

На правах рукописи

Поддубный Александр Никитич

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ, ЛОКАЛИЗАЦИЯ
И ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА В НАНОСТРУКТУРАХ
И МЕТАМАТЕРИАЛАХ**

Специальность:

01.04.02 - теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Официальные оппоненты:

Виноградов Алексей Петрович, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, главный научный сотрудник лаборатории теоретической электродинамики конденсированного состояния

Запасский Валерий Сергеевич, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский государственный университет”, ведущий научный сотрудник лаборатории оптики спина им. И. Н. Уральцева

Тиходеев Сергей Григорьевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, ведущий лабораторией теории полупроводниковых наноструктур

Ведущая организация: **Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук.**

Защита состоится “20” октября 2016 г. в 10⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе и на сайте www.ioffe.ru.

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан “ ” _____ 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Л.М. Сорокин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Исследование оптических явлений в пространственно структурированных композитных материалах привело к формированию бурно развивающихся областей на стыке оптики и физики конденсированных сред — фотоники [1] и плазмоники [2]. Успехи технологии и эксперимента ставят вопрос о разработке теоретического описания структур — фотонных кристаллов и квазикристаллов, метаматериалов, резонаторов, наночастиц и т.д.

Становление фотоники как отдельной области знаний наиболее ярко проявилось с началом активного изучения фотонных кристаллов — структур, в которых диэлектрическая проницаемость модулирована в пространстве с периодом порядка длины световой волны, так что становится возможной брэгговская дифракция, и в спектре оптических возбуждений возникают запрещённые зоны. Качественным отличием дифракции света в фотонных кристаллах от дифракции рентгеновских лучей в естественных кристаллах стала возросшая на несколько порядков относительная ширина спектральных запрещённых зон. В телекоммуникационном диапазоне в фотонных кристаллах уже реализована запрещённая зона для распространения света во всех направлениях. Открывается возможность управления плотностью фотонных состояний, а благодаря этому — скоростью [3] и поляризацией [4] спонтанного излучения помещённых в фотонный кристалл локализованных источников: молекул, примесных атомов, квантовых точек. Параллельно с изучением периодических фотонных кристаллов идут исследования разупорядоченных структур, а также детерминированных аперидических структур и квазикристаллов. Активно исследуются фундаментальные свойства самоподобия и скейлинга оптических спектров квазикристаллов, обусловленные их промежуточным положением между периодическими и неупорядоченными структурами.

Интерес к усилению взаимодействия света с веществом в твердых телах был стимулирован экспериментальной реализацией режима сильной связи между ванье-моттовским экситоном в квантовой яме и фотонной модой, пленённой в планарном брэгговском микрорезонаторе. В

результате образуются гибридные частицы — экситонные поляритоны, наследующие от фотонов высокую скорость распространения и от экситонов — чувствительность к внешним электрическим и магнитным полям [5], а также упругой деформации. Важную роль в физике поляритонов играют коллективные эффекты.

Дальнейшее развитие технологии позволило создать оптические метаматериалы — структуры, характерный пространственный масштаб в которых меньше длины световой волны. Это позволяет описывать метаматериалы как искусственные среды, характеризующиеся тензорами эффективной диэлектрической и магнитной проницаемостей ϵ и μ . Первоначальные исследования были мотивированы перспективами реализации сред, в которых одновременно $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$, так что на их границе с воздухом происходит отрицательная рефракция света [6]. В последние годы интерес сместился к анизотропным метаматериалам, в которых диагональные компоненты эффективных тензоров ϵ или μ сильно отличаются по величине, а также могут иметь разные знаки. Традиционные теоретические подходы для описания необычных свойств сред с отрицательной сигнатурой тензора ϵ оказываются неприменимыми. Такие метаматериалы могут быть реализованы на основе массивов металлических компонентов с плазмонными резонансами [7]. Также перспективным является использование полупроводниковых частиц с высокой диэлектрической проницаемостью, например — кремниевых наночастиц, которые поддерживают высокочастотные резонансы Ми [8]. Достоинством неметаллических структур является значительное подавление нерадиационных потерь.

Исследования в области фотоники стимулируются проникновением идей из физики конденсированного состояния. Так, по аналогии с двумерными квантовыми ямами и материалами для электронов, возрастает интерес к двумерным аналогам метаматериалов, метаповерхностям. Активно изучаются краевые оптические состояния [9], являющиеся аналогами краевых электронных состояний в топологических изоляторах [10]. В отличие от электронных структур, их оптические аналоги являются открытыми, что приводит к конечному времени жизни собственных

мод.

Наиболее актуальными теоретическими задачами в области фотоники в настоящее время являются изучение влияния формы, геометрических параметров и материала наноструктур и метаматериалов на свойства их собственных оптических мод, разработка новых методов визуализации и спектроскопии наноструктур и метаматериалов, а также управление взаимодействием света с веществом.

Целью работы является теоретическое исследование оптических эффектов в наносистемах: метаматериалах, фотонных кристаллах и квазикристаллах, кластерах наночастиц, которые обусловлены резонансным взаимодействием света с веществом.

Научная новизна и практическая значимость работы состоят в разработке теории фундаментальных физических явлений в фотонных кристаллах, метаматериалах и наноструктурах: мандельштамбрилюэновского рассеяния экситонных поляритонов в сверхрешётках, локализации света в неупорядоченных фотонных кристаллах в режиме резонанса Фано, спонтанного излучения в гиперболических средах, фёрстеровского переноса энергии экситонными поляритонами. Предложены и теоретически описаны новые классы одномерных и двумерных наноструктур: резонансные фотонные квазикристаллы и цепочки резонансных наночастиц в форме зигзага, поддерживающие краевые оптические моды. Результаты работы позволили разработать методы оптической характеристики нано- и микроструктур.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Для описания резонансных оптических и фотоупругих свойств современных короткопериодных полупроводниковых сверхрешёток необходимо учитывать экситон-поляритонные эффекты.
2. В резонансных брэгговских квазикристаллических структурах с квантовыми ямами в зависимости от числа ям реализуются как сверхизлучательный, так и фотонно-квазикристаллический режимы. Их отличием от периодических структур является структурированный провал в спектрах отражения на частоте экситона.

3. В спектрах экстинкции одномерных фотонных кристаллов $ABAB\dots$ со случайной диэлектрической проницаемостью слоев B вблизи брэгговских частот возникают резонансы Фано.
4. Скорость спонтанного излучения квантовой точки в одноосном метаматериале возрастает при переходе в гиперболический режим, когда изменяется сигнатура тензора эффективной диэлектрической проницаемости. Максимум скорости достигается на границе эллиптического и гиперболического режимов.
5. Сильное влияние окружающей среды на процессы фёрстеровского переноса энергии между локализованными экситонами связано с формированием коллективных экситон-поляритонных мод.
6. В цепочке резонансных наночастиц в форме прямоугольного зигзага имеется пара поляризационно-вырожденных краевых фотонных состояний.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались автором на IX и XII Российских конференциях по физике полупроводников (Новосибирск – Томск, 2009; Звенигород, 2015), на VIII и IX международных конференциях по физике взаимодействия света с веществом (Токио, Япония, 2008; Лечче, Италия, 2009), на международной школе по спин-оптронике (Лез Уш, Франция, 2010), на XVIII международном симпозиуме “Наноструктуры: физика и технология” (Санкт-Петербург, 2010), на XI международном семинаре по нелинейной оптике и кинетике возбуждений в полупроводниках (Штутгарт, Германия, 2012), на XIII Австралийской и новозеландской конференции по оптике и фотонике (Фримантль, Австралия, 2013), были представлены в качестве приглашенных докладов на международном симпозиуме “Физика квантовой электроники” (Сноуберд, Юта, США, 2009, 2011), международном симпозиуме “Фотоника в Европе” общества SPIE (Брюссель, Бельгия, 2012), международной конференции “Дни дифракции” (Санкт-Петербург, 2011–2014), международном семинаре по гиперболическим метаматериалам (Канберра, Ав-

стралия, 2012), Симпозиуме по прогрессу исследований электромагнетизма (PIERS, Стокгольм, Швеция, 2013), международной конференции по вычислительным методам в науке и инженерной деятельности (ICCMSE, Афины, Греция, 2014), XI международном симпозиуме по фотонным и электромагнитным кристаллическим структурам (PECS, Шанхай, Китай, 2014), V международной конференции по метаматериалам, фотонным кристаллам и плазмонике (META-14, Сингапур, 2014), встречах общества SPIE “Оптика+Фотоника” (Сан-Диего, США, 2014, 2015), российско-британском семинаре по поляритонным устройствам (Санкт-Петербург, 2014), на XIV международном симпозиуме “Нанофизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, 2014), на встрече “Достижения в оптике и лазерной науке” американского оптического общества (Тусон, США, 2014; Сан Хосе, США, 2015), семинаре по кремниевой нанофотонике (Тосса-дель-Маре, Испания, 2014), международной конференции по метаматериалам и нанофизике (Варадеро, Куба, 2015).

Результаты исследований обсуждались также на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, университета ИТМО, Санкт-Петербургского государственного университета, Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Сколковского института науки и технологий, Института общей физики РАН, Немецкого синхротрона DESY (Гамбург), университетов Амстердама (Нидерланды), Норфолка (США), Джексона (США), Нью-Йорка (США), Австралийского национального университета. Основное содержание диссертации опубликовано в 24 научных статьях и одной главе в монографии.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 255 страниц текста, включая 53 рисунка. Список цитируемой литературы содержит 375 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения

ния, выносимые на защиту.

Первая глава “Рассеяние экситонных поляритонов в полупроводниковых сверхрешётках” посвящена оптическим свойствам одномерных многослойных структур с квантовыми ямами. Обзор работ по этой тематике представлен в §1.1. В §1.2 развита теория мандельштам-бриллюэновского рассеяния экситонных поляритонов в структурах на основе квантовых ям. Рассматривается геометрия нормального падения и рассеяния назад, см. рис. 1(а), где ω_i , ω_s и Ω — частоты падающей световой волны, рассеянной световой волны, и частота продольного акустического фонона, соответственно. В объемном полупроводнике характерные частоты фононов Ω определяются законами сохранения энергии

$$\Omega = |\omega_i - \omega_s| \quad (1)$$

и импульса,

$$\Omega/s = |Q_i| + |Q_s|, \quad (2)$$

где Q_i, Q_s — волновые вектора экситонных поляритонов, а s — скорость звука. Поскольку скорость звука s значительно меньше скорости света и скорости экситонных поляритонов, в низшем приближении в правой части (2) можно пренебречь различием Q_i и Q_s , что дает $|Q_i| \approx \Omega/(2s)$. Таким образом, зависимость бриллюэновского сдвига от частоты падающего света непосредственно отражает закон дисперсии экситонных поляритонов. Этот метод использовался с 1970-х гг. для визуализации эффектов пространственной дисперсии в окрест-

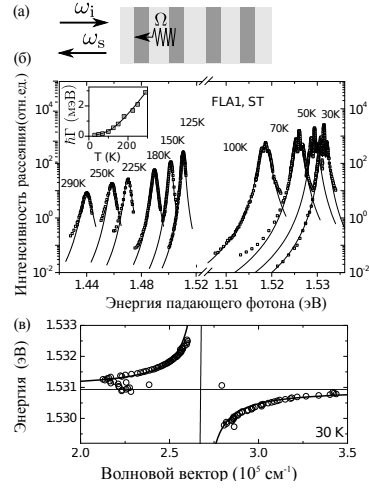


Рис. 1: (а) Иллюстрация мандельштам-бриллюэновского рассеяния в сверхрешётке. (б) Температурная зависимость спектров рассеяния и нерадикационного затухания экситона Γ . Квадраты — эксперимент, сплошные линии — расчёт. (в) Дисперсия экситонных поляритонов при 30 К, кружки — эксперимент, сплошная линия — расчёт при $\Gamma = 0$. Из работы [A2].

ности экситонного резонанса в объемных кристаллах [11]. В короткопериодных полупроводниковых сверхрешётках поляритонные эффекты не проявлялись в экспериментах до последнего времени, что было связано с недостаточно высоким качеством структур. В частности, типичные значения скорости нерадиационного затухания экситонов $\hbar\Gamma$ составляли величину порядка нескольких мэВ, что значительно больше, чем величина эффективного продольно-поперечного расщепления в GaAs/AlGaAs сверхрешётке $\hbar\omega_{\text{LT}} \sim 0.1$ мэВ. Однако, с появлением высококачественных структур с квантовыми ямами удалось значительно понизить значение нерадиационного затухания и достичь в сверхрешётке поляритонного режима с сильной экситон-фотонной связью, когда $\Gamma \lesssim \omega_{\text{LT}}$. Учет специфики мандельштам-бриллюэновского рассеяния поляритонов в сверхрешётках потребовал разработки новой теории, представленной во втором разделе главы.

Во-первых, в отличие от объемных кристаллов, в сверхрешётках с периодом d возможна брэгговская дифракция и процессы рассеяния с перебросом волнового вектора. Во-вторых, необходимо учитывать неопределенность волнового вектора рассеянных фононов и поляритонов $\sim 1/(Nd)$, связанную с конечным числом квантовых ям N , а также процессы отражения и преломления поляритонов на границах структуры. Детальная количественная теория резонансного мандельштам-бриллюэновского рассеяния для структур из многих квантовых ям, учитывающая вышеперечисленные эффекты, была разработана в [A1] и приведена в главе 1 диссертации. Рассматривается случай распространения падающей и рассеянной волн перпендикулярно квантовым ямам. В такой геометрии взаимодействие экситонов с продольными акустическими фононами описывается в рамках метода деформационного потенциала, а пьезоакустическое взаимодействие не проявляется. Теория основана на методе фотонной функции Грина и применима для любой последовательности квантовых ям, как периодической, так и аperiodической.

§1.3 посвящён анализу зависимости спектров рассеяния от нерадиационного затухания экситона и числа квантовых ям в структуре. На

рис. 1(б) показаны результаты сопоставления теории с экспериментом для стоксова рассеяния на сложенных акустических фононах в сверхрешётке GaAs/AlAs из $N = 40$ ям с периодом $d = 24.6$ нм [A2]. В актуальном случае, когда скорость излучательного затухания экситона Γ_0 не превосходит безызлучательное затухание Γ , оказывается, что интенсивность рассеяния удовлетворительно описывается компактным выражением

$$I(\omega_i, \omega_s) \propto T |t(\omega_i)t(\omega_s)\Delta[Q_i + Q_s - \Omega/s]p_{12}(\omega_i, \omega_s)|^2, \quad (3)$$

где T — температура, t — амплитудный коэффициент оптического пропускания через границу образца, Q_i, Q_s — волновые вектора поляритонов на соответствующих частотах, и $\Delta(Q) = \sum_{n=1}^N e^{iQdn}$ — структурный фактор, учитывающий интерференцию волн, рассеянных на разных ямах. Коэффициент фотоупругости $p_{12}(\omega_i, \omega_s)$ описывает изменение диэлектрического отклика одиночной квантовой ямы под влиянием деформации и связывает спектральные компоненты экситонной поляризации \mathbf{P} , электрического поля \mathbf{E} и тензора напряжений u ; $4\pi P_x(\omega_s) = -\varepsilon_b^2 \int \frac{d\omega_i}{2\pi} p_{12}(\omega_s, \omega_i) E_x(\omega_i) u_{yy}(\omega_s - \omega_i)$, где ε_b — фоновая диэлектрическая проницаемость материала квантовых ям. Отметим, что выражение (3) автоматически учитывает процессы рассеяния на фононах со сложным энергетическим спектром, соответствующие пикам в структурном факторе $\Delta(Q)$ при $Q = \pm 2\pi/d, \pm 4\pi/d \dots$

Сопоставление экспериментальных и теоретических спектров рассеяния, приведённое в §1.4, позволило определить скорость радиационного затухания квазидвумерных экситонов $\hbar\Gamma_0 \approx 40$ мкэВ и нерадиационное затухание Γ [см. вставку на рис. 1(б)]. При температуре 30 К безызлучательное затухание $\hbar\Gamma \sim 70$ мкэВ, т.е. меньше, чем эффективное продольно-поперечное расщепление в сверхрешётке $\hbar\omega_{LT} \sim 120$ мкэВ. В спектрах интенсивности рассеяния при температурах ниже 100 К видны характерные провалы, соответствующие поляритонным стоп-зонам для падающей и рассеянной волн. Определенная из спектров бриллюэновского сдвига зависимость дисперсии поляритонов [кружки на рис. 1(в)] также демонстрирует выраженный поляритонный резонанс. Установлена спектральная и температурная зависимость фотоупругого отклика

$p_{12}(\omega, \omega)$ и продемонстрировано его резонансное усиление до 10^5 раз при $T = 30$ К и до 10^2 раз при $T = 290$ К по сравнению с известным в литературе случаем объемного GaAs [12].

Таким образом, в первой главе показано, что при рассеянии света на акустических фононах в полупроводниковых сверхрешётках проявляется экситон-поляритонный эффект.

Развитая в главе 1 теория применима для произвольного расположения квантовых ям, однако конкретное рассмотрение выполнялось для периодической последовательности. Особенности квазипериодических и разупорядоченных структур исследуются во второй главе диссертации, “Резонансные эффекты в аперiodических фотонных структурах”. В §2.1 приведён обзор истории развития этой области и современного состояния исследований [A3]. Основы современного понимания физики явлений были заложены ещё в начале XX века при исследованиях дифракции рентгеновских лучей. Затем была развита теория резонансной дифракции γ -квантов на ядрах. В 1984-м году было введено понятие квазикристаллов — неперiodических структур с дальним порядком, допускающим брэгговскую дифракцию. Таким образом, квазикристаллы занимают промежуточное положение между периодическими и неупорядоченными средами. Фотонные кристаллы и квазикристаллы активно исследовались со второй половины 1980-х гг., однако главным образом изучались нерезонансные структуры. Проблема резонансной дифракции на регулярных системах впервые возникла в гамма-спектроскопии трёхмерных кристаллов, являющихся естественной дифракционной решёткой для γ -лучей. Лучи испытывают резонанс, когда их энергия близка к энергии внутриядерного перехода в мессбауэрском изотопе в твёрдом теле, порядка 10 кэВ. В 1990-х гг. разнообразие объектов, в которых наблюдается резонансная дифракция электромагнитных волн, расширилось за счёт периодических структур с квантовыми ямами и оптических решёток холодных атомов. Резонансная дифракция в квазикристаллических структурах ранее не изучалась ни экспериментально, ни теоретически.

Во втором разделе главы 2 диссертационной работы предложен

новый объект — резонансные фотонные квазикристаллы. В качестве их реализации рассматривается цепочка Фибоначчи из квантовых ям. Определение таких структур дано в §2.2.1, они состоят из одинаковых квантовых ям, разделенных барьерами двух типов, \mathcal{A} и \mathcal{B} . В канонических структурах Фибоначчи соотношение толщин барьеров a и b равняется золотому сечению, $a/b = \tau = (\sqrt{5} + 1)/2 \approx 1.62$. Последовательность барьеров определяется рекуррентным соотношением $\mathcal{F}_1 = \mathcal{B}$, $\mathcal{F}_2 = \mathcal{A}$, $\mathcal{F}_{n+1} = \mathcal{F}_n \mathcal{F}_{n-1}$ [A4, A5], аналогичным рекуррентному соотношению для чисел Фибоначчи $F_{n+1} = F_n + F_{n-1}$. Резонансные брэгговские структуры Фибоначчи удовлетворяют условию [A6]

$$\frac{\omega_0 n_b}{c} \bar{d} = h + \frac{h'}{\tau}, \quad h, h' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4)$$

на частоте резонанса квазидвумерных экситонов в квантовых ямах ω_0 [n_b — фоновый показатель преломления, $\bar{d} = b + (a - b)/\tau$ — средний период структуры]. При выполнении брэгговского условия (4) происходит усиление отражения света от структуры. В отличие от периодических структур, брэгговские резонансы в квазикристаллах характеризуются двумя целыми числами h и h' . Так как значение τ является иррациональным, казалось бы, брэгговские резонансы всюду плотным образом заполняют вещественную ось. Однако эти резонансы имеют разную силу, характеризуемую величиной структурного фактора дифракции $f_{hh'} = \lim_{N \rightarrow \infty} (1/N) \sum_{j=1}^N e^{2\pi i(h+h'/\tau)z_j/\bar{d}}$, где z_j — положение центра j -ой ямы. Если ограничиться лишь резонансами со структурными факторами больше некоторого порога, $|f_{hh'}| > \epsilon$, то полученное подмножество векторов обратной решётки является конечным в любом конечном спектральном интервале. Поэтому основные свойства спектров отражения структуры Фибоначчи, настроенной на определённый сильный брэгговский резонанс с $|f_{hh'}| \sim 1$, определяются лишь этим резонансом. Тогда собственные моды электромагнитного поля внутри структуры можно описать в виде суперпозиции двух волн, падающей и дифрагированной на вектор дифракции $G = 2\pi(h + h'/\tau)/\bar{d}$. Такое двухволновое приближение существенно упрощает интерпретацию оптических спектров. Дисперсия волн в структуре в этом приближении

рассчитана в §2.2.2. В §2.2.3 анализируется отражение света от нерезонансных фотонных квазикристаллов и структур с квантовыми ямами. В рамках двухволнового приближения получено замкнутое аналитическое выражение для коэффициента отражения [A7]:

$$r = \frac{2qSf_{hh'}}{G/2 - 2qS - \chi - iQ \operatorname{ctg}(QN\bar{d})}, \quad (5)$$

где $q = \omega n_b/c$ — волновой вектор, а $S = \Gamma_0/(\omega_0 - \omega - i\Gamma)$ — резонансная восприимчивость квантовых ям. Качественным отличием структур Фибоначчи от периодических резонансных брэгговских структур с квантовыми ямами является наличие двух симметричных запрещённых стоп-зон вокруг частоты экситона ω_0 . В спектрах отражения это проявляется в виде структурированного провала на частоте ω_0 .

Характерным свойством квазикристаллических структур с квантовыми ямами, отличающим их от традиционных, нерезонансных фотонных квазикристаллов, является нетривиальная зависимость оптических спектров от числа ям N в структуре. В зависимости от соотношения числа ям и параметра $\sqrt{\omega_0/\Gamma_0} \sim 100$, можно выделить сверхизлучательный и фотонно-квазикристаллический режимы отражения, проанализированные в §2.2.3. В сверхизлучательном режиме ($N \ll \sqrt{\omega_0/\Gamma_0}$) полуширина спектра отражения линейно возрастает с числом квантовых ям. Отражение главным образом определяется резонансом коллективной моды экситонных поляритонов, излучательное время жизни которой обратно пропорционально числу ям. По аналогии с эффектом сверхизлучения Дикке в квантовой оптике, для периодических структур с квантовыми ямами такую моду принято называть сверхизлучательной [13]. Сверхизлучательный режим в квазикристаллических структурах ранее не изучался. В фотонно-квазикристаллическом режиме ($N \gtrsim \sqrt{\omega_0/\Gamma_0}$) происходит насыщение спектра отражения с образованием полос отражения, соответствующих стоп-зонам экситонных поляритонов. Переход в фотонно-квазикристаллический режим происходит, когда характерное время жизни сверхизлучательной моды $1/(N\Gamma_0)$ становится короче времени пролёта света через структуру

$Nn_b\bar{d}/c \sim N/\omega_0$ и аналитически описывается двухволновым приближением (5). На рис. 2 представлены экспериментальные спектры отражения структуры Фибоначчи с $h = 1$, $h' = 0$ (а) и периодической брэгговской структуры с $h = 1$ (б) [A8,A9]. Структуры были выращены градиентными, так что толщины слоев и средний период \bar{d} плавно варьировались в плоскости образца. Это позволяло сканировать структуры по периоду путём изменения положения пятна засветки. В полном соответствии с предсказанием теории отражение усиливается при настройке периода на брэгговское условие, а в спектре отражения брэгговской структуры Фибоначчи присутствуют характерные провалы на экситонных резонансах с тяжелой (НН) и легкой (ЛН) дырками.

В случае большого нерадиационного затухания экситона $\Gamma \gtrsim \Gamma_0$, который реализуется даже в лучших современных структурах, выражение (5) удовлетворительно описывает спектры отражения во всей спектральной области вокруг экситонного резонанса и согласуется с численным расчётом методом матриц переноса. При малом значении нерадиационного затухания экситона в спектрах отражения в узком диапазоне частот шириной $\sim \Gamma_0$ вокруг резонансной частоты экситона ω_0 проявляются фрактальные особенности, специфические для структур Фибоначчи. Эти эффекты изучены в §2.2.4. Проанализирована плотность состояний поляритонов в периодических аппроксимантах структур Фибоначчи $\mathcal{F}_n\mathcal{F}_n\mathcal{F}_n\dots$ в зависимости от величины эффективной восприимчивости квантовой ямы $S = \Gamma_0/(\omega_0 - \omega)$ в пределе $\Gamma = 0$. Показано, что плотность состояний масштабируется с увеличением по-

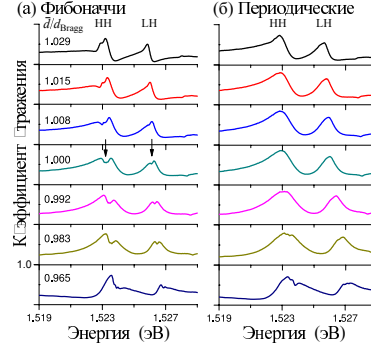


Рис. 2: Экспериментальные спектры отражения структуры Фибоначчи (а) и периодической структуры (б) из 21 GaAs/AlGaAs квантовой ямы в окрестности экситонных резонансов с тяжелой (НН) и легкой (ЛН) дырками в зависимости от отношения среднего периода к брэгговскому \bar{d}/d_{Bragg} [A8].

рядка структуры аналогично множеству Кантора — с ростом порядка аппроксиманта n в спектре появляются новые запрещённые зоны. Суммарная длина разрешённых зон стремится к нулю в пределе $n \rightarrow \infty$, что отражает локализацию экситонных поляритонов. Для структур с конечным нерадиационным затуханием локализация конкурирует с поглощением [A5].

Раздел 2.3 посвящён поляризационной зависимости пропускания двумерных фотонных квазикристаллов на основе мозаики Пенроуза из наночастиц, обладающих резонансным оптическим откликом. Определение мозаики Пенроуза дано в §2.3.1. Раздел 2.3.2 представляет симметричный анализ пропускания. Мозаика Пенроуза обладает вращательной симметрией пятого порядка. Поэтому при нормальном падении поляризация отраженного и рассеянного света совпадает с поляризацией падающего. При наклонном падении симметрия задачи понижается и становится возможным ряд поляризационно-зависимых эффектов: конверсия линейной поляризации в циркулярную, линейный дихроизм пропускания и т.п. В работе было сосредоточено внимание на циркулярном дихроизме, который приводит к отличию абсолютных значений коэффициентов пропускания право- и лево-циркулярно поляризованных волн t_{++} и t_{--} . Этот эффект требует помимо наклонного падения нарушения симметрии структуры к отражению в плоскости мозаики Пенроуза $z = 0$. Такая симметрия нарушена в структурах, выращенных на диэлектрической подложке. В §2.3.3 построена приближённая аналитическая теория пропускания света резонансными двумерными фотонными кристаллами и квазикристаллами с различной степенью вращательной симметрии [A10,A11]. Установлено, что в низшем порядке по силе взаимодействия света с наночастицами величина циркулярного дихроизма $\delta_{\text{circ}} = |t_{++}|^2 - |t_{--}|^2$ зависит от полярного и азимутального углов падения света θ и ϕ как

$$\delta_{\text{circ}} \propto \cos \theta \sin^{\tilde{N}} \theta \sin \tilde{N} \phi, \quad (6)$$

где \tilde{N} — параметр, характеризующий степень вращательной симметрии. Для мозаики Пенроуза $\tilde{N} = 10$, для гексагональной и квадратной решёток $\tilde{N} = 6$ и $\tilde{N} = 4$, соответственно. В §2.3.4 показано, что выражение

(6) находится в согласии с экспериментальными измерениями [A11], выполненными для структур на основе плазмонных наночастиц. Степень циркулярного дихроизма имеет максимум как функция полярного угла θ . При заданном значении θ дихроизм подавляется с ростом степени вращательной симметрии решётки \tilde{N} .

Четвёртый раздел главы 2 посвящён пропусканию света одномерными разупорядоченными фотонными кристаллами. Традиционно считается, что основным проявлением беспорядка в фотонных кристаллах является размытие и последующее разрушение брэгговских стоп-зон. Как показано в этом разделе, беспорядок может приводить к неожиданному эффекту — трансформации стоп-зон в зоны пропускания [A12]. Рассматривается слоистая структура $ABABAB\dots$ со специфическим типом беспорядка: случайной диэлектрической проницаемостью слоёв B , распределённой вокруг среднего значения $\bar{\epsilon}_B$ с дисперсией σ_{ϵ_B} . Диэлектрические проницаемости ϵ_A слоев A , толщины слоев a , b , и период $d = a + b$ фиксированы. Разброс проницаемостей в разных слоях B является некоррелированным. Рассматриваемая структура — это частный случай одномерных разупорядоченных систем с некоррелированным беспорядком. Поэтому её пропускание T может быть описано коэффициентом экстинкции $1/\ell$, определяемым как усреднённое по ансамблю случайных реализаций беспорядка выражение $-\ln T(N)/Nd$, где N — число пар слоев AB . Длина ℓ определяет скорость затухания пропускания с толщиной структуры. Система проявляет свойство эргодичности, т.е. экстинкция может быть эквивалентно определена как $-\lim_{N \rightarrow \infty} \ln T(N)/Nd$. Затухание может быть обусловлено как процессами локализации света из-за беспорядка, так и процессами брэгговской дифракции. Целью работы является изучение конкуренции этих двух процессов.

В §2.4.1 сформулирована модель и получены стохастические уравнения, описывающие распространение волн в структуре в приближении плавных огибающих и малого диэлектрического контраста ($|\epsilon_B - \epsilon_A|, \sigma_{\epsilon_B} \ll \epsilon_A$). Затем в §2.4.2 на основе выведенных уравнений получено замкнутое аналитическое выражение для коэффициента экстинкции,

которое далее анализируется в §2.4.3. Установлено, что коэффициент экстинкции вблизи брэгговских частот удовлетворительно описывается обобщённой формулой Фано

$$\frac{1}{\ell(\omega)} = \frac{\sin^2 \Phi_h \sigma_{\varepsilon_B}^2 (\Omega + q)^2}{4d\varepsilon_A^2 (\Omega^2 + 1)}, \quad (7)$$

где $\Omega = (\omega - \omega_h)/\Gamma_h$ — безразмерная отстройка частоты от брэгговского резонанса, $\Gamma_h = 4\pi h \omega_h b^2 \sigma_{\varepsilon_B}^2 / (d^2 \varepsilon_A^2)$ — ширина резонанса, $\Phi_h = \omega_h \sqrt{\varepsilon_A} b / c$, и введен параметр асимметрии спектра

$$q = -\operatorname{ctg} \Phi_h \left(1 + \frac{|\bar{\varepsilon}_B - \varepsilon_A|^2}{\sigma_{\varepsilon_B}^2} \right) - \frac{2}{\Phi_h} \frac{\varepsilon_A (\bar{\varepsilon}_B - \varepsilon_A)}{\sigma_{\varepsilon_B}^2}. \quad (8)$$

Из выражения (8) для параметра асимметрии следует, что форма брэгговской линии в спектрах пропускания может трансформироваться от провала в пропускании ($q = \infty$) до максимума ($q = 0$) в зависимости от номера брэгговского резонанса, фазового набега Φ_h в слоях \mathcal{B} и силы беспорядка. Этот результат находится в согласии с численным расчётом, приведённым на рис. 3. В случае нулевого беспорядка система представляет собой одномерный фотонный кристалл с запрещёнными зонами вокруг частот ω_h , удовлетворяющих брэгговскому условию

$$\frac{\omega_h \bar{n} d}{c} = \pi h, \quad h = 1, 2, \dots \quad (9)$$

где $\bar{n} = (a\sqrt{\varepsilon_A} + b\sqrt{\varepsilon_B})/d$ — средний показатель преломления. Эти частоты соответствуют симметричным провалам в спектре пропускания, см. рис. 3(а). Рост беспорядка ($\sigma_{\varepsilon_B} > 0$) приводит к асимметричной трансформации и перевороту спектральной линии. Такой эффект

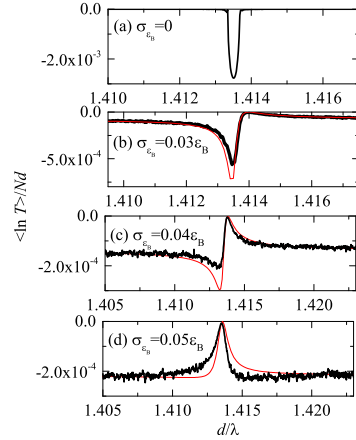


Рис. 3: Пропускание света фотонным кристаллом в зависимости от дисперсии σ_{ε_B} диэлектрической проницаемости слоёв \mathcal{B} . Толстые линии — численный расчёт, тонкие — результат (7).

беспорядка качественно отличает рассматриваемый случай от беспорядка по ширине слоев и по проницаемости обоих слоев, которые в общем случае приводят лишь к симметричному размытию брэгговского резонанса [14].

Трансформация брэгговской линии обусловлена корреляциями процессов рассеяния в структуре, сохраняющимися при беспорядке только по проницаемости слоев \mathcal{B} . Действительно, флуктуации проницаемости слоёв вызывают как случайное рассеяние волн на границах слоёв, так и случайные фазовые набегии при распространении по слоям \mathcal{B} , влияющим на брэгговскую дифракцию. Как следует из анализа стохастических уравнений для плавных огибающих, интерференция фонового нерезонансного рассеяния на границах и резонансной брэгговской дифракции и приводит к резонансам Фано в спектрах экстинкции. Выявленный механизм имеет общий характер. Он может качественно объяснять резонансы Фано, экспериментально наблюдавшиеся в работе [15] в спектрах пропускания трёхмерных фотонных кристаллов на основе синтетических опалов с наполнителем. Естественным ограничением развитой одномерной модели в применении к эксперименту [15] является возможность учесть лишь процессы рассеяния и брэгговской дифракции вдоль направления роста $\langle 111 \rangle$. При этом неоднородная глобулярная структура шаров, составляющих фотонный кристалл, соответствует флуктуациям диэлектрической проницаемости слоев \mathcal{B} .

Глава 3, “Излучение в гиперболических метаматериалах”, посвящена исследованию спонтанного излучения и эффекта Парселла в гиперболических средах. Гиперболические среды — это одноосные среды, в которых главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & & \\ & \epsilon_{xx} & \\ & & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (10)$$

отличаются знаком, $\text{Re } \epsilon_{xx} \text{Re } \epsilon_{zz} < 0$ (ось симметрии выбрана вдоль z) [A13]. В таких средах изочастотные поверхности, т.е. поверхности, замечаемые волновыми векторами \mathbf{k} необыкновенных

(поперечных магнитных, ТМ) волн на заданной частоте ω , представляют собой гиперboloиды, описываемые уравнением

$$\frac{k_x^2 + k_y^2}{\varepsilon_{zz}} + \frac{k_z^2}{\varepsilon_{xx}} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2, \quad (11)$$

и показанные на рис. 4.

В зависимости от сигнатуры тензора диэлектрической проницаемости можно выделить два типа гиперболических сред с $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} > 0, \varepsilon_{zz} < 0$ [рис. 4(а)] и с $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} < 0, \varepsilon_{zz} > 0$ [рис. 4(б)]. Для достижения гиперболического режима необходимо два ключевых условия: анизотропия и одна или две отрицательные главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Отрицательный диэлектрический отклик может быть реализован при резонансном взаимодействии электромагнитного поля с квазичастицами (например, фононами или экситонами) или при нерезонансном взаимодействии со свободными носителями заряда. Анизотропия может быть достигнута приложением внешних полей, деформации или за счет анизотропии структуры материала, когда эффективная масса электронов в одном из направлений значительно отличается от массы в других направлениях. Впервые гиперболический режим был продемонстрирован в микроволновом частотном диапазоне в плазме в условиях сильного магнитного поля, когда циклотронная частота больше плазменной. Естественными гиперболическими средами являются слоистые материалы — графит, нитрид бора. Искусственными гиперболическими средами, метаматериалами, выступают массивы параллельных металлических слоёв [16] или проводов.

Одной из наиболее интересных особенностей гиперболического режима является расходящаяся плотность фотонных состояний для необыкновенных волн, $\int d^3k \delta(\omega - \omega_{\text{TM},k}) \rightarrow \infty$, связанная с бесконечной площадью гиперboloида. Расходимость плотности фотонных состояний ставит вопрос о величине скорости спонтанного излучения источника, помещённого в гиперболическую среду. В экспериментах таким источником может выступать полупроводниковая квантовая точка, молекула

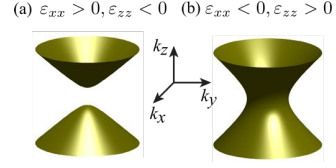


Рис. 4: Два типа изочастотных поверхностей в гиперболических метаматериалах.

красителя, дефект в решётке кристалла. Традиционная теория для описания излучения в гиперболической среде оказывается неприменима. В §3.1 приведён обзор литературы по данной тематике и сформулированы решаемые задачи.

Второй и третий раздел главы 3 посвящены расчёту фактора Парселла, описывающего усиление скорости спонтанного излучения по сравнению с вакуумом для источника, помещенного в однородную гиперболическую среду [A14,A15] и в дискретный гиперболический метаматериал, соответственно [A16,A17,A18]. Расчёт показал, что фактор Парселла остается конечным, хотя и существенно усиливается по сравнению с эллиптической средой.

Снятие расходимости происходит на таких волновых векторах k , что длина волны $2\pi/k$ становится сопоставима с размерами источника излучения или с периодом метаматериала. Для источника конечных размеров a , расположенного в гиперболической среде с малыми омическими потерями, были получены следующие приближённые аналитические выражения для фактора Парселла в зависимости от направления дипольного момента источника [A14]

$$\begin{aligned} f_z &= \frac{3}{4} \operatorname{Im} \frac{-\sqrt{\varepsilon-1} + \arctan \sqrt{\varepsilon-1}}{\sqrt{\pi\varepsilon_{xx}}(\varepsilon-1)^{3/2}(q_0a)^3} + \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_{xx}}, \\ f_x = f_y &= \frac{3}{4} \operatorname{Im} \frac{\sqrt{\varepsilon-1} - \varepsilon \arctan \sqrt{\varepsilon-1}}{2\sqrt{\pi\varepsilon_{xx}}(\varepsilon-1)^{3/2}(q_0a)^3} + \operatorname{Re} \frac{\varepsilon_{zz} + 3\varepsilon_{xx}}{4\sqrt{\varepsilon_{xx}}}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{zz}/\varepsilon_{xx}$. Выражения (12) приведены в главном порядке по большому параметру $1/(q_0a) \equiv c/(\omega_0a)$, где ω_0 — частота излучения, и применимы как в эллиптическом, так и гиперболическом режимах. Из них следует, что усиление скорости спонтанного излучения в гиперболическом режиме происходит в $\sim 1/(q_0a)^3$ раз, т.е. тем сильнее, чем меньше эффективный размер волновой функции источника излучения. Зависимость фактора Парселла от диэлектрической проницаемости для источника, поляризованного вдоль и поперек оси z , для двух типов гиперболических сред приведена на рис. 5.

Рисунок демонстрирует увеличение фактора Парселла при переходе в гиперболический режим, при этом максимум достигается на границе между эллиптическим и гиперболическим режимами. В выражениях (12) проявляется еще один интересный эффект — усиление скорости спонтанного излучения для поляризации, поперечной к оси z в эллиптическом режиме при $0 < \varepsilon_{xx} \ll \varepsilon_{zz}$. В этом случае изочастотные поверхности имеют форму сплюсненного эллипсоида. Фактор Парселла принимает значения порядка $\varepsilon_{zz}/\sqrt{\varepsilon_{xx}}$, его усиление связано с малым эффективным объемом собственных мод [A19].

Отметим важную особенность эффекта Парселла в гиперболических средах. Спонтанное излучение ускоряется за счёт испускания волн с большими волновыми векторами, которые являются эванесцентными за пределами структуры. Поэтому экспериментально детектируемая интенсивность излучения из образца в дальнее поле не будет возрастать, т.к. испущенные фотоны остаются внутри системы. Рост интенсивности происходит, если поверхность гиперболической среды покрыта специальной дифракционной решёткой или является шероховатой.

Третий раздел главы 3 посвящён исследованию спонтанного излучения в гиперболических метаматериалах за рамками приближения эффективной среды. В §3.3.1 изучена модель метаматериала, образованного кубическим массивом анизотропных резонансных наночастиц. Взаимодействие света с наночастицами описано в дипольном приближении, которое позволяет получить замкнутые аналитические выражения для дисперсии собственных мод, фактора Парселла и пространственного распределения излученных волн, полностью учитывающие дискретную структуру метаматериала [A16,A17]. Центральным этапом расчета является вычисление решёточных дипольных сумм, позволяющих точно учесть гибридизацию дипольных мод частиц.

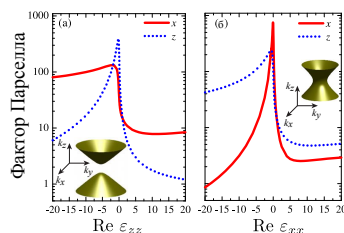


Рис. 5: Фактор Парселла в одноосных средах в зависимости от ориентации источника [A14]. Вставка — изочастотные поверхности в гиперболическом режиме.

На первом этапе найдена дисперсия собственных волн метаматериала в зависимости от величины поляризуемости и показана возможность достижения гиперболического режима дисперсии. Затем исследована зависимость фактора Парселла для источника, помещённого внутри метаматериала, от положения источника внутри элементарной ячейки и от частоты излучения. Получено приближённое аналитическое выражение для фактора Парселла в гиперболическом режиме, хорошо согласующееся с численным расчетом. Выражение имеет структуру $f \propto 1/(qa)^3(a/r)^6$, где a — постоянная решётки метаматериала, а r — расстояние от источника до ближайшего узла элементарной ячейки. Величина фактора Парселла определяется двумя эффектами — усилением объемной плотности состояний $\propto 1/(qa)^3$ и усилением локального электрического поля $\propto (a/r)^6$ при $r \leq a$. Выполнено сопоставление расчёта с фактором Парселла для источника, расположенного вблизи от одной резонансной наночастицы и с фактором Парселла в эллиптическом режиме. В отличие от гиперболического режима, в обоих этих случаях усиление плотности состояний $\propto 1/(qa)^3$ не проявляется.

Раздел 3.3.2 посвящён исследованию спонтанного электро- и магнито-дипольного излучения в метаматериалах на основе массивов металлических проводов. Для большой по модулю диэлектрической проницаемости проводов, значительно превосходящей обратную долю заполнения образца проводами, фактор Парселла может быть оценен как $f \sim (\lambda/a)^2$, где λ — длина волны, а a — период решётки. Показано, что фактор Парселла зависит от типа источника излучения и его поляризации; наибольший фактор Парселла соответствует электродипольному источнику, поляризованному перпендикулярно проводам. Установлено, что фактор Парселла имеет максимум в зависимости от величины диэлектрической проницаемости проводов. Максимум соответствует границе гиперболического режима, что качественно согласуется с рассмотрением в §3.2 в рамках метода эффективной среды. Рассчитан фактор Парселла для реалистичных экспериментальных структур. В ближнем инфракрасном спектральном диапазоне $f \sim 10$, в согласии с литературными экспериментальными данными [17].

Четвёртая глава, “Фёрстеровский перенос возбуждений в наноструктурах” посвящена исследованию процесса ещё одного резонансного процесса — переноса возбуждений в массивах локализованных экситонов. В первом разделе приведён обзор исследований по этой тематике. Фёрстеровский процесс заключается в резонансной передаче возбуждений посредством флуктуационного электромагнитного взаимодействия. В качестве передающей (донорной) и принимающей (акцепторной) системы могут выступать самые различные объекты — одиночные атомы или молекулы, дефекты в твердом теле, квантовые ямы, проволоки и точки. Отметим, что термины “донор” и “акцептор”, принятые в литературе в этой области исследований, не имеют отношения к донорным и акцепторным примесям в твердом теле, и не характеризуют зарядовые состояния. Актуальным является вопрос о возможности усиления фёрстеровского процесса при помещении доноров и акцепторов в структурированное электромагнитное окружение — например, в микрорезонатор, метаматериал или рядом с резонансными наночастицами. Несмотря на определённое сходство с задачей об изменении скорости спонтанного излучения в структурированном электромагнитном окружении, решённой в главе 3 диссертации, необходимо подчеркнуть важное качественное отличие фёрстеровского процесса. Скорость радиационного затухания определяется прежде всего излучением в дальнейшем электромагнитное поле. Поэтому она может быть модифицирована уже при модуляции свойств среды на относительно больших расстояниях порядка длины световой волны. Перенос возбуждений определяется главным образом ближним электромагнитным полем, и контролируется распределением диэлектрической проницаемости на меньших расстояниях порядка $10 \div 100$ нм. Поэтому управлять скоростью переноса энергии существенно сложнее, чем скоростью спонтанного излучения.

Во втором разделе главы 4 разработана теория фёрстеровского переноса возбуждений между двумя массивами локализованных излучателей, доноров и акцепторов, расположенных над плоским металлическим зеркалом. Экспериментальные исследования традиционно проводятся именно для массивов молекул или квантовых точек, в то вре-

мя как классическая теория фёрстеровского переноса энергии была развита лишь для переноса внутри одной пары донор–акцептор. Это определяет новизну поставленной задачи. Рассмотрена простейшая модель, когда доноры и акцепторы упорядочены и образуют периодическую решётку. В §4.2.1 сформулированы основные уравнения задачи [A20]. Для описания оптического отклика молекул использовано дискретное дипольное приближение [A17], учитывающее взаимодействие донорных экситонов друг с другом и с акцепторами при наличии металлического зеркала. В §4.2.2 показано, что происходит гибридизация экситонных состояний доноров, приводящая к образованию коллективных поляритонных мод [A21]. Получены аналитические выражения для времен жизни и собственных частот (коллективных) поляритонных донорных мод. Рассчитаны средние заселенности состояний доноров и акцепторов в условиях стационарной накачки доноров, описываемой в рамках метода ланжевеновских случайных источников. Эффективность переноса энергии определяется соотношением заселённости акцепторов и доноров.

Численный расчёт скоростей переноса и заселённости доноров и акцепторов для конкретных параметров приведён в §4.2.3. В последующих разделах главы 4 результаты расчёта объясняются и связываются со свойствами коллективных поляритонных мод.

В §4.3 исследованы времена жизни и радиационные сдвиги частот поляритонных мод. Рассчитанная комплексная зонная структура показана на рис. 6. Установлено, что времена жизни очень чувствительны к поляризации собственных мод и к величине блоховского волнового вектора. Для малых

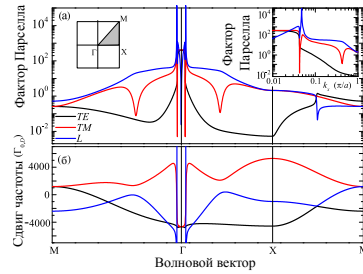


Рис. 6: Зависимость факторов Парселла (а) и радиационных сдвигов частот (б) поляритонных мод от блоховского волнового вектора [A21]. На вставках панели (а) показана двумерная зона Бриллюэна (слева) и зависимость факторов Парселла в логарифмическом масштабе (справа).

значений волновых векторов, лежащих внутри светового конуса, формируются сверхизлучательные моды: скорости радиационного затухания усиливаются в $\sim 1/(qa)^2$ раз, где a — период решётки, а q — волновой вектор. Затухание собственных мод с волновыми векторами за пределами светового конуса определяется влиянием металлического зеркала. В частности, фактор Парселла резонансно усиливается благодаря взаимодействию с поверхностными плазмон-поляритонами, см. пики на рис. 6(a) вблизи точки Г. Для больших значений волновых векторов поляритонные моды являются эванесцентными и их взаимодействие с зеркалом подавлено. Скорости излучательного затухания сильно зависят от поляризации мод: наименьшим затуханием обладают моды ТЕ типа.

Различие времен жизни коллективных поляритонных мод, образованных гибридизацией экситонов в массиве донорных молекул, приводит к их разному вкладу в передачу возбуждений акцепторам, как продемонстрировано в §4.4. Рассчитана эффективная скорость передачи возбуждений в зависимости от расстояния до металлического зеркала. Показано, что перенос может как ускоряться, так и замедляться при наличии зеркала. Этот эффект носит коллективный характер и отсутствует при малых концентрациях доноров и акцепторов. Результаты расчёта качественно согласуются с экспериментами по переносу энергии между ансамблями молекул красителя на поверхности металлического зеркала, в которых наблюдалось замедление скорости переноса энергии при наличии зеркала, сопровождающееся ускорением спонтанного излучения [A22]. Сформулированная в главе 4 теория может быть также применена к массивам полупроводниковых квантовых точек.

Первые четыре главы диссертации посвящены изучению резонансных оптических эффектов, возникающих главным образом в объёме структур. Пятая глава, “Краевые состояния в зигзагах резонансных наночастиц”, посвящена оптическим аналогам топологических краевых состояний в физике твёрдого тела. Первый раздел главы 5 посвящён обзору работ по этой тематике. Исследование топологических изоляторов — материалов, обладающих запрещённой зоной и особыми прово-

дядцами поверхностными или краевыми состояниями, устойчивыми к рассеянию на беспорядке, является актуальным направлением современной физики полупроводников. В последние несколько лет начался поиск оптических аналогов таких состояний. Существовавшие реализации, основанные на решётках туннельно-связанных волноводов [10], имели характерные размеры $\gtrsim 10$ мкм, т.к. были ограничены снизу длиной световой волны. Одной из целей диссертационной работы стал поиск и изучение таких топологических мод, которые могут быть реализованы в оптических системах на наномасштабах. Поэтому в качестве базовых блоков субволновой структуры были выбраны металлические наночастицы, поддерживающие плазмонные резонансы.

Аналитическая модель, описывающая рассматриваемую плазмонную структуру и развитая в работе [A23], изложена в §5.2. Структура представляет собой цепочку одинаковых нанодисков, расположенных в плоскости xy в форме зигзага, см. рис. 7(a). Рассматривается спектральная область дипольного резонанса дисков на частоте ω_0 . Резонанс является двукратно вырожденным по поляризации, x или y . Учитывается диполь-дипольное взаимодействие, приводящее к гибридизации мод дисков. Поскольку амплитуда взаимодействия быстро падает с расстоянием L как $1/L^3$, основные свойства задачи могут быть воспроизведены при учете лишь взаимодействия ближайших соседей. Это взаимодействие является сильно анизотропным — амплитуды взаимодействия для диполей, ориентированных параллельно и перпендикулярно оси между дисками, соотносятся как $t_{\parallel}/t_{\perp} = -2$ в пренебрежении эффектами запаздывания. В рамках такой модели рассчитаны моды цепочек, состоящих из конечного числа дисков. Спектр

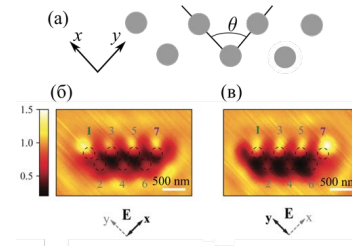


Рис. 7: (а) зигзаг из плазмонных нанодисков. (б),(в): экспериментальные карты ближнего поля при x - и y -поляризованном возбуждении [A25]. Горячие пятна соответствуют краевым состояниям в структуре.

собственных мод проанализирован в зависимости от угла θ между двумя соседними связями в цепочке. Продемонстрировано, что когда угол θ удовлетворяет условию $\cos \theta < |t_{\parallel} + t_{\perp}|/|t_{\parallel} - t_{\perp}|$, т.е. близок к $\pi/2$, структура из N дисков обладает двумя краевыми состояниями и $2N - 2$ состояниями “распространяющегося” типа. Наличие краевых состояний в зигзагообразной цепочке непосредственно следует из вида диполь-дипольного взаимодействия и может быть связано с топологической структурой собственных мод периодической цепочки. В частности, гамильтониан периодической задачи для блоховских мод с безразмерным волновым вектором $K \in [-\pi \dots \pi]$ может быть записан в виде [A24]

$$H(K) = \omega_0 + \begin{pmatrix} 0 & \mathcal{Q}(K) \\ \mathcal{Q}(K)^\dagger & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{Q} = h_0 + \mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (13)$$

где $h_0 = \bar{t}(1 + e^{-iK})$, $h_z = (\Delta/2)(1 + e^{-iK} \cos 2\theta)$, $h_x = (\Delta/2)e^{-iK} \sin 2\theta$, $h_y = 0$, $\bar{t} = (t_{\parallel} + t_{\perp})/2$, $\Delta = t_{\parallel} - t_{\perp}$, и $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор из матриц Паули. Гамильтониан (13) представляет собой матрицу 4×4 , записанную в базисе x - и y -поляризованных решений первой и второй подрешётки периодической цепочки, соответственно. Он обладает киральной симметрией: матричные элементы диполь-дипольного взаимодействия меняют знак при инвертировании дипольных моментов на всех чётных (или всех нечётных) элементах цепочки зигзага. В результате спектр собственных мод оказывается симметричным относительно резонансной частоты ω_0 . Структура, обладающая киральной симметрией, может быть охарактеризована топологическим индексом — четностью числа намоток P величины $\det \mathcal{Q}(K)$ вокруг точки 0 в комплексной плоскости при изменении волнового вектора K в пределах зоны Бриллюэна от $-\pi$ до π . Продемонстрировано, что в рассматриваемой системе при $P = 0$ краевые состояния отсутствуют, а при $|P| = 1$ появляется пара краевых состояний. Рассчитан спектр задачи при учете случайного разброса амплитуд диполь-дипольного взаимодействия и углов между ближайшими связями в цепочке зигзага и показано, что краевые состояния сохраняются с учётом разброса. Устойчивость к беспорядку определённого типа является отличительной особенностью топологических краевых состояний, выделяющей их из традиционных таммовских [9].

Для нечётного числа элементов в цепочке с $\theta = \pi/2$ краевые состояния являются ортогонально поляризованными в рамках модели ближайших соседей. Это открывает возможность селективного возбуждения краевых состояний на левом, правом или обоих краях структуры плоской линейно поляризованной волной, падающей по нормали к плоскости зигзага. Детектирование краевых состояний может выполняться методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии. В §5.3.1 проанализированы результаты эксперимента, выполненного для структуры из семи золотых дисков диаметром 250 нм [A25]. Эксперимент продемонстрировал резонансную зависимость карт ближнего поля от длины волны падающего света, при этом на длине волны 700 нм наблюдались “горячие пятна” вблизи крайних дисков. Соотношение интенсивности горячих пятен на первом и последнем диске зависело от направления поляризации падающей волны, см. рис. 7(б) и рис. 7(в). Эти результаты находятся в качественном соответствии с предсказанием теоретической модели в §5.2. Количественное описание эксперимента является трудоемкой задачей, требующей одновременного учёта эффектов запаздывания, омических потерь в дисках, влияния подложки, мультипольных резонансов в дисках, а также влияния металлического зонда сканирующего ближнепольного микроскопа. Выполненное численное моделирование позволило добиться удовлетворительного согласия регистрируемых карт поля и спектральных зависимостей с расчётными.

Предложенная модель краевых состояний в цепочке резонансных элементов в форме зигзага имеет общий характер и не ограничивается цепочками из резонансных металлических наночастиц. Ключевыми особенностями модели являются двукратно вырожденные по поляризации моды индивидуального композиционного элемента и анизотропия взаимодействия между соседними элементами. В частности, краевыми состояниями могут обладать цепочки диэлектрических наночастиц с резонансами Ми магнитного или электрического типа [A24], как дипольными, так и квадрупольными. Результаты ближнепольной микроскопии краевых состояний в зигзаге из кремниевых нанодисков представ-

лены в разделе §5.3.2. Еще одной потенциальной реализацией являются цепочки туннельно-связанных оптических микрорезонаторов в форме микроколонн.

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы:

1. Построена теория рассеяния экситонных поляритонов на акустических фононах со сложным спектром в структурах с квантовыми ямами. Показано, что для описания экспериментов по рассеянию в короткопериодных полупроводниковых сверхрешётках необходимо учитывать экситон-поляритонный эффект. Из сопоставления с экспериментом определены скорость излучательного затухания квазидвумерных экситонов, температурная зависимость скорости безызлучательного затухания и спектральная зависимость коэффициента фотоупругости.

2. Предложен новый класс фотонных квазикристаллов — резонансные брэгговские структуры Фибоначчи с квантовыми ямами. В их спектрах отражения на частоте экситона проявляется структурированный провал, отсутствующий в периодических структурах. В оптических спектрах структур Фибоначчи выявлены два режима: сверхизлучательный ($\lesssim 100$ ям при типичных параметрах структур) и квазикристаллический ($\gtrsim 100$ ям).

3. Развита теория поляризационно-зависимого пропускания света резонансными двумерными фотонными квазикристаллами. Аналитически объяснена угловая зависимость циркулярного дихроизма пропускания, экспериментально наблюдаемая для регулярной двумерной решётки и мозаики Пенроуза, составленных из плазмонных дисков.

4. Построена теория локализации света в одномерных фотонных кристаллах со случайной диэлектрической проницаемостью каждого второго слоя. Показано, что с усилением беспорядка спектры коэффициента экстинкции вблизи брэгговских частот испытывают асимметричную трансформацию, описываемую формулой Фано.

5. Построена теория спонтанного излучения в гиперболических средах и метаматериалах. Получены аналитические выражения для фактора Парселла в метаматериалах на основе массивов металлических проводов и наночастиц. Установлено, что максимальное значение фактора

Парселла достигается на границе между эллиптическим и гиперболическим режимами.

6. Исследовано влияние эффектов локального поля на фактор Парселла в метаматериалах. Показано, что фактор Парселла сильно зависит от поляризации и положения источника излучения внутри элементарной ячейки метаматериала.

7. Построена теория фёрстеровского переноса возбуждений между периодическими массивами локализованных доноров и акцепторов, расположенных вблизи металлического зеркала. Показано, что эффективность переноса и влияние зеркала на перенос определяются свойствами коллективных экситон-поляритонных мод.

8. Предсказано возникновение пар поляризационно-вырожденных краевых состояний в зигзагообразной цепочке наночастиц с плазмонными резонансами или резонансами Ми. Установлен топологический характер краевых состояний. Показано, что эти состояния могут идентифицироваться по зависимости пространственного распределения ближнего электромагнитного поля от частоты и поляризации возбуждающей плоской волны.

Список публикаций по теме диссертации

- [A1] A.N. Poddubny, A.V. Poshakinskiy, B. Jusserand, and A. Lemaître, Resonant Brillouin scattering of excitonic polaritons in multiple-quantum-well structures// Phys. Rev. B **89**, 235313 (2014).
- [A2] B. Jusserand, A. Poddubny, A. Poshakinskiy, A. Fainstein and A. Lemaître, Polariton resonances for ultra-strong coupling cavity optomechanics in GaAs/AlAs multiple quantum wells// Phys. Rev. Lett. **115**, 267402 (2015).
- [A3] Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный, Резонансная дифракция электромагнитных волн на твердом теле (Обзор)// ФТТ **55**, 833 (2013).
- [A4] A.N. Poddubny and E.L. Ivchenko, Photonic quasicrystalline and aperiodic structures// Physica E **42**, 1871 (2010).

- [A5] A.N. Poddubny and E.L. Ivchenko, Quasicrystalline photonic structures: Between order and disorder// гл. в книге Optical Properties of Photonic Structures: Interplay of Order and Disorder, ред. M.F. Limonov and R.M. De La Rue, CRC Press, Boca Raton (2012).
- [A6] A.N. Poddubny, L. Pilozzi, M.M. Voronov, and E.L. Ivchenko, Resonant Fibonacci quantum well structures in one dimension// Phys. Rev. B **77**, 113306 (2008).
- [A7] A.N. Poddubny, L. Pilozzi, M.M. Voronov, and E.L. Ivchenko, Exciton-polaritonic quasicrystalline and aperiodic structures// Phys. Rev. B **80**, 115314 (2009).
- [A8] J. Hendrickson, B.C. Richards, J. Sweet, G. Khitrova, A.N. Poddubny, E.L. Ivchenko, M. Wegener, and H.M. Gibbs, Excitonic polaritons in Fibonacci quasicrystals// Opt. Express **16**, 15382 (2008).
- [A9] M. Werchner, M. Schafer, M. Kira, S.W. Koch, J. Sweet, J.D. Orlitzky, J. Hendrickson, B.C. Richards, G. Khitrova, H.M. Gibbs, A.N. Poddubny, E.L. Ivchenko, M. Voronov, M. Wegener, One dimensional resonant Fibonacci quasicrystals: noncanonical linear and canonical nonlinear effects// Opt. Express, **17**, 6813 (2009).
- [A10] A.N. Poddubny, Wood anomalies in resonant photonic quasicrystals// Phys. Rev. B **83**, 075106 (2011).
- [A11] S.S. Kruk, A.N. Poddubny, D.A. Powell, C. Helgert, M. Decker, T. Pertsch, D.N. Neshev, and Yu.S. Kivshar, Polarization properties of optical metasurfaces of different symmetries// Phys. Rev. B **91**, 195401 (2015).
- [A12] A.N. Poddubny, M.V. Rybin, M.F. Limonov and Yu.S. Kivshar, Fano interference governs wave transport in disordered systems// Nat. Commun. **3**, 914 (2012).
- [A13] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov and Yu. Kivshar, Hyperbolic metamaterials// Nature Photon. **7**, 958 (2013).

- [A14] A.N. Poddubny, P.A. Belov, and Yu.S. Kivshar, Spontaneous radiation of a finite-size dipole emitter in hyperbolic media// Phys. Rev. A **84**, 023807 (2011).
- [A15] A.N. Poddubny, P.A. Belov, and Yu.S. Kivshar, Electric and magnetic dipole radiation and Purcell effect in hyperbolic metamaterials// Proc. of SPIE **8806**, 88060T-1 (2013).
- [A16] A.N. Poddubny, P.A. Belov, P. Ginzburg, A.V. Zayats, and Yu.S. Kivshar, Microscopic model of Purcell enhancement in hyperbolic metamaterials// Phys. Rev. B **86**, 035148 (2012).
- [A17] A.N. Poddubny, Local field corrections to the spontaneous emission in arrays of Si nanocrystals// J. Opt. **17**, 035102 (2015).
- [A18] A.N. Poddubny, P.A. Belov, and Yu.S. Kivshar, Purcell effect in wire metamaterials, Phys. Rev. B **87**, 035136 (2013).
- [A19] A.V. Chebykin, A.A. Orlov, A.S. Shalin, A.N. Poddubny, and P.A. Belov, Strong Purcell effect in anisotropic ϵ -near-zero metamaterials, Phys. Rev. B **91**, 205126 (2015).
- [A20] A.N. Poddubny and A.V. Rodina, Nonradiative and radiative Förster energy transfer between quantum dots// ЖЭТФ **149**, 614 (2016).
- [A21] A.N. Poddubny, Collective Förster energy transfer modified by a planar metallic mirror// Phys. Rev. B **92**, 155418 (2015).
- [A22] T.U. Tumkur, J.K. Kitur, C.E. Bonner, A.N. Poddubny, E.E. Narimanov and M.A. Noginov, Control of Förster energy transfer in the vicinity of metallic surfaces and hyperbolic metamaterials // Faraday Discuss. **178**, 395 (2015).
- [A23] A. Poddubny, A. Miroshnichenko, A. Slobzhanyuk, and Yu. Kivshar, Topological Majorana states in zigzag chains of plasmonic nanoparticles// ACS Photonics **1**, 101 (2014).

- [A24] A.P. Slobozhanyuk, A.N. Poddubny, A.E. Miroshnichenko, P.A. Belov, and Yu.S. Kivshar, Subwavelength topological edge states in optically resonant dielectric structures // *Phys. Rev. Lett.* **114**, 123901 (2015).
- [A25] I.S. Sinev, I.S. Mukhin, A.P. Slobozhanyuk, A.N. Poddubny, A.E. Miroshnichenko, A.K. Samusev and Yu.S. Kivshar, Mapping plasmonic topological states at the nanoscale // *Nanoscale* **7**, 11904 (2015).

Список литературы

- [1] Photonic crystals. Molding the flow of light. / J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade. — Princeton University Press, 2008.
- [2] *Климов В. В.* Наноплазмоника. — М.: Физматлит, 2009.
- [3] *Быков В. П.* Спонтанное излучение в периодических структурах // *ЖЭТФ*. — 1972. — Т. 35. — С. 269.
- [4] Polarization control of quantum dot emission by chiral photonic crystal slabs / S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius et al. // *Opt. Lett.* — 2015. — Vol. 40, no. 7. — Pp. 1528–1531.
- [5] Spin noise amplification and giant noise in optical microcavity / I. I. Ryzhov, S. V. Poltavtsev, G. G. Kozlov et al. // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 117, no. 22.
- [6] *Veselago V. G., Narimanov E. E.* The left hand of brightness: past, present and future of negative index materials // *Nature Mat.* — 2006. — Vol. 5. — P. 759.
- [7] *Toropov A., Shubina T.* Plasmonic Effects in Metal-Semiconductor Nanostructures. Oxford science publications. — Oxford University Press, 2015.

- [8] Оптические наноантенны / А. Е. Краснок, И. С. Максимов, А. И. Денисюк и др. // *УФН*. — 2013. — Т. 183, № 6. — С. 561–589.
- [9] Поверхностные состояния в фотонных кристаллах / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзлякин, А. А. Лисянский // *УФН*. — 2010. — Т. 180, № 3. — С. 249–263.
- [10] *Lu L., Joannopoulos J. D., Soljačić M.* Topological photonics // *Nature Photonics*. — 2014. — Vol. 8. — Pp. 821–829.
- [11] *Келдыш Л. В., Тиходеев С. Г.* Интенсивная поляритонная волна вблизи порога стимулированного рассеяния // *ЖЭТФ*. — 1986. — Т. 90. — С. 1852.
- [12] *Renosi P., Sapriel J.* Near-resonance acousto-optical interactions in GaAs and InP // *Appl. Phys. Lett.* — 1994. — Vol. 64, no. 21. — Pp. 2794–2796.
- [13] *Ивченко Е. Л., Несвижский А. И., Йорда С.* Брэгговское отражение света от структур с квантовыми ямами // *ФТТ*. — 1994. — Т. 36. — С. 1156–1161.
- [14] Density of states in 1D disordered photonic crystals: Analytical solution / A. Greshnov, M. Kaliteevski, R. Abram et al. // *Solid State Comm.* — 2008. — Vol. 146, no. 3-4. — Pp. 157 – 160.
- [15] Fano resonance between Mie and Bragg scattering in photonic crystals / M. V. Rybin, A. B. Khanikaev, M. Inoue et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 023901.
- [16] *Богданов А. А., Суриц Р. А.* Влияние анизотропии проводящего слоя на закон дисперсии электромагнитных волн в слоистых металл-диэлектрических структурах // *Письма в ЖЭТФ*. — 2012. — Т. 96, № 1. — С. 52.
- [17] Controlling spontaneous emission with metamaterials / M. A. Noginov, H. Li, Y. A. Barnakov et al. // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35, no. 11. — Pp. 1863–1865.