ценность, изложены основные положения выносимые на защиту.

Первая часть диссертационной работы посвящена теоретическому исследованию особенностей кулоновских связанных состояний и оптического поглощения в полупроводниковых квантовых системах - КЯ и КН при наличии эффекта диэлектрического усиления кулоновсого взаимодействия.

<u>В первой главе</u> рассматриваются кулоновские состояния в полупроводниковых КЯ и КН как при наличии, так и в отсутствие эффекта экранирования.

В § § 1.1.1-1.1.2 исследованы диэлектрически усиленные кулоновские (экситонные и примесные) связанные состояния в реалистичной K2M квантовой структуре EuS/PbS/EuS в случае отсутствия эффекта экранирования. Рассмотрены допольнительные механизмы увеличения кулоновского взаимодействия в результате изменения эффективной массы НЗ. А именно эффект непараболичности (НП) зон, а также, в связи с учетом конечности ограничивающего барьерного потенциала, подбор более высокого значения эффективной массы НЗ в барьерной среде по отношению к аналогичной величине в КЯ (явление ограничения за счет барьерной эффективной массы (ОБМ)). При этом, в двухзонной модели Кейна и в рамках метода "приближения эффективной массы зависящей от энергии состояния", вычислены параметры одночастичных РК состояний. Проведен модельный анализ К2М форм-фактора F_{К2М}, отражающего меру расхождения кулоновского потенциала от чисто 2М вида при конечном барьерном ограничении в КЯ. Установлены разрешенные интервалы 2М волновых векторов, для которых F_{K2M} принимает чисто 2M и 3M виды в случаях строгого и слабого режимов ограничений в направлении КО. На примере ДКС EuS/PbS/EuS графически показаны зависимости от РК параметра qd при разных значениях положения примеси z_0 и толщины d (рис. 1).



Рис. 1. Зависимость кулоновского форм-фактора от параметра PK qd при толщине КЯ d = 30 нм.

Рис. 2. Зависимость кулоновского форм-фактора от параметра PK qd при толщине КЯ d = 1.5 нм.

Получены аналитические выражения E_{b1} и E_{b2} для энергии связи как для умеренно малых 2М расстояний (по отношению к 3М боровского радиуса a_0) в кулоновской паре в тонких КЯ, так и при очень малых 2М расстояний - в достаточно тонких и неглубоких КЯ. В обоих случаях энергия взаимодействия отличается от чисто 2М и 3М видов и функционально расходится логарифмически. Выявлены различия между моделями конечного и бесконечного барьерного ограничений в КЯ, выражающиеся в наличии поправочного члена для величины эффективной массы за счет эффекта ОБМ, а также в пониженном значении для параметра НП зон. Показано, что из-за неравных значений разрывов почти зеркальных энергетических с- и v- зон (а следовательно и при их ассиметричных вкладов), указанные параметры отличаются друг от друга в случаях электронов и дырок. Проведены анализ и дифференцация вкладов в энергию связи, обусловленные коррелированием между эффектами НП_{кон} и ОБМ (табл. 1). Получено, что основной член в энергию связи, ответственный за эффекты КО и ДО, зависит только

d нм	Σ _{беск} %	КО+ДО %	НП _{беск} %	∑ _{конеч} %	КО+ДО %	НП _{кон} %	ОБМ %
15	100	51	49	100	58	32	10
20	100	62	38	100	68	26	6
30	100	76	24	100	81	16	3

Табл. 1. Численные рассчеты для вкладов в энергию связи от комбинации эффектов КО+ДО, а также эффектов НП и ОБМ в случаях бесконечной и конечной моделей барьерного ограничения в КЯ для полупроводниковой ДКС EuS/PbS/EuS.

от эффективной массы H3 в KЯ, тогда как остальные дополнительные члены, ответственные за эффекты HП_{кон} и OБM, зависят от отношения эффективных масс KЯ и барьера. Построены графики зависимостей энергии связи экситонов и примесей от толщины KЯ (рис. 2, 3). Полученное строгое увеличение энергии связи (~ $10 \div 20$ мэВ), указывает на досягаемость величины энергии связи в область экспериментальноразрешимых измерений. Характерно, что в обеих случаях графические кривые $E_b(d)$ возрастают монотонно с уменьшением толщины KЯ. Тем самым, в ДКС EuS/PbS/EuS при учете комбинации эффектов ДО+ОБМ исчезает характерный пик энергии связи. Последний присутствует в случае неучета эффекта ДО и обусловлен делокализацией кулоновского состояния в KЯ при уменьшении толщины d в случае конечного барьерного ограничения. В результате при малых d для диэлектрически усиленных кулоновских состояний имеет место нарушение баланса вкладов в энергию связи между эффектом квантового туннелирования сквозь конечные барьеры на гетерограницах - с одной стороны, и комбинацией эффектов КО+ДО+ОБМ - с другой, в пользу последней.

В § 1.1.3 в рамках приближений Томаса-Ферми и хаотических фаз (ПХФ) рассмотрен вопрос К2М потенциала статического экранирования в полупроводниковых КЯ, когда

активная наносреда и примыкающие с обеих сторон барьерные среды имеют строго разные диэлектрические проницаемости. Установлены соответствующие промежутки 2М эффективных расстояний и характерные области длинноволновых 2М волновых векторов коррелированных с материальными параметрами реалистичной полупроводниковой структуры. При этом, К2М потенциал экранирования принимает 2М Дебай-Хюккельевский вид, а именно $V_S(\rho) = -(2e^2 / \varepsilon_w)(e^{-\rho/\rho_0} / \rho)$ - в случае





Рис. 2. Зависимость энергии связи экситона от толщины КЯ. Кривые I и III соответствуют комбинаций эффектов КО+ДО и КО+ДО+НП при бесконечно высоком барьерном ограничении, а кривая II - случаю КО+ДО+НП+ОБМ для модели конечного барьерного ограничения.

Рис. 3. Зависимость энергии связи примеси от толщины КЯ. Верхняя (нижняя) кривая соответствует донорным (акцепторным) состояниям в случае комбинации эффектов КО+ДО+НП+ОБМ в модели конечного барьерного ограничения.

"одностороннего" диэлектрического контраста и, соответственно, характеристические К2М виды $V_{S}^{i(a)}(\rho) = -(2e^{2}/\varepsilon_{w}d)[\ln(\rho/\rho_{0})+\gamma], V_{S}^{i(b)}(\rho) = -(2e^{2}/\varepsilon_{w}d)[(\pi \rho_{0}/2\rho)^{1/2} \exp(-\rho/\rho_{0})]$, а также 2М вид $V_{S}^{ii}(\rho) = -(e^{2}/\varepsilon_{b})\{(1/\rho) - (\pi/2)\varepsilon_{r}q_{S}[H_{0}(\varepsilon_{r}q_{S}\rho) - N_{0}(\varepsilon_{r}q_{S}\rho)]\}$ - в случае "двустороннего" диэлектрического контраста.

В § § 1.1.4-1.1.5 изучены экситонные и примесные связанные состояния в реальной К2М структуре EuS/PbS/EuS с конечным ограничивающим барьерным потенциалом при наличии эффекта К2М экранирования. Рассчитаны характеристики основного связанного состояния экранированного К2М экситона в указанной структуре, а именно радиусы экранирования ρ_{0a} и ρ_{0b} , вариационные параметры λ_a^{-1} и λ_b^{-1} , а также выражения для энергий связи в случаях логарифмического (а) и экспоненциального (b) потенциалов. В первом случае аналитически получено, что с уменьшением толщины КЯ энергия связи экранированного экситона растет согласно функциональной зависимости $E_b^{S(a)}(d) \sim d^{-l}$, которая качественно отличается от аналогичной зависимости неэкранированного случая имеющая вид $E_b(d) \sim d^{-l} lnd$. Найдено также, что из-за специфики логарифмического потенциала, аналитическое выражение параметра λ_a^{-1} вовсе не зависит от отношения 2M концентрации к температуре n_s/T (эффект насыщения). Последний указывает на то,

что эффект ДО здесь строго превалирует над экранированием и экситонная пара



Рис. 4. Обратный вариационный параметр и 2M радиус экранирования как функции от отношения 2M концентрации к температуре в случае К2M экспоненциального потенциала.

эффективно не чувствует влияние К2М ЭΓ. В случае экспоненциального потенциала, как показано на рис.4, указанный эффект насыщения, независимо от характера изменения толщины d, проявляется одновременно для обеих параметров λ_h^{-1} И ρ₀, начиная с пороговых значений для параметра n_S/T. Представлены также графические зависимости энергии связи К2М экранированных экситонов от толщины КЯ d в случаях логарифмического и эспоненциального потенциалов при фиксированном значении параметра n_S/T и наобарот. В частности, как и в неэкранированном случае, установлен монотонный рост

энергии связи экранированных связанных состояний с уменьшением толщины КЯ, при котором эффект ДО главным образом, а эффекты НП и ОБМ в частности, становятся строго существенными только в случае довольно тонких КЯ. При этом, как видно из рис.5, скорость убывания энергии связи с увеличением параметра n_s/T растет с уменьшением d, что исключительно является спецификой логарифмического типа потенциала, действующего наиболее эффективно при малых значениях толщин КЯ. Характерной особенностью в случае эспоненциального потенциала, как следует из рис.6, является имеющееся строгое увеличение энергии связи $E_h^{(b)}(d)$ (~ 1 ÷ 5 мэВ) и хорошая





Рис. 5. Энергия связи экранированного экситона как функция от отношения 2M концентрации к температуре в случае К2M логарифмического потенциала

Рис. 6. Энергия связи экранированного экситона как функция от отношения 2M концентрации к температуре в случае К2M экспоненциального потенциала

досягаемость значений энергии экранированных К2М экситонов в область экспериментально-разрешимых измерений. Причем, как асимптотический предел энергии экранированного экситона, величина энергия связи $E_b^{S(b)}(d)$ насыщается и становится пренебрежимой (меньше чем 1 мэВ) соответственно в случаях $n_S/T > 6.3.10^9$ см^{-2/ 0}K при d = 1.5нм и $n_S/T > 2.5.10^9$ см^{-2/ 0}K при d = 3нм. Если совокупить полученные численные данные из указанных графиков, то для энергии связи экранированного экситона в полупроводниковых ДКС EuS/PbS/EuS формируется итоговый результат приведенный в таблице 2.

d (нм)	1.5	3.0
n_{S}/T (cm ⁻² / ⁰ K)	$1.8\cdot10^8\div 6.3\cdot10^9$	$7.1\cdot10^7\div2.5\cdot10^9$
E_{bind}^{S} (мэВ)	12.7 ÷ 1	7.5 ÷ 1

Таблица 2. Численные результаты для энергии связи E_b^S в зависимости от параметра n_S/T при значениях толщин КЯ d = 1.5 нм и 3 нм.

§§ 1.1.6-1.1.7 в рамках стационарной теории возмущений изучены диэлектрически усиленные примесные состояния в полупроводниковых КН в случае бесконечного ограничивающего Найден энергетический барьерного потенциала. спектр диэлектрически усиленных связанных состояний для двух К1М асимптотических выражений V_{0a} и V_{0b} дальнодействующей части потенциала кулоновского взаимодействия в КН. В частности, первый из них для КН удовлетворяющих условиям $a_0 >> a >> a_0$ ($\varepsilon_r \ln \varepsilon_r$)⁻² характеризуется строгой зависимостью от радиуса нити в виде V_{0a} $\sim a^{-1}$, а второй - для КН удовлетворяющих условиям $a >> a_0 (\varepsilon_r \ln \varepsilon_r)^{-3/2}$, зависит только от диэлектрической проницаемости окружающей КН среды в виде V_{0b} ~ 1/є_b. Здесь $\varepsilon_r = \varepsilon_w / \varepsilon_h$ есть отношение диэлектрических проницаемостей КН и окружающей нить среды. Для обоих случаев К1М потенциала V_{0a} и V_{0b} , полученные значения энергии связанного состояния примеси в КН значительно превосходят характерное объемное значение. В свою очередь, энергетические уровни возбужденных состояний оказываются дублетами, состоящими из четных и нечетных состояний. Последние, как известно, обусловлены эффектом "случайного" двухкратного вырождения, свойственного одномерной кулоновской задаче. Выявлен вклад короткодействующей части потенциала в энергетическом спектре примесных состояний в виде возмущения, приводящее как к снятию двухкратного вырождения уровней в рассматриваемом приближении, так и к квазистационарности энергетических состояний. В связи с этим, вычислены сдвиги и уширения соответствующих уровней. Найдено, что из-за конечности волновых функций четных состояний в начале координат, а также их более сильной зависимости от радиуса нити, примесные уровни энергии в случае а) сдвигаются относительно больше, чем

остальные уровни в обоих случаях. Вместе с тем, учитывая наличие правила отбора $\Delta n = 0$ для оптических "разрешенных" переходов в КН, а также имея ввиду энергетический набор РК подзон в КН $E_{0,1}$, $E_{1,1}$, $E_{2,1}$, $E_{0,2}$, $E_{1,2}$, ..., определяемый парой квантовых чисел (n, i), выявлено, что локализованные примесные уровни энергии первых трех подзон в КН не могут обладать шириной под действием короткодействующего возмущения. При этом, величина уширения линий по малому параметру a / a_0 в случае потенциала V_{0a} более строгая, нежели в случае потенциала V_{0b} . Об этом свидетельствует оценка для отношения ширины линии к расстоянию между кулоновскими дикретными уровнями с квантовым числом l, а именно:

$$\frac{\Gamma_{021}}{\Delta_l} \sim \begin{cases} (a/a_0)^{2/3} & cлучай \ a) \\ (a/a_0)^3 & cлучай \ b) \end{cases} .$$

Вместе с тем, вычислено также отношение интенсивностей отдельной линии поглощения света между дискретными уровнями $\{0, 1, 1\} \rightarrow \{0, 2, 1\}$ и непрерывного подзонного фона дискретного примесного уровня $\{0, 2, 1\}$ (с интенсивностью фона на который накладывается узкая линия поглощения света). Полученные для случаев а) и б) оценки свидетельствует в пользу реальности обнаружения исследуемого квазистационарного спектра с помощью оптических измерений.

<u>Вторая глава</u> первой части посвящена теоретическому исследованию вопросов экситонного и примесного поглощения света в полупроводниковых КЯ и КН.

В § 1.2.1 исследовано влияние эффекта экранирования К2М ЭГ на экситонное поглощение в полупроводниковой КЯ с "односторонним" строгим диэлектрическим контрастом на гетерогранице. При этом, для вычисления множителя S, определяющего вклад экситонных эффектов в оптическое поглощение, применяется выражение для экранированного потенциала в виде

$$V_{S}(\rho) = \frac{2e^{2}}{\varepsilon_{w}} \frac{e^{-\rho/\rho_{0}}}{\rho}.$$

Последнее, как уже отмечалось в § 1.1.3, получено в модели приповерхностного инверсионного слоя, когда примыкающие с обеих сторон КЯ барьерные среды имеют строго разные диэлектрические проницаемости. С целью получения аналитического выражения для S был использован метод "обрезанного кулоновского потенциала", позволяющий исследовать также аналитические предельные случаи как при больших, так и малых энергиях экситонной пары, а также радиусах экранирования К2М ЭГ. При этом, выявлены два семейства графических кривых в виде зависимостей экситонного множителя от энергии пары при фиксированных значениях радиуса К2М экранирования и наоборот (рис.7, 8). Они указывают на важность учета экситонных эффектов в формировании спектральной кривой коэффициента поглощения. Действительно, как видно из рис.7, для значений энергии падающего кванта лежащих в пределах одной подзоны, а также при фиксированных значениях энергетического параметра экситонной пары $\alpha = qa_0$, коэффициент экситонного поглощения осциллирует с изменением

приведенного параметра экранирования $\delta = \rho_0/a_0$, повторяя это поведение и в вышестоящих подзонах. Эти осцилляции можно обнаружить, изменив, в отличие от объемных образцов, как плотность свободных НЗ, так и толщину КЯ. В свою очередь, более подробную картину о влиянии взаимной корреляции обоих параметров δ и æ на величину экситонного множителя S можно получить из Рис.8. В частности, в случае





Рис. 7. Зависимость S от параметра экранирования δ при фиксированном параметре энергии χ . Кривые соответствуют значениям: 1. $\alpha = 1; 2. \alpha = 1.5; 3. \alpha = 2.5;$

Рис. 8. Зависимость S от параметра æ при δ = const. Кривые соответствуют значениям: 1. δ = 0.01; 2. δ = 0.1; 3. δ = 0.2; 4. δ = 0.3; 5. δ = 1.0; 6. δ = 1.1;

среднестатических значений указанных параметров $\delta \approx 1$ и $x \approx 2$ (что соответствует значению среднего радиуса экранирования $\rho_0 \approx 100$ нм и энергии экситонной пары $E \approx 3$ мэВ), экситонный множитель S за счет экранированного взаимодействия увеличивается более чем в два раза. Это строго указывает на необходимость учета эффекта экранирования в оптическом поглощении.

В § 1.2.2 исследована роль экситонных эффектов в межзонном двухфотонном поглощении (2ФП) света в полупроводниковых КЯ. Вычислены соответствующие коэффициенты 2ФП при "разрешенно - разрешенных" (переходы в конечное sсостояние) и "разрешенно-запрещенных" (переходы в конечное р-состояние) переходах в случае дискретного и непрерывного спектров. Получены качественные трансформации спектральной кривой 2ФП вблизи края фундаментального поглощения, приводящие к изменению величины и частотной зависимости коэффициента 2ФП K(wa). Выявлены существенно разные спектральные зависимости при соизмеримых ($\omega_a \sim \omega_b$) и сильно различающихся ($\omega_a >> \omega_b$) частотах падающих на КЯ излучений. В первом случае установлено, что при наличии экситонных эффектов, $K(\omega_a)$ вблизи края оптического поглощения стремится к конечной величине в пределах каждой подзоны РК, тогда как вдали от края влияние экситонных эффектов становится несущественным. В случае ω_a >> ω_b найдено, что с учетом экситонных эффектов вблизи края поглощения K(ω_a) больше не стремится к постоянной величине и, соответственно, для переходов в конечное s-состояние падает по спектральному закону $(\omega_a - \omega_g - E_{n,n'} / \hbar^{-1})^{-1}$. Вместе с тем, в случае для конечного p-состояния $K(\omega_a)$ изменяется согласно закону ($\omega_a - \omega_g - \omega_g$) $E_{n,n'}/\hbar^{-1})^{-2}$, где ω_g - пороговая частота оптического поглощения.

В §1.2.3 исследован механизм влияния эффекта диэлектрического усиления

кулоновсого взаимодействия в экситонной паре на оптическое поглощения света в полупроводниковых КН круглого сечения. Найден экситонный множитель S в случаях четных и нечетных состояний как при "разрешенных", так и "запрещенных" оптических переходах. Выявлено увеличение сил осцилляторов экситонных переходов при уменьшении радиуса КН в случае К1М потенциала V_{0a} в соответствии с полученным условием для волновой функции (ВФ) К1М экситона $|\Phi_{KH}(0)|^2 \sim (a_0^2 a)^{-1/3}$. Отмечено, что в случае К2М логарифмического потенциала в КЯ наблюдается определенно сильная зависимость от толщины КЯ согласно условию $|\Phi_{KR}(0)|^2 \sim (a_0 a)^{-2}$. Указано также, что интенсивности линий поглощения, например, в случае трех нижных уровней при "разрешенных" сериях переходов, с увеличением кулоновского квантового числа спадают медленее (1:/1.7:1/2), чем в случае объемных образцов (1:1/8:1/27). Данный результат является следствием более плавного пространственного изменения К1М диэлектрически усиленного потенциала V_{0a}.

В § 1.2.4 вычислен коэффициент поглощения света обусловленного оптическими переходами электронов между акцепторными уровнями и зоной проводимости или валентной зоной и донорными уровнями в цилиндрических полупроводниковых КН. Проанализировано поведение коэффициента поглощения для вышеуказанных переходов. В частности выявлено, что в случае акцепторных уровней парциальный коэффициент поглощения $K_{\rm KH}(\omega)$ повторяет поведение приведенной плотности состояний, свойственное КН, тогда как при поглощении с учетом донорных уровней $K_{\rm KH}(\omega)$ падает по закону $x^{-1/2} (1+x)^{-2}$, где - $x=m_v*E_v/m_e*E_D$, $m_v*(m_e*)$ - эффективные массы в v- и с- энергетических зонах, E_D - энергия связанного состояния донора, $E_v = \hbar\omega + E_D - E_g - E_{n,i}^v - E_{n',i}^c$. При сравнении последнего с аналогичными выражениями, соответственно, в случаях объемных образцов и КЯ, отмечено, что в них имеются более сильные частотные зависимости, а именно $K_{05}(\omega) \sim x^{1/2} (1+x)^{-4}$, $K_{\rm Kg}(\omega) \sim (1+x)^{-3}$.

Вторая часть диссертационной работы посвящена теоретическому исследованию некоторых физических особенностей коллективных и оптических свойств квантовых наноструктур - полупроводниковых КЯ и КТ.

<u>В первой главе</u> данной части рассматривается линейный отклик К2М ЭГ на внешнее возмущение в КЯ, а также плазменные свойства полупроводниковых К2М наноструктур с диэлектрическим эффектом усиления кулоновского взаимодействия.

В § 2.3.1 в рамках формализма "приближения самосогласованного поля" вычислена диэлектрическая функция $\epsilon^{K2M}(q,\omega)$ динамического экранирования K2M ЭГ в полупроводниковых KЯ в модели конечного барьерного ограничения. С учетом комбинации эффектов КО+ДО+ОБМ, получены соответствующие критерии перехода к строго 2M и 3M видам в выражении $\epsilon^{K2M}(q,\omega)$. В уже установленных разрешенных интервалах для 2M волновых векторов q проведен как аналитический, так и численный анализ кулоновского K2M форм-фактора F_{K2M} , характеризующий меру отклонения системы от чистой двумерности, при режимах строгого (qd < 1) и слабого (qd >> 1)

ограничений. В первом случае использована физическая модель, связанная с реалистичной К2М полупроводниковой ДКС EuS/PbS/EuS со строгим диэлектрическим контрастом на гетерограницах. Тогда как для второй модели применяется двойная гетероструктура (ДГС) PbSrCdS/PbS/PbSrCdS, не обладающая таким контрастом диэлектрических постоянных на гетерогранице. В обоих случаях учтен свойственный к солям свинца эффект НП зон с применением метода "приближения эффективной массы зависящей от энергии состояния". На рис. 9 графически представлены зависимости F_{K2M} от 2М волнового вектора q в случае указанных реалистичных структур. Демонстрированы соответствующие переходные области В и А между чисто 2М и 3М состояниями. Видно, что с учетом комбинации эффектов ДО+ОБМ, даннная область смещается в сторону длинных волн. Кроме того, из-за несколько непростой зависимости $F_{K2M} = 2[qd + (2/\epsilon_r)]^{-1}$ в пределе длинных волн, область В становится более широкой по сравнению с А, характеризующейся выражением $F_{K2M} = \epsilon_r = 1$ в случае отсутствия



Рис. 9. Зависимость форм-фактора от параметра РК qd с d=10 нм. Верхняя сплошная кривая соответствует ДГС EuS/PbS/EuS, а пунктирная кривая-ДГС PbSrCdS/PbS/ PbSrCdS. Участки В и А относятся к переходным областьям между 2M и 3M режимами.

эффекта ДО.

В § 2.3.2 рассмотрены коллективные возбуждения зарядовой плотности К2М ЭГ метода ΠХΦ в рамках в полупроводниковых КЯ. В области длинных волн проведен анализ хода потенциала кулоновского взаимодействия с учетом эффекта ДО. Установлены дисперсионные соотношения для К2М плазменных колебаний и получены соответствующие выражения как для межподзонных, так и внутриподзонных К2М плазменных ветвей. Показана неэффективность учета эффекта ДО для межподзонных мод, тогда как получены строгие качественные и количественные

изменения внутриподзонных мод по сравнению со случаем отсутствия эффекта ДО. Выявлены две разные длинноволновые области 2М волнового вектора q, для которых внутриподзонная частота ω_{pl} проявляет функционально различные дисперсионные зависимости. В строго длинноволновом пределе выявлена специфическая для 2М случая корневая зависимость ω_{pl} , характеризующаяся только значением диэлектрической постоянной ε_b барьерной среды. Вместе с тем, для умеренно малых 2М волновых векторов q получена бездисперсионная зависимость (характерная для 3М случая), определяемая строго толщиной КЯ d для ω_{pl} . Как следствие, в первом случае дисперсионная кривая резко возрастает при низких частотах из-за малых значений ε_b , а во втором случае соответственно возрастает с уменьшением d. Наряду с аналитическими расчетами в случае малых q, проведены также численные вычисления коллективного спектра К2М плазмонов на базе реалистичных полупроводниковых ДГС EuS/PbS/EuS

{ДГС I} и PbSrCdS/PbSrCdS {ДГС II} в случае конечных 2M волновых векторов q, приведенные соответственно на рис. 10, 11. Из графиков видно, что в первом случае учет эффекта ДО строго увеличивает эффективность плазменной моды. В частности, уже при умеренно низких 2M плотностях заряда ~ 10^{11} см⁻² в {ДГСI}, с трехкратным увеличением





Рис. 10. Коллективные плазменные моды как функции от 2М волнового вектора q при фиксированных средных расстояниях между электронами r_s в случае {ДГС I}, d=10 нм.

Рис. 11. Коллективные плазменные моды как функции от 2М волнового вектора q при фиксированных средных расстояниях между электронами r_s в случае {ДГС II}, d=10 нм.

межэлектронного расстояния r_S рост граничной частоты ω_{pl} разрешенной области составляет в три раза, тогда как в случае {ДГСП} рост составляет примерно в два раза.

В § 2.3.3 исследованы коллективные незапаздывающие возбуждения диэлектрически усиленных колебаний К2М ЭГ в полупроводниковых СР в рамках метода ПХФ. В пределе длинных волн, как и в случае КЯ, проведена идентификация диэлектрически усиленного кулоновского потенциала взаимодействия в СР. С учетом корреляций плазменных колебаний в случаях слабого и сильного связывания между соседними КЯ в СР, выявлено аналитическое выражение для дисперсионных частот в зависимости от "волнового числа" kz, характеризующее периодичность осцилляций электронной плотности вдоль оси z CP, а также от 2М планарного волнового вектора д. В случае слабого связывания, когда расстояние *а* между слоями удовлетворяет условию qa > 1, для произвольных значений k_z получено дисперсионное соотношение совпадающее со случаем для одиночной КЯ в полупроводниковой ДКС, рассмотренный в предыдущем параграфе. При строгом связывании (qa <1), когда осцилляции электронной плотности во всех слоях СР находятся в одинаковой фазе ($k_z=0$), дисперсионное уравнение выражается характерной частотой осцилляций 3M плазмы с эффективной 3M концентрацией $n_V = n_S / d$. В случае несогласованных осцилляций в соседних слоях (k_z $\neq 0$), дисперсионное соотношение в длинноволновом пределе (qd $\ll 1$) принимает вид

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{\varepsilon_b m_w^*}} q \sqrt{\frac{\sqrt{a}}{1 + \varepsilon_r (qd)(qa)/2 - \cos[k_z(a+d)]}}.$$

Отсюда видно, что линейная дисперсионная зависимость, свойственная акустическим плазмонам в случае отсутствия эффекта ДО в СР, проявляется только в области очень малых q с частотой ω_{pl} зависящей только от диэлектрической постоянной барьерных

слоев СР. В случае умеренно малых q и все еще в рамках длинноволновой области, дисперсионная частота, будучи строго зависящая от толщины КЯ, становится независящей как от планарного вектора q (как в случае $k_z = 0$), так и от "волнового числа" k_z и соответственно имеет вид

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2}{\varepsilon_w m_w^* d}},$$

который, как уже отмечалось, является ЗМ-подобный плазменной модой с эффективной ЗМ концентрацией $n_V = n_S / d$. Тем самым, здесь заново усиливается синфазность осцилляций в соседных слоях и восстанавливающая сила наверстает утраченное значение вплоть до собственной ЗМ величины. Полученная формула, как отмечено в работе [36], для энергии плазмона в случае электронной структуры многослойного соединения Bi₂CuO₄ приводит к результату ~ 18.2 эВ. Последний хорошо согласуется с опытными данными по измерениям функции характеристических энергетических потерь быстрых электронов при прохождении через указанную структуру.

В § 2.3.4 рассмотрено связывание незапаздывающих коллективных диэлектрически



Рис. 12. К2М плазмон-фононные частоты как функции от 2М волнового вектора в случае ДКС EuS/PbS/EuS. Частоты и волновые векторы выбраны соответственно в единицах ω_r =3.2.10¹³ Гц и k_F =1.5.10⁶ см⁻¹, d=10 нм, n_S=3.5.10¹¹ см⁻².

усиленных возбуждений К2М 3M зарядовой плотности с оптическими колебаниями решетки в полупроводниковых КЯ на базе слабо полярного активного нанослоя. При этом, в рамках метода ПХФ получены дисперсионные соотношения К2М внутриподзонных плазмон–фононных колебаний с соответствующими аналитическими выражениями для дисперсионных частот *w*_{pl-ph}. Характерные корневые и линейные законы, свойственные 2М гибридным ветвям, аналитически получены лишь при предельно малых 2М векторах q как следствие учета

эффекта ДО. При этом, ω_{pl-ph} зависит только от диэлектрической постоянной окружающей среды. Вместе с тем, в случае умеренно малых 2М векторов ω_{pl-ph} становится независящим от q и, при этом, растет с уменьшением толщины КЯ d, как и в случае ω_{pl} . Проведен численный анализ коллективных свойств спектра К2М плазмонфононов на базе полупроводниковой реалистичной ДКС EuS/PbS/ EuS с учетом структурных особенностей 3М фононного спектра PbS (рис. 12). Как видно из графических кривых, под влиянием эффекта ДО уже при типичных умеренно низких 2М концентраций $n_S = 3.5.10^{11} cm^{-2}$, обе дисперсионные кривые $\omega_L(q)$ и $\omega_+(q)$ весьма быстро отдаляются соответственно от кривых ω_{e-h} и ω_LO уже при крайне малых значениях q в области длинных волн. Причем, как следствие материальной особенности

PbS, проявляемой в малости величины отношения 3М TO- и LO - фононных частот, а именно $\omega_{TO}/\omega_{LO} \sim 0.3$, плазмон-подобная мода $\omega_{.}(q)$ глубоко подавлена, что сопровождается перекачкой смешанно электромагнитно-механической энергии в фонон-подобную ветвь. Данная мода все еще в пределах области длинных волн быстро входит в континуум затухания плазменных мод. На рис. 13 представлены графические особенности функции характеристических энергетических потерь быстрых электронов при возможном прохождении через ДКС EuS/PbS/EuS. Показано, что в случае малых планарных волновых векторов, в частности при $q/k_F=0.2$, обе незатихающие плазмон-



Рис. 13. Зависимость функции характеристических потерь от плазмонфононной частоты при волновых векторах q=0.2 и q=1.1. Вертикальные стрелки обозначают коллективные моды.

фононные составляющие ω_(q) и ω₊(q) одновременно вносят вклад в дисперсионный спектр колебаний. Тогда соответствующая сила осциллятора колебаний (амплитуда спектров отражения) распределяется спектральных среди пиков (вертикальные тонкие стрелки) указанных колебаний, а также континуумом. В случае волновых векторов q/ k_F=1.1, сила осциллятора распределяется только между LOфонон-подобными пиками и континуумом (вертикальные жирные стрелки), так как соответствующий

вклад плазмон-подобной ветви полностью поглощен континуумом.

Вторая глава настоящей части посвящена теоретическому изучению взаимодействия света с К2М плазменными колебаниями полупроводниковых КЯ и акустическими колебаниями решетки полупроводниковых шарообразных КТ. B §§ 2.4.1-2.4.2 рассмотрено взаимодействие внешнего электромагнитного поля с коллективными возбуждениями зарядовой плотности К2М ЭГ в полупроводниковой КЯ, находящейся в диэлектрическом окружении. Рассматриваются запаздывающие коллективные моды - К2М плазмон-поляритоны, осциллирующие вместе с К2М электронами. При этом, развит формализм о двух независмых наборах эффективных граничных условий, относящиеся к TM(p) - и TE(s) - поляризованным электромагнитным волнам в макроскопическом переходном слое с диэлектрическим окружением. Получено соответствующее дисперсионное соотношение для внутриподзонных плазмонполяритонных мод. Изучены аналитические особенности дисперсионного уравнения как в незапаздывающем пределе (с $\rightarrow \infty$), так и в случае заряженной плоскости (d \rightarrow 0). Показано, что дисперсионное соотношение плазмон-поляритонов в незапаздывающем пределе легко переходит в формулу для К2М внитриподзонных плазменных мод в КЯ с учетом эффекта ДО, рассмотренные в § 2.3.1. Получено также, что, в отличие от чисто 2М случая, разрешенная область запаздывающих коллективных колебаний для ТМ-волн

является ограниченной сверху, что исключительно является следствием учета К2М характера рассматриваемой системы. При условии, когда активная наносреда в КЯ является слабо полярным полупроводником, имеет место гибридизация К2М плазмонполяритонов с 3М LO-фононами решетки КЯ. Расчеты свидетельствуют о наличии дисперсионной щели, отделяющей К2М внутриподзонные плазмон-подобные поляритонные моды от поверхностных фонон-подобных поляритонных мод,



поляритов в 21 с балля баля, u=15 лм $n_S=5.10^{11}$ см⁻². Здесь $y = \omega / \omega_{TO}$, $x = q / q_{TO}$. Частоты и волновые векторы выбраны в единицах $\omega_{TO}=5.2.10^{13}$ Гц и $q_{TO}=3.10^{3}$ см⁻¹. разрешенными интервалами которых соответственно являются частотные области $0 \leq \omega < \omega_1$ и $\omega_{TO} \leq \omega < \omega_2$. Здесь ω_1 и ω_2 граничные частоты разрешенной области для ТМ волн, строго зависящие от материальных и структурных параметров ДГС, аналитические выражения которых дисперсионного установлены ИЗ уравнения. Отмеченные спектральные особенности выявлены на примере ДГС GaAs/AlGaAs/GaAs, представленные на рис.14 в виде плазмон-подобных и фонон-подобных поляритонных графических кривых. Видно, что в строго длинноволновой области обе

ветви берут начало со световой линии, ограничивающей область затухания колебаний. Последняя расположена левее от данной спектральной кривой, которая, в свою очередь характеризуется дилектрической постоянной барьерной среды. По мере увеличения



Рис. 15. Низкочастотная дисперсионная кривая незатухащих ТМ плазмонполяритонов в ДГС GaAlAs/GaAs.

частоты колебаний, низкочастотная плазмон-подобная ветвь быстро удаляется от световой линии. Причем, для конечных 2М волновых векторов характеризуется ланная ветвь спектральной зависимостью больше 2M плазменным характерной к возбуждениям, о чем более детально свидетельствует графическая кривая на рис.15. В свою очередь, фонон-подобная поляритонная кривая прилегающая к частотному промежутку $\omega_{TO} \leq \omega <$ ω_{LO} (на рис. 14 обозначенная как $1 \le y \le$

 y_{LT} , где $y = \omega / \omega_{TO}, y_{LT} = \omega_{LO} / \omega_{TO}$) вполне быстро размежевается от световой линии и стремится к верхнему частотному пределу ω_2 . Следует отметить, что частотный интервал $\omega_{TO} \le \omega < \omega_{LO}$ является как областью прозрачности объемных поляритонов, так и

одновременно областью распространения поверхностных фонон-поляритонов. Согласно расчетам, так как $\omega_2 > \omega_{LO}$, то явление гибридизации колебаний приводит к расширению области исследуемых поверхностных фонон-поляритонных мод за пределами ω_{LO} и, вместе с тем, уменьшает область распространения объемных поляритонов в частотном интервале $\omega > \omega_{LO}$.

В §§ 2.4.3-2.4.4 в рамках метода длинных волн рассмотрен дисперсионный спектр акустических колебаний решетки полупроводниковой КТ находяшейся в диэлектрической матрице. Исследовано дисперсионное соотношение для радиальных колебаний в системе шарообразная КТ/матрица, когда влияние последней на спектр решеточных колебаний КТ принимается слабым. При этом, в качестве параметра разложения выбрано отношение плотностей материалов КТ и матрицы. Наличие матрицы приводит к сдвигу и уширению уровней квантованного во всех трех направлениях стационарного спектра акустических колебаний, который, в итоге, приобретает квазистационарный характер. Проведен детальный анализ квазистационарного спектра акустических радиальных колебаний на примере конкретных полупроводниковых материалов подходящих для рассматриваемой модели КТ/матрица. Отмечено, что благодаря квантованности акустического спектра ионной решетки КТ и, как следствие, наличия семейства акустических фононых мод с энергией и импульсом что и у фотонов, здесь появляется уникальная возможность однофононного резонансного поглощения света в КТ – оптического эффекта запрещенного законами сохранения в объемной среде. При этом, в рамках борновской теории длинных волн рассмотрены условия возникновения индуцированной поляризации при акустических колебаниях ионной решетки КТ. Исходя из условия отсутствия внутренних деформаций в матрице, показано, что индуцированный дипольный момент полностью связан с наличием внутренних деформаций ионной решетки КТ. В рамках классического подхода вычислен усредненный коэффициент однофононного поглощения света Κ(ω) рассматриваемой структурой. При этом, в расчетах К(ω) вместе с лоренцевским однородным уширением линий, наблюдающееся у отдельно взятой КТ, учтено также неоднородное уширение линий связанное с наличием геометрической дисперсии по радиусам КТ. Последняя в данном случае характеризуется функцией распределения Лифшица-Слезова. Для численных оценок здесь выбрана структурная модель КТ/матрица в виде полупроводниковых КТ на базе HgTe, вкрапленные в диэлектрическую матрицу на базе материала из KICl. В итоге для коэффициента поглощения получена количественная оценка K(ω) ~ 10 ÷ 20 см⁻¹, которая вполне реальна для обнаружения рассматриваемого оптического эффекта.

<u>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</u>

1. Исследуются экситонные свойства К2М полупроводниковых ДКС EuS/PbS/EuS с конечным ограничивающим потенциалом. Рассчитаны параметры одночастичных РК состояний в рамках метода "приближения эффективной массы зависящей от энергии состояния". Найдены выражения для энергии связи экситона и радиуса основного состояния в случае К2М логарифмического потенциала. Проведен анализ вкладов в энергию связи обусловленных эффектами ДО, скачка величины эффективной массы H3 на гетерограницах, а также непараболичности энергетических зон. Выявлен строгий рост энергии связи экситона (~ 16 мэВ), указывающий на досягаемость величины экситонных энергий в область экспериментально-разрешимых измерений.

2. Проведен модельный анализ К2М форм-фактора F_{K2M}, отражающего меру расхождения примесного кулоновского потенциала от чисто 2М и 3М видов в случае конечного барьерного ограничения в КЯ. Представлены критерии применимости переходов соответственно к 2М и 3М предельным случаям и указаны аналитические переходные области для 2М волновых векторов q. На примере К2М полупроводниковых ДКС EuS/PbS/ EuS как аналитически, так и графически представлены зависимости F_{K2M} от q при разных значениях положения примеси.

3 Теоретически изучены примесые состояния в К2М полупроводниковых ДКС EuS/PbS/EuS с конечным ограничивающим потенциалом. Впервые получены аналитические выражения E_{b1} и для энергии связи примеси в случаях E_{b2} соответственно умеренно малых 2М расстояний в тонких КЯ (по отношению к 3М боровского радиуса а₀) и предельно малых 2М расстояний - в достаточно тонких и неглубоких КЯ. В обоих случаях энергия взаимодействия отличается от чисто 2М и 3М видов и функционально расходятся логарифмически. В первом случае энергия связи E_{b1} строго зависит от толщины и диэлектрической постоянной КЯ. Между тем, Е_{b2} характеризуется длиной локализации связанного состояния и диэлектрической постоянной барьерного материала. Представлены графические зависимости энергии связи для доноров и акцепторов. В обеих случаях графические кривые указывают на отсутстви характерного пика энергии связи кулоновского состояния и появление монотонной зависимости от толщины КЯ, при учете эффекта ДО в рассматриваемой квантовой структуре.

4. Установлено, что в полупроводниковых КЯ с "односторонним" строгим диэлектрическим контрастом на гетерогранице, К2М экранированый потенциал принимает 2М Дебай-Хюккельевский вид. Тем самым, в отличие от 2М экранированного потенциала с однородной поляризацией примыкающих сред, влияние "односторонней" неоднородной поляризации приводит к восстановлению радиуса экранирования как такового.

5. Рассчитаны основные характеристики экранированного кулоновского связанного состояния в полупроводниковых ДКС EuS/PbS/EuS, а именно: радиус экранирования, пространственная мера изменения ВФ связанного состояния, а также

энергия связи. Представлены графические зависимости указанных параметров от толщины КЯ при фиксированных значениях параметра n_s/T и наобарот. Установлен монотонный рост энергии связи экранированных связанных состояний с уменьшением толщины КЯ d.

6. Рассмотрены примесные свойства полупроводниковых КН при наличии эффекта ДО. В рамках стационарной теории возмущений найден энергетический спектр диэлектрически усиленных четных и нечетных связанных состояний. Вычислены сдвиги линий соответствующих локализованных уровней. В рассматриваемом приближении получено снятие "случайного" двухкратного вырождения, характерное одномерной кулоноской задаче. Показано, что начиная с определенного уровня, линии энергетического спектра в КН обладают конечной шириной, обусловленной наличием непрерывного фона нижестоящих энергетических подзон.

7. Теоретически исследовано влияние эффекта экранирования на экситонное поглощение в полупроводниковых КЯ с "односторонним" строгим диэлектрическим контрастом в структуре, при котором реализуется 2М кулоновский потенциал Дебая-Хюккеля. Найдено аналитическое выражение для экситонного множителя в коэффициенте оптического поглощения и анализированы соответствующие предельные случаи. Графически показано, что имеют место осцилляции коэффициента экситонного поглощения в зависимости от 2М радиуса экранирования в пределах одной РК подзоны при фиксированных значениях энергии экситонной пары.

8. Аналитически исследован экситонный механизм двухфотонного поглощения света в полупроводниковых КЯ. Показано, что экситонные эффекты качественно влияют на ход спектральной кривой поглощения, приводя к качественно разным результатам при соизмеримых и сильно различающихся частотах падающих излучений ω_a и ω_b . Вблизи порога поглощения коэффициент поглощения $K(\omega_a)$ в случае $\omega_a \sim \omega_b$ стремится к конечной величине, тогда как вдали от порога поглощения экситонные эффекты становятся несущественными. При $\omega_a \gg \omega_b$ вблизи края поглощения $K(\omega_a)$ больше не стремится к постоянной и при "разрешенно-разрешенных" ("разрешенно-запрещенных") переходах принимает вид $K(\omega_a) \sim (\omega_a - \omega_g - E_{n,n'} / \hbar^{-1})^{-1(-2)}$.

9. Рассчитан коэффициент экситонного поглощения света в полупроводниковых КН при наличии эффекта ДО. Получен резкий рост интенсивностей экситонных линий поглощения в зависимости от радиуса нити, а также более медленный спад по отношению к росту главного квантового числа по сравнению с аналогичным случаем в объемных средах.

10. Вычислен коэффициент оптического поглощения света $K(\omega)$ в полупроводниковых КН содержащей примесные центры. Получено, что при оптических переходах связанных с акцепторными уровнями $K(\omega)$ повторяет поведение приведенной плотности состояний в КН. В свою очередь, в случае донорных уровней, $K(\omega)$ с увеличением частоты света падает более медленно, чем в объемных образцах и в случае полупроводниковых КЯ.

11. В рамках метода "самосогласованного поля" вычислена диэлектрическая функция динамического экранирования К2М ЭГ в полупроводниковых КЯ с конечным потенциалом барьерного ограничения. Проведен модельный анализ кулоновского К2М форм-фактора F_{K2M} в К2М полупроводниковых ДКС EuS/PbS/EuS. Получены графические зависимости форм-фактора F_{K2M} от 2М волнового вектора q с характерной переходной областью между ЗМ и 2М состояниями. Показано, что данная область смещается в сторону длинных волн с учетом эффекта ДО.

Теоретически исследованы диэлектрически усиленные продольные плазменные 12. колебания К2М ЭГ в полупроводниковых КЯ. В области длинных волн получено аналитическое выражение для дисперсионных плазменных частот ω_{pl} и выявлен рост К2М плазменной частоты, обусловленный динамическим экранированием взаимодействия в барьерных средах с малой диэлектрической постоянной. Выявлены две длинноволновые области 2M волнового вектора q, при которых спектральная картина для внутриподзонной ветви меняется качественно по сравнению со случаем отсутствия эффекта ДО. В первом случае она повторяет специфическую для 2М случая корневую дисперсионную зависимость, но только при довольно малых q и, вместе с тем, зависит только от диэлектрических постоянных барьерных сред. Во втором случае, как и при K2M межподзонных и 3M плазменных колебаний, ω_{nl} не зависит от волнового вектора q. При этом, будучи строго зависящая от толщины КЯ, $\omega_{\rm pl}$ увеличивается с ее уменьшением. Проведены аналитические и численные вычисления коллективного спектра К2М плазмонов в полупроводниковых ДКС EuS/PbS/EuS. Найдено, что учет эффекта ДО строго увеличивает эффективность внутриподзонной плазменной моды. В частности, имеет место расширение разрешенной области К2М плазменных частот и сильное размежевание плазменной ветви от границы области одночастичних e-h возбуждений.

13. В рамках метода "самосогласованного поля" рассмотрены диэлектрически усиленные коллективные длинноволновые колебания К2М ЭГ в полупроводниковых СР. Получено аналитическое выражение для дисперсионных плазменных частот ω_{pl} (q, k_z) в зависимости от "волнового числа" kz и планарного волнового вектора q. При этом, когда осцилляции электронной плотности во всех слоях СР синфазны (k_z=0), ω_{nl} становится бездисперсионной, что характерно случаю 3M плазмы. В случае $k_z \neq 0$ в строго длинноволновом пределе выявлен рост ω_{nl} (q, k_z) обусловленный динамическим экранированием взаимодействия в барьерных слоях СР с малой диэлектрической постоянной. В случае умеренно длинных волн ω_{nl} (q, k_z), будучи строго зависящая от толщины КЯ, как и в случае $k_z = 0$, сново становится бездисперсионной, о чем свидетельствуют экспериментальные оценки. Вместе с тем, она остается и не зависящей от k₇, что указывает на усиление корреляций плазменных осцилляций в соседных слоях. 14. Рассмотрен эффект связывания диэлектрически усиленных К2М плазмонов с бездисперсионными 3M-LO-фононами в полупроводниковых КЯ. Получены аналитические выражения для плазмон-подобных ($\omega_{+}(q)$) и фонон-подобных ($\omega_{+}(q)$) коллективных мод. Выявлен рост К2М плазмон-фононных ветвей в области длинных

волн уже при типичных умеренно низких 2М концентраций $n_S = 3.5.10^{11} cm^{-2}$ обусловленный эффектом ДО. Проведен численный анализ спектра К2М плазмонфононов в К2М полупроводниковых ДКС EuS/PbS/EuS с учетом структурных особенностей 3М фононного спектра в PbS. Показано, что имеет место эффект подавления плазмон – подобной ветви, сопровождаемый перекачкой смешанно электромагнитно-механической энергии в фонон-подобную ветвь. Графически представлена функция характеристических потерь энергии электронов при прохождении через рассматриваемую ДКС. Получено, что при малых q соответствующая сила осциллятора распределяется между дисперсионными пиками $\omega_{c}(q)$ и $\omega_{+}(q)$, а также континуумом, тогда как при конечных q вклад $\omega_{c}(q)$ полностью переходит к континууму.

15. Теоретически исследован вопрос взаимодействия света с коллективными плазменными колебаниями К2М ЭГ в полупроводниковых КЯ с диэлектрическим окружением. В случае, когда активная среда в КЯ является слабо полярным полупроводником, показано, что имеет место гибридизация К2М плазмон-поляритонов с ЗМ оптическими фононами. Получено, что для ТМ-волн разрешенная область частот является конечной. При этом, внутри данной области появляется спектральная щель, разделяющая К2М внутриподзонные плазмон-подобные моды от поверхностных фонон-подобных мод. Показано, что наличие щели исключительно является следствием учета квазидвумерности системы. Представлен графический анализ спектральных кривых для незатухающих ТМ плазмон-фонон-поляритонов в КЯ на базе GaAs/AlGaAs.

16. Теоретически рассмотрен вопрос акустических колебаний решетки полупроводниковой КТ вкрапленной в диэлектрическую матрицу, влияние которой принимается слабым. Проведен анализ квазистационарного спектра радиальных колебаний. Исследована возможность резонансного однофононного поглощения внешней электромагнитной волны в КТ, запрещенная законами сохранения в объемной среде. С учетом лоренцевского однородного уширения линий, наблюдающиеся у отдельно взятой КТ, а также неоднородного уширения связанное с наличием геометрической дисперсии по радиусам КТ, вычислен усредненный коэффициент однофононного поглощения света К(ω) рассматриваемой структурой. Показано, что неоднородное уширение доминирует над однородным и по отношению к характерной функции распределения, лоренцевская форма линий ведет себя как очень узкий пик. Получена численная оценка для К(ω) ~ 10 ÷ 20 см⁻¹, которая достаточно реалистична для обнаружения исследуемого оптического эффекта.

Цитированная литература

- 1. Алферов Ж.И., УФН 172 1068 (2002).
- 2. Шик А.Я., Бакулева Л. Г., Мусихин С. Ф., Рыков С., Физика низкоразмерных систем. Под ред. А. Я. Шика. СПб: Наука, 2001.
- 3. Ղազարյան Է. Մ., Պետրոսյան Ս. Գ., ։ Կիսահաղորդչային նանոէլեկտրոնիկայի

ֆիզիկական հիմունքները, Երևան։ ՌՀՀ հրատակակչություն, 2005.

- Davies J. H., The Physics of Low- Dimensional Semiconductors: An introduction. Cambridge University Press, 2006.
- Kazaryan E.M., Sarkisyan H. A., Layered nanostructures. Encyclopedia UNESCO Nanoscience and Nanotechnology, 120, 2011;
- 6. Рытова Н.С., ДАН СССР 163 1118 (1965). Вестник МГУ, Физика 3 30 (1967).
- 7. Чаплик А.В., Энтин М.В., ЖЭТФ 61 2469 (1971).
- 8. Келдыш Л.В., Письма ЖЭТФ, 29 716 (1979).
- 9. Kumagai M., Takagahara T., Phys. Rev. B 40 12359 (1989).
- 10. Keldysh L.V., Phys. Stat. Sol. (a) 164 3 (1997).
- 11. Pereira T. A. S., et al., J. of Appl. Phys. **108** 054311-1 (2010).
- 12. Колесников И. В., et al., ЖЭТФ 94 239 (1988).
- 13. Guha S., Leppert V. J., Risbud S. H., Kang I., Solid State Commun. 105 695 (1998).
- 14. Muljarov E. A., et al., Phys. Rev. B 62 7420 (2000).
- 15. Wu H.Z., Dai N., Johnson M.B., McCann P. J., Shi Z S., Appl. Phys. Lett. 78 2199 (2001).
- 16.Бабаев Н. А., et al., Письма в ЖЭТФ 40 190 (1984).
- 17. Келдыш Л.В., Письма в ЖЭТФ 30 244 (1979).
- 18. Cho E.-Ch., et al, Appl. Phys. Lett. 84 2286 (2004).
- 19. Kigel A., et al, Superlattices and Microstructures 46 272 (2009).
- 20. Chang K., Peeters F.M., J. of Appl. Phys. 88 5246 (2000).
- 21. Keldysh L.V., Superlatt. and Microstruct. 4 637 (1988).
- 22. de Andrada e Silva E.A., Phys. Rev. B 60 8859 (1999).
- 23. Ye Channg-Hui, et al, Chin. Phys. Lett. 17 755 (2000).
- 24. Kowalczyk L., Chernyshova M., Story T., Sipatov A.Yu., Material Sci.- Pol. 24 809 (2006).
- 25. Koh W.-k., Bartnik A.C., Wise F.W., Murray C.B., J. Am. Chem. Soc., 132 3909 (2010).
- 26. Nakashima T., Nakao H., Tanaka A., Hasegaa Y., Kawai T., Chem.Lett. 41 421 (2012).
- 27. Бабиченко В.С., Келдыш Л.В., Силин А.П., ФТТ 22 1238 (1980).
- 28. Shik A.. Ya, Phys. Stat. Sol. (b) 34 661 (1969).
- 29. Guseinov R.R., Phys. Stat. Sol. (b) 125 237 (1984).
- 30. Diarra M., M. Niquet Y.-M., Delerue C., Allan G., Phys. Rev. B 75 045301 1 (2007).
- 31. Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., Physica E 44 1924 (2012).
- 32. Shen W. Z., Appl. Phys. A, Material Science and Processing 80 389 (2005).
- 33. Royo M., et al., arXiv: 1011.6177 1 [cond-mat.mes-hall] 1 (2010).
- 34. Aharonyan K.H., Physica E 43 1618 (2011).
- 35. Pinto F., J. of Appl. Phys. 114 024310-1 (2013).
- 36. Goldoni A., et al., Solid State Commun. 90 161 (1994).

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах

1. Казарян А.М., Агаронян К.Г., Поглощение света тонкой квантованной полупроводниковой проволокой содержащей примесные центры. Известия НАН

Армении, Физика, т.13, сс. 274-277, 1978.

- Казарян А.М., Агаронян К.Г., К теории двухфотонного поглощения в пространственно-ограниченных полупроводниковых средах –пленках, Известия НАН Армении, Физика, т.14, сс. 100-106, 1979.
- Агаронян К.Г., Теория заряженных примесных состояний в тонких квантующих нитях. Известия НАН Армении, Физика, т.16, сс. 262-267, 1981.
- Агаронян К.Г., Казарян Э. М., К теории связанных состояний носителей заряда в тонких полупроводниковых квантующих нитях. Труды ХУ Всесоюзного семинара "Экситоны в кристаллах". Черновцы, 11-16 мая 1981. Киев; Черновцы, 1982. Ч. 1. Сс. 40-45. Деп. в ВИНИТИ 23.06.82, Nr 2540-82.
- 5. Агаронян К.Г., Казарян Э. М., Заряженные примеси в тонких квантующих нитях. ФТП, т. 16, сс.122-125, 1982.
- Агаронян К.Г., Казарян Э. М., Влияние экранированного кулоновского взаимодействия на поглощение света в тонких полупроводниковых пленках, Тез. докл. Международного совещания "Экситоны в полупроводниках-82", с.4, СПб, 1982.
- Агаронян К.Г., Казарян Э.М. Теория колебаний решетки полупроводниковых микрокристаллов. 11-е совещание по теории полупроводников. Тез. докл., с.4, Ужгород, 1983.
- Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., The Effect of Shielded Coulomb Interaction on Light Absorption in Thin Semiconductor Films. Thin Solid Films, v. 105, pp. 149-156, 1983.
- Агаронян К.Г., Казарян Э. М., Экситонные состояния в тонких полупроводниковых нитях и их влияние на коэффициент междузонного поглощения. ФТП, т. 17, сс.1140-1143, 1983.
- Агаронян К.Г., Казарян Э.М. Однофононное поглощение в полупроводниковых микрокристаллах. ФТП, т. 19, сс.1924-1143, 1985.
- Aharonyan K.H., Erknapetyan H.L., Tilley D.R., Collective Plasmon modes in thin semiconductor films including the effect of the image charges, Phys. Stat. Sol. (b), v. 150, pp.133-138, 1988.
- Aharonyan K.H., Tilley D.R., Propogating electromagnetic modes in thin semiconductor films. J. of Phys.: Condens. Matter, v. 1, pp.5391-5401, 1989.
- 13. Агаронян К. Г., Седракян Д. Г., Коллективные плазменные моды в сверхрешетке при наличии эффекта зарядового изображения. Четырнадцатое совещание (Пекаровское) по теории полупроводников. Тез.докл., с.127, Донецк, 1989.
- Aharonyan K.H., Sedrakyan D. G., Collective Plasmon modes in Semiconductor Superlattice structures in Presence of the Effect of Image Charges, Phys. Stat. Sol. (b), v. 164, pp. 127-132, 1991.
- 15. Агаронян К.Г., Хачатрян С. М., Плазмон-фононное связывание в квантовых пленках с учетом эффекта диэлектрического разрыва. Сборник научных и методических статей ГИУА, т. 2, сс. 728-731, 2008.
- 16. Aharonyan K.H., Dielectric and effective mass mismatch enhanced excitons in EuS/PbS/EuS quantum-well structures. Proceedings of the Seventh International Conference

"Semiconductor Micro- and Nanoelectronics", pp. 18-21, 2009.

- 17. Aharonyan K.H., Dielectric and Effective Mass Mismatch Enhanced Acceptors in EuS/PbS/EuS Quantum-Well Structures. Modern Problems in Optics and Photonics (Atoms and Structired Media), International Advanced Research Workshop, Book of Abstracts, pp. 28-29, 2010.
- Aharonyan K.H., Exciton properties of EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well. Physica E, v. 43, pp. 111-116, 2010.
- Aharonyan K.H., Dielectric response function of a quasi-two-dimensional electron gas in a finite confining potential semiconductor quantum well. Proc. of SPIE 7998, pp. 79981D -1 -9, 2011.
- Aharonyan K.H., Dielectric function and collective plasmon modes of a quasi-twodimensional finite confining potential semiconductor quantum well, Physica E 43 (9), 1618-1624 (2011).
- Aharonyan K.H., Collective plasmon-phonon modes in realistic EuS/PbS/EuS semiconductor quantum well. Proc. of SPIE 8414, pp. 841401 - 841409, 2011.
- Aharonyan K.H., Binding energies of impurity states in EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well. Proceedings of the Eights International Conference "Semiconductor Micro- and Nanoelectronics", pp.192-196, 2011.
- Aharonyan K.H., Shallow impurity properties of EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well. Physica E, v. 44, pp. 487-494, 2011.
- 24. Aharonyan K.H., Screened Coulomb bound states in a finite confining potential semiconductor quantum well. J. of Phys.: Conf. Series, v. 350, pp. 012015-1-8, 2012.
- 25. Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., The Effect of Screened Coulomb Interaction on the Optical Properties of EuS/PbS/EuS Finite Confining Quantum Well, International Conference on Laser Physics 2011, Book of Abstracts, p. 78, 2011. Int. J. of Modern Phys.: Conf. Series, v. 15, pp. 224 – 231, 2012.
- 26. Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., Screened exciton properties of narrow-gap lead salt finite confining potential semiconductor quantum well. Physica E, v.44, pp.1924-1930, 2012.
- 27. Aharonyan K. H., Kazaryan E. M., Screened Coulomb properties of narrow-gap lead salt finite confining potential semiconductor quantum well. Материалы конференции "Актуальные Вопросы Физики Низкоразмерных Систем" посвященной 70-летию академика НАН Армении Э. М. Казаряна, Отв. Ред. Г. А. Саркисян, Ереван: Эдит Принт, сс. 171-185, 2012.
- 28. Aharonyan K.H., Margaryan N. B., Plasmon-phonon properties of narrow-gap realistic lead salt semiconductor quantum well. Proceedings of the Ninth International Conference "Semiconductor Micro- and Nanoelectronics", pp. 147-150, 2013.

ԿՈՒԼՈՆՅԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԵՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՄԲ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

<u>ԱՄՓՈՓԱԳԻՐ</u>

Ատենախոսությունը նվիրված է դիէլեկտրական սահմանափակմամբ կիսահաղորդչային նանոկառուցվածքներում էքսիտոնային և ծանծաղ խառնուկային վիձակների, լույսի օպտիկական կլանման, ինչպես նաև` կոլեկտիվ երևույթների տեսական ուսումնասիրությանը։ Ստացվել են հետևյալ հիմնական արդյունքները`

Ցույց է տրված, որ արգելքային վերջավոր պոտենցիալով EuS/PbS/EuS քվանտային փոսերում դիէլեկտրական սահմանափակման երևույթը բերում է կուլոնյան վիճակի կապի էներգիային բնորոշ մաքսիմումի բացակայությանը և կախված փոսի հաստությունից` կապի էներգիայի մոնոտոն վարքի հաստատմանը։

Որոշված են արգելքային վերջավոր պոտենցիալով EuS/PbS/EuS քվանտային փոսերում կուլոնյան վիձակի կապի էներգիայում ադիտիվ ներդրումները՝ պայմանավորված դիէլեկտրական սահմանափակմամբ, էներգիական գոտիների ոչ պարաբոլայնությամբ, ինչպես նաև հետերոսահմանում լիցքակիրների արդյունարար զանգվածի մեծության թռիչքով։

Տույց է տրված, որ կիսահաղորդչային քվանտային լարերում ծանծաղ խառնուկային կապված վիձակների էներգիական մակարդակների քվազիստացիոնար բնույթը պայմանավորված է ստորադիր չափային-քվանտային ենթագոտիների անընդհատ սպեկտրալ ֆոնով, ընդ որում՝ դիէլեկտրական սահմանափակման երևույթի հաշվառումը բերում է քվազիստացիոնար մակարդակների ինչպես լայնության մեծացմանը, այնպես էլ տեղաշարժի աձին։

Դիէլեկտրական սահմանափակմամբ արգելքային վերջավոր պոտենցիալով կիսահաղորդչային քվանտային փոսում դիէլեկտրական ֆորմալիզմի մեթոդի կիրառմամբ ստացված է անալիտիկ արտահայտություն քվազիերկչափ կուլոնյան գործոնի համար։ Մեջբերված են դեպի երկչափ և եռաչափ դեպքեր սահմանային անցումների չափորոշիչները՝ կախված չափային-քվանտային և նյութական պարամետրերից։

Ցույց է տրված, որ միակողմանի ուժեղ դիէլեկտրական թռիչքով կիսահաղորդչային քվանտային փոսերում (դիէլեկտրական սահմանափակմամբ ինվերսիոն շերտ) էքսիտոնային կլանման գործակիցը, կախված քվազիերկչափ էկրանավորման շառավղի չափից, չափային-քվանտային էներգիական ենթագոտու սահմաններում դրսևորում է օսցիլացիոն վարք։

Գտնված է, որ կիսահաղորդչային քվանտային լարերում դիէլեկտրական սահմանափակման երևույթը բերում է էքսիտոնային կլանման գծերի ինտենսիվության կտրուկ աՃի` կախված լարի հաստությունից, ինչպես նան ծավալային նմուշների համեմատ ինտենսիվության դանդաղ նվազման` գլխավոր քվանտային թվի մեծացմանը զուգընթաց։

Տույց է տրված, որ կիսահաղորդչային քվանտային փոսերում և գերցանցերում քվազիերկչափ պլազմոնային ներենթագոտիական հաձախությունը, պայմանավորված փոքր դիէլեկտրական հաստատունով արգելքային միջավայրերում դինամիկական էկրանավորմամբ, երկարալիքային սահմանում կտրուկ մեծանում է։ Ստացված է EuS/PbS/EuS քվանտային փոսերում պլազմոնային թույլատրելի սպեկտրալ տիրույթի ընդլայնում ազատ էլեկտրոնների երկչափ կոնցենտրացիայի արդեն իսկ չափավոր ցածր արժեքների դեպքում (3.5.10¹¹ սմ⁻²)։

Մտացված է, որ կիսահաղորդչային քվանտային փոսերում դիէլեկտրական սահմանափակման երևույթը երկարալիքային տիրույթում պայմանավորում է պլազմոն-ֆոնոնային Ճյուղերի կտրուկ աՃ։ Բացահայտված է EuS/PbS/EuS-ի քվանտային փոսերում ստորին պլազմոնանման հաՃախային Ճյուղի Ճնշում, որը ուղեկցվում է էլեկտրամագնիսական-մեխանիկական էներգիայի փոխանցմամբ դեպի բարձրադիր ֆոնոնանման հաՃախային Ճյուղ։

Գտնված է, որ թույլ բևեռային կիսահաղորդչային հենքով քվանտային փոսերում լայնական–մագնիսական (p-բևեռացում) տիպի պլազմոն-պոլյարիտոնային տատանումների հաձախությունների թույլատրելի միջակայքը վերջավոր է։ Ընդ որում ներենթագոտիական պլազմոնանման և մակերևույթային պոլյարիտոնանման հաձախային ձյուղերի միջև առկա է սպեկտրալ ձեղք, որի գոյությունը պայմանավորված է համակարգի քվազիերկչափ բնույթով, իսկ չափերը կախված են չափային-քվանտային և նյութական պարամետրերից։

Մտացված է, որ դիէլեկտրական միջավայր ներառնված կիսահաղորդչային քվանտային կետի տարածական բյուրեղային ցանցի քվանտացված ակուստիկական տատանումների սպեկտրը օժտված է քվազիստացիոնար բնույթով։Առաջարկված է լույսի ռեզոնանսային մեկֆոնոնային կլանման մեխանիզմ դիէլեկտրական մատրիցում ներառնված կիսահաղորդչային քվանտային կետերի համակարգում։

Առանցքային բառեր. դիէլեկտրական սահմանափակում, քվանտային փոս, քվանտային լար, քվանտային կետ, էքսիտոն, ծանծաղ խառնուկ, կապի էներգիա, կուլոնյան գործոն, էկրանավորման պոտենցիալ, պլազմոն, ֆոնոն, պլազմոն-ֆոնոն, երկարալիքային սահման, պլազմոն-պոլյարիտոն, էքսիտոնային կլանման գործակից, մեկֆոնոնային կլանման գործակից։

AHARONYAN KAMO HAMLET

THE COULOMB STATES AND OPTICAL ABSOTPTION IN SEMICONDUCTOR NANOSTRUCTURES WITH DIELECTRIC CONFINEMENT

SUMMARY

The present dissertation is devoted to the theoretical investigation of coulomb states and optical absorption in the nanosystems with the dielectric confinement effect.

It is revealed that the dielectric confinement effect in the realistic EuS/PbS/EuS finite confining quantum well system leads to the disappearance of the characteristic maximum of the coulomb state binding energy and establishes the binding energy monotonic behavior depending on the quantum well thicknesses.

The additiv contributions in the coulomb localized state binding energy due to the dielectric confinement effect, energy band nonparabolicity and charge carriers effective mass value contrasts on the heteroboundary are determined in the realistic EuS/PbS/EuS finite confining quantum well system.

It is shown that the charged shallow impurities in semiconductor quantum wires possess quasistationary localized state energy levels due to the existence of the continous spectral background, associated with the lowstanding size-quantized energy subbands. At the same time, the dielectric confinement effect taking into account in quantum wire leads to the enhancement of the quasistationary bound energy levels shift and broadening.

Within the framework of the dielectric response theory, the analitycal expression of the quasi-two-dimensional Coulomb formfactor in the semiconductor quantum well with the finite confining potential is established in presence of the dielectric confinement effect. Corresponding size-quantized and material parameter dependent validity criteria of strictly two-dimensional and three-dimensional cases have been given.

It is shown that in the semiconductor quantum well with the strong unilateral dielectric mismatch (in the framework of model inversion layer affected by the dielectric confinement effect), an excitonic absorption coefficient oscilltes depending on the quasi-two-dimensional screening radius within the separate size-quantized energy subband.

It is obtained that in semiconductor quantum wires the dielectric confinement effect leads

to the strong enhancement of the excitonic absorption lines intensity depending on the thickness of the wire and, at the same time, with increasing of the main quantum number leads to the slow intensity decreasing in compare with the bulk samples.

A strong enhancement of the unretarded quasi-two-dimensional intrasubband plasmon branch in the long wave region is received for the first time in semiconductor quantum wells and superlattices, influenced by dynamical screening in the barrier media with the low dielectric constant. In the realistic EuS/PbS/EuS quantum well system the intrasubband plasmon region strong extension is established already for the typical moderate low free carrier planar densities (\sim 3.5.10¹¹ cm⁻²).

A distinguish enhancement of the unretarded quasi-two-dimensional plasmon- phonon branches in the long wave region is obtained for the first time in semiconductor quantum wells due to the dielectric confinement effect. As shown, in the realistic EuS/PbS/EuS quantum well system a suppression of the lower plasmonlike spectral branch takes place, accompanied by the transfer of mixed electromagnetic-mechanical energy to the higher phononlike spectral branch.

It is found that in the quantum wells based on the weakly polar semiconductor active medium, an allowed frequency region of the tranverse-magnetic (p-polarization) plasmonpolariton modes is a finit. At the same time, between allowed intrasubband plasmonlike and surface phononlike spectral branches, as a result of the quasi-two-dimensionality of the electronic system, in this region exists a spectral gap, whose dimensions depends on the sizequantized and material parameters.

It is revealed that crystal lattice acoustic mode quantized spectrum of the semiconductor quantum dot embedded in dielectric matrix possess a quasistationary nature. A mechanism of the one-phonon resonant absorption is proposed for the first time in semiconductor quantum dot system dispersed in the dielectric matrix.

Key words: dielectric confinement effect, quantum well, quantum wire, quantum dot, exciton, shallow impurity, binding energy, coulomb formfactor, screening potential, longwave limit, plasmon, phonon, plasmon- phonon, plasmon- polariton, excitonic absorption coefficient, one phonon absorption coefficient.