

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ С.В.СТАРОДУБЦЕВА
НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
"ФИЗИКА-СОЛНЦЕ" ИМЕНИ С.А.АЗИМОВА**

На правах рукописи
УДК 621.315.592

АЮХАНОВ РАШИД АХМЕТОВИЧ

**ОПТИКО-ДЕФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ И
НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР В ОБЛАСТИ ЭКСИТОННЫХ И МЕЖЗОННЫХ
РЕЗОНАНСОВ**

Специальность 01.04.10 – Физика полупроводников

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Ташкент - 2010

Работа выполнена в Физико-техническом институте НПО “Физика-Солнце” АН РУз

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор
Лейдерман Ада Юльевна

Официальные оппоненты: академик Российской Академии Наук, доктор физико-математических наук, профессор **Бугаев Александр Степанович**

доктор физико-математических наук, профессор
Шамирзаев Сезгир Хабибуллаевич

доктор физико-математических наук, профессор
Гулямов Гафур

Ведущая организация: Ташкентский государственный технический университет.

Защита состоится “____” _____ 2010 года в ____ часов на заседании Специализированного совета Д.015.08.01 при Физико-техническом институте НПО “Физика-Солнце” АН РУз по адресу: 100084, Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2б.
Тел.: (8-10-99-871) – 233-12-71
Факс: (8-10-99-871) – 235-42-91
E:mail: karimov@uzsci.net

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института НПО “Физика-Солнце” АН РУз.

Автореферат разослан “____” _____ 2010 г.

Отзывы на автореферат, заверенные печатью, в двух экземплярах просим отправить по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря Специализированного совета.

Ученый секретарь
Специализированного совета,
д.ф.-м.н., профессор

Каримов А.В.

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИССЕРТАЦИИ

Актуальность работы. Оптико-деформационные процессы, то есть явления, возникающие при взаимодействии света (в оптическом диапазоне) со статической или динамической деформацией (звуковая волна – 1-100 ГГц), определяются, главным образом величиной и физическими свойствами коэффициента фотоупругости твердого тела, количественно описывающего связь между диэлектрической проницаемостью и величиной деформации.

В последние десятилетия, в русле общего интереса к нелинейным явлениям, проводились исследования свойств фотоупругости вблизи каких-либо резонансов в твердом теле (зона-зона, примесные резонансы, плазменные и т.д.). При этом оказалось, что в этой частотной области фотоупругость не только значительно усиливается, но и возникают новые, специфические для резонансных областей явления, такие как эффект нелинейной фотоупругости, акустодиэлектрический эффект, возникновение акустической распределенной обратной связи в лазерных кристаллах, появление гигантских осцилляций фотоупругости во внешних квантовых магнитных полях и т.д.

В основе резонансных оптико-деформационных явлений лежит то, что диэлектрическая проницаемость при приближении к резонансу испытывает резкие изменения, и поэтому, если звуковая волна может модулировать энергию резонансных уровней, то модулируется и диэлектрическая проницаемость. Как показывают исследования, весьма слабая звуковая волна способна привести к разнообразным как линейным по амплитуде деформации, так и нелинейным оптико-деформационным явлениям.

В этом свете большой интерес представляют исследования оптико-деформационных явлений в частотной области экситонов Ванье-Мотта. Здесь диэлектрическая проницаемость резко меняется по частоте выше и ниже резонанса, что может привести к существенной модуляции диэлектрической проницаемости звуковой волной небольшой интенсивности. Это в свою очередь, может привести к практическому использованию экситонных резонансов, в частности, в акустооптике.

Технологическая возможность создания структур с пониженной размерностью (то есть наноструктур: сверхрешеток, структур с квантовыми нитями, нульмерных структур) сделала актуальным исследование их деформационно-оптических свойств, тем более, что здесь экситонные резонансы проявляются более ярко и для некоторых материалов могут существовать и при комнатных температурах, а резонансы зона-зона, как по свойствам, так и по величине становятся сравнимы с экситонными.

Возможности криогенной техники, позволяющей опускаться до температур $< 1^\circ \text{K}$, создание источников монохроматического света и звука, высокая частотная разрешимость позволяют учесть воздействие на оптико-деформационные явления экситонных поляритонов, а также влияние образования экситонных комплексов.

Подобное рассмотрение насколько известно не проводилось, как из-за повышенных требований к точности эксперимента, так и первоначального стремления рассматривать чисто фундаментальные свойства экситонных

поляритонов и экситонных комплексов. Такое рассмотрение важно для понимания процессов взаимодействия экситонных поляритонов со звуковой волной, создания на основе нанотехнологий новых приборов для управления оптическим излучением, устройств систем обработки информации, представленных в виде акустических сигналов, оптическими методами.

Исходя из вышеизложенного, можно сказать, что исследование деформационно-оптических взаимодействий в экситонной области спектра, несмотря на затруднения, связанные с использованием предельно низких температур и высокого частотного разрешения, тем не менее, обладают некоторыми специфическими особенностями, **актуальными** не только с точки зрения научного исследования, но и практических применений.

Степень изученности проблемы. Знание оптико-деформационных свойств материала является необходимым для создания приборов, управляющих электромагнитным излучением. До настоящей работы были хорошо исследованы оптико-деформационные явления в области резонансов зона-зона, внутрипримесных резонансов, плазмонных резонансов и т.д.[1,2].

Подобные исследования для объемных кристаллов были проведены в рамках метода последовательных приближений для слабых деформационных возмущений. Между тем рассмотрение звука средней интенсивности и выше, по-видимому, более предпочтительно для усиления эффектов. Но для рассмотрения подобных процессов метод последовательных приближений неприменим, необходимо создание новой методики расчета.

Акустооптические процессы вблизи экситонных резонансов с учетом поляритонного эффекта ранее вообще не рассматривались. Однако такие исследования актуальны ввиду сильного изменения в этой частотной области оптических констант, в частности коэффициента отражения. Такие изменения коэффициентов отражения могут привести и к дифракционным явлениям, имеющим свою специфику для данной области спектра. Существенное влияние в этой частотной области может оказывать мощная электромагнитная накачка, смещающая уровни, резко меняющая оптические константы, и потому способная управлять оптическим излучением и акустооптическими явлениями.

В такой же, а возможно большей степени восприимчивы к модуляции звуком и мощным светом поверхностные экситонные поляритоны, дисперсионная кривая которых находится внутри поляритонной щели, где диэлектрическая проницаемость отрицательна. Звуковые и световые возмущения могут менять отрицательную диэлектрическую проницаемость очень сильно, что существенно как для управления поверхностными экситонными поляритонами, так и явлений дифракции поверхностных экситонных поляритонов на звуке. Это круг вопросов до начала настоящей работы также оставался совершенно неисследованным.

Открывшаяся в последние десятилетия технологическая возможность создания низкоразмерных структур, в частности сверхрешеток и других объектов нанотехнологий делает необходимым исследование их оптико-деформационных свойств вблизи экситонных резонансов, в том числе с учетом поляритонного эффекта в условиях мощного электромагнитного возмущения, что также ранее не было исследовано.

Связь диссертационной работы с тематическими планами НИР. Основные результаты диссертации выполнены в рамках Государственных грантов фундаментальных исследований Ф-2-1-47 “Исследование процессов самоорганизации, развивающихся в полупроводниках и полупроводниковых структурах в результате термо-, фото- и экситонно-стимулирования дефектообразования при высоких интенсивностях возбуждения” 2003-2007 гг., а также грантов Фонда поддержки фундаментальных исследований АН РУз 21-02 “Теоретические и экспериментальных исследования процессов самоорганизации в полупроводниках с экситонами, локализованными на глубоких примесных центрах” 2002-2003 гг. и 13-06 “Исследования экситонных механизмов возникновения деформационно-оптических свойств сверхрешеток и нульмерных структур” 2006-2007 гг., которого он являлся руководителем.

Цель исследований. Создание теории оптико-деформационного взаимодействия в объемных кристаллах и сверхрешетках с различными типами квантовых ям вблизи экситонных и межзонных резонансов.

Задачи исследования:

- разработка модифицированной теории матрицы плотности для многочастичной задачи с переменным числом квазичастиц;
- расчет коэффициентов фотоупругости для частотной области вблизи экситонных резонансов для квантовых сверхрешеток с прямоугольным и наклонным дном квантовой ямы, в том числе в структурах с пьезоэлектрическими свойствами;
- расчет коэффициентов фотоупругости вблизи резонансов зона-зона, модифицированных в сверхрешетке с наклонным дном квантовой ямы, в том числе и пьезоэлектрических структур;
- исследование воздействия деформации и мощного света на коэффициенты отражения в сверхрешетках при учете поляритонного эффекта;
- исследование дифракционных явлений в сверхрешетках и возможностей управления дифракционной решеткой, созданной звуком, в полупроводниках с помощью мощного света;
- исследование особенностей возбуждения поверхностных экситонных поляритонов на границе зон с различными отрицательными диэлектрическими проницаемостями, одна из которых возбуждается мощной световой накачкой в структурах с различной размерностью.

Объект и предмет исследования. Объектом исследования являются объемные и низкоразмерные структуры на основе полупроводниковых кристаллов типа CdS, GaAs, CuSe.

Предметом исследования, проведенного в настоящей диссертации, является всестороннее теоретическое изучение явлений, возникающих при взаимодействии электромагнитных волн на частотах экситонных и межзонных резонансов с динамической или постоянной деформацией в объемных и низкоразмерных структурах. Особое внимание было уделено построению общей теории расчета токов, возбуждаемых электромагнитной волной в среде вблизи экситонных резонансов для переменного числа квазичастиц, вычислениям диэлектрической проницаемости и коэффициента фотоупругости вблизи экситонных резонансов в объемных структурах и сверхрешетках, диэлектрической проницаемости и

коэффициента фотоупругости вблизи модифицированных в квантовой яме межзонных переходов, процессам сдвига экситонных уровней и поляритонного спектра звуком и мощным светом, исследованию различных механизмов дифракции объемных и поверхностных электромагнитных волн вблизи экситонных резонансов при учете поляритонного эффекта.

Методы исследования. В работе использованы методы последовательных приближений, теории возмущений, вариационные методы, методика, усовершенствованная Гуляевым и Шкердиным для расчетов дифракции света на звуковой волне, методика Воронко, разработанная для расчетов возбуждения, отражения и преломления поверхностных плазмонных поляритонов (ППП), а также стандартная методика матрицы плотности и впервые разработанная методика матрицы плотности для переменного числа квазичастиц.

Гипотеза исследования. Основана на том, что эффекты фотоупругости вблизи экситонных резонансов проявляются значительно сильнее, чем при других резонансах (межзонных, внутрипримесных и др.), при этом локализация экситонов в низкоразмерных структурах может существенно увеличить диэлектрическую проницаемость и коэффициенты фотоупругости.

Основные положения, выносимые на защиту:

- модифицированный вариант методики матрицы плотности для многочастичной задачи с переменным числом квазичастиц.
- методики расчета индуцированного тока, диэлектрической проницаемости и коэффициента фотоупругости для частот света вблизи экситонных резонансов в объемных кристаллах и сверхрешетках, а также в сверхрешетках вблизи модифицированного в квантовой яме перехода зона-зона.
- эффект существенно нелинейной модуляции диэлектрической проницаемости сверхрешетки звуковой волной относительно небольшой мощности в области экситонных резонансов.
- закономерности зависимости линейных и нелинейных вкладов в фотоупругость, а также резонансной диэлектрической проницаемости от плотности максимальной упаковки экситонов.
- зависимости диэлектрической проницаемости и коэффициента фотоупругости от локализации экситона в квантовой яме.
- зависимости локализации экситона в квантовой яме, а также резонансных диэлектрической проницаемости и коэффициента фотоупругости от наклона дна квантовой ямы в варизонных и электрических квантовых ямах.
- эффект возникновения линейной фотоупругости в сверхрешетках с наклонным дном в пьезоэлектрических сверхрешетках вблизи экситонных резонансов.
- эффект возникновения коэффициента фотоупругости и диэлектрической проницаемости, по величине сравнимых с экситонными для переходов зона-зона, модифицированных в квантовой яме.
- эффект возникновения линейной фотоупругости, по величине сравнимой с вкладом от механизма потенциала деформации в пьезоэлектрических сверхрешетках с наклонным дном вблизи переходов зона-зона, модифицированных в квантовой яме.
- эффект модуляции ветвей экситонных поляритонов низкоразмерных структур

звуковой волной, и электромагнитных волн достаточной мощности, а также использование этого эффекта для управления как объемными электромагнитными волнами, так и поверхностными экситонными поляритонами в сверхрешетках.

- эффект возникновения чрезвычайно контрастной дифракционной решетки в результате эффективной модуляции коэффициента отражения в области поляритонной щели.

Научная новизна:

- усовершенствован метод матрицы плотности для систем с переменным числом квазичастиц и разработана методика расчета индуцированного тока, диэлектрической проницаемости и коэффициента фотоупругости для частот света вблизи экситонных резонансов и модифицированных межзонных резонансов в объемных кристаллах и сверхрешетках.

- впервые показано, что звуковая волна относительно небольшой мощности в области экситонных резонансов может существенно нелинейно модулировать диэлектрическую проницаемость сверхрешетки, при этом величины нелинейных коэффициентов фотоупругости могут достигать больших значений, чем в объемных кристаллах.

- установлено, что величина линейных и нелинейных вкладов в фотоупругость и резонансная диэлектрическая проницаемость существенным образом зависят от плотности максимальной упаковки экситонов как в сверхрешетках, так и в объемных кристаллах.

- впервые показано, что локализация экситона в квантовой яме приводит к существенному увеличению диэлектрической проницаемости и коэффициента фотоупругости вблизи экситонных резонансов, при этом наклон дна квантовой ямы существенно влияет на плотность максимальной упаковки экситонов.

- предсказано новое явление возникновения линейной фотоупругости в пьезоэлектрических сверхрешетках с наклонным дном вблизи экситонных, межзонных резонансов, а также вблизи экситонных резонансов в объемном кристалле при воздействии электрического поля.

- предсказано новое явление модуляции ветвей экситонных поляритонов деформацией и электромагнитной волной достаточной мощности, которые может быть использовано для управления как пробным объемным электромагнитным лучом, так и поверхностными экситонными поляритонами в низкоразмерных структурах.

- предсказано новое явление - возникновение сильно контрастной дифракционной решетки, возникающей благодаря эффективной модуляции коэффициента отражения в области поляритонной щели.

- установлено новое свойство структур металл-сверхрешетка-металл, основанное на том, что пересечение дисперсионных ветвей поверхностных экситонных поляритонов в сверхрешетках и поверхностных плазмонных поляритонов в металле позволяет осуществлять дифракцию поверхностных экситонных поляритонов на звуковой волне, подобную дифракции объемного света.

Научная и практическая значимость результатов исследования. Научная значимость исследования заключается в построении общей теории оптико-деформационных свойств объемных и низкоразмерных структур для частотной области экситонных и межзонных резонансов и получении комплексной

информации о новых физических эффектах, возникающих в таких структурах, в том числе при учете поляритонного эффекта. Результаты исследования расширяют круг знаний о чувствительности оптических параметров полупроводниковых кристаллов к деформационному возмущению. На основе этих эффектов могут быть созданы новые типы акустооптических устройств, работающие в частотной области экситонных и межзонных резонансов и обладающие значительно меньшей управляющей мощностью и большей чувствительностью к внешнему звуковому сигналу, то есть более технологичные, чем ныне используемые.

Реализация результатов. Результаты диссертационной работы могут использоваться при разработке нового типа приборов для быстродействующего, немеханического и неконтактного управления оптическим излучением (дефлекторов, модуляторов, акустооптических фильтров и др.), а также при чтении спецкурсов на кафедрах нанотехнологий в ВУЗах.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались республиканских и международных конференциях: “Рост, свойства и применение кристаллов” (Ташкент - 2002); “Quantum complexities in condensed matter” (Bukhara - 2003); “Фотоэлектрические явления в полупроводниках” (Ташкент - 2004); “Фундаментальные и прикладные вопросы физики”; “Theoretical aspects of polymeric nanostructures formation” (Tashkent - 2004); “Фундаментальные и прикладные вопросы физики” (Ташкент - 2004); “Физика в Узбекистане” (Ташкент - 2005); “Рост, свойства и применение кристаллов” (Нукус - 2005); “Неравновесные процессы в полупроводниках и в полупроводниковых структурах” (Ташкент - 2007); The International Congress on Ultrasonic (Vienna - 2007); “Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах” (Томск - 2008); “Оптические методы в современной физике” (Ташкент - 2008); “Современные проблемы физики и физическое образование” (Самарканд - 2009), а также на Объединенном семинаре Спецсовета при ФТИ.

Опубликованность результатов. Основные результаты работы опубликованы в 18 научных статьях, в том числе 15 международных реферируемых журналах, 1 в труде Международной конференции, 2 в местной печати, а также в 19 тезисах докладов на международных и местных конференциях, список которых приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка цитированной литературы из 113 наименований и приложений. Она содержит 218 страниц текста, включая 15 рисунков и 5 приложений.

2. ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснованы актуальность темы, состояние изученности проблемы, формулируется цель диссертации и выбор объектов исследования, методы исследования, основные положения, выносимые на защиту, научная новизна результатов, научная и практическая значимость диссертации, связь диссертационной работы с тематическими планами НИР, апробация диссертации и опубликованность результатов диссертации.

В первой главе диссертации дается литературный обзор работ, посвященных исследованиям резонансных оптико-деформационных явлений, расчетам энергетических уровней экситонов и модифицированных электронных уровней в низкоразмерных структурах, процессам дифракции света на звуке вблизи каких-либо резонансов как для объемных, так и поверхностных электромагнитных волн (ЭМВ). Показано, резонансные явления достаточно широко изучались, в частности исследовались фотоупругие явления при резонансах зона-зона в диэлектриках, экситонные резонансы, плазменные резонансы в проводящих кристаллах, внутрипримесные резонансы, резонансы в квантующем магнитном поле, а также в вырожденном и невырожденном полупроводниках. Оказалось, что наиболее резко резонансные особенности проявляются вблизи экситонных резонансов. Тогда же для этой частотной области экспериментально были выявлены эффекты возникновения нелинейной фотоупругости при существенно небольших величинах деформации. Однако теоретические исследования этого эффекта при экситонных резонансах не проводились. Экспериментально и теоретически показано, что в отличие от объемных кристаллов, в сверхрешетках экситоны могут существовать и при комнатной температуре благодаря существенному увеличению экситонного ридберга в структурах с ограничением хотя бы по одной их координат. Поэтому как оптические, так и упругооптические свойства вблизи экситонных резонансов в сверхрешетках будут иметь существенные отличия по сравнению с объемным случаем [3]. Исследовались не только сверхрешетки, но и нульмерные структуры [4]. Показано, что эти процессы могут регулироваться как электрическим полем, так и изготовлением специальных сверхрешеток с наклонным дном квантовой ямы (QW). Оптические и упругооптические свойства материала при переходе к более низкой размерности будут меняться не только в области экситонных резонансов, но и при резонансе зона-зона, то есть при модифицированных в квантовой яме межзонных резонансах.

Все вышеперечисленные работы опирались на допущение, что в результате падения света соответствующей частоты на кристалл возникает элементарное возбуждение, называемое экситоном; однако из-за конечности скорости света дисперсионная кривая вблизи экситонного резонанса будет иметь принципиально отличный вид, описываемый дисперсионными ветвями экситонных поляритонов. Воздействие деформации на поляритонные ветви не изучалось.

Хотя были исследования, посвященные процессам отражения, преломления и возбуждения плазмонных поляритонов на границе сред с различными отрицательными диэлектрическими проницаемостями (ДП), оставались неисследованными такие же процессы для частот ЭМВ внутри экситон-поляритонной щели, а также дифракционные явления в этой частотной области как для объемных, так и поверхностных волн в сверхрешетках и нульмерных структурах.

Вторая глава диссертации посвящена построению методики матрицы плотности, модифицированной для случая переменного числа квазичастиц, описываемых многочастичными волновыми функциями нулевого приближения, используемой в последующих главах диссертации. Подробно изложена методика введения матрицы плотности для случая системы квазичастиц, а также методы

решения уравнения Лиувилля. Показан алгоритм нахождения плотности тока, индуцированного ЭМВ для обобщенного случая как объемного кристалла, так и структур с пониженной размерностью вблизи частот возбуждения обобщенной квазичастицы. Анализ показал, что если нулевое приближение волновой функции квазичастицы описывается многочастичными волновыми функциями, необходима диагонализация многочастичного гамильтониана H , описывающего энергию квазичастицы в нулевом приближении и если такая диагонализация может быть проведена (что возможно, в частности для экситонов большого радиуса), то методика матрицы плотности применима для таких систем.

Обычно методика матрицы плотности применяется для систем с постоянным числом частиц, в частности при примесных резонансах и резонансах зона-зона. При возбуждении же квазичастиц их число в системе переменное и возникает вопрос о применимости методики в этом случае. Поэтому, чтобы число квазичастиц в кристалле было постоянным, а также для вычисления матричных элементов перехода из основного состояния в квазичастичное, использовалась следующая модель. Считалось, что число квазичастиц в кристалле конечно, и при температуре абсолютного нуля, в отсутствие возмущений (когда квазичастиц в кристалле нет), все они находятся на виртуальном уровне с энергией, равной полной энергии основного состояния невозмущенного кристалла. То есть возникновение квазичастицы может быть описано переходом с такого виртуального уровня (то есть с основного состояния кристалла) на квазичастичный, а аннигиляция - обратным переходом. В этом случае такие квазичастицы в кристалле подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и диагональный элемент оператора матрицы плотности дает среднее число частиц в соответствующем состоянии.

Как следствие, без учета переходов между состояниями квазичастиц, выражение для среднего тока имеет вид:

$$j^{ind}(r, t) = \sum_v \langle \psi_v | \rho_0 | \psi_v \rangle \langle \psi_v | j_{op}^{(1)}(r_1, \dots, r_i, \dots, r_N, t) | \psi_v \rangle + \sum_v \langle \psi_v | \rho_1 | \psi_0 \rangle \langle \psi_0 | j_{op}^{(0)}(r_1, \dots, r_i, \dots, r_N) | \psi_v \rangle \quad (1)$$

Здесь $\langle \psi_\gamma | \rho_0 | \psi_\gamma \rangle$, $\langle \psi_\gamma | \rho_1 | \psi_0 \rangle$ равновесная часть матрицы плотности и ее линейный член, описывающий какое-либо возмущение, соответственно. Члены $\langle \psi_\gamma | \rho_0 | \psi_\gamma \rangle = f_\gamma$ дают вероятность нахождения квазичастицы в состоянии γ , а матричные элементы операторов тока в отсутствие возмущения $\langle \psi_0 | j_{op}^{(0)}(r_1, \dots, r_i, \dots, r_N) | \psi_\gamma \rangle$ и линейной токовой добавки $\langle \psi_\gamma | j_{op}^{(1)}(r_1, \dots, r_i, \dots, r_N, t) | \psi_\gamma \rangle$, связанной с откликом системы на электромагнитное возмущение, могут быть вычислены аналитически ввиду аддитивности операторов $j_{op}^{(0)}(r_1, \dots, r_i, \dots, r_N)$ и $j_{op}^{(1)}(r_1, \dots, r_i, \dots, r_N, t)$. Величины $\langle \psi_\gamma | \rho_1 | \psi_0 \rangle$ определяются из уравнения Лиувилля для матрицы плотности

$$i\hbar \frac{\partial \langle \psi_\gamma | \rho_1 | \psi_0 \rangle}{\partial t} = \langle \psi_\gamma | H, \rho_1 | \psi_0 \rangle - \langle \psi_\gamma | \rho_1, H | \psi_0 \rangle, \quad (2)$$

где $H = \sum_i \left(-\frac{i\hbar \nabla_i}{2m} + j_{op}^{(1)}(r_i, t) \right)^2 + \sum_i U(r_i) + \sum_i \sum_j \frac{e^2}{|r_i - r_j|}$, интегралы $\langle \psi_\gamma | H, \rho_1 | \psi_0 \rangle$ и $\langle \psi_\gamma | \rho_1, H | \psi_0 \rangle$ в котором могут быть вычислены аналитически ввиду возможности

диагонализации многочастичного гамильтониана H .

В результате было получено следующее выражение для резонансного члена плотности индуцированного тока:

$$j_i(r,t) = -\frac{e^2}{m^2 c \pi a_B^3} \sum_{\gamma \geq 1} \frac{L_{ik}}{\hbar \omega + E_0 - E_\gamma} A_k(r,t), \quad (3)$$

$A_k(r,t)$ - компоненты вектор-потенциала ЭМВ, L_{ik} - квадрат матричных элементов по оператору импульса, a_B - боровский радиус экситона, E_γ - энергия экситонного уровня с номером γ , m , e - масса и заряд электрона, соответственно.

Из формулы (3) следует, что величина индуцированного тока зависит от члена $1/a_B^3$, имеющего смысл максимальной концентрации истинных экситонов в кристалле, что вполне согласуется с тем, что величины поляризуемости и диэлектрической проницаемости зависят от концентрации резонансных осцилляторов в кристалле. Именно эта величина, умноженная на объем кристалла (V), и дает общее число $N = (1/a_B^3)V$ виртуальных экситонов в невозмущенном кристалле при абсолютном нуле.

Это исследование показывает возможность использования формализма матрицы плотности для расчетов индуцированных ЭМВ высокочастотных токов не только для одночастичных, но и для коллективизированных состояний типа экситонов Ванье-Мотта. Для общего случая структур с различной размерностью на основе кристаллов с кубической симметрией показаны методы расчета индуцированного тока, резонансных ДП и коэффициента фотоупругости (КФ) вблизи переходов на квазичастичные уровни из основного состояния кристалла.

В третьей главе, на основе развитой во второй главе общей методики вычисления индуцированного тока для различных резонансов, построена теория оптико-деформационного взаимодействия для конкретного случая ЭМВ с частотой, находящейся вблизи резонансов на уровни экситонов большого радиуса в объемных кристаллах. Здесь, в методике матрицы плотности в качестве базовой функции нулевого приближения для основного состояния кристалла использовался слетеровский детерминант, а для экситонного состояния - линейная комбинация на основе слетеровских детерминантов как наиболее общее описание таких процессов. Операторы тока и гамильтониан, описывающий также и взаимодействие между электронами, были представлены в многочастичном виде. Расчет показал, что для экситонов большого радиуса возможна диагонализация многочастичного гамильтониана и поэтому методика матрицы плотности применима именно для этого случая.

Рассматривался общий случай кристалла, в котором распространяется обобщенная деформация, в частности звуковая волна. Было показано, что в такой среде могут распространяться индуцированные токи, кратные по частоте звука, что в конечном счете приводит к появлению кратных по частоте звука компонент ДП, резонансная часть которой для дискретного спектра экситонов имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{ik}(r,t) = -\frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m^2 \omega^2} \sum_{\gamma} \frac{1}{\pi a_B^3 \gamma^3} \frac{1}{\hbar \omega + a^d - b + i\delta}, \quad (4)$$

где a^d - отстройка от резонанса, b - деформационное смещение экситонного уровня, s - энергетическая размазка экситонного уровня.

Из (4) видно, что ДП зависит не от величины концентрации экситонов в кристалле, как казалось бы должно быть, а от члена $1/a_B^3$, имеющего смысл плотности максимальной упаковки (ПМУ) экситонов. Эта зависимость вполне согласуется с тем, что вероятность рассматриваемых переходов из основного состояния кристалла на экситонные будет пропорциональна концентрации фиктивных экситонов, также как при внутрипримесных резонансах вероятность переходов будет пропорциональна концентрации примесных атомов. Так как вероятность переходов определяет поляризацию и как следствие ДП, зависимость ДП от ПМУ кажется вполне естественной.

Показан эффект возникновения нелинейной фотоупругости для экситонной области спектра в случае приблизительно равных между собой отстроек от резонанса, размазки экситонного уровня и амплитуд его деформационного возмущения. Выявлено, что величина линейных и нелинейных вкладов в фотоупругость, а также резонансная ДП существенным образом зависят от плотности максимальной упаковки (ПМУ) экситонов. Оказалось, что именно благодаря значительно большей ПМУ линейные и нелинейные КФ вблизи экситонных резонансов существенно превышают КФ при внутрипримесных резонансах. Как для линейной, так и для нелинейной фотоупругости имеет значение спектральная характеристика перехода - дискретность экситонного уровня стимулирует значительно большие вклады в фотоупругость, относительно, в частности, вкладов при резонансах зона-зона. Это наглядно проявляется из анализа соотношения Фурье-компонент резонансной ДП, пропорциональных линейным и нелинейным по тензору деформации коэффициентам фотоупругости, при экситонных резонансах ($\varepsilon_{ik}^{n,ex}$) и резонансах зона-зона ($\varepsilon_{ik}^{n,g}$), которое имеет следующий вид:

$$\frac{|\varepsilon_{ik}^{n,ex}|}{|\varepsilon_{ik}^{n,g}|} \sim \left| \frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m^2 \omega^2 a_B^3 i s} \right| \sim \frac{R}{s}, \quad (5)$$

где R - экситонный ридберг.

Очевидно, что при $R \gg s$, когда экситонные уровни ярко выражены, амплитуды гармоник $\varepsilon_{ik}^{n,ex}$ в области дискретных резонансов могут значительно превышать те же величины вблизи $\hbar\omega \approx E_g^0$ в диэлектрике без учета экситонных состояний. Этот эффект связан с различием частотных характеристик поглощения, при экситонных резонансах она более ярко выражена и имеет форму пика, в отличие от резонанса зона-зона, когда коэффициент поглощения имеет вид сглаженной ступеньки. Отсюда видно, что вблизи экситонных резонансов фотоупругость становится максимально большей относительно других резонансов из-за большей локализации электрона и дырки друг возле друга. В низкоразмерных структурах может возникать дополнительная локализация, связанная с ограничением движения электрона и дырки по одной (в сверхрешетках), по двум (в структурах с квантовыми нитями) и трем (в нульмерных структурах) координатам, когда период низкоразмерной структуры может быть меньше размера экситона, что, очевидно,

будет приводить к увеличению фотоупругости. С некоторыми модификационными изменениями данная методика может быть применена и для расчета ДП и КФ низкоразмерных структур.

В четвертой главе диссертации рассмотрены оптико-деформационные процессы, возникающие в квантовых сверхрешетках для частот ЭМВ вблизи экситонных резонансов. При этом расчеты резонансных ДП и КФ для идеализированной сверхрешетки с нулевой шириной проводились аналитически, а для QW сверхрешетки с конечной шириной (рис.1) проводились численно при использовании для нахождения энергетических уровней и волновых функций экситонов вариационного метода.

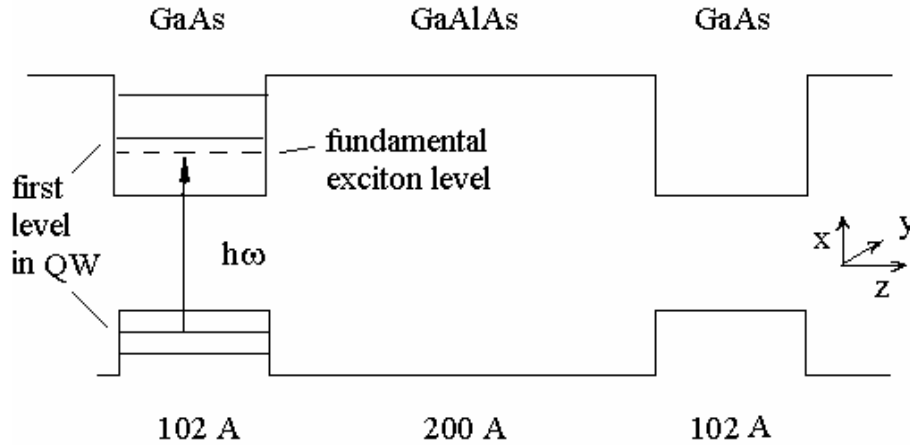


Рис.1. Сверхрешетка с конечной шириной QW.

Так как в данном расчете учитывается конечность ширины дна квантовой ямы (QW), он принципиально не отличается от расчета ДП и КФ для объемного кристалла и идеально двумерной структуры; отличие возникает только при определении волновых функций и энергетических состояний реального экситона в QW с конечной шириной. Поэтому для реальной сверхрешетки нет необходимости заново находить индуцированный ток, достаточно вычислить квадрат огибающей функции $|U_y(0)|^2$ и энергии экситона и подставить в окончательные формулы для тока и ДП для идеально двумерной структуры. То есть расчет сводится к нахождению волновой функции и энергии экситона в квантовой яме конечной ширины. Расчет проводился в приближении бесконечно глубокой ямы при помощи вариационной процедуры для основного (нижнего) энергетического уровня, согласно методике, изложенной в [3]. В результате были получены выражения для ДП реальной сверхрешетки в присутствии обобщенной деформации, Фурье-разложение которой дает коэффициенты, пропорциональные различным порядкам по тензору фотоупругости:

$$\varepsilon_{ik}^n(r,t) = \frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m^2 \omega^2 L_p} \cdot \frac{2}{\pi \lambda^2} \cdot \int_0^\pi \frac{\cos n \alpha d \alpha}{a^d - \Delta E \cos \alpha + is}, \quad (6)$$

где α - фаза звуковой волны ΔE - амплитуда модуляции экситонного уровня, $L_p = L + L_B$ - период сверхрешетки, L - ширина QW, L_B - толщина барьера QW, λ - вариационный параметр. Оценки показывают, что величины этих коэффициентов при различных n , то есть порядков Фурье разложения, при $\Delta E \sim a^d \sim s$ становятся

сравнимыми, то есть здесь, как и в объемном кристалле, возникает эффект нелинейной фотоупругости. Однако этот эффект в сверхрешетках будет возникать лишь при достаточно низких температурах, так как в области комнатных температур необходимы достаточно большие интенсивности звуковой волны.

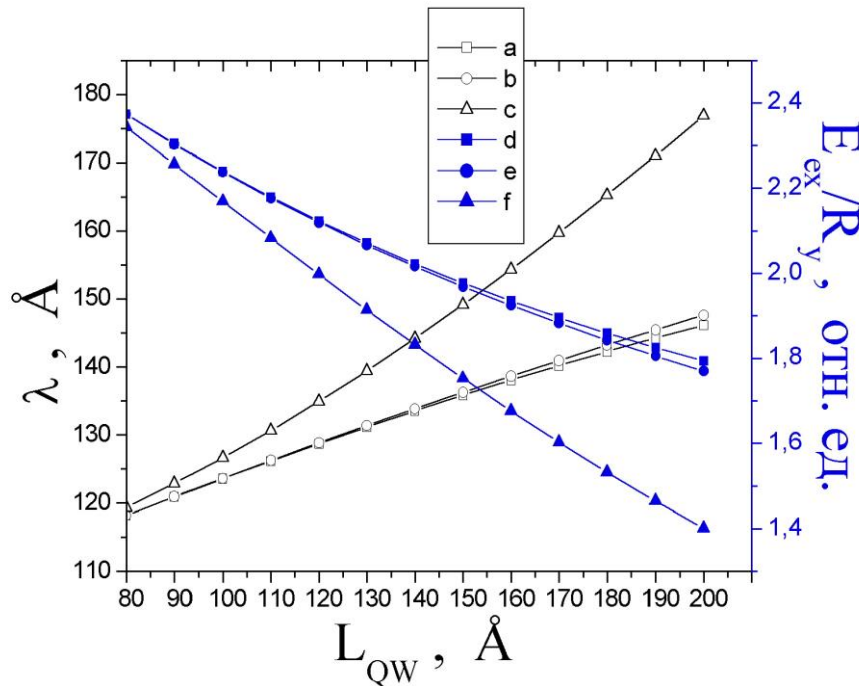
Так как в дальнейшем нас будут интересовать коэффициенты фотоупругости при комнатной температуре и оценки показывают, что нелинейные члены (6) будут при реально достижимых интенсивностях звука несущественными, рассматривался линейный член Фурье-разложения (то есть $\varepsilon_{ik}^n(r,t)$ при $n=1$), который для кубического кристалла может быть найден из следующего соотношения:

$$P_{1111}^{2D} = P_{1122}^{2D} = -\frac{\varepsilon_{11}^1}{u_{11}\varepsilon_0^2}, \quad (7)$$

ε_0 - стационарная ДП.

Анализ показывает, что резонансная часть КФ в сверхрешетке P_{1111}^{2D} больше такой же величины P_{1111}^{3D} для объемного кристалла в $2a_B s^{3D} / (L_P s^{2D} \lambda^2)$ раз (s^{3D} и s^{2D} - величины энергетических размазов для трехмерного (объемного) случая и для сверхрешетки). То есть при $L_P = 2a_B$ и $s^{2D} = s^{3D}$, величина P_{1111}^{2D} больше P_{1111}^{3D} в a_B^2 / λ^2 раз.

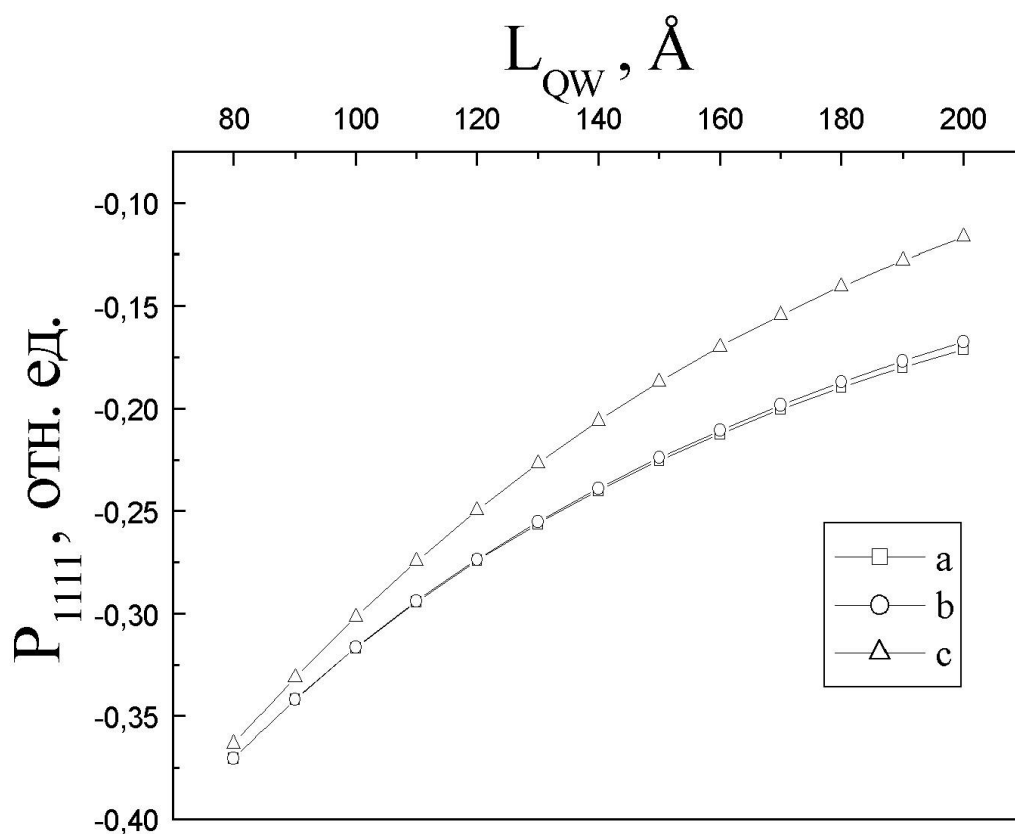
На рис.2 представлены вычисленные значения λ и средней величины энергии $\langle E \rangle$ основного состояния экситона, образованного при взаимодействии электрона и тяжелой дырки ($\mu_{||} = 0.04m$), для экситона в конечной QW в GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As в зависимости от ширины ямы при $L_z \leq 1.4a_B \sim 210 \text{ \AA}$.



Кривые a, b, c – величины λ , кривые d, e, f - величины E_{ex} в варизонной ($F_e = 5 \cdot 10^4$ в/см, $F_h = -0.88 \cdot 10^4$ в/см), прямоугольной ($F_e = 0$, $F_h = 0$) и электрической QW ($F_e = F_h = 5 \cdot 10^4$ в/см) соответственно, R_y - энергия связи объемного экситона.

Рис.2 Зависимость λ и E_{ex} от ширины QW L_{QW} вблизи экситонных резонансов.

Резонансные коэффициенты P_{1111}^{2D} для сверхрешетки GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As ($L_b = 207 \text{ \AA}$, $L_{ik} = 1.2 \cdot 10^{-38} \text{ Г·эрг}$, $s^{2D} = 4 \text{ meV}$) на частоте, смещенной на 8 meV от максимума поглощения (1.460 eV) этого же экситона в яме с конечной шириной, показаны на рис.3. Отсюда видно, что если $L_z = 102 \text{ \AA}$, $L_B = 207 \text{ \AA}$ (наиболее часто используемая конфигурация сверхрешеток на GaAs), величина $P_{1111}^{2D} = -0.6$, то есть в 3.6 раза превышает нерезонансный КФ ($P_{1111}^{3DN} = -0.165$ [6]) в объемном кристалле GaAs. Поэтому общий КФ (резонансная плюс нерезонансная часть) может быть весьма большим и в данном случае приблизительно равен $P_{1111}^{2D,ALL} = -0.765$. С другой стороны, как показано в [4], кривая поглощения при образовании в сверхрешетке экситона на основе тяжелой дырки претерпевает резкий спад от максимума резонанса до длинноволнового края на энергетическом промежутке 8-10 meV. То есть такое резкое изменение коэффициента поглощения и поэтому коэффициента преломления вблизи резонанса экситона, находящегося в сверхрешетке,



Кривые а, b, с – величины P_{1111} в варизонной, прямоугольной и электрической QW соответственно.

Рис.3 Зависимость линейного КФ вблизи экситонного резонанса P_{1111} от ширины QW L_{QW} .

стимулирует высокие значения КФ даже на самом краю резонанса, когда поглощение достаточно мало. Более того, КФ при уменьшении L_z могут быть еще несколько увеличены (рис.3).

Также рассматривались сверхрешетки с наклонным дном QW. Наклон дна QW будет менять волновые функции и энергетические состояния экситона в QW относительно случая с простой QW. Рассматривались два случая, при которых КФ ведут себя различным образом – первый, когда тангенсы углов наклона дна QW для электрона и QW для дырки имеют разные знаки (рис.4),

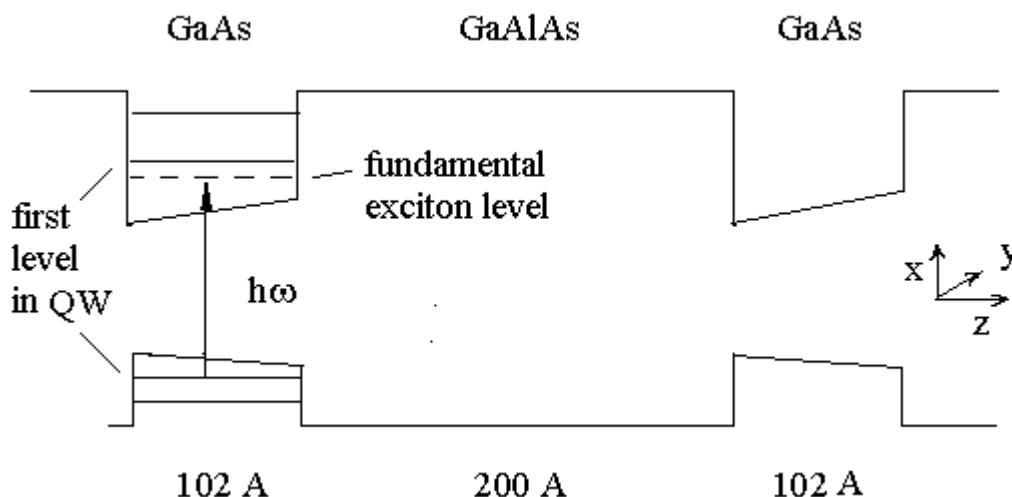


Рис.4 Сверхрешетка с варизонной квантовой ямой, где тангенсы углов наклона дна QW электронной и дырочной ям противоположны.

и второй, когда их знаки равны (рис.5).

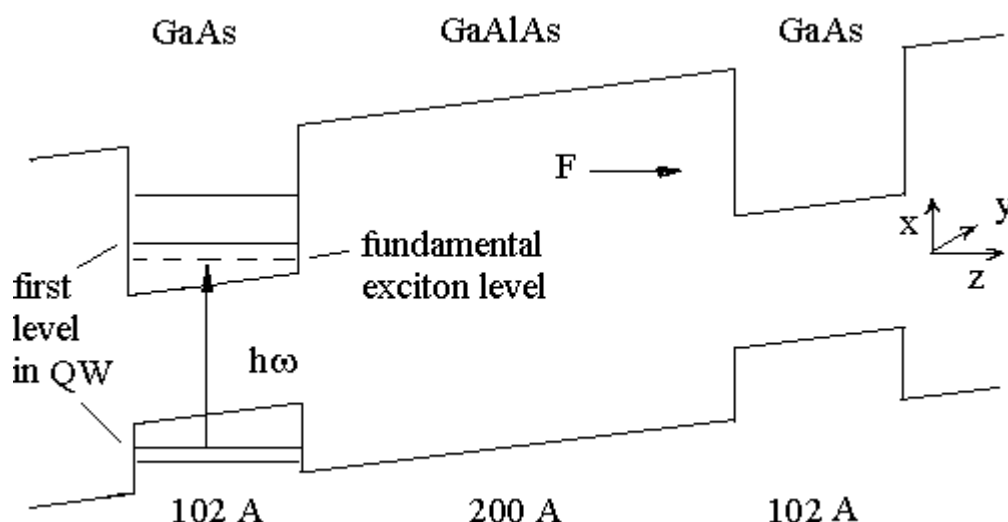


Рис.5 Сверхрешетка с наклоном дна квантовой ямы, стимулированного электрическим полем, где тангенсы углов наклона электронной и дырочной ям одинаковы.

QW для электронов и дырок с различными тангенсами угла наклона можно создавать, варьируя состав слоя, составляющего QW в сверхрешетке. Это приводит к возникновению координатной зависимости ширины запрещенной зоны и, в общем случае, к различным (в том числе и по знаку) тангенсам угла наклона. В частном случае системы GaAs/AlGaAs, при замене в процессе эпитаксии атомов Ga на Al в слое GaAs, составляющем QW, знаки тангенсов углов наклона будут противоположны и количественно связаны друг с другом следующим образом $A_e = -A_h \cdot 0.85/0.15$, A_e - тангенс угла наклона дна электронной QW, A_h - тангенс угла наклона дырочной QW. Назовем этот случай наклоном, возникающим в варизонной QW.

Очевидно, что одинаковый тангенс угла наклона ($A_e = A_h$) имеет место в случае QW, находящейся в постоянном электрическом поле, то есть для случая наклона дна ямы, задаваемого электрическим полем.

Оказалось, что наклон дна QW существенно модифицирует величины энергетических уровней и волновых функций, находимых вариационным методом с пробной функцией, учитывающей наклон дна электронной и дырочной QW, и благодаря этому существенно меняет величины ДП и КФ вблизи экситонных резонансов. При этом было показано, что варизонный наклон и наклон, обусловленный электрическим полем, приводят к существенно противоположным результатам.

Результаты расчета величин $\langle E \rangle$ и варизонного параметра λ в зависимости от ширины QW для наклона в варизонной QW (E_{ex}^v, λ_v) и наклона, задаваемого электрическим полем (E_{ex}^e, λ_e), показаны на рис.2, на котором как отмечалось выше приведены также значения этих же величин в случае простой (прямоугольной) ямы (E_{ex}^e, λ_e). Для одной и той же ширины QW соотношения между ними выглядят так: ($E_{ex}^v > E_{ex}^p > E_{ex}^e$), $\lambda_v < \lambda_p < \lambda_e$. Величина E_{ex}^v несколько больше энергии экситона в простой яме, что обусловлено смещением максимумов волновых функций электрона и дырки по направлению к одной из границ QW (к $z = L_z/2$) и, в конечном счете, их дополнительной локализацией. Меньшая величина энергии экситона E_{ex}^e относительно энергии в простой яме отражает противоположную ситуацию - электрическое поле смещает максимумы волновых функций электрона и дырки к различным границам (электрона к $z = -L_z/2$, дырки к $z = L_z/2$), таким образом ослабляя эффект локализации электрона и дырки в простой QW.

Такая интерпретация подтверждается и зависимостью величины энергии основного состояния экситона от степени наклона дна QW. Увеличение наклона, усиливая степень локализации электрона и дырки возле границы $z = -L_z/2$, в случае варизонной QW увеличивает экситонную энергию (в этом случае степень локализации зависит от соотношения между A_e и A_h , связанного с физико-химическими свойствами варизонного слоя). Увеличение же наклона в электрическом поле, смещая электрон и дырку к противоположным границам QW, ее уменьшает.

Эти существенные различия для наклона в варизонной QW и наклона, задаваемого электрическим полем, обуславливающие величину и поведение

вариационного параметра λ в выражениях для волновых функций и экситонных энергий, сказываются и на величине резонансной части ДП в присутствии звука, полученной аналогично в квазистатическом квазиоднородном приближении для звуковой волны:

$$\varepsilon_{ik}(r,t) = \frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m^2 \omega^2 L_p} \cdot \frac{2}{\pi \lambda^2} \frac{1}{\hbar \omega - E^r + is} \quad (8)$$

$$E^r = E_g^W + E_{ex} \quad ; \quad E_g^W = E_g + E_{1e} - E_{1h} + (A_e + A_h) \cdot \frac{L}{2}$$

E^r - величина экситонного уровня, отсчитанная потолка валентной зоны, модифицированной в QW с наклонным дном, E_g^W - энергетический промежуток между основными состояниями электронов (E_{1e}) и дырок (E_{1h}) в собственных QW с наклонным дном без учета их взаимодействия друг с другом. E_g - ширина запрещенной зоны объемного кристалла, E_{ex} - величина экситонного уровня, отсчитанная от дна зоны проводимости, модифицированной в QW с наклонным дном. Здесь λ , в зависимости от наклона дна QW, имеет смысл либо λ_v , либо λ_e и, что весьма существенно меняет свойства резонансной ДП. Очевидно поэтому, что от параметра λ зависят и величины КФ, вычисляемые с учетом экситонного эффекта. Выражение для линейного члена резонансного КФ в случае, когда сверхрешетка создана на основе кубического кристалла с пьезоэлектрическими свойствами имеет вид:

$$P_{1111} = - \frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m^2 \omega^2 L_p} \cdot \frac{2}{\pi \lambda^2} \cdot \frac{E_1 + E_{ex}^m}{\varepsilon_0^2 (a^d + is)^2} \quad (9)$$

E_1 - потенциал деформации, E_{ex}^m - параметр сдвига уровня E_{ex} , $E_{ex}^m u_{ik}^0$ означает величину сдвига экситонного уровня, когда звуковая волна с амплитудой тензора деформации u_{ik}^0 возбуждает в пьезоэлектрическом кристалле электрическое поле напряженностью $F_\beta = (4\pi\beta) / \varepsilon_0 u_{ik}^0$ (β - пьезоэлектрический модуль), dE_{ex} / dF_β - производная от энергии экситона в QW с наклонным дном по напряженности этого пьезополя (в случае наклона, задаваемого электрическим полем $dE_{ex}^e / dF_\beta = e \cdot dE_{ex}^e / dA_e = e \cdot dE_{ex}^e / dA_h$, в варизонной QW, когда $A_e \neq A_h$, $dE_{ex}^v / dF_\beta \neq e \cdot dE_{ex}^v / dA_e \neq e \cdot dE_{ex}^v / dA_h$), Ω и q - частота и волновой вектор звуковой волны.

Так как для одинаковых величин a^d и s линейные КФ для сверхрешеток с наклонным дном КЯ $P_{1111}^{V,E}$ и с простой QW P_{1111}^{2D} соотносятся как

$$\frac{P_{1111}}{P_{1111}^{2D}} = \frac{\lambda_{v,e}^2}{\lambda_p^2} \frac{E_1 + E_{ex}^{mv,e}}{E_1}, \quad (10)$$

и так как для наклона, задаваемого электрическим полем $\lambda_e > \lambda_p$, параметр сдвига уровня $E_{ex}^{me} < 0$, величина P_{1111}^E как в пьезоэлектрических, так и в непьезоэлектрических сверхрешетках всегда меньше КФ для простой ямы P_{1111}^{2D} . Электрическое поле, увеличивая вариационный параметр λ , сводит волновую функцию экситона в QW к волновой функции, количественно описывающей

объемный кристалл. Так как КФ для наклона, задаваемого электрическим полем P_{1111}^E связаны с объемным КФ P_{1111}^{3D} как

$$\frac{P_{1111}^E}{P_{1111}^{3D}} \sim 2a_B^3 s^{3D} / (L_P s^{2D} \lambda_e^2), \quad (11)$$

s^{3D} и s^{2D} - величины энергетических размазов для трехмерного и квазидвумерного случаев, то при $L_P = a_B$, $s^{2D} = s^{3D}$ для электрических полей, при которых $\lambda \sim a_B$, величина $P_{1111}^E \sim P_{1111}^{3D}$.

В случае наклона в сверхрешетке с варизонной QW, когда $\lambda_v < \lambda_p$ и параметр сдвига $E_{ex}^{me} > 0$, дополнительная локализация электронов и дырок как бы уменьшает толщину QW, благодаря чему увеличивается КФ (P_{1111}^V). Это показано на рис.3, где при использовании (9) построены кривые для линейных резонансных КФ для конкретной сверхрешетки GaAs/AlGaAs ($L_B = 207 \text{ \AA}$, $L_{ik} = 1.2 \cdot 10^{-38} \text{ Г·эрг}$, $s^{2D} = 4 \text{ meV}$) на частоте, смещенной на 8 meV в длинноволновую область от максимума поглощения основного состояния экситона в сверхрешетке с варизонной QW, наклоном, задаваемым электрическим полем, приложенным к сверхрешетке, и данные для простой ямы в зависимости от ширины ямы.

Если кристалл, на основе которого создана сверхрешетка, обладает пьезоэлектрическими свойствами, то величина и характер модуляции основного экситонного уровня пьезоэлектрическим полем (а значит и вклад пьезополя в КФ) в таких сверхрешетках с наклонным дном QW будет иным, чем в случае пьезоэлектрической сверхрешетки с простой QW. Так как основной уровень любой трехмерной водородоподобной системы для электрических полей, много меньших величины, необходимой для ионизации системы, всегда квадратично зависит от приложенного электрического поля, и в случае экситона в простой QW эта зависимость сохраняет такой же вид, то модуляция пьезополем экситонного уровня также близка к квадратичной, то есть является весьма малой и не дает вклада в линейную КФ. В случае QW с наклонным дном ситуация качественно иная. Для пьезополей, напряженность которых много меньше напряженности приложенного электрического поля, задающего наклон дна QW, или напряженности встроенных электрических полей в случае варизонной QW (даже для хороших пьезоэлектриков поля не превышают 10^3 В/см при средних интенсивностях звука), зависимость энергии экситона от пьезополя приобретает квазилинейный характер. То есть создание наклона дна QW приводит к возникновению квазилинейной модуляции основного уровня экситона пьезополем и вносит линейный вклад в величину КФ, чего нет в случае простой ямы. Величина этой модуляции (то есть E_{ex}^{me}), зависящая от производной dE_{ex}^e / dF_β , для наклона, задаваемого электрическим полем в системе GaAs/AlGaAs, максимальна в области электрических полей $\sim 5 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ В/см}$, когда сама кривая зависимости энергии экситона от электрического поля, создающего наклон, приобретает квазилинейный характер.

Оценки показывают, что величина линейного вклада пьезополя в резонансную фотоупругость (а также величина модуляции энергии экситонного уровня) невелика и преобладающий вклад вносит потенциал деформации. Так, для системы GaAs/AlGaAs, $E_{ex}^{me} \sim 0.2 \text{ eV}$, $E_{ex}^{mv} \sim 0.04 \text{ eV}$, тогда как потенциал

деформации $E_1 \sim 6\text{eV}$. Таким образом, выявлен принципиально новый механизм образования фотоупругости, отличный от механизма потенциала деформации.

В пятой главе представлена теория оптико-деформационных процессов, разработанная для частот ЭМВ вблизи межзонных резонансов, модифицированных в квантовой яме сверхрешетки. Трансформация непрерывного энергетического спектра в дискретный, возникающая вследствие локализации свободного электрона или дырки в QW делает систему невзаимодействующих электрона и дырки в QW подобной экситону, где роль кулоновского взаимодействия выполняет локализация в QW свободных носителей. Тот факт, что в сверхрешетке локализация несвязанного заряда по одной из координат трансформирует непрерывный энергетический спектр в дискретный, подсказывает, что система свободный электрон плюс дырка в QW может иметь в некоторой мере такие же свойства, как и экситон, благодаря тому, что они хотя и не взаимодействуют, но тем не менее локализованы по одной из координат. Поэтому исследовались диэлектрические и фотоупругие свойства невзаимодействующих электрона и дырки в сверхрешетках в QW с простым дном, с наклонным дном и в сверхрешетках, созданных на основе пьезоэлектрического кристалла.

Используя методику матрицы плотности, развитую для случая невзаимодействующих электрона и дырки, находящихся в QW, в приближении бесконечно глубокой ямы, было получено выражение для резонансной части диэлектрической проницаемости (ДП) в области переходов между дискретными уровнями свободных электронов и дырок в QW:

$$\varepsilon_{ik}(r,t) = \frac{4\pi e^2}{m^2 \omega^2 V_p} \sum_{n,n',k_{\parallel}} \frac{\frac{1}{4L^2} \left[\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} c_{n'}(z) c_n(z) dz \right]^2 L_{ik}^{nn'}}{\hbar \omega + E_{n,k_{\parallel},v} - E_{n',k_{\parallel},c} + is}, \quad (12)$$

$$c_n(z) = (1 - (-1)^n) \cos \frac{\pi n z}{L} + (1 + (-1)^n) \sin \frac{\pi n z}{L}.$$

Здесь $V_p = SL_p$ - величина объема периода сверхрешетки, S - площадь поверхности сверхрешетки, параллельная ее слоям, $E_{c,n',k_{\parallel}+\chi_{\parallel}}$, $E_{v,n,k_{\parallel}}$, - энергии электронных состояний соответственно для зоны проводимости (c) и валентной зоны (v), трансформированных в QW, $n=1,2,3,\dots$ - номера дискретных уровней пространственного квантования состояний электрона и дырки в QW (такое представление амплитуды блоховской функции отражает ситуацию, когда ограничение толщины ямы в направлении, перпендикулярном слоям сверхрешетки трансформирует квазинепрерывный спектр электронных состояний объемного кристалла [7] и квантовые числа, характеризующие блоховскую функцию k_x, k_y, k_z , заменяются на k_x, k_y, n), $k_{\parallel}$, $\chi_{\parallel}$ - волновые вектора электрона и ЭМВ в направлении параллельном слоям сверхрешетки, $L_{ik}^{nn'}$ - квадрат матричных элементов блоховских функций электронов модифицированных в QW, от оператора импульса.

Тогда, переходя от суммирования по $k_{\parallel}$ к интегрированию, раскладывая

получившееся выражение по амплитуде звуковой модуляции электронного уровня $\Delta a = -E_{ik} u_{ik}$ (u_{ik} - тензор деформации) в ряд, получаем линейный член разложения ε_{ik} по Δa :

$$\Delta \varepsilon_{ik} = -A_{ik}^{11} \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_{\parallel} L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta a}{a + is}, \quad (13)$$

$$A_{ik}^{11} = \frac{2e^2 L_{ik}^{11}}{\pi m^2 \omega^2} \left(\frac{2\mu_{\parallel}}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}},$$

где $\mu_{\parallel}$ - эффективная масса электрона в направлении, параллельном слоям сверхрешетки. Используя (13), можно оценить величину КФ в сверхрешетке вблизи резонанса между основными состояниями электрона и дырки в слое с QW:

$$P_{1111}^{MQWS} = -A_{11}^{11} \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_{\parallel} L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Lambda_c - \Lambda_v}{\varepsilon_{11}^{02}(a + is)} \quad (14)$$

Анализ полученного выражения показывает, что существенное значение имеет множитель $\left(\hbar^2 \pi^2 / (2\mu_{\parallel} L_p^2) \right)^{\frac{1}{2}}$, связанный с периодом сверхрешетки или, что равнозначно, с плотностью N_{QW} квантовых ям в сверхрешетке ($N_{QW} = N / L_{MQWS} = 1 / L_p$, N - количество QW в сверхрешетке, $L_{MQWS} = NL$ - длина сверхрешетки в направлении, перпендикулярном слоям). Это связано с тем, что локализация электрона и дырки в слое с QW позволяет рассматривать такую систему как осциллятор, и от плотности таких осцилляторов при их резонансном возбуждении зависит как величина линейных ДП (13), так и линейная фотоупругость.

Сравнение (14) и КФ (P_{1111}^V) вблизи резонансов зона-зона в объемном кристалле, дает следующее соотношение (для одинаковых отстроек от резонанса a и величин s):

$$\frac{P_{1111}^{MQWS}}{P_{1111}^V} \sim \left[\left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_{\parallel} L_p^2} \right) / (a + is) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

То есть, если $\hbar^2 \pi^2 / (2\mu_{\parallel} L_p^2) > |a + is|$, величина $P_{1111}^{MQWS} > P_{1111}^V$. Отношение (15) качественно схоже с соотношением между КФ для объемного экситона ($P_{1111}^{V,EX}$) и P_{1111}^V

$$\frac{P_{1111}^{V,EX}}{P_{1111}^V} \sim [R / (a + is)]^{\frac{3}{2}} \quad (16)$$

То есть система невзаимодействующих электрона и дырки в QW ведет себя подобно экситону, где роль кулоновского взаимодействия, локализирующего электрон и дырку друг возле друга выполняет пространственное ограничение движения электрона и дырки внутри QW. Сравнение P_{1111}^{MQWS} и $P_{1111}^{V,EX}$

$$\frac{P_{1111}^{MQWS}}{P_{1111}^{V,EX}} \sim \left\{ \left[(a + is) \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_{\parallel} L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{2}{3}} / R \right\}^{\frac{3}{2}} \quad (17)$$

показывает, что величина P_{1111}^{MQWS} может даже значительно превышать $P_{1111}^{V,EX}$. При этом, как показывают расчеты, для стандартных величин параметров это достигается уже для таких отстроек от резонанса, когда $P_{1111}^{V,EX}$ еще имеет достаточно большие значения. Так для системы GaAs/Al_xGa_{1-x}As при $a \sim 8$ meV, $s \sim 4$ meV, $L_p = 309 \text{ \AA}$ ($L = 102 \text{ \AA}$) и $P_{1111}^{V,EX} \sim -0.31$, величина $P_{1111}^{MQWS} \sim -0.51$.

Таким образом, систему невзаимодействующих электрона и дырки, находящихся в сверхрешетке в слое, составляющем QW, можно рассматривать как экситоноподобный осциллятор, в котором локализованность электрона и дырки в QW выполняет ту же функцию, что и кулоновское взаимодействие в экситоне. Усиление в области, непосредственно прилегающей к резонансу, частотной зависимости ДП для систем таких осцилляторов в сверхрешетке будет приводить к увеличению КФ относительно объемного случая. Это увеличение весьма существенно и при определенных условиях может даже превышать величину резонансной фотоупругости вблизи резонанса объемного экситона.

Наклон дна QW, меняющий локализованность электрона и дырки друг возле друга, весьма существенно меняет свойства ДП и КФ вблизи модифицированных межзонных резонансов. Модификация методики матрицы плотности специально для случая наклонного дна QW, позволяет получить выражение для резонансной части ДП вблизи межзонного резонанса между основными состояниями электрона и дырки в собственных QW сверхрешетки:

$$\varepsilon_{ik}^{rE,V}(r,t) = \frac{4\pi e^2 D_{E;V}(\beta)}{m^2 \omega^2 V_p} \sum_{k_{\parallel}} \frac{L_{ik}^{11}}{\hbar \omega + E_{v,1,k_{\parallel}} - E_{c,1,k_{\parallel} + \chi_{\parallel}} + is}, \quad (18)$$

$$D_E = 64 \frac{\beta_e (\beta_e^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_e}} \frac{\beta_h (\beta_h^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_h}} \frac{e^{-\beta_h} (1 - e^{-\frac{\beta_e - \beta_h}{2}})^2}{(\beta_e - \beta_h)^2 [(\beta_e - \beta_h)^2 + 16\pi^2]^2},$$

$$D_V = 64 \frac{\beta_e (\beta_e^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_e}} \frac{\beta_h (\beta_h^2 + 4\pi^2)}{1 - e^{-\beta_h}} \frac{(1 - e^{-\frac{\beta_e + \beta_h}{2}})^2}{(\beta_e + \beta_h)^2 [(\beta_e + \beta_h)^2 + 16\pi^2]^2}.$$

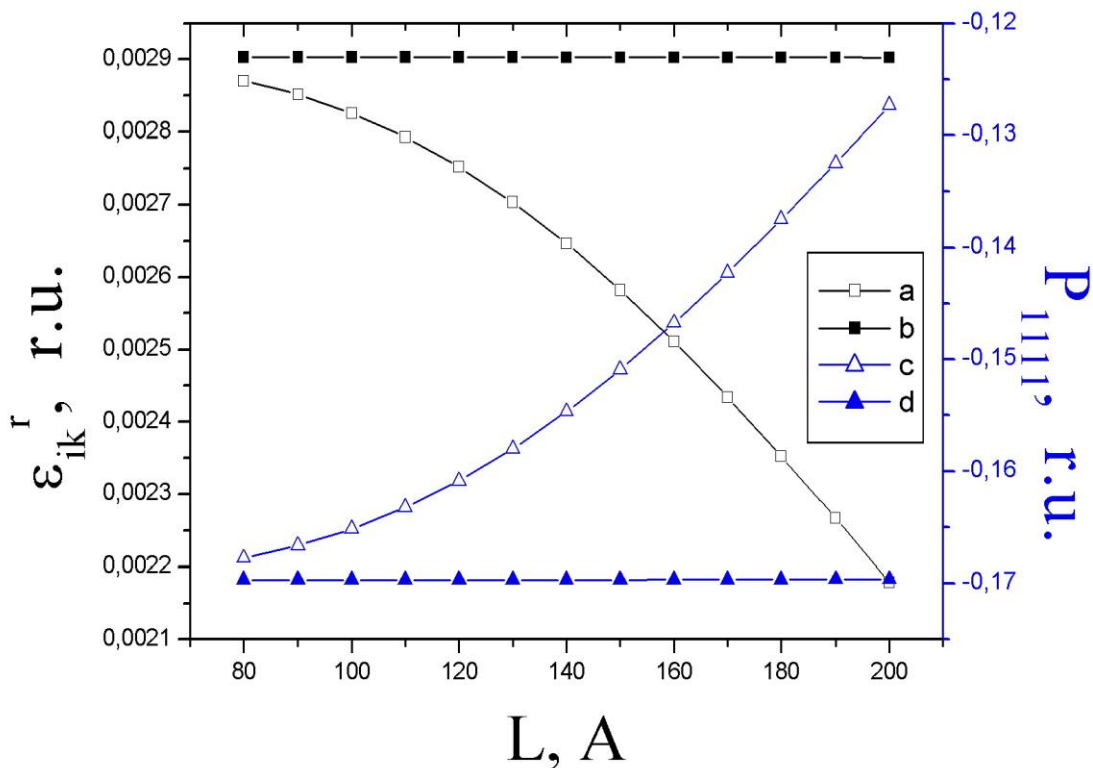
Здесь D_E описывает воздействие на величину ДП наклона дна QW, обусловленного электрическим полем, D_V - варизонного наклона дна QW, $\beta_{e,h}$ - вариационные параметры из волновых функций электрона и дырки в электронных и дырочных QW, соответственно. Выделяя из (18) линейный член разложения резонансной ДП по тензору деформации, находим величину линейного КФ в общем случае пьезоэлектрического кристалла:

$$P_{1111}^{E;V} = -D_{E;V}(\beta) A_{11}^{11} \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_{\parallel} L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{E_1 + E_{1e,11}^m + E_{1h,11}^m}{\varepsilon_{11}^{02}(a_R + is)}, \quad (19)$$

где $E_{1e,11}^m$, $E_{1h,11}^m$ - параметры сдвига основных состояний электрона и дырки в QW,

обусловленные пьезоэлектрическим полем, соответственно.

Сравнение выражений (18) и (19) с аналогичными результатами (12) и (14) для ДП и КФ в наклонной яме, показывает, что наклон дна для непьезоэлектрического кристалла описывается множителями $D_E(\beta)$ и $D_V(\beta)$ (для наклона, обусловленного электрическим полем и варизонного наклона, соответственно). В сверхрешетке на основе пьезоэлектрического кристалла наклон ямы проявляется также возникновением в выражении (19) члена $E_{1e,11}^m + E_{1h,11}^m$, дающего вклад в линейную фотоупругость. Анализ (18) и (19) показывает, что, в отличие от случая простой ямы, величины $\varepsilon_{ik}^{rE;V}(r,t)$ и $P_{1111}^{E;V}$ начинают зависеть от ширины QW (L) и эта зависимость неявным образом также описывается множителем $D_{E;V}(\beta)$. Этот множитель, сводящийся к единице в сверхрешетке с простой QW, возникает в процессе расчета как коэффициент матричного элемента перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости, когда волновые функции записаны с учетом ограничения носителей по одной из координат и наклона дна QW. Численный расчет показывает сильную зависимость $D_E(\beta)$ от L , что проявляется в зависимостях от ширины QW величин $\varepsilon_{ik}^{rE;V}(r,t)$ и $P_{1111}^{E;V}$ (рис.6), и практически несущественную зависимость от ширины ямы для $D_V(\beta)$.

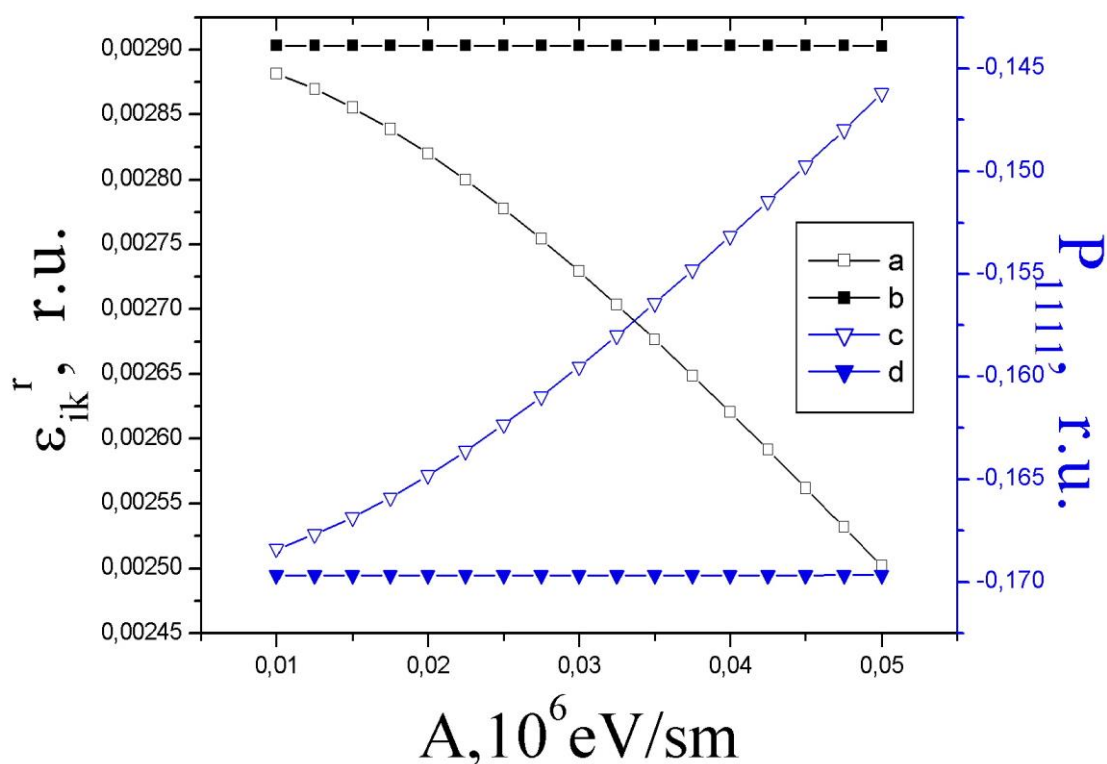


а - линейная ДП в QW с наклоном дна, обусловленного электрическим полем ($A_e=A_h=2 \cdot 10^4$ eV/cm), б - линейная ДП сверхрешетки с варизонным наклоном дна QW ($A_e=2 \cdot 10^4$ eV/cm, $A_h=3.5 \cdot 10^3$ eV/cm), в - линейный КФ в QW с наклоном, обусловленным электрическим полем, г - линейный КФ с варизонным наклоном дна QW.

Рис.6. Зависимость линейной ДП и линейного КФ от ширины QW для наклона, обусловленного электрическим полем и варизонного наклона

Такое поведение величин $D_{E,V}(\beta)$ является результатом того, что вероятность перехода в состоянии, когда система электрон-дырка поляризована, уменьшается с величиной поляризации. Тот факт, что $D_V(\beta)$ пренебрежимо мало уменьшается с величиной L это подтверждает: в этом случае электрон и дырка смещены к одному краю QW и, так как $\beta_e \sim \beta_h$, смещения практически одинаковы.

Зависимость величин $D_{E,V}(\beta)$ и, в конечном счете, $\varepsilon_{ik}^{rE,V}$ и $P_{1111}^{E,V}$ от величины приложенного электрического поля и напряженности встроенных электрических полей проявляется более ярко (рис.7):



а – линейная ДП в QW наклоном дна, обусловленного электрическим полем, б – линейная ДП с варизонным наклоном дна QW, с - линейный КФ в QW наклоном дна, обусловленного электрическим полем, д - линейный КФ с варизонным наклоном дна QW.

Рис.7. Зависимость линейной ДП и линейного КФ от приложенного электрического поля для QW с шириной 102 Å.

Если наклон стимулирован электрическим полем, величина $D_E(\beta)$ спадает в 1.13 раза при увеличении поля в 5 раз и, соответственно, уменьшаются $\varepsilon_{ik}^{rE,V}$ и $P_{1111}^{E,V}$. $D_V(\beta)$ с увеличением встроенных электрических полей спадает весьма незначительно, также незначительно уменьшаются $\varepsilon_{ik}^{rE,V}$ и $P_{1111}^{E,V}$. В первом случае усиление поляризации с увеличением электрического поля в результате растаскивания электрона и дырки к противоположным краям QW приводит к уменьшению перекрытия огибающих их волновых функций и, соответственно, уменьшению вероятности перехода. В случае же встроенных электрических полей

электрон и дырка смещаются противоположно направленными полями (для системы GaAs/Al_xGa_{1-x}As) к одному краю QW и степень перекрытия огибающих волновых функций уменьшается, но весьма незначительно. По этой причине поведение сверхрешетки с наклонным дном квантовой ямы вблизи резонанса зона-зона качественно подобно резонансу в экситонной области. Здесь также величины коэффициентов $\varepsilon_{ik}^{rE,V}$ и $P_{1111}^{E;V}$ обратно пропорциональны периоду сверхрешетки и ширине QW (то есть, для равных периодов сверхрешетки, величины $\varepsilon_{ik}^{rE,V}$ и $P_{1111}^{E;V}$ больше там, где меньше ширина QW), что не выполняется для простой QW, где макроскопические коэффициенты зависят только от периода сверхрешетки.

Если сверхрешетка обладает пьезоэлектрическими свойствами, пьезоэлектрическое поле, возбуждаемое деформацией, будет менять наклон дна QW, а значит смещать энергетические уровни электрона и дырки в собственных QW. В конечном счете, будет меняться ширина запрещенной зоны слоя, составляющего QW, стимулирующая изменение частотной ДП, и по этой причине будут возникать фотоупругие свойства, не являющиеся следствием механизма потенциала деформации, то есть и при межзонных резонансах будет иметь место эффект возникновения линейной фотоупругости, подобно тому как это происходит при экситонных резонансах. Из рис.8 видно, что максимальная зависимость ширины запрещенной зоны в QW ($E_{g,QW}$) от приложенного поля возникает в области $F \sim 2.5 \cdot 10^4$ V/cm. Отсюда можно оценить и максимальный линейный вклад в величину фотоупругости, связанный с пьезополем, то есть величину $E_{1e,11}^m + E_{1h,11}^m$, которая для стандартных параметров равна ~ 2 eV и сравнима с потенциалом деформации, имеющего порядок 5-10 eV.

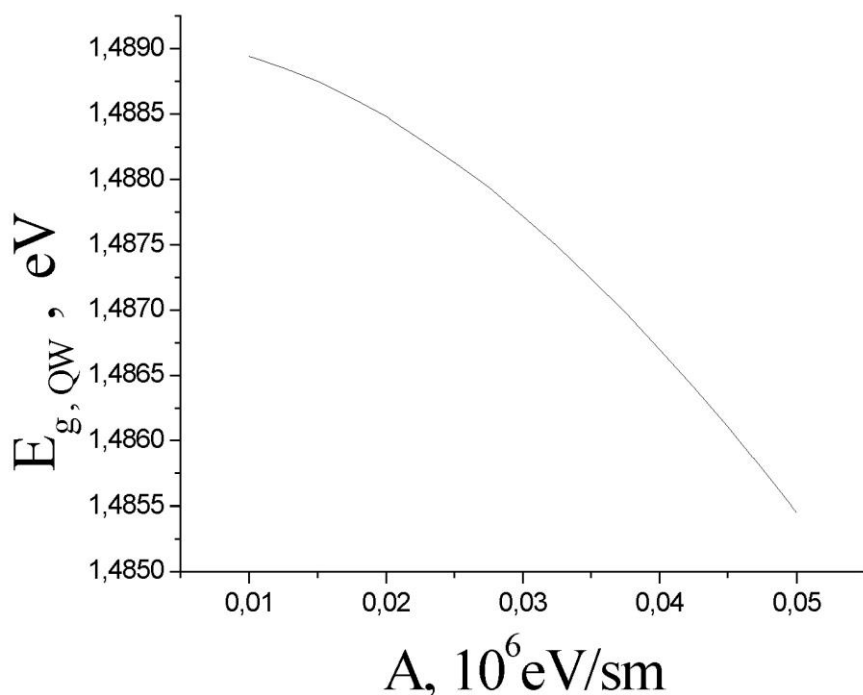


Рис.8. Зависимость величины $E_{g,QW}$ от приложенного электрического поля для QW с шириной 102 Å.

Таким образом, в сверхрешетках с наклонным дном QW эффект линейной фотоупругости вблизи межзонных резонансов значительно сильнее, чем при экситонных резонансах, что обусловлено большим изменением ширины запрещенной зоны в зависимости от пьезоэлектрического поля, относительно такого же изменения для экситонного уровня.

Такой механизм возникновения фотоупругости может быть использован для создания фотоупругой структуры в пьезоэлектрических материалах с малой величиной КФ (то есть с малой величиной потенциала деформации) путем создания сверхрешетки с наклонным дном, которая вблизи межзонных резонансов будет иметь значительно больший линейный КФ не только в сравнении с КФ в объемном кристалле или в сверхрешетке с прямоугольной ямой в этой резонансной области, но и по сравнению с КФ при экситонных резонансах в таких материалах. Как показывают оценки, основной вклад в $E_{1e,11}^m + E_{1h,11}^m$ (в виду того, что $E_{1e,11}^m \gg E_{1h,11}^m$) дает величина $E_{1e,11}^m$, поэтому способ наклона дна QW значения не имеет, величины КФ и в варизонном и в электрическом случае для одинакового наклона дна электронной ямы практически одинаковы.

Аналогичный механизм является причиной возникновения линейной фотоупругости и в объемных кристаллах вблизи экситонных резонансов. В этом случае наклон можно создавать непосредственным приложением вполне приемлемого по интенсивности постоянного электрического поля. Необходимый для получения КФ расчет резонансной части ДП, проделанный при использовании методики матрицы плотности для общего случая деформированного кристалла, находящегося в постоянном внешнем поле F , дает следующую величину:

$$\varepsilon_{ik} = -\frac{4\pi^2 L_{ik}}{m^2 \omega^2} \sum_{\gamma, \gamma_1} \frac{1}{\pi a_B^3} \frac{1}{\gamma^3} \frac{1}{\hbar \omega - E_{\gamma, \gamma_1}^0 - E_1 u_{ik} - E_{\gamma}(F, u_{ik}) + is}, \quad (21)$$

$E_{\gamma, \gamma_1}(F, u_{ik})$ - энергетическое смещение экситонного уровня γ с параболическим квантовым числом $\gamma_1 = 0, 1, \dots, \gamma - 1$, возникающее как при воздействии внешнего поля F , так и пьезоэлектрического поля с компонентами $F_i^{piez} = 4\pi(\varepsilon_0^{-1})_{in} \beta_{nj} u_{jk}$, возникающего вследствие деформации, $(\varepsilon_0^{-1})_{jk}$ - тензор, обратный тензору стационарной ДП в отсутствие деформации ε_{ik}^0 .

Известно, что для возникновения линейного КФ необходима линейная зависимость ДП от деформации, а для этого в знаменателе (21) необходимо наличие членов, линейных по u_{ik} . Сдвиг уровней E_{γ, γ_1}^0 , обусловленный механизмом потенциала деформации, дает такой член (то есть $E_1 u_{ik}$) и, если $E_1 \neq 0$, как для нерезонансного, так и резонансного случаев имеются линейные КФ.

Процессы возникновения вклада в линейный КФ от величины $E_{\gamma, \gamma_1}(F, u_{ik})$, связанные с пьезоэлектрическим полем, стимулированной деформацией, обладают рядом специфических особенностей. Как оказалось, несмотря на линейную зависимость $E_{\gamma, \gamma_1}(F, u_{ik})$ от u_{ik} , вблизи резонансов на возбужденные уровни с $\gamma \geq 2$ возникающее пьезополе не дает вклада в линейные КФ. Это происходит в связи с тем, что и ДП и КФ как макроскопические параметры являются суммой вкладов, вносимых всеми уровнями кристалла, и, если расщепившиеся подуровни с

различными γ_1 смещаются симметрично, то при суммировании их вклады в ДП и КФ взаимно уничтожаются.

Напротив, вблизи резонанса на основной уровень (то есть при $\gamma=1$ и $\gamma_1=0$), приложение к кристаллу внешнего электрического поля F может стимулировать линейное смещение $E_{1,0}(F, u_{ik})$ в зависимости от деформации, и, в конечном счете, появление существенного линейного вклада в КФ. Анализ показал, что при $F \gg F^{piez}$ будет $2FF^{piez} \gg (F^{piez})^2$. То есть включение внешнего электрического поля приводит к появлению линейного члена в зависимости от F^{piez} (то есть по u_{ik}), который будет больше квадратичного. В этом случае, в пренебрежении квадратичным членом $(F^{piez})^2$, разлагая (21) в ряд по u_{ik} , получаем величину линейного КФ для одинаково направленной деформации и внешнего поля:

$$P_{1111} = -\frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m^2 \omega^2} \frac{1}{\pi a_B^3} \frac{E_{11} + E_{11}^{piez}}{(\varepsilon_{11}^0)^2 (\hbar\omega - E_{1,0}^0 - \alpha F^2 + is)}, \quad E_{11}^{piez} = \frac{9}{4} e^2 \frac{a_B^2}{R} 4\pi \beta_{111} (\varepsilon_0^{-1})_{11} F_1. \quad (22)$$

Из (22) видно, что поле F , смещая уровень $E_{1,0}^0$ на αF^2 , способствует появлению вблизи резонансных частот $\omega \leq E_{1,0}^0 + \alpha F^2$ линейного вклада в фотоупругость, стимулированного пьезополем E_{11}^{piez} , находящемся во внешнем поле. Этот вклад, зависящий от внешнего поля и величины пьезоэлектрического модуля, больше в кристаллах с меньшей энергией связи экситона R и, соответственно, с большим боровским радиусом a_B . Оценки показывают, что для CdS где $R \sim 27$ meV, $a_B \sim 30$ Å, $\beta_{111} \sim 10^7$ V/cm, при $F \sim 10^4$ V/cm величина $E_{11}^{piez} \sim 0.45$ eV, для GaAs с $R \sim 4.2$ meV, $a_B \sim 150$ Å, $\beta_{111} \sim 0.7 \cdot 10^7$ V/cm, при $F \sim 10^3$ V/cm величина $E_{11}^{piez} \sim 17$ eV. То есть E_{11}^{piez} для различных кристаллов и внешних полей может быть как меньше, так и значительно больше вкладов от механизма потенциала деформации, которые обычно $E_{ik}^v \sim 5-10$ eV.

В шестой главе исследованы процессы воздействия деформации и мощной электромагнитной накачки на оптические свойства экситонных поляритонов в сверхрешетках. Известно, что если скорость распространения ЭМВ считать конечной, то дисперсионная кривая как объемного экситона, так и экситона в сверхрешетке переходит в две поляритонные ветви, разделенные энергетической щелью (рис.9). При этом величина энергетической щели $\delta = \omega_{\parallel} - \omega_{\perp}$ существенно зависит от силы осциллятора экситонного перехода, которая, как известно, в сверхрешетках больше, чем в объемном кристалле, и, значит, в таких структурах поляритонные эффекты проявляются более ярко. Если сверхрешетка промодулирована звуковой волной, частоты дисперсионных кривых экситонных поляритонов, находимые из решения уравнения $\frac{c^2 \vec{k}^2}{\omega^2} = \varepsilon(\omega, \alpha)$ (здесь $\vec{k}$ - волновой

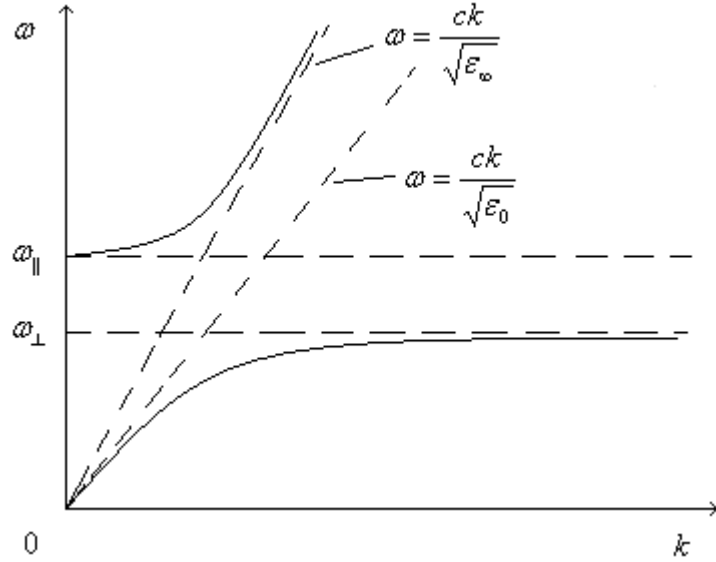


Рис. 9 Дисперсионные ветви экситонных поляритонов без учета пространственной дисперсии.

вектор экситонного поляритона в сверхрешетке, $\varepsilon(\omega, \alpha)$ - ДП сверхрешетки вблизи экситонного резонанса в присутствии звука с фазой $\alpha = \Omega t + \vec{q}r$, Ω, q - частота и волновой вектор звуковой волны), будут иметь следующий вид:

$$\omega = \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{c^2 k^2}{\varepsilon_\infty^0 + \Delta \varepsilon_\infty \cos \alpha} + \omega_v^{02} + 2\omega_v^0 \Delta \omega_v \cos \alpha + \frac{(f^{v0} + \Delta f^v \cos \alpha) \omega_p^2}{\varepsilon_\infty^0 + \Delta \varepsilon_\infty \cos \alpha} \right] \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{c^2 k^2}{\varepsilon_\infty^0 + \Delta \varepsilon_\infty \cos \alpha} + \omega_v^{02} + 2\omega_v^0 \Delta \omega_v \cos \alpha + \frac{(f^{v0} + \Delta f^v \cos \alpha) \omega_p^2}{\varepsilon_\infty^0 + \Delta \varepsilon_\infty \cos \alpha} \right]^2 - \frac{c^2 k^2 (\omega_v^{02} + 2\omega_v^0 \Delta \omega_v \cos \alpha)}{\varepsilon_\infty^0}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (23)$$

где ω_v^0 - частота экситонного перехода в отсутствие звука, $\Delta \omega_v$ - амплитуда звуковой модуляции экситонного уровня v , f^{v0} - невозмущенная звуком сила осциллятора экситонного перехода в сверхрешетке для уровня v , Δf^v - линейный член разложения этой величины в ряд Фурье, ε_∞^0 - вклад в ДП от всех остальных уровней, кроме уровня v в отсутствие звука, $\Delta \varepsilon_\infty$ - линейный коэффициент данного вклада в ряд Фурье.

Пренебрегая в (23) членами $\Delta \varepsilon_\infty$ и Δf^v (что возможно в области, непосредственно прилегающей к резонансу), получим, что при $k \rightarrow 0$ частота верхней поляритонной ветви стремится к $\omega \approx \omega_{v,\parallel}^0 + \Delta \omega_v \cos \alpha$, где $\omega_{v,\parallel}^0 = \sqrt{(\omega_v^0)^2 + \frac{f^{0v} \omega_p^2}{\varepsilon_\infty^0}}$, нижняя поляритонная ветвь при $k \rightarrow \infty$ стремится к частоте $\omega \approx \omega_v^0 + \Delta \omega_v \cos \alpha$. Таким образом звуковая волна умеренной амплитуды практически одинаково модулирует обе поляритонные ветви, не меняя при этом величины поляритонной щели δ .

Модуляция поляритонных ветвей звуковой волной наиболее ярко проявляется на величине отраженного от образца излучения при частотах вблизи экситонного резонанса. Коэффициент отражения для сверхрешетки, промодулированной звуковой волной, может быть записан следующим образом:

$$R^2 = \frac{\left| \sqrt{\varepsilon_\infty + \frac{(f^{\gamma 0})\omega_p^2}{\omega_\gamma^{02} + 2\omega_\gamma^0 \Delta\omega_\gamma \cos \alpha - \omega^2 - i\gamma\omega}} - \sqrt{\varepsilon_c} \right|}{\left| \sqrt{\varepsilon_\infty + \frac{(f^{\gamma 0})\omega_p^2}{\omega_\gamma^{02} + 2\omega_\gamma^0 \Delta\omega_\gamma \cos \alpha - \omega^2 - i\gamma\omega}} + \sqrt{\varepsilon_c} \right|}, \quad (24)$$

где ε_c -ДП среды. Из (24) следует, что коэффициент отражения для постоянной частоты ЭМВ начинает зависеть от α - фазы звуковой волны, то есть звуковая волна модулирует коэффициент отражения. Так, например, если ЭМВ падает на частоте $\omega \approx \omega_{\gamma,\parallel}$, а амплитуда звуковой волны $\Delta\omega_\gamma = \frac{f^{0v}\omega_p^2}{\varepsilon_\infty^0(\varepsilon_\infty^0 - \varepsilon_c)}$, то из (24) следует, что при $\varepsilon_c=1$ и $\cos \alpha=1$ величина $R^2=0$ (свет полностью проходит), а при $\cos \alpha =1$ коэффициент $R^2=1$ (полное отражение).

Звуковая волна, модулируя в (24) $\varepsilon(\omega)$ (а значит, сдвигая поляритонные ветви), модулирует и коэффициент отражения. Этот эффект наиболее сильно проявляется при интенсивности звука такой, что

$$\Delta\omega_\gamma = \frac{\varepsilon_c f^v \omega_p^2}{2\omega_\gamma \varepsilon_\infty^0 (\varepsilon_\infty^0 - \varepsilon_c)}. \quad (25)$$

В этом случае, в зависимости от фазы звуковой волны, ЭМВ с частотой $\omega_{\gamma,\parallel}$ попадает то в область поляритонной щели ($R^2=1$), то в область, где $\text{Re } \varepsilon(\omega, \alpha)=1$ ($R^2=0$), что и приводит к сильной временной модуляции коэффициента отражения от входной грани кристалла.

К таким же процессам резкого изменения коэффициента отражения приводит и воздействие на сверхрешетку мощной ЭМВ, при которой в условиях большой концентрации экситонов в QW могут возникать биэкситоны и, соответственно, модифицироваться вид поляритонных ветвей. Было показано, что в сверхрешетках, как и в объемном случае, поляритонные ветви также смещаются на одинаковую величину, пропорциональную интенсивности мощной ЭМВ и при этом величина поляритонной щели остается неизменной. Поэтому здесь также, как и при модуляции поляритонных ветвей звуком, возможна модуляция коэффициента отражения другой (пробной) ЭМВ, находящейся на частоте вблизи $\omega \approx \omega_{\gamma,\parallel}$. Оптимум для модуляции коэффициента отражения здесь тот же, что и для звуковой волны и соответствует интенсивности накачки ~ 5 Мвт/см². Показана возможность управления коэффициентом отражения с помощью мощной световой волны.

Оказалось, что процессы модуляции поляритонных ветвей звуковой волной и мощным светом имеют место не только для объемных ЭМВ, но и для поверхностных, то есть поверхностных экситонных поляритонов (ПЭП), которые, в отличие от объемных, могут распространяться на частотах, находящихся внутри поляритонной щели, где ДП отрицательна. В этом случае, в частности при

воздействии мощной ЭМВ на сверхрешетку, сдвиг поляритонной ветви ПЭП будет приводить к созданию области с другой, отличной от ДП сверхрешетки отрицательной ДП. То есть возникает возможность как управления распространением ПЭП, так и возбуждения ПЭП на таких границах областей с различными отрицательными ДП в сверхрешетках, также как и ПЭП в объемных кристаллах. Как показывают оценки, это управление может быть весьма эффективным, в частности, если мощной накачкой создается концентрация поляритонов $n_p \sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, коэффициент преобразования объемной ЭМВ в ПЭП равен $|T| = 0,7$.

Однако, эксперименты, связанные с распространением ПЭП как в объемных кристаллах, так и реальных сверхрешетках весьма затруднены, в связи с малой величиной пробега ПЭП. Между тем, поверхностные плазмонные поляритоны (ППП), распространяющиеся в металлах, в которых ДП отрицательна на частотах в области от ультрафиолета до далекой инфракрасной области (для алюминия до 10.6 eV), описываемые одинаковыми уравнениями с ПЭП и имеющие с ПЭП одинаковые параметры, распространяются с весьма малым поглощением. Поэтому создание структур металл - сверхрешетка - металл, где отрицательную ДП сверхрешетки можно менять мощной световой накачкой, приводит к возможности реальных экспериментов с ПЭП, где ПЭП, возбужденные в сверхрешетке, могут фиксироваться в качестве ППП в металле, что весьма просто. Исходя из возможности управления отрицательной ДП в сверхрешетке, можно использовать контакт сверхрешетка - металл для управления как коэффициентами отражения, так и преломления ППП, если имеется структура металл – сверхрешетка - металл.

В седьмой главе рассмотрены процессы дифракции объемных ЭМВ и поверхностных экситонных поляритонов на звуке на частоте падающей электромагнитной волны вблизи экситон-поляритонной щели в сверхрешетках. В таких структурах в отличие от объемных кристаллов имеет значение направление поляризации ЭМВ, возбуждающих поляритоны, и направление распространения звуковой волны, которые оба должны быть параллельны слоям сверхрешетки и быть приблизительно перпендикулярными друг другу. То есть поляритоны распространяются в слоях, составляющих квантовую яму, и дифрагируют на звуковой волне. Такая же геометрия имеет место и в случае дифракции ПЭП на звуке, когда мнимый волновой вектор ПЭП перпендикулярен слоям сверхрешетки. Показано, что для объемного света с частотой продольного экситона и амплитудой звука, соответствующей оптимальному сдвигу коэффициента отражения, дифракция в отраженной свете становится чрезвычайно контрастной. Оптимум дифракции создается при интенсивности звука, соответствующей $\Delta\omega_\gamma \sim \frac{\varepsilon_c f^{\gamma 0} \omega_p^2}{2\omega_\gamma \varepsilon_\infty^{02}}$. Положением

оптимума дифракции можно управлять мощной световой накачкой, сдвигающей частоту поляритонной щели. Предложено упрощение регистрации дифракции ПЭП на звуке путем измерения отраженных и прошедших дифракционных порядков в виде ППП, распространяющихся в металле, в середине которого находится диэлектрик, промодулированный звуковой волной. Исследование дифракции ПП на звуке в структуре металл -сверхрешетка - металл, по диэлектрическому слою

которое распространяется звуковая волна, выявило ее принципиальное подобие дифракции Рамана-Ната и Брэгга для объемных волн.

Рассмотренные процессы дифракции поверхностных экситонных поляритонов в предложенных для исследования таких явлений структурах металл-сверхрешетка-металл показали, что существенное значение имеет частота экситонного поляритона, в зависимости от которой дифракционные порядки могут иметь как большое, так и малое разрешение. Рассмотрены процессы дифракции мощного света в электрострикционном материале и показано, что геометрическая размазка углов волновых векторов света приводит к одновременному возрастанию как стоксовских, так и антистоксовских компонент дифракции.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Показано, что для частот ЭМВ вблизи частот возбуждения каких-либо квазичастиц, невозмущенные волновые функции которых заданы многочастичными функциями, ни многочастичность, ни непостоянство числа квазичастиц не являются препятствием для вычисления величин индуцированных ЭМВ токов с помощью методики матрицы плотности. Условие аддитивности Гамильтониана и оператора тока сводят многочастичную матрицу плотности к одночастичной, а непостоянство числа частиц в результате возмущения преодолевается концепцией нахождения виртуальных квазичастиц на основном уровне.

2. Выявлено, что величина линейных и нелинейных вкладов экситонных резонансов в фотоупругость, а также резонансная ДП существенным образом зависят от плотности максимальной упаковки экситонов. Таким образом раскрыт физический смысл больших величин экситонных вкладов в фотоупругость. Показано, что как для линейной, так и для нелинейной фотоупругости имеет значение спектральная характеристика перехода - дискретность экситонного уровня также стимулирует значительно большие вклады в фотоупругость относительно других резонансов.

3. Построена обобщенная методика нахождения резонансных ДП и КФ в сверхрешетках с учетом ширины QW и в сверхрешетках с наклонным дном QW вблизи частот модифицированных экситонных резонансов. Показано существенное увеличение ДП и КФ связанное как с локализацией экситона в QW, так и с увеличением ПМУ экситонов в сверхрешетке. Оказалось, что наклон дна QW может как увеличивать (варизонная QW), так и уменьшать (электрическая QW) локализацию экситона в QW, и поэтому соответственно увеличивать и уменьшать резонансные ДП и КФ. Выявлен эффект возникновения линейной фотоупругости в сверхрешетках с наклонным дном в пьезоэлектрических сверхрешетках, однако численно показано, что он значительно меньше вклада в линейную фотоупругость от потенциала деформации.

4. Систему невзаимодействующих электрона и дырки, находящихся в сверхрешетке в слое, составляющем QW, можно рассматривать как экситоноподобный осциллятор, в котором локализованность электрона и дырки в QW выполняет ту же функцию, что и кулоновское взаимодействие в экситоне. Усиление в области непосредственно прилегающей к резонансу частотной

зависимости ДП для систем таких осцилляторов в сверхрешетке будет приводить к увеличению КФ относительно объемного случая. Это увеличение весьма существенно и при определенных условиях может даже превышать величину резонансной фотоупругости вблизи резонанса объемного экситона.

5. Линейная зависимость величины энергетических уровней и ширины запрещенной зоны в QW от приложенного электрического поля, стимулированная наклоном дна QW, линейно меняет ДП вблизи межзонных резонансов и поэтому возникает линейный вклад в КФ, связанный с пьезополем. Такой механизм возникновения линейной фотоупругости может быть использован для создания фотоупругой структуры в пьезоэлектрических материалах с малой величиной КФ (то есть с малой величиной потенциала деформации) путем создания сверхрешетки с наклонным дном, которая вблизи межзонных резонансов будет иметь значительно больший линейный КФ не только в сравнении с КФ в объемном кристалле или в сверхрешетке с прямоугольной ямой в этой резонансной области, но и по сравнению с КФ при экситонных резонансах в таких материалах.

6. В объемном пьезоэлектрическом кристалле приложение сильного электрического поля вблизи основного экситонного резонанса приводит к возникновению линейного вклада в фотоупругость, по величине как меньшего (в кристаллах с сильной энергией связи экситона), так и большего (для экситона с малой энергией связи) по сравнению с вкладом от потенциала деформации. Этот эффект также может быть использован для создания среды с искусственной фотоупругостью.

7. Выявлен эффект синхронной модуляции ветвей экситонных поляритонов низкоразмерных структур звуковой волной и ЭМВ достаточной мощности, а также возможность использования этого эффекта для управления как объемными электромагнитными волнами, так и поверхностными экситонными поляритонами в сверхрешетках.

8. Показана возможность эффективной модуляции коэффициента отражения в области поляритонной щели в сверхрешетках, приводящая к возникновению чрезвычайно контрастной дифракционной решетки, подобно тому, как это происходит в объемных кристаллах.

9. Показано, что пересечение дисперсионных ветвей поверхностных экситонных поляритонов в сверхрешетках и поверхностных плазмонных поляритонов в металле позволяет осуществлять дифракцию поверхностных экситонных поляритонов на звуковой волне в структурах металл-сверхрешетка-металл, подобную дифракции объемного света.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Briers R., Leroy O., and Shkerdin G. Bounded beam interaction with thin inclusions. Characterization by phase differences at Rayleigh angle incidence // J. Acoust. Soc. Am. - 2000. -New York, -v. 108. -n.4. -p.1622-1630.
2. V. M. Kotov, G. N. Shkerdin, D. G. Shkerdin, and E. V. Kotov Multiphonon Bragg scattering of light in single-crystal paratellurite // Journal of Optical Technology. -New York, -2005. -v. 72. -n.7. -p.511-514.

3. Haug H., Koch S.W. Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors. -Singapore,- World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. -2004. -p.453.
4. Zibik E.A., Wilson L.R., Green R.P., Bastard G., Ferreira R., Phillips P.J., Carder D.A., Wells J-P.R., Skolnick M.S., Cockburn J.W., Steer M.J. and Hopkinson M. The polaronic nature of intraband relaxation in InAs/GaAs self-assembled quantum dots. // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. -New York, -2005. -v. 26. -n.1-4. -p.408-412.
5. Bastard G., Mendez L.E., Chang L.L., and Esaki L. Excitons Binding energy in quantum wells. - Phys. Rev. B. -New York, -1982. -v.26. -n.4. -p. 1974-1979.
6. Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.В., Стрижевская Ф.Н., Чкалова В.В., Шаскольская М.П. Акустические кристаллы. -М. -Наука. -1982. с.632.
7. Chemla D.S. Quasi-two-dimensional Excitons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Semiconductor Multiple Quantum Well Structures. - Helv. Phys. Acta. -New York, -1983. -v.56. -p 607-637.

4. СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

Статьи:

1. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. The Effect of the Blurring of the Wave Vectors of Electromagnetic and Sound Waves on the Stimulated Acousto-Optic Interaction. // Radio Engineering and Electronic Physics. -New York, -1982. -v.27. -n.7. -p.142-144.
2. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. Nonlinear Photoelasticity of Crystals Near Exciton Resonances // Sov.Phys.Semiconductors. -New York, -1982. -v.16. -n.12. -p.1402-1403.
3. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. About Theory Photoelasticity in Piezoelectric Crystals Near Exciton Resonances. // Sov.Phys.Semiconductors. -New York, -1984. -v.18. -n.9. -p.1057-1058.
4. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. Characteristics of the Acoustooptic Interaction in the Region of Exciton Resonances.// Sov.Phys.Semiconductors. -New York, -1986 -v.20. -n.10. -p.1214-1215.
5. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. Use of High-Power Electromagnetic Radiation to Control the Optical Properties of a Crystal in the Exciton Resonance Region. // Journal of Communications Technology and Electronics. -New York, -1989. v.-34. -n.1. -p.146-148.
6. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. Diffraction of Surface Polaritons in Metal -Insulator -Metal Three-Layer Structures. // Journal of Communications Technology and Electronics. -New York, -1989. -v.34. -n.9. -p.99-102.
7. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. Resonant Photoelasticity Effect in Exhibited by Multilayer Quantum Well Structures in the Spectral Region of Quasitwo-Dimensional Excitons.// Physics of the Solid State. -New York, -1990. -v.32. -n.12. -p.2062-2064.
8. Ayukhanov R.A., Bayzakov B.B., Mukhamediarov K., Suleymanov S.Kh. About Simultaneous Measurement of Several Thermo-physical and Optical Constants on the Surfaces of Specimen by Mirage-effect Method. // Technical Physics. -New York, -1993. -v.63. -n.3. -p.176-179.

9. Ayukhanov R.A., Gulyaev Yu.V. and Shkerdin G.N. Linear Photoelasticity Coefficients of Quantum-Well Layer Structures Near Resonances of Quasi-Two-Dimensional Excitons calculated allowing for the Finite Well Width. // *Physics of the Solid State*. -New York, - 1993. -v.35. -n.7. -p.957-959.
10. Ayukhanov R.A. and Shkerdin G.N. Linear Coefficients of Photoelasticity in Multilayer Quantum Well Structures Having a Sloping Bottom in Exciton Resonance Regions // *Physics of the Solid State*. -New York, -1998. -v.40, -n. 9. -p.1582-1586.
11. Аюханов Р.А. Эффекты резонансной фотоупругости в объемных и двумерных структурах вблизи дискретного экситонного спектра // *Узбекский физический журнал*. -2000. – Ташкент, -т.2. -в.2. -С.118-123.
12. Ayukhanov R.A. and Shkerdin G.N. Effects of Linear and Nonlinear photoelasticity in Superlattices Near Interband Resonance // *Proceedings of the NATO ARV, NATO Science Series*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherland -2001. -p.291-296.
13. Аюханов Р.А. Особенности диэлектрических и фотоупругих свойств сверхрешеток с наклонным дном квантовой ямы вблизи экситонных резонансов // *Доклады АН Республики Узбекистан*. -Ташкент, -2001. -в.6-7. -С.16-19.
14. Ayukhanov R.A. and Shkerdin G.N. Effect of Photoelasticity Enhancement Stimulated by Carrier Localization in a Quantum Well near Interband Resonances in Superlattices // *Physics of the Solid State*. -New York, -2001. -v.43. -n.3. -p.527-529.
15. Ayukhanov R.A., Shkerdin G.N. Dimensional Photoelastic Effects in Quantum Superlattices near Excitonic and Superlattice Interband Resonances.// *Journal of Communications Technology and Electronics*. -New York, -2005. -v.50. n.9. -p.1090-1096.
16. Ayukhanov R.A., Shkerdin G.N. Photoelasticity Effects in Superlattices with Quantum Wells Having a Sloping Bottom Near the Interband Resonances // *Physics of the Solid State*. -New York, -2006. -v.48. -n.2. p.357-362.
17. Ayukhanov R.A. Action of an Electric Field on the Photoelastic Properties of Piezoelectric Superlattices in the Band-Resonance Region // *Journal of Optical Technology*. -New York, -2006. -v.73. -n.9. -p.622-624.
18. Аюханов Р.А., Шкердин Г.Н. О механизмах возникновения линейной фотоупругости в пьезоэлектрических кристаллах вблизи экситонных резонансов.// *Изв. вузов. Физика*. -2008. -т.51.в.11/3. С.164-166.

Труды конференций:

19. Ayukhanov R.A. and Shkerdin G.N. Calculation of Photoelastic Coefficients in the Multiple Quantum Well Structures in the Region of Resonances of Quasi-Two-Dimensional Excitons Taking into Account Well Width. // *International Symposium on Surface Waves in Solid Layered Structures and National Conference (With International Participation) on Acoustoelectronics (ISSWAS-94) May 17-23. 1994. Moscow-St.Petersburg. Russia*. p.67.
20. Джулиев Х.Х., Лейдерман А.Ю., Аюханов Р.А., Мамадалимов А.Т. «Инфранизкочастотные колебания фотопроводимости в кремнии, легированном хромом» Материалы III Национальной конференции «Рост, свойства и применение кристаллов». Ташкент. 2002. стр. 78-79.

21. Аюханов Р.А., Шкердин Г.Н. «Оптикозвуковая коммутация объемного и поверхностного оптического сигнала в слоистых структурах металл-диэлектрик-металл» Материалы III Национальной конференции «Рост, свойства и применение кристаллов». Ташкент. 2002. стр. 104-105.
22. Ayukhanov R. A., Shkerdin G.N. Theoretical Investigation of Photoelastic Properties Multiple Quantum Well Structures in the Region of Exciton Resonances Taking into Account Well Width. Workshop and conference “Quantum complexities in condensed matter” August 21-28. 2003. Bukhara. Uzbekistan. p.18.
23. Аюханов Р.А. Локализационный механизм увеличения фотоупругости и диэлектрической проницаемости в квантовых сверхрешетках вблизи экситонных резонансов. Conference: “Photoelectric phenomena in semiconductors. Tashkent-2004” Материалы конференции “Фотоэлектрические явления в полупроводниках 2004”. 20-21 апреля 2004. Ташкент. с.65-66.
24. Аюханов Р.А. Эффект аномального увеличения фотоупругости в сверхрешетках вблизи межзонных резонансов. Conference: “Photoelectric phenomena in semiconductors. Tashkent-2004” Материалы конференции “Фотоэлектрические явления в полупроводниках 2004”. 20-21 апреля 2004. Ташкент. с.67-68.
25. Аюханов Р.А., Шкердин Г.Н.. Исследование фотоупругих свойств сверхрешеток в области экситонных и межзонных резонансов. Фундаментальные и прикладные вопросы физики. Труды конференции посвященной 60 – летию АН РУз и ФТИ. 27-28 ноября 2004. Ташкент с.285-286.
26. Ayukhanov R.A. Effects of Nonlinear Photoelasticity Near Exciton Spectrum in Ideal Two-Dimensional Superlattices. International Conference “Theoretical Aspects of Polymeric Nanostructures Formation”. 2004. October 6-8. Tashkent. p.18-19.
27. Ayukhanov R.A. Calculation of Linear Photoelasticity in Superlattices Near Interband Resonances in Quantum Well. International Conference “Theoretical Aspects of Polymeric Nanostructures Formation”. 2004. October 6-8. Tashkent. p.20-21.
28. Аюханов Р.А. Акустооптические свойства сверхрешеток вблизи резонансов зона-зона. Труды Второй Международной конференции “Фундаментальные и прикладные вопросы физики”, посвященной 90-летию академика С.А. АЗИМОВА. 2004. Ташкент. с.212-214.
29. Аюханов Р.А. Оптико-деформационные процессы в экситонной области спектра при учете поляритонного эффекта. Физика в Узбекистане. Ташкент 27-28 сентября 2005 г.
30. Аюханов Р.А. Расчет коэффициентов фотоупругости одномерных структур в области экситонных резонансов. IV Республиканская конференция “Рост, свойства и применение кристаллов” Нукус 27-29 октября 2005 г.
31. Аюханов Р.А. Линейные коэффициенты фотоупругости одномерных структур на основе пьезоэлектрических кристаллов в области экситонных резонансов. IV Республиканская конференция “Рост, свойства и применение кристаллов” Нукус 27-29 октября 2005 г.
32. Аюханов Р.А. Эффект линейной фотоупругости на частоте основного экситонного резонанса в пьезоэлектрических объемных кристаллах. Сборник "Неравновесные процессы в полупроводниках и в полупроводниковых структурах". 1-3 февраля 2007. Ташкент с.38-39.

33. Ayukhanov R.A., Shkerdin G.N., Kotov V.M., Stiens J.H.A. Linear and Nonlinear Photoelastic Constants in Superlattices with Tilted Energy Band Profiles. The International Congress on Ultrasonics. ICU2007. Vienna. 2007. Book of Abstracts, p.53-54.
34. Kotov V., Stiens J., Ayukhanov R., Shkerdin G., Vounckx R. Edge Enhancement in Optical Images at Different Orders of Acoustooptic Bragg Diffraction. The International Congress on Ultrasonics. ICU2007. Vienna, 2007. Book of Abstracts. p.51.
35. Аюханов Р.А., Шкердин Г.Н. О механизме возникновения линейной фотоупругости в пьезоэлектрических кристаллах вблизи экситонных резонансов. Труды VI Международной научной конференции “Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах”.- Томск: Изд. ТПУ. 2008 г. С.1025-1029.
36. Аюханов Р.А., Садыков М., Шкердин Г.Н. Эффект линейной фотоупругости вблизи резонансов объемных экситонов в пьезоэлектрических кристаллах стимулированный внешним электрическим полем. Материалы Республиканской конференции “Оптические методы в современной физике” 2008. Ташкент. С. 202-204.
37. Аюханов Р.А. Стимулированное акустооптическое взаимодействие в условиях угловой расходимости электромагнитных и акустических волн. Материалы Республиканской научной конференции “Современные проблемы физики и физическое образование” Самарканд. 2009.

РЕЗЮМЕ

диссертации Аюханова Рашида Ахметовича на тему: "Оптико-деформационные свойства объемных и низкоразмерных структур в области экситонных и межзонных резонансов", представляемой на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.10 – Физика полупроводников.

Ключевые слова: экситон, поляритон, сверхрешетка, низкоразмерные структуры, фотоупругость, диэлектрическая проницаемость, межзонные резонансы.

Объекты исследования: сверхрешетки на основе GaAs с прямоугольной квантовой ямой и с квантовой ямой с наклонным дном, а также объемные кристаллы CdS и CuCl.

Цель работы: создание теории оптико-деформационного взаимодействия в объемных кристаллах и сверхрешетках с различными типами квантовых ям вблизи экситонных и межзонных резонансов.

Методы исследования: методы последовательных приближений, теории возмущений, вариационные методы, стандартная методика матрицы плотности и впервые разработанная методика матрицы плотности для переменного числа квазичастиц.

Полученные результаты и их новизна: построена обобщенная методика нахождения резонансных ДП и КФ в сверхрешетках с учетом ширины QW и в сверхрешетках с наклонным дном QW вблизи частот модифицированных экситонных резонансов. Показано существенное увеличение ДП и КФ, связанное как с локализацией экситона в QW, так и с увеличением ПМУ экситонов в сверхрешетке. Показано, что систему невзаимодействующих электрона и дырки, находящихся в сверхрешетке в слое, составляющем QW, можно рассматривать как экситоноподобный осциллятор. Впервые показано, что локализация экситона в квантовой яме приводит к существенному увеличению диэлектрической проницаемости и коэффициента фотоупругости вблизи экситонных и межзонных резонансов.

Научная и практическая значимость: построена общая теория оптико-деформационных свойств объемных и низкоразмерных структур для частотной области экситонных и межзонных резонансов. Результаты исследования расширяют круг знаний о чувствительности оптических параметров полупроводниковых кристаллов к деформационному возмущению. На основе этих результатов могут быть созданы новые типы акустооптических устройств, работающие в частотной области экситонных и межзонных резонансов и обладающие значительно меньшей управляющей мощностью и большей чувствительностью к внешнему звуковому сигналу.

Степень внедрения и экономическая эффективность: полученные результаты могут использоваться при разработке нового типа приборов для быстродействующего и неконтактного управления оптическим излучением (дефлекторов, модуляторов, акустооптических фильтров и др.), а также при чтении спецкурсов на кафедрах нанотехнологий в ВУЗах.

Область применения: нанотехнологии, акустооптика, оптоэлектроника.

Физика-математика фанлари доктори илмий даражасига талабгор Аюханов Рашид Ахметовичнинг 01.04.10 –ярим ўтказгичлар физикаси ихтисослиги бўйича “Экситон ва зоналараро резонанс соҳасида ҳажмий ва паст ўлчамли структураларнинг оптик ва деформация хоссалари” мавзuidaги диссертациясининг

РЕЗЮМЕСИ

Таянч сўзлар: экситон, поляритон, сверхрешетка, паст ўлчамли структуралар, фотоэластиклик, диэлектрик сингдирувчанлик, зоналараро резонанслар.

Тадқиқот объектлари: GaAs асосида яратилган тўғри бурчакли ва ости қия квант чуқурликли сверхрешеткалар ҳамда CdS ва CuCl ҳажмий кристаллар.

Ишнинг мақсади: экситонли ва зоналараро резонанслар соҳасида ҳажимли кристалларда ва турли типдаги квант ўрали сверхрешеткаларда оптик-деформация ўзаро таъсир этиш назариясини яратишдир.

Тадқиқот усуллари: кетма-кет ёндашиш усуллари, уйғотиш назарияси; вариация усуллари; зичлик матрицасининг стандарт усули ва ўзгарувчан сонли квазизаррачалар учун илк бор ишлаб чиқилган зичликлар матрицаси усули.

Олинган натижалар ва уларнинг янгилиги: сверхрешеткаларда QW нинг қалинлигини ҳисобга олган ҳолда ва QW қия чуқурликли сверхрешеткаларда модификацияланган экситон резонансли частоталар яқинида резонанс диэлектрик сингдирувчанлик ва фотоэластиклик коэффициентларни топишнинг умумлашган услуби яратилди. QW да экситонларнинг утириб қолиши ва сверхрешеткада ПМУ экситонларининг ошишига боғлиқ равишда диэлектрик сингдирувчанлик ва фотоэластиклик коэффициентларининг салмоқли ошиши кўрсатилди. Сверхрешеткада QWни ҳосил қилувчи қатламда турган ўзаро таъсирлашмайдиган электрон ва ковакларни экситонга ухшаш осциллятор деб қараш мумкинлиги кўрсатилди. Илк бор экситоннинг квант чуқурлигида утириб қолиши экситон ва зоналараро резонанс яқинида диэлектрик сингдирувчанлик ва фотоэластик коэффициентларнинг салмоқли ошишига олиб келишлиги кўрсатилди.

Амалий аҳамияти: экситон ва зоналараро резонансларнинг частота соҳаси учун ҳажмий ва паст ўлчамли структураларнинг оптик-деформация хоссаларининг умумий назарияси яратилди. Тадқиқот натижалари яримўтказгич кристаллари оптик параметрларининг деформация уйғонишига сезгирлиги тўғрисидаги билимларни кенгайтиради. Бу натижалар асосида экситон ва зоналараро резонанс соҳасида ишловчи ва анчагина кичик бошқарув қувватга ҳамда ташқи товуш сигналларига нисбатан катта сезгирликка эга бўлган янги типдаги акустооптик курилмалар яратилиши мумкин.

Тадбиқ этиш даражаси ва иқтисодий самарадорлиги: олинган натижалар тезҳаракатга келувчи ва оптик нурланишларни уланишсиз бошқарувчи янги типдаги аспобларни ишлаб чиқишда (дефлекторларда, модуляторларда, акустооптик филтрларда ва шунга ухшаш), ҳамда ОЎЮ нинг нанотехнология кафедраларида махсус курсларни ўқитишда қўлланилиши мумкин.

Қўлланиш соҳаси: нанотехнология, акустооптика, оптоэлектроника.

THE RESUME

thesis of Ayukhanov Rashid Akhmetovich on the scientific degree competition of the doctor of sciences in physic and mathematic sciences on specialty 01.04.10 - semiconductor physics subject: “Optical-deformation properties of volumetric and low-dimension structures in the field of exciton and interband resonances”

Keywords: exciton, polariton, superlattice, low-dimension structures, photoelasticity, dielectric constant, interband resonances.

Subjects of research: superlattices on the basis of GaAs with a rectangular quantum well (QW) and with a quantum well with an inclined bottom, and also volumetric crystals CdS and CuCl.

Purpose of work: creation of the theory of optical-deformation interaction in volumetric crystals and superlattices with different types of quantum wells near the exciton and interband resonances.

Methods of research: methods of consecutive approximation, theory of indignations, variation methods, standard technique of matrix of density and for the first time developed technique of matrix of density for variable number of quasi-particles.

The results obtained and their novelty: the generalized technique of finding resonant dielectric constant and photoelasticity coefficients in superlattices taking into account of width of QW and in superlattices with inclined bottom of QW near exciton resonances frequencies is constructed. Significant increase of dielectric constant and photoelasticity coefficients caused by both exciton localization in QW, and increasing density of excitons maximum packing in superlattice is shown. It has been shown, that system of noninteracting electrons and the holes, being in the superlattice layer making QW, can be considered as oscillator similar exciton. For the first time it is shown, that localization of excitons in QW causes significant increase of dielectric constant as well as photoelasticity coefficients near exciton and interband resonances.

Practical value: the general theory of optical-deformation properties of volumetric and low-dimension structures for exciton and interband resonances frequencies. Results of research expand circle of knowledge about sensitivity of optical parameters of semiconductor crystals under deformation influence. On the basis of these results new types of acoustooptical devices, working in exciton and interband resonances frequencies and possessing by smaller operating power and larger sensitivity to external sound signal than usual devices can be created.

Degree of embed and economic effectivity: received results can be used at development of new types of devices for high-speed and not contact regulation of optical radiation (deflectors, modulators, acoustooptical filters etc.), and also at lecturing special courses at nanotechnology faculties in high education schools.

Field of application: nanotechnology, acoustooptics, optoelectronics.