

**На правах рукописи**

Спицын Алексей Сергеевич

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОННЫХ  
КРИСТАЛЛОВ И ВОЛНОВЕДУЩИХ СТРУКТУР  
НА ИХ ОСНОВЕ**

Специальность: 01.04.10 - Физика полупроводников

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург - 2009

Работа выполнена в Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Научный руководитель -

доктор физико-математических наук, профессор

Глинский Г.Ф.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

кандидат физико-математических наук, доцент

Прудан А.М.

Копылов А.А.

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе.

Защита диссертации состоится «29» октября 2009 года в 14-00 часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 212.238.04 при Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) по адресу: 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке СПбГЭТУ.

Автореферат разослан: «28» сентября 2009 г.

Ученый секретарь совета по защите докторских и кандидатских диссертаций

В.А. Мошников

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Потенциал информационной емкости световых волн в настоящее время уже используется для передачи информации по оптоволокну, однако эффективное управление оптическим сигналом в масштабе нескольких длин волн представляет собой весьма сложную задачу с точки зрения технической реализации. Одно из решений подобной задачи - это использование вместо однородных материалов, обычно применяемых в интегральной оптике, периодических структур, обладающих уникальными оптическими свойствами. Такие структуры, имеющие периодическую модуляцию диэлектрической проницаемости, получили название фотонных кристаллов (ФК). На сегодняшний день исследование свойств ФК представляет собой актуальную задачу экспериментальной и теоретической физики.

Распространение световых волн в фотонных кристаллах во многом аналогично распространению электронов в обычной кристаллической решетке, поэтому для исследования оптических свойств ФК широко применяют методы и математические модели, используемые в физике твердого тела. В связи с этим, основной характеристикой фотонного кристалла является его зонная структура, т.е. зависимость частоты собственных мод от волнового вектора. Поэтому основной задачей теоретического анализа ФК является расчет его зонной структуры и определение свойств собственных мод. В большинстве работ, посвященных данной тематике, основное внимание уделялось расчету зонной структуры, без подробного анализа свойств собственных мод. В связи с этим актуальной является задача изучения свойств собственных состояний электромагнитного поля в фотонных кристаллах.

Особый практический интерес представляют собой волноведущие структуры на основе фотонных кристаллов, в которых возможно прохождение электромагнитной волны практически без рассеяния в любом, заранее выбранном, направлении. Именно такие структуры предполагается использовать для передачи информации от процессоров к модулям памяти в высокопроизводительных компьютерах следующего поколения. Однако практическая реализация элементов интегральной оптики на основе фотонных кристаллов с необходимыми свойствами весьма сложная задача. В многочисленных публикациях, посвященных этой проблеме, говорится о больших потерях мощности при распространении волноводных мод в созданных структурах, что неприемлемо для практического использования. Основные причины потери мощности связаны с рассеянием волн на шероховатостях, присутствующих на границах раздела сред вследствие технологических ограничений. Также отмечается, что на сегодняшний день практически очень сложно реализовать волноведущие структуры с

модуляцией диэлектрической проницаемости в трех направлениях, т.е. с использованием так называемых трехмерных фотонных кристаллов, в которых предполагается очень низкий уровень потерь мощности при распространении волноводных мод. В связи с этим актуальной является задача поиска и создания простых в реализации и эффективных на практике волноводных структур, обладающих требуемыми свойствами.

**Основной целью диссертационной работы** являлось а) расчет и анализ зонной структуры фотонных кристаллов различной размерности, а также изучение собственных состояний электромагнитного поля в них; б) изучение локализованных мод в волноводных структурах на основе одномерных ФК; в) исследование свойств резонансных ФК. В связи с этим были поставлены следующие **задачи**:

1. Детальное исследование оптических свойств 1D, 2D, 3D ФК и поиск оптимальных структур для создания оптических волноводов.
2. Анализ состояний электромагнитного поля в фотонных кристаллах с дефектами.
3. Исследование волноводных структур на основе щелевого кремния.
4. Исследование резонансных оптических явлений в фотонных кристаллах на основе полупроводниковых сверхрешеток.

**Научной новизной** обладают следующие результаты:

1. Исследованы состояния электромагнитного поля в фотонных кристаллах с дефектами и проведена их классификация.
2. Впервые рассчитаны коэффициент локализации и групповая скорость волноводных мод в структурах на основе щелевого кремния.
3. В рамках метода разложения поля по плоским волнам предложен новый простой метод определения групповой скорости волноводных мод.
4. В рамках метода вторичного квантования разработана теория экситонных поляритонов в сверхрешетках на основе полупроводников  $A_3B_5$ .
5. Впервые рассчитан закон дисперсии экситонных поляритонов в одномерном резонансном фотонном кристалле на основе полупроводников  $A_3B_5$  с учетом сложного характера строения зоны проводимости  $\Gamma_6$  и валентной зоны  $\Gamma_8$ .
6. Впервые исследовано влияние параметров резонансного ФК на ширину запрещенной зоны для поляритонных состояний.

### **Научные положения, выносимые на защиту:**

1. Коэффициент локализации волноводной моды в фотонном кристалле с дефектом определяется тремя параметрами: а) шириной запрещенной зоны ФК; б) положением дисперсионной кривой волноводной моды относительно середины запрещенной зоны ФК; в) близостью ее дисперсии к дисперсии света в объемном материале волноводного канала.
2. В волноведущих структурах на основе щелевого кремния с воздушным каналом максимальную локализацию имеют ТЕ-моды.
3. Ширина запрещенной зоны одномерного резонансного ФК определяется параметрами сверхрешетки и максимальна при условии пересечения нижних фотонных и экситонных ветвей вблизи границы зоны Бриллюэна.

**Практическая ценность новых научных результатов** заключается в следующем:

1. Разработаны программы для расчета характеристик электромагнитного поля в идеальных фотонных кристаллах и кристаллах с дефектами.
2. Рассчитаны дисперсия электромагнитных волн и пространственное распределение поля в 1D, 2D и 3D ФК.
3. Методом матрицы переноса исследованы оптические свойства 1D ФК на основе щелевого кремния.
4. Теоретически исследованы оптические свойства брэгговского волновода на основе щелевого кремния с дефектом. Показано, что такие волноводы можно использовать для эффективного управления оптическим излучением в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах.
5. Рассчитаны оптимальные параметры волновода, способные обеспечить максимальную локализацию мод в рабочем диапазоне частот.
6. Предложен простой способ расчета групповой скорости локализованных мод в рамках метода разложения собственных мод по плоским волнам.
7. Определены оптимальные соотношения для одномерного резонансного ФК на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs.

Результаты работы могут быть использованы при разработке волноведущих элементов интегральной оптики с заданными дисперсионными характеристиками, обладающих низким коэффициентом потерь мощности.

**Апробация работы.** Основные положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и молодежных школах:

1. V Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 1-5 декабря 2003 г., Санкт-Петербург.
2. VII научная молодежная школа по твердотельной электронике, 8-10 октября 2004 г., Санкт-Петербург.
3. VI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: 6-10 декабря 2004 г., Санкт-Петербург.
4. VII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: 5-9 декабря 2005 г., Санкт-Петербург.
5. IX научная молодежная школа по твердотельной электронике, 27-28 мая 2006 г., Санкт-Петербург.
6. VIII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: 4-8 декабря 2006 г., Санкт-Петербург.
7. Ежегодные конференции профессорско-преподавательского состава Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) в 2004-2007 гг.

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 10 статьях и докладах, среди которых 3 публикации в ведущих рецензируемых изданиях, рекомендованных в действующем перечне ВАК. Доклады доложены и получили одобрение на 4 всероссийских и межвузовских конференциях, перечисленных в конце автореферата. Доклады на V и VII Всероссийских молодежных конференциях по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике были отмечены дипломами различной степени.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 4 глав с выводами и заключения. Она изложена на 103 страницах машинописного текста, включает 29 рисунков, 1 таблицу, 2 приложения и содержит список литературы из 86 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность темы, определяются цель и задачи исследования. Сформулированы научная новизна, практическая значимость полученных в работе результатов и научные положения, выносимые на защиту.

**В главе 1** представлен обзор современного состояния исследований в области фотонных кристаллов и перспектив их применения. Рассмотрены основные свойства одно-, двух- и трехмерных фотонных структур с запрещенной зоной. Произведен обзор существующих технологий используемых для создания таких структур и показаны примеры использования фотонных кристаллов для проектирования интегральных оптических цепей.

Поскольку фотонные кристаллы предполагается использовать, прежде всего, для управления оптическим излучением, то период модуляции диэлектрической проницаемости (который должен быть сравним с длиной волны) составляет микронные и субмикронные размеры. Технологии микроэлектроники позволяют создавать такие структуры, однако, они в первую очередь адаптированы под стандартные материалы, такие как кремний, германий, арсенид галлия и различные виды фоторезистов. Поэтому подавляющее большинство экспериментальных образцов фотонных кристаллов представляет собой кремниевые или кварцевые структуры. Существуют ФК-структуры на основе металлов (вольфрам), но это единичные образцы. В настоящее время практически все экспериментальные образцы фотонных кристаллов получены одним из перечисленных способов:

- рентгеновская литография, в том числе интерференционная;
- ультрафиолетовая литография;
- электрохимическое травление;
- лазерная голография;
- использование нанороботов и сканирующей электронной микроскопии;
- послойное сплавление вытравленных пластин;
- использование эффектов самоорганизации в коллоидных растворах.

Отмечается, что основную практическую ценность представляют фотонные кристаллы с дефектами, при помощи которых можно очень эффективно управлять световыми потоками. Такие структуры могут обладать свойствами волноводов, резонаторов, фильтров, разветвителей и других устройств, необходимых для создания полностью оптического компьютера [1]. При нарушении трансляционной симметрии фотонного кристалла в каком-либо месте, например, при изменении периода

структуры, возникает область, в которой могут существовать электромагнитные волны с частотами, соответствующими запрещенной зоне ФК. Вследствие чего возможна локализация электромагнитного поля на дефектах.

В заключении главы делаются выводы, определяющие цели и задачи диссертационной работы.

**Глава 2** посвящена описанию численных методов, используемых для расчета оптических свойств фотонных кристаллов. При исследовании неограниченных фотонных кристаллов произвольной симметрии наиболее подходящим методом с точки зрения устойчивости численного решения и простоты программной реализации является метод разложения собственных мод ФК по плоским волнам (МПВ). Наряду с неоспоримыми преимуществами данного метода, он обладает рядом недостатков. Например, если диэлектрическая проницаемость реальной структуры сильно зависит от частоты электромагнитной волны, то применение данного метода оказывается очень сложной задачей. Применение МПВ также затруднительно, если необходимо рассчитать коэффициенты отражения и прохождения через ограниченную структуру. В этих случаях необходимо применение других методов численного расчета. В настоящей работе расчет ограниченных фотонно-кристаллических структур производился с помощью метода матриц переноса (ММП).

Метод разложения электромагнитного поля по плоским волнам является основным методом расчета зонной структуры и собственных мод фотонных кристаллов [2]. Он основан на использовании трансляционной симметрии ФК, что позволяет свести стационарные дифференциальные уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}(\mathbf{x}) &= +i\omega\mu_0\boldsymbol{\mu}(\mathbf{x})\mathbf{H}(\mathbf{x}) \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}(\mathbf{x}) &= -i\omega\varepsilon_0\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x})\mathbf{E}(\mathbf{x}), \end{aligned} \quad (1)$$

в которых  $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x})$  и  $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{x})$  – в общем случае являются тензорами, к системе линейных алгебраических уравнений. Поскольку магнитные свойства сред не рассматриваются, будем считать  $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{x})$  единичным тензором ( $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{x}) \equiv \mathbf{1}$ ).

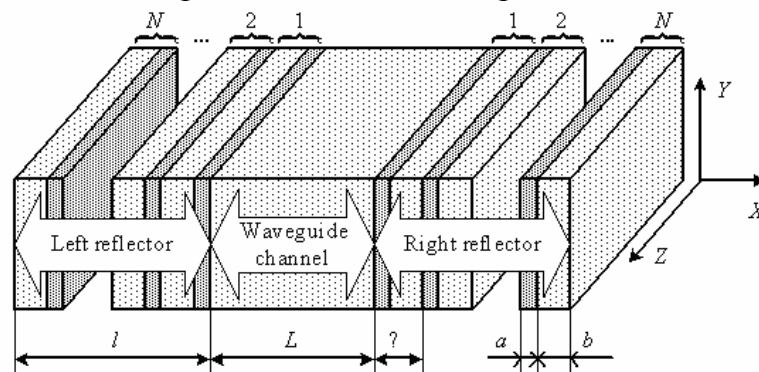
Введение дефекта в фотонный кристалл нарушает его трансляционную симметрию, что не позволяет непосредственно применять описанный выше метод для исследования дефектных состояний электромагнитного поля. Однако, использование метода периодического продолжения решений, или метода сверхъячейки, позволяет обойти данное ограничение метода МПВ. Метод сверхъячейки основан на периодическом продолжении исследуемой структуры в пространстве. Например, для расчета электромагнитного поля в двумерном фотонном кристалле с дефектом необходимо периодически продолжить этот дефект по направлениям трансляции, но с периодом



значительно превышающим период ФК. Таким образом расчет проводится не в фотонном кристалле с единичным дефектом, а в своеобразной сверхрешетке на основе ФК, поэтому метод периодического продолжения решений (ППР) часто называют приближением сверхъячейки (supercell approximation).

Проведено исследование применимости и точности метода периодического продолжения решений для расчета дефектных состояний электромагнитного поля в фотонных кристаллах с искусственными дефектами. Дана классификация дефектных состояний и показано, что метод ППР позволяет рассчитывать только локализованные на дефекте состояния. Точность расчета всегда ограничена конечным размером сверхъячейки и количеством гармоник, используемых при разложении в ряд Фурье диэлектрической проницаемости и напряженностей полей. Выбор размера сверхъячейки и необходимого числа гармоник определяются величиной возмущения вносимого дефектом в кристалл и степенью локализации мод на дефекте.

В Главе 3 теоретически исследованы свойства локализованных мод в брэгговских волноводах на основе щелевого кремния (см. рис. 1). Для структур с различной шириной канала были рассчитаны дисперсионные



**Рис. 1.** Схематичное изображение брэгговского волновода.  $L$  – ширина волноводного канала;  $a$  – толщина кремниевой пластинки;  $b$  – толщина воздушного слоя;  $L = a + b$  – период ФК;  $N$  – количество периодов ФК, содержащихся в отражателях.

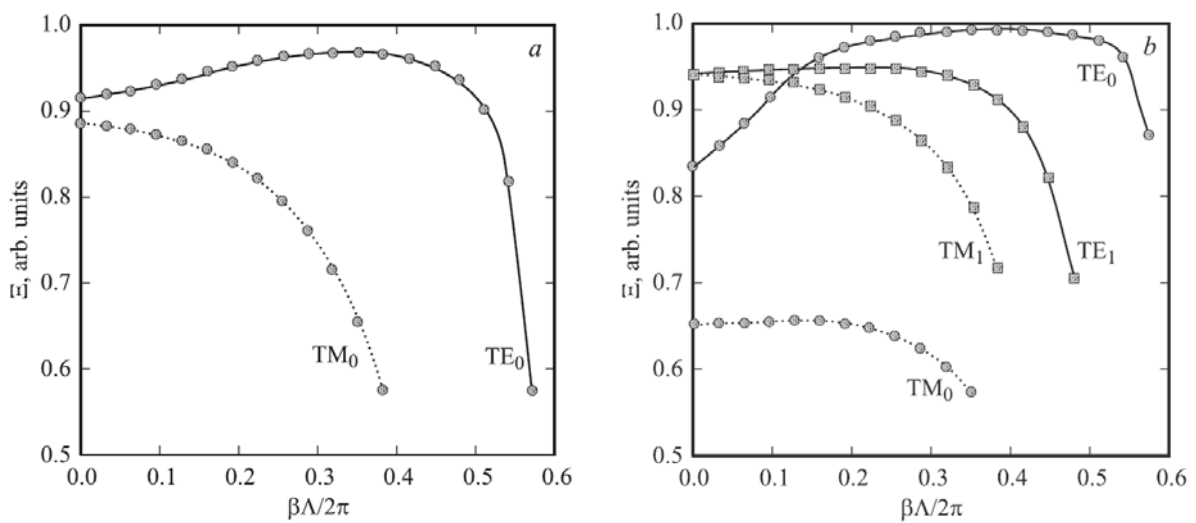
кривые волноводных мод ТЕ- и ТМ-поляризации, а также коэффициент локализации и групповая скорость волновых пакетов, сформированных из них. Расчеты были выполнены методом разложения электромагнитного поля по плоским волнам с использованием приближения периодического продолжения решений. Показано, что в исследуемых структурах свойства волноводных мод ТЕ- и ТМ-поляризации сильно различаются. Наиболее локализованными в волноводном канале являются ТЕ-моды, степень локализации которых практически равна единице в структурах с широким каналом. Групповая скорость волновых пакетов, сформированных из таких мод, достигает значения близкого к скорости света в вакууме. Это объясняется тем, что вся мощность волноводной моды практически

полностью сосредоточена в канале, диэлектрическая проницаемость которого равной единице.

Коэффициент локализации, показывающий какая доля мощности волноводной моды сосредоточена в волноводном канале, определяется следующим выражением [3]:

$$\Xi = \frac{\operatorname{Re} \int_{-0.5L}^{0.5L} S_z(x) dx}{\operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} S_z(x) dx},$$

где  $S_z(x)$  - компонента вектора Пойнтинга вдоль направления распространения света. Поскольку, как правило, оптические волноводы оптимизированы для работы на определенную длину волны, то представляет интерес исследовать зависимость коэффициента локализации от постоянной распространения. В настоящей работе эти характеристики были рассчитаны для волноводов с шириной канала от  $2\Lambda$  до  $6\Lambda$  ( $\Lambda$  – период ФК). Результаты расчетов для структур с каналом шириной  $2\Lambda$  и  $3\Lambda$  представлены на рис. 2а и 2б, соответственно. Согласно этим данным, волноводные моды ТЕ- и ТМ-поляризации сильно различаются по степени локализации. Такое существенное различие в степени локализации ТЕ- и ТМ-мод одного и того же порядка обусловлено двумя причинами. Во-первых эти моды имеют разные граничные условия. Это приводит к тому, что напряженность поля на границе дефекта для ТЕ-мод всегда равна нулю, а для ТМ-мод имеет достаточно большое значение. Поэтому напряженность поля ТЕ-волн гораздо быстрее спадает до нуля по мере



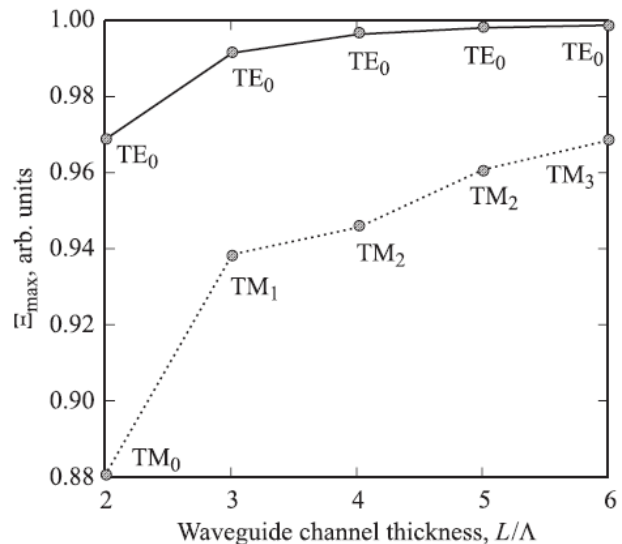
**Рис. 2.** Зависимости коэффициента локализации волноводных мод от постоянной распространения в структурах с шириной канала  $L = 2\Lambda$  (а) и  $L = 3\Lambda$  (б).

удаления от волноводного канала. Вторая причина связана с тем, что свойства TE- и TM-мод в периодической оболочке волновода сильно различаются (более подробно см. [4]). Это различие хорошо заметно на рис. 3, где видно, что по мере увеличения постоянной распространения ширина запрещенной зоны для TE-поляризации увеличивается, а для TM – уменьшается. Как было отмечено в работе [5], чем ближе дисперсионная кривая локализованной моды к разрешенной зоне фотонного кристалла, тем меньше её локализация на дефекте. Это позволяет объяснить тот факт, что локализация TM-мод снижается при увеличении, а локализация TE-мод возрастает до определенного значения (см. рис. 2). Максимальная степень локализации TE-мод приходится на ту область длин волн, в которой дисперсионная кривая моды располагается одновременно близко к середине запрещенной зоны и к дисперсионной кривой, соответствующей объемному материалу волноводного канала - в данном случае, вакууму.

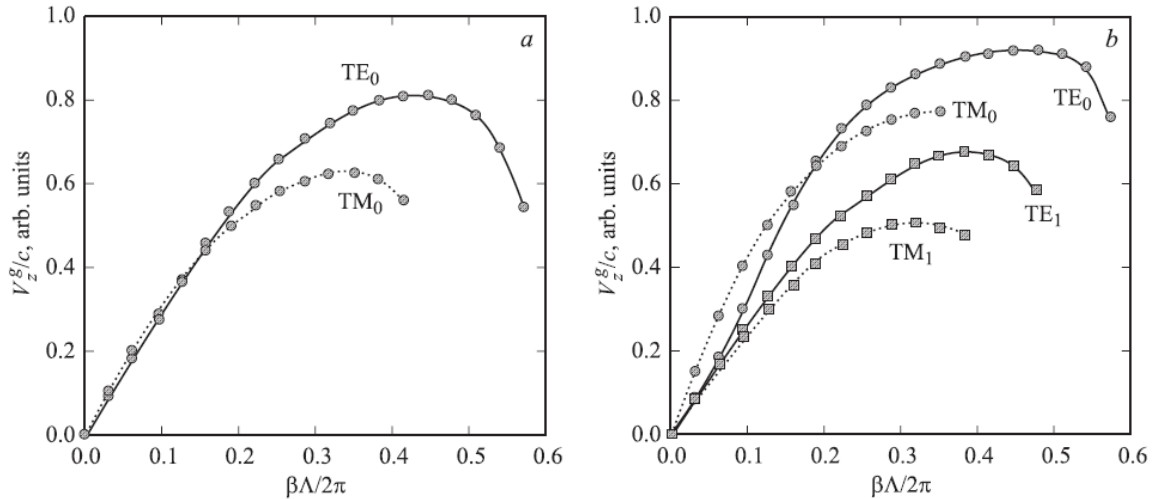
Другой характерной особенностью рассматриваемой структуры является то, что с увеличением ширины волноводного канала наиболее локализованной TE-модой всегда является  $TE_0$ , в случае же TM-поляризации, наиболее локализованной является мода, которая ближе всего расположена к середине запрещенной зоны. Это хорошо видно на рис. 3, где представлены результаты расчета коэффициента локализации волноводных мод в структурах с различной шириной канала. Из рисунка следует, что

максимальный коэффициент локализации моды  $TE_0$  практически равен 1 в структурах с шириной канала больше  $4\Lambda$ . Столь высокая степень локализации волноводных мод способствует уменьшению их оптических потерь, связанных с поглощением в материале оболочки, а также на неровностях границы раздела сред.

На рис. 4а и 4б представлены результаты расчетов групповой скорости волновых пакетов, сформированных из локализованных мод различной поляризации в волноводах с шириной канала  $2\Lambda$  и  $3\Lambda$ , соответственно.



*Рис. 3. Зависимости максимальных величин коэффициента локализации для TE- и TM-мод от ширины канала волновода.*



**Рис. 4.** Зависимости групповой скорости волновых пакетов в структурах с шириной канала  $L = 2\lambda$  (a) и  $L = 3\lambda$  (b).

Из рисунков видно, что проекция групповой скорости на ось  $Z$  изменяется в широких пределах в зависимости от постоянной распространения. При этом можно отметить следующие особенности. Во-первых, зависимости, характеризующие волновые пакеты, сформированные из локализованных мод любой поляризации и любого порядка, имеют максимум при определенных значениях постоянной распространения. Это означает, что величина дисперсии групповой скорости, определяемая как [6]:

$$D = -\frac{\omega^2}{2\pi c} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2},$$

может быть положительной, отрицательной, а также принимать нулевое значение. Данное свойство исследуемой структуры может быть широко использовано на практике для передачи мощных лазерных импульсов, в системах газового анализа [7], а также в ускорителях заряженных частиц [8]. Во-вторых, как видно из рис. 4а и 4б, волновые пакеты TE-поляризации практически всегда имеют большее значение групповой скорости, чем пакеты TM-поляризации. Обе особенности связаны со степенью локализации волноводных мод в волноводном канале. Поскольку диэлектрическая проницаемость волноводного канала равна единице, то с увеличением степени локализации мод их кинетические свойства становятся все более схожими со свойствами электромагнитных волн в вакууме.

В главе 4 развита теория экситонных поляритонов в резонансных фотонных кристаллах на основе полупроводников  $A_3B_5$ . Полученные теоретические данные использованы для расчета закона дисперсии экситонных поляритонов в полупроводниковых сверхрешетках на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs с различными периодами и шириной ямы для экситонов.

Задача определения собственных состояний экситонных поляритонов  $|\Phi\rangle$  в периодической структуре сформулирована в рамках метода вторичного квантования. Этот метод возник почти одновременно с окончательной математической формулировкой квантовой механики в работах Дирака [9], Фока [10, 11], Иордана и Вигнера [12]. Детальное изложение метода можно найти в работах [13, 14]. Как известно, собственные состояния многочастичной квантовой системы определяются из решения стационарного уравнения Шредингера:

$$\hat{H}|\Phi\rangle = E|\Phi\rangle. \quad (2)$$

Здесь  $\hat{H}$  - многочастичный гамильтониан, включающий в себя гамильтонианы свободных экситонов  $\hat{H}_{ex}$  и фотонов  $\hat{H}_\omega$ , а также гамильтониан экситон-фотонного взаимодействия  $\hat{H}_{ex\omega}$ , т.е.:

$$\hat{H} = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_\omega + \hat{H}_{ex\omega}. \quad (3)$$

Состояние экситонного поляритона  $|\Phi\rangle$  искалось в виде разложения по известным экситонным  $|ex\rangle$  и фотонным  $|ph\rangle$  состояниям:

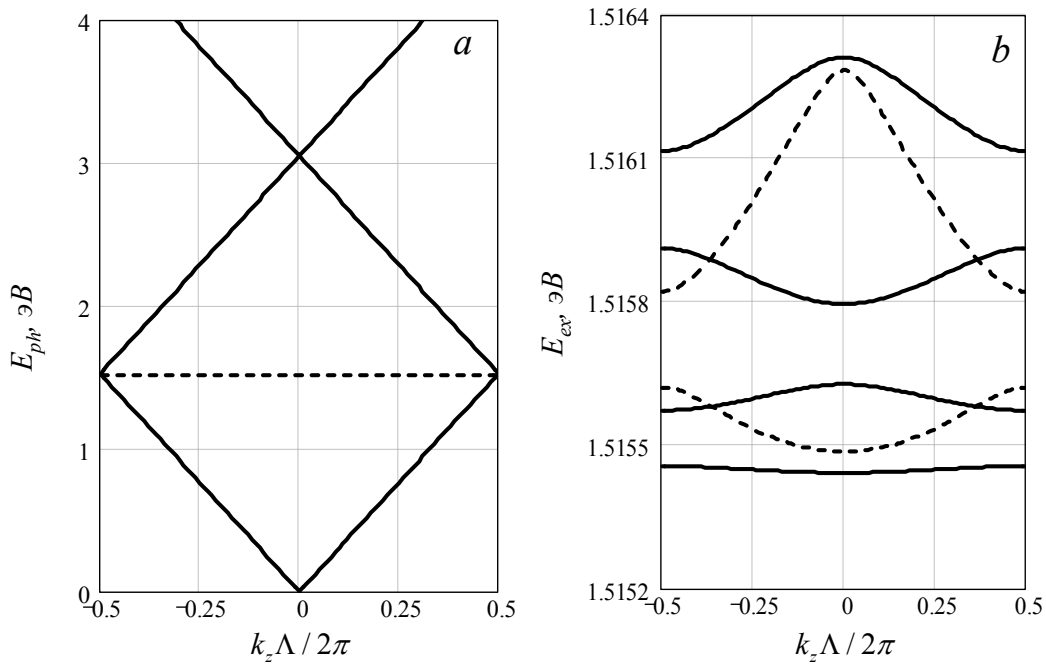
$$|\Phi\rangle = \sum_{ex} |ex\rangle \langle ex|\Phi\rangle + \sum_{ph} |ph\rangle \langle ph|\Phi\rangle. \quad (4)$$

Подставляя (4) и (3) в (2), получим, что задача определения поляритонных состояний сводится к решению системы уравнений, которую удобно представить в следующей матричной форме:

$$\begin{bmatrix} \langle ex|\hat{H}_{ex}|ex'\rangle & \langle ex|\hat{H}_{ex\omega}|ph'\rangle \\ \langle ph|\hat{H}_{ex\omega}|ex'\rangle & \langle ph|\hat{H}_\omega|ph'\rangle \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Theta_{ex'} \\ \Upsilon_{ph'} \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} \Theta_{ex} \\ \Upsilon_{ph} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где  $\Theta_{ex} = \langle ex|\Phi\rangle$  и  $\Upsilon_{ph} = \langle ph|\Phi\rangle$  - соответственно экситонная и фотонная составляющие поляритонной волновой функции. В работе последовательно произведен расчет всех матричных элементов, входящих в уравнение (5).

Численное решение уравнения (5) проводилось при параметрах, соответствующих сверхрешетке  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$  с различными значениями периода и ширины потенциальной ямы для экситона. Для того, чтобы оценить насколько сильно энергетический спектр экситонных поляритонов отличается от экситонного и фотонного, был рассчитан закон дисперсии невзаимодействующих фотонов (рис. 5a) и экситонов (рис. 5b) в сверхрешетке с теми же параметрами. Период решетки подбирался таким образом, чтобы уровни экситонного резонанса пересекались с дисперсионной кривой световых волн вблизи границы зоны Бриллюэна сверхрешетки. Было показано, что экситон-фотонное взаимодействие при такой геометрии сверхрешетки приводит к образованию максимально широких поляритонных запрещенных зон. Дисперсия свободных фотонов



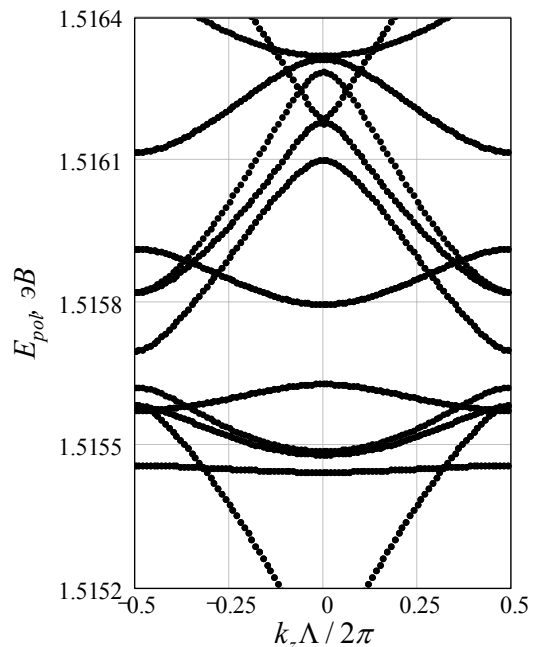
**Рис. 5.** Дисперсия невзаимодействующих фотонов (а) и экситонов (б) в сверхрешетке  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$  с периодом  $\Lambda = 0.1134$  мкм;

(а) пунктирной линией обозначен уровень экситонного резонанса; (б) сплошные линии – дисперсия тяжелых экситонов, пунктирные линии – дисперсия легких экситонов.

(рис. 5а) представляет собой «сломанную» дисперсию фотонов в объемном материале. Фотонных запрещенных зон нет, т.к. практически отсутствует контраст фоновой диэлектрической проницаемости данной гетеросистемы.

Энергетический спектр свободных  $\Gamma_6 \otimes \Gamma_8$ -экситонов в сверхрешетке представляет собой набор дисперсионных кривых, соответствующих состояниям тяжелых и легких экситонов (рис. 5б). Вследствие туннелирования экситонов через барьеры в их спектре наблюдались подзоны размерного квантования, разделенные запрещенными зонами. При увеличении ширины барьеров дисперсионные кривые становились более пологими и постепенно переходили в дискретный спектр, соответствующий уровням размерного квантования экситонов в изолированной яме.

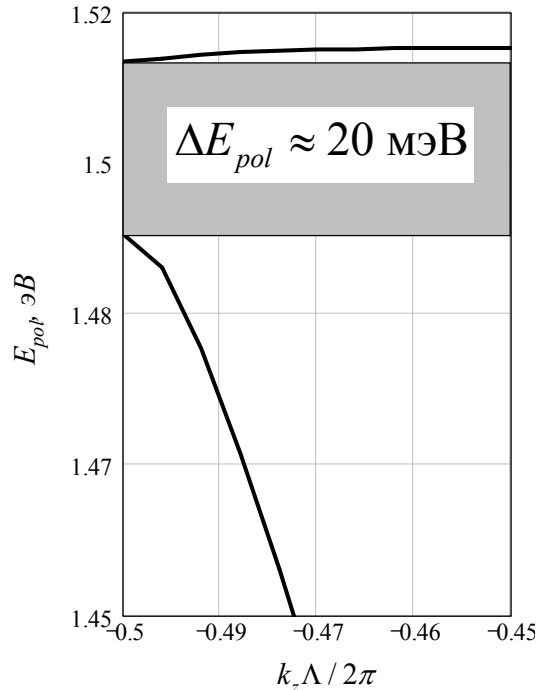
Закон дисперсии экситонных поляритонов в одномерном резонансном фотонном кристалле на основе



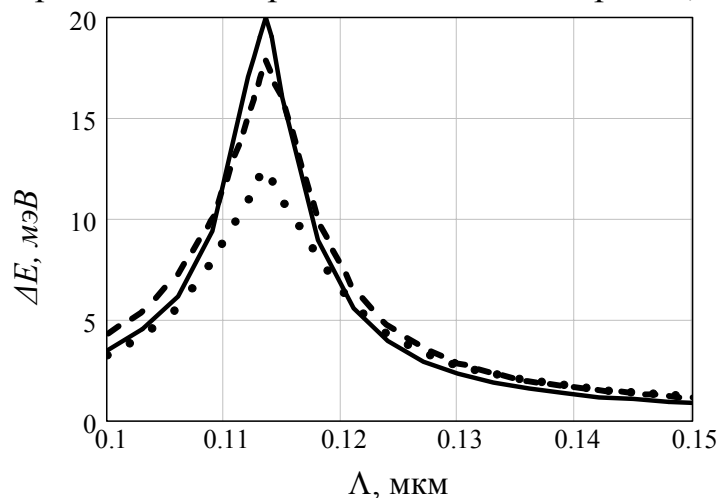
**Рис. 6.** Дисперсия экситонных поляритонов (параметры те же, что на рис. 5).

гетероструктуры  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$  представлен на рис. 6 (параметры сверхрешетки те же, что и на рис. 5). Как следует из рисунка, в области экситонного резонанса дисперсия поляритонов представляет собой набор «экситоно-подобных» дисперсионных ветвей.

На рис. 7 представлены две нижние дисперсионные ветви поляритона вблизи границы зоны Бриллюэна. Как следует из графика в области пересечения экситонных и фотонных ветвей в результате экситон-фотонного взаимодействия формируется поляритонная запрещенная зона. Ширина этой зоны в значительной степени зависила от периода сверхрешетки и в исследованных нами структурах достигала максимального значения порядка 20 мэВ. Зависимость ширины поляритонной запрещенной зоны от периода сверхрешетки для структур с различной шириной экситонной ямы представлена на рис. 8. Как видно, эта зависимость имеют резонансный характер с максимумом, соответствующем периоду  $\Lambda = 0.1134$  мкм. В структурах с данным периодом экситонная дисперсионная кривая пересекает фотонную дисперсионную кривую в точке, примыкающей к границе зоны Бриллюэна. Таким образом, только в этом



**Рис. 7.** Дисперсия экситонных поляритонов в сверхрешетке  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$  (период  $\Lambda = 0.1134$  мкм, ширина ямы  $a = 0.034$  мкм).



**Рис. 8.** Зависимость ширины поляритонной запрещенной зоны от периода сверхрешетки в структурах с различной шириной ямы: сплошная линия -  $a = 0.040$  мкм, пунктирная линия -  $a = 0.060$  мкм, штрихпунктирная линия -  $a = 0.080$  мкм.

случае экситон-фотонное взаимодействие приводит к образованию максимально широких поляритонных запрещенных зон. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке оптических приборов с использованием резонансных фотонных кристаллов на основе полупроводниковых сверхрешеток.

В заключении диссертации перечислены основные результаты работы.

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Разработаны программы для расчета характеристик электромагнитного поля в идеальных фотонных кристаллах и кристаллах с дефектами.
2. Рассчитаны дисперсия электромагнитных волн и пространственное распределение поля в 1D, 2D и 3D ФК.
3. Методом матрицы переноса исследованы оптические свойства 1D ФК на основе щелевого кремния.
4. Исследованы состояния электромагнитного поля в фотонных кристаллах с дефектами и проведена их классификация.
5. Впервые рассчитаны коэффициент локализации и групповая скорость волноводных мод в структурах на основе щелевого кремния.
6. В рамках метода разложения поля по плоским волнам предложен новый простой метод определения групповой скорости волноводных мод.
7. Впервые в рамках метода вторичного квантования развита теория экситонных поляритонов в сверхрешетках на основе полупроводников  $A_3B_5$ .
8. Рассчитан закон дисперсии экситонных поляритонов в одномерном фотонном кристалле на основе гетероструктуры  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ .
9. Показано, что ширина запрещенной зоны одномерного резонансного ФК, зависящая от параметров сверхрешетки, максимальна при условии пересечения нижних фотонных и экситонных ветвей вблизи границы зоны Бриллюэна.

### ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] Проблемы когерентной и нелинейной оптики: Сборник статей /С.А. Алексеев, П.А. Белов, В.Г. Беспалов и др.; Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. – СПб: СПбГИТМО, 2000. – 278 с.
- [2] K. Sakoda, Optical properties of photonic crystal, Springer Verlag, Berlin, 2001.
- [3] А. Ярив, П. Юх. *Оптические волны в кристаллах* (М., Мир, 1987).
- [4] А.С. Спицын, Г.Ф. Глинский. Известия СПбГЭТУ, 1, 7-16 (2006).



- [5] M. L. Povinelli, S. G. Johnson, E. Lidorikis, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic. *Appl. Phys. Lett.*, **84**(18), 3639-3641 (2004).
- [6] R. Ramaswami, K. N. Sivarajan. *Optical Networks: A Practical Perspective* (London, Academic Press, 1998).
- [7] G. Xuan, L. Feng, B. Wei-hong. *Optoelectronics Letters*, **3**(3), 199-202 (2007).
- [8] X. E. Lin. *Phys. Rev. ST Accel. Beams.*, **4**(5), 051301 (2001).
- [9] Дирак П.А.М., Theory of the emission and absorption of radiation. – *Proc. Roy. Soc. A*, 1927, v. 144, p. 234-262.
- [10] Фок В.А. (Fock V. A.), Konfigurationstraum und zweite Quantelung. – *Zs. Phys.*, 1932, v. 75, p. 622-647.
- [11] Фок В.А. (Fock V. A.), Zur Quantenelectrodynamik. – *Soviet Phys.*, 1934, v. 5, p. 425.
- [12] Иордан П., Вигнер Е. (Jordan P., Wigner E.), Uber das Paulische Aquivalenzverbot. – *Zs. Phys.*, 1928, Bd. 47, S. 631-658.
- [13] Дирак П.А.М., Собрание научных трудов. Том III. Квантовая теория (научные статьи 1948-1984 гг.) / Под общей редакцией А.Д.Суханова; Ред.-сост. - А.Д.Суханов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 720 с.
- [14] A. L. Fetter and J. D. Walecka, *Quantum Theory of Many-Particle Systems* (McGraw-Hill, New York, 1971)

### ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

#### Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК России:

- [1] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Локализованные моды электромагнитного поля в брэгговских волноводах на основе кремния [текст] / А.С. Спицын, Г.Ф. Глинский. // Известия Государственного электротехнического университета, серия "Физика твердого тела и твердотельная электроника". – 2006. - Вып. 1. - С. 7-16.
- [2] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. К расчету локализованных мод фотонного кристалла с искусственным дефектом методом периодического продолжения решений [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // Журнал Технической Физики. – 2008. – Том 78. – Вып. 5. – С. 71-77.
- [3] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Свойства волноводных мод в фотонном кристалле на основе щелевого кремния с дефектом [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Том 42. – Вып. 10. – С. 1261-1267.

#### Другие статьи и материалы конференций:

- [4] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Зонная структура и пространственное распределение поля в 1D, 2D и 3D фотонных кристаллах [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // V Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике:

Труды конференции. 1-5 декабря 2003 г., Санкт-Петербург: Из-во СПбГПУ, 2003, 128 с.

[5] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Фотонные кристаллы [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // VII научная молодежная школа по твердотельной электронике: Труды конференции, 8-10 октября 2004 г. – Санкт-Петербург: Из-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2004. – С. 104.

[6] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Зонная структура и оптические характеристики фотонных кристаллов [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // VII научная молодежная школа по твердотельной электронике: Труды конференции, 8-10 октября 2004 г. – Санкт-Петербург: Из-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2004. – С. 104.

[7] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Оптические свойства фотонных кристаллов на основе щелевого и макропористого кремния [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // VI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: Труды конференции. 6-10 декабря 2004 г. – Санкт-Петербург: Из-во СПбГПУ, 2004. – С. 139.

[8] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Локализованные моды в волноводных структурах на основе фотонных кристаллов [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // VII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: Труды конференции. 5-9 декабря 2005 г. – Санкт-Петербург: Из-во СПбГПУ, 2005. – С. 124.

[9] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Локализованные моды в брэгговских волноводах на основе кремния [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // IX научная молодежная школа по твердотельной электронике: Труды конференции, 27-28 мая 2006 г. – Санкт-Петербург: Из-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2006. – С. 88.

[10] Спицын, А.С., Глинский, Г.Ф. Характеристики локализованных мод в брэгговских волноводах на основе кремния [текст] / А. С. Спицын, Г.Ф. Глинский // VIII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: Труды конференции, 4-8 декабря 2006 г. – Санкт-Петербург: Из-во СПбГПУ, 2006. – С. 119.