

На правах рукописи



Седов Евгений Сергеевич

**КОГЕРЕНТНАЯ МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ
ДИНАМИКА И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА
ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В БРЭГГОВСКИХ
МИКРОРЕЗОНАТОРАХ**

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Владимир – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых» (ВлГУ)

Научный консультант:

Аракелян Сергей Мартиросович

доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики и прикладной математики Владимирского государственного университета имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых

Официальные оппоненты:

Наумов Андрей Витальевич

доктор физико-математических наук, профессор РАН, заведующий отделом спектроскопии конденсированных сред, главный научный сотрудник Института спектроскопии РАН (ИСАН)

Соколовский Григорий Семёнович

доктор физико-математических наук, профессор РАН, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией интегральной оптики на гетероструктурах Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН

Рябцев Игорь Ильич

доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, заведующий лабораторией нелинейных резонансных процессов и лазерной диагностики Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»

Защита диссертации состоится «__» _____ 2022 г. в ____ часов ____ минут на заседании диссертационного совета 24.1.223.01 в Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН по адресу: 119991, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИОФ РАН <https://diss.gpi.ru/all/>

Автореферат разослан «__» _____ 2022 г.

Учёный секретарь диссертационного
совета 24.1.223.01
доктор физико-математических наук

Кузькин В. М.

Общая характеристик работы

Актуальность темы исследования

В основе значительной части технических достижений современной цивилизации лежат оптоэлектронные устройства. В большинстве устройств оптические и электронные компоненты являются самостоятельными подсистемами с независимым управлением. Однако существует альтернативный подход, предполагающий объединение фотонной и электронной подсистем в единое целое с общими свойствами и едиными методами управления. В таких системах сильное взаимодействие между фотонами и носителями заряда (электронами и дырками, образующими квазичастицы экситоны) ведёт к формированию связанных гибридных состояний — экситонных поляритонов, — которые приобретают от этого взаимодействия множество уникальных свойств.

На заре поляритоники исследование поляритонных систем носило строго фундаментальный характер, расширяя знания о квантовой природе микроскопических низкоразмерных систем в условиях взаимодействия с когерентным оптическим излучением. С момента своего обнаружения поляритоны послужили источником множества новых фундаментальных знаний, значительно расширив представления о диссипативных фазовых переходах, физике низкоразмерных систем и квантовых свойствах электромагнитного излучения. Тем не менее, актуальность исследований, описанных в настоящей диссертации, состоит не только в расширении понимания физики фундаментальных процессов в поляритонных средах, но и в широких перспективах применения результатов этих исследований. Экситонные поляритоны претендуют составить конкуренцию фотонам и традиционным носителям заряда в устройствах фотоники и оптоэлектроники. При этом речь идёт как о классических приборах, таких как источники когерентного оптического излучения [1], оптические логические элементы [2], так и о глубоко квантовых, в том числе, квантовых вычислительных устройствах и источниках света с неклассической статистикой.

Поляритоны наследуют свойства обеих своих составляющих, сочетая мобильность и когерентность фотонов с управляемостью экситонов, тем самым располагаясь на стыке лазерной физики, фотоники и физики конденсированного состояния. Важным с прикладной точки зрения поляритоны делает то обстоятельство, что они формируются в твёрдом теле, в связи с чем ожидается, что поляритонные системы относительно легко поддаются масштабированию. Являясь бозонами, экситонные поляритоны способны совершать переход в макроскопическое когерентное состояние бозе-эйнштейновского конденсата [3]. Специфика природы поляритонов наделяет конденсатное состояние рядом особенностей.

Так в поляритонных экспериментах в большинстве случаев используются оптические микрорезонаторы — слоистые диэлектрические или полупроводниковые структуры с пространственно-модулированным показателем преломления, локализирующие движение в одном из пространственных направлений [4]. Важным преимуществом двумерных поляритонных структур является возможность применения стандартных оптических подходов для прямой инициализации поляритонного состояния и воздействия на него, а также для получения доступа к его характеристикам, включая амплитуду, фазу и когерентные свойства.

Другая особенность поляритонного конденсата связана с тем, что поляритоны обладают конечным временем жизни. До недавнего времени поляритонные структуры были способны обеспечивать время жизни поляритонов, не превышающее десятка пикосекунд, чего было недостаточно для их термализации. В связи с этим возникло понятие неравновесного конденсата [5, 6]. Короткое время жизни, тем не менее, является преимуществом для быстрого переключения поляритонных состояний. Об увеличении времени жизни поляритонов на порядок — до сотен пикосекунд — за счёт повышения добротности микрорезонаторов было доложено в работах [7,8]. В таких структурах стал возможен баллистический режим распространения на расстояния до нескольких миллиметров в плоскости резонатора с сохранением когерентности. Наконец, диссипативная природа поляритонов ведёт к тому, что поляритонный конденсат существует в условиях конкуренции внешней накачки и потерь. Однако, в присутствии накачки конденсат может существовать сколь угодно долгое время. На протяжении своего существования поляритонный конденсат испускает когерентное оптическое излучение. Именно этот факт лежит в основе появления такого понятия как «поляритонный лазер» [9,10], которое применяют к поляритонному конденсату, характеризуя особенности его излучения.

С возможностью возбуждать долгоживущие поляритоны возникает вопрос управления их пространственной динамикой. Традиционный подход к управлению состоит в создании поляритонных структур заданной формы, ограничивающих распространение поляритонов определённым образом. Примеры таких структур: поляритонные волноводы, микроцилиндры, вытравленные из планарного микрорезонатора, мезы. Другой подход основан на использовании отталкивающего характера взаимодействия поляритонов и экситонов. В этом случае оптически индуцированное облако экситонов формирует потенциальный барьер или ловушку управляемой глубины и формы. Сочетание этих подходов позволяет генерировать в структуре незатухающие поляритонные токи, в том числе возбуждать поляритонные конденсаты с циркулярными токами,

характеризующиеся ненулевым орбитальным угловым моментом. Орбитальная степень свободы представляет большой интерес для изучения ввиду того, что её использование позволяет повысить плотность хранения и передачи информации оптическими методами. Так состояние света с дробным орбитальным угловым моментом в теории может кодировать бесконечный объём информации [11].

От обеих своих составляющих экситонные поляритоны наследуют спиновую степень свободы [12]. Являясь бозонами, поляритоны обладают спинами ± 1 , отвечающими левой и правой циркулярным поляризациям образующих их фотонов, что позволяет отождествлять понятия поляризации и спина (псевдоспина) поляритонов. Эффекты спин-орбитального взаимодействия вызывают изменение спина поляритонов в ходе их эволюции. Наличие псевдоспиновой степени свободы, отвечающей за поляризацию поляритонов, существенно расширяет список практических приложений экситон-поляритонных систем. Так прототип спинового оптоэлектронного прибора — аналог спинового транзистора Датта-Даса — предложен в работе [13]. Он позволяет управлять током распространяющихся поляритонов за счёт вращения их псевдоспина при спин-анизотропном взаимодействии с созданным в области затвора поляритонным бозе-конденсатом. Ещё один пример — это интерферометр фазы Бэрри (геометрической фазы) в спин-анизотропной поляритонной системе [14]. Изучение особенностей эволюции поляризации поляритонов в заданных условиях в присутствии внешних воздействий позволит расширить спектр инструментов управления поляризационными свойствами когерентного оптического излучения с перспективой их применения в устройствах спиновой оптоэлектроники.

В условия спин-орбитального взаимодействия влияние спиновой (поляризационной) и орбитальной степеней свободы является обоюдным, и особенности эволюции поляризации отражаются в особенностях распространения поляритонных состояний. Отчётливо это влияние проявляется при баллистическом распространении долгоживущих поляритонов. Так в диссертации описан эффект колебания траектории поляритонов в условиях спин-орбитального взаимодействия. Похожий эффект был предсказан Шрёдингером для дираковских электронов в свободном пространстве. Однако, эффект так и не получил экспериментального подтверждения ввиду его малости. Поляритонная система в этом примере имеет важное значение как платформа для проверки и демонстрации фундаментального эффекта, предсказанного на заре квантовой механики.

Объектом исследования в настоящей диссертации выступают экситонные поляритоны — коррелированные состояния квантованного когерентного оптического излучения в условиях его сильного взаимодействия с возбуждениями среды (экситонами). Предметом исследования являются особенности

динамики макроскопических состояний экситонных поляритонов в полупроводниковых гетероструктурах, в том числе, оптических микрорезонаторах, орбитальные и поляризационные свойства поляритонов.

Целью является изучение и разработка подходов к управлению эволюцией макроскопических экситон-поляритонных состояний в полупроводниковых гетероструктурах, в том числе в условиях спин-орбитального взаимодействия.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработка подходов к возбуждению и описанию незатухающих циркулярных поляритонных токов в поляритонных конденсатах в эффективном потенциале управляемой формы.

2. Выявление механизмов спин-орбитального взаимодействия в микрорезонаторных структурах и изучение их совместного вклада в эволюцию поляризации поляритонов.

3. Изучение влияния поляризационной степени свободы поляритонов на особенности их распространения в плоскости микрорезонатора в условиях спин-орбитального взаимодействия.

4. Изучение влияния внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости микрорезонатора, на особенности распространения и эволюцию поляризации экситонных поляритонов.

5. Исследование распространения когерентного оптического излучения в резонансной брэгговской структуре с управляемой дисперсией.

Научная новизна

— Предложен подход к возбуждению азимутальных поляритонных токов в экситон-поляритонном конденсате, локализованном в эффективном потенциале кольцевой формы. Подход состоит в нарушении азимутальной симметрии эффективного потенциала, образованного стационарным потенциалом цилиндрической формы и эффективным отталкивающим потенциалом экситонного резервуара, индуцированного пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачкой. Продемонстрирована возможность управления величиной орбитального углового момента токовых состояний поляритонов.

— Предложена модель для описания токовых состояний в поляритонных конденсатах, локализованных в эффективном потенциале кольцевой формы с нарушенной азимутальной симметрией. Модель учитывает неконсервативные процессы пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачки и потерь в поляритонном конденсате, а также нелинейные эффекты и нарушение азимутальной симметрии системы за счёт искажения формы накачки и стационарного локализуемого потенциала.

— Продемонстрирована возможность возбуждения поляритонных конденсатов с дробным средним орбитальным угловым моментом в эффективном потенциале кольцевой формы. Показано, что такие конденсаты имеют серповидную форму. Они имеют провал плотности вдоль азимутального угла и характеризуются плавным изменением фазы на величину, не превышающую по модулю 2π с изменением азимутального угла, которое сменяется быстрым (скачкообразным) изменением на величину, достигающую общий набег фазы до величины, кратной 2π , в области провала плотности. Показано, что состояния с дробным орбитальным угловым моментом могут иметь как вихревую, так и невихревую природу, характеризуясь в этих случаях ненулевым ($m \neq 0$) или нулевым ($m = 0$) числом кручения соответственно.

— Предсказано спонтанное нарушение симметрии в экситон-поляритонном конденсате, возбуждённом пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачкой в микроцилиндре в присутствии спин-орбитального взаимодействия, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод. При удалении пятна накачки от центра микроцилиндра поляритонное состояние, характеризующееся противоположно-направленными азимутальными токами в ортогональных циркулярных поляризациях, сменяется состоянием с сонаправленными токами. Направление азимутальных токов может выбираться изменением поляризации оптической накачки.

— Предсказано формирование нового типа состояний с полуцелым числом кручения в экситон-поляритонном конденсате, локализованном в кольцевой ловушке с нарушенной вращательной симметрией. В таких состояниях обе циркулярно-поляризованные компоненты конденсата характеризуются ненулевым средним орбитальным угловым моментом, при этом только одна поляризационная компонента содержит вихрь.

— Изучено влияние внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фойгта, на эволюцию поляризации поляритонов и формирование поляризационных текстур поляритонов в плоскости микрорезонатора. Продемонстрирована возможность усиления осцилляций степени циркулярной поляризации поляритонов в ходе их эволюции, а также ослабления осцилляций вплоть до полного их подавления внешним магнитным полем. Показано, что период осцилляций определяется величиной магнитной индукции внешнего поля, а также его направлением по отношению к направлению эффективного магнитного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод.

— Предсказан эффект циттербеверунга экситонных поляритонов в микрорезонаторе, состоящий в возникновении осцилляций траектории центра

масс поляритонного волнового пакета в направлении, перпендикулярном направлению его распространения. Эффект возникает в результате спин-орбитального взаимодействия в условиях расщепления собственных поляризационных мод поляритонной структуры. Показано, что амплитуда осцилляций траектории в условиях циттербеверунга, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод, уменьшается обратно пропорционально модулю волнового вектора поляритонов.

— Предложен подход к управлению осцилляциями траектории поляритонов в условиях циттербеверунга путём воздействия на экситонную компоненту внешним магнитным полем, приложенным в плоскости микрорезонатора. Амплитуда и период осцилляций траектории возрастают (убывают) в случае ослабления (усиления) эффективного магнитного поля, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод, внешним магнитным полем. Продемонстрирована возможность наблюдения циттербеверунга для поляритонов с большими волновыми векторами, в том числе в диапазоне энергий выше точки перегиба поляритонной дисперсии.

— Предложен подход к преобразованию поляритонных импульсов со случайной поляризацией в импульсы с линейной поляризацией. В рамках этого подхода возможно также преобразование неполяризованного импульса в импульс с линейной поляризацией. С этой целью предложено использовать оптические микрорезонаторы с гармонической ловушкой для поляритонов. Показано, что в результате спин-орбитального взаимодействия возбуждённый резонансной накачкой поляритонный импульс в ходе распространения по замкнутой траектории в гармонической ловушке расщепляется на два импульса ортогональных (ТЕ и ТМ) поляризаций.

— Предложен подход к увеличению времени жизни слабых поляритонных импульсов, состоящий в использовании допороговой нерезонансной накачки совместно с возбуждающей резонансной накачкой.

— Предложен подход к возбуждению полигональных оптических текстур в гармонической ловушке в плоскости оптического микрорезонатора. Полигональные текстуры возникают в результате циттербеверунга фотонных волновых пакетов, распространяющихся по замкнутым траекториям в условиях совместного действия спин-орбитального взаимодействия и локализации в гармонической ловушке. Показана возможность возбуждения текстур как с чётным, так и с нечётным числом узлов. Результат может быть обобщён на случай сильной экситон-фотонной связи для формирования полигональных текстур поляритонов.

— Предложен новый тип поляритонной структуры — резонансное брэгговское зеркало, сформированное на основе распределённого брэгговского отражателя, в слое одного типа в котором встроены квантовые ямы. Энергия экситонов в квантовых ямах настроена на нижний край второй фотонной запрещённой зоны. Поляритонные моды в такой структуре обладают гиперболической дисперсией, при этом формой дисперсионной поверхности и диапазоном резонансных частот можно управлять, воздействуя на скорость излучательной рекомбинации экситонов в квантовых ямах.

— Продемонстрирована возможность управления групповой скоростью поляритонных импульсов, а также углом отрицательного преломления световых пучков в структуре резонансного брэгговского зеркала воздействием на скорость излучательной рекомбинации экситонов.

Практическая значимость

Результаты, полученные в диссертации, существенно дополняют качественные представления о физике взаимодействия квантованного когерентного оптического излучения с возбуждениями в полупроводниковых структурах. Результаты могут быть использованы при разработке элементной базы оптических устройств для передачи, обработки и хранения информации. Так управляемые поляризационные текстуры в полупроводниковых микрорезонаторах могут использоваться для небинарного кодирования и передачи информации. Для повышения плотности хранения информации могут быть использованы поляритонные конденсаты с дробными орбитальными угловыми моментами. Предложенные подходы к управлению пространственным распределением плотности и поляризации поляритонных конденсатов могут использоваться при разработке поляритонных коммутаторов и транзисторов, а также интегрируемых полностью оптических поляризационных демультимплексоров. Генерация незатухающих поляритонных токов может найти применение при разработке поляритонных интерференционных устройств и гироскопов, а также при создании источников когерентного оптического излучения со спирально закрученным волновым фронтом. На основе резонансных брэгговских структур с управляемой дисперсией могут быть созданы переключатели сигналов и линии задержки. Результаты изучения поляризационной динамики поляритонов в условиях спин-орбитального взаимодействия могут быть использованы при разработке устройств оптоэлектроники для управления поляризацией света, в том числе для преобразования поляризации оптических импульсов, а также оптических волновых пакетов в условиях непрерывной накачки.

Положения, выносимые на защиту

1. Незатухающие циркулярные поляритонные токи возникают в экситон-поляритонном конденсате, локализованном в эффективном потенциале кольцевой формы с нарушенной азимутальной симметрией, в условиях непрерывной пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачки.

2. Экситон-поляритонные конденсаты с дробными орбитальными угловыми моментами в кольцевой ловушке с нарушенной азимутальной симметрией обладают серповидной формой и характеризуются плавным изменением фазы с азимутальным углом, которое сменяется быстрым (скачкообразным) изменением в области минимума распределения плотности, достраивающим полный набег фазы за один обход вокруг центра ловушки до величины, кратной 2π .

3. Спонтанное нарушение симметрии происходит в экситон-поляритонном конденсате в резонаторном микроцилиндре в условиях спин-орбитального взаимодействия, состоящее в переключении конденсата из состояния с противоположно-направленными токами в ортогональных циркулярных поляризациях в состояние с сонаправленными токами. Смещение пятна накачки и поляризация накачки выступают при этом в роли управляющих параметров.

4. Внешнее магнитное поле, приложенное в геометрии Фойгта к оптическому микрорезонатору со встроенными квантовыми ямами, позволяет управлять периодом осцилляций поляризации экситонных поляритонов, распространяющихся в плоскости микрорезонатора в условиях спин-орбитального взаимодействия, в том числе полностью подавлять их.

5. Эффект циттербеверунга экситонных поляритонов, состоящий в появлении осцилляций траектории поляритонов в направлении, перпендикулярном направлению их распространения в плоскости микрорезонатора, возникает в условиях спин-орбитального взаимодействия поляритонов. Возможно усиление или ослабление эффекта циттербеверунга внешним магнитным полем, приложенным в плоскости микрорезонатора.

6. Поляритонный импульс случайной поляризации, инжектированный в микрорезонатор с гармонической ловушкой, расщепляется в реальном пространстве на два импульса с ортогональными (TE и TM) поляризациями, распространяющихся вдоль замкнутых эллиптических траекторий. Поляризация результирующих импульсов не зависит от поляризации исходного импульса.

7. Структура резонансного брэгговского зеркала поддерживает экситон-поляритонные моды, обладающие гиперболической дисперсией. Изменяя скорость излучательной рекомбинации экситонов в структуре, можно управлять формой дисперсионной поверхности поляритонов, и, как следствие, групповой скоростью распространения поляритонных импульсов, а также углом преломления световых пучков в структуре резонансного брэгговского зеркала.

Соответствие диссертации паспорту научной специальности

В соответствии с формулой специальности «Лазерная физика», согласно которой лазерная физика есть «раздел физики, охватывающий широкий круг исследований когерентного оптического излучения и его применения в различных областях науки, техники, информатики, медицины, экологии», настоящее диссертационное исследование посвящено изучению свойств квантованного когерентного оптического излучения в условиях его взаимодействия с элементарными возбуждениями в полупроводниковых кристаллах, экситонами. Экситонные поляритоны, представляющие собой связанные состояния когерентных фотонов, локализованных в оптическом микрорезонаторе, с экситонами в квантовых ямах, встроенных в микрорезонатор, управление их макроскопической динамикой и поляризационными свойствами находятся в фокусе изучения в диссертации.

Область настоящего диссертационного исследования включает разработку подходов к управляемому возбуждению азимутальных токов когерентных экситонных поляритонов в оптическом микрорезонаторе, являющихся источником когерентного оптического излучения с ненулевым орбитальным угловым моментом, изучение поляризационных свойств связанных состояний оптического излучения и разработку подходов к управлению ими, а также изучение отклика когерентной фотон-экситонной (поляритонной) системы на внешнее воздействие магнитным полем, и соответствует п. 1. «Физика взаимодействия когерентного оптического излучения с веществом», п. 2. «Процессы генерации и преобразования когерентного оптического излучения, физические методы управления свойствами и параметрами лазерного излучения, включая разработку источников излучения с неклассическими свойствами» и п. 3. «Исследование фундаментальных свойств вещества с помощью когерентного излучения методами нелинейной оптики и лазерной спектроскопии» паспорта специальности «Лазерная физика». Перспективы использования результатов исследований при разработке устройств фотоники и оптоэлектроники, в том числе для управления поляризацией непрерывного и импульсного оптического излучения, генерации излучения со спиральным волновым фронтом, оптической интерферометрии, обработки и передачи информации (см. подробнее пункт «Практическая значимость результатов») указывают на соответствие области настоящего диссертационного исследования п. 5. «Физические аспекты волоконно-оптической связи, интегральной оптики, оптической обработки и передачи информации» паспорта специальности «Лазерная физика».

Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались на научных семинарах в Санкт-Петербургском государственном университете, Московском государственном университете имени М. В. Ломоносова, Сколковском институте науки и технологий, Институте общей физики имени А. М. Прохорова РАН, а также на российских и международных конференциях, в числе которых «Дни дифракции» (Санкт-Петербург, 2015 г.), «Nonlinear Photonics: Theory, Materials, Applications» (Санкт-Петербург, 2015 г.), IX Международная конференция молодых учёных и специалистов «Оптика-2015» (Санкт-Петербург, 2015 г.), International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO) / Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT) (Минск, Белоруссия, 2016 г.), The Eighth International Conference on Spontaneous Coherence in Excitonic Systems (ICSCE8) (Эдинбург, Великобритания, 2016 г.), 5-ая международная конференция «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства» (Суздаль, 2016 г.), 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena — Metamaterials 2017 (Марсель, Франция, 2017 г.), Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) 2017 (Санкт-Петербург, 2017 г.), Международная школа-семинар «Экситоны в кристаллах и наноструктурах. К 120-летию со Дня Рождения Е.Ф. Гросса» (Санкт-Петербург, 2017 г.), 6-ая международная конференция «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства» (Суздаль, 2017 г.), International conference on nanophotonics, metamaterials and photovoltaics ICNMP – 2018 (Сантьяго-де-Куба, Республика Куба, 2018 г.), 19th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures PLMCN19 (Ченгду, Китайская Народная Республика, 2018 г.), The international conference on new trends in quantum and mesoscopic physics NTQMP – 2018 (Ереван, Армения, 2018 г.), 20th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures PLMCN20 (Суздаль, 2018 г.), New Trends in Quantum Light and Nanophysics (Марatea, Италия, 2019 г.), XXIV Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2020 г.), XV Международная научная школа-семинар «Фундаментальные исследования и инновации: нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия» (Республика Марий Эл, 2020 г.), 21th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures PLMCN2020, (онлайн-конференция, 2020 г.), Школа-конференция молодых учёных ИОФ РАН «Прохоровские недели» (Москва, 2021 г.).

По теме диссертации опубликовано 36 печатных работ, в том числе 19 статей в журналах из перечня ВАК, индексируемых в Scopus и Web of Science (приведены в списке публикаций автора), и 17 публикаций в материалах конференций. Получен патент на полезную модель.

Личный вклад автора

Теоретические результаты исследований, описанных в диссертации, включая аналитические выкладки и результаты численного моделирования, получены автором лично. Автор принимал участие в обработке и представлении результатов экспериментальных исследований, выполненных соавторами работ. Автор диссертационной работы участвовал в постановке научных задач, формулировке физических моделей и трактовке результатов исследований.

Эксперименты, описанные в содержательной части работы, выполнены в Физико-техническом институте имени А. Ф. Иоффе РАН (исполнители: В. К. Калевич, В. А. Лукошкин, М. М. Афанасьев), в Техническом университете Дортмунда (исполнители: D. Schmidt, B. Berger, M. Bayer, M. Abmann), в Институте нанотехнологий CNR-NANOTEC (исполнители: D. Caputo, D. Ballarini, D. Sanvitto).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка работ автора по материалам диссертации, списка литературы из 308 наименований, включая работы автора. Материал диссертации изложен на 242 страницах, сопровождается 73 рисунками.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы её цели и решаемые задачи, аргументирована научная новизна исследований. Показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения. Описан личный вклад автора и представлены сведения об апробации работы и публикациях.

В первой главе приведена методологическая основа диссертационного исследования, а также описаны подходы к решению задач исследования.

В параграфе 1.1 введено понятие экситонных поляритонов. Они представляют собой связанную форму света в полупроводнике, композитные бозонные квазичастицы, образующиеся в результате сильного взаимодействия оптического излучения с электронными возбуждениями среды (экситонами). Для обеспечения сильной связи преимущественно используются плоские брэгговские микрорезонаторы, ограничивающие электромагнитное поле в одном из

пространственных направлений [4]. Квантовые ямы помещаются в максимумы распределения интенсивности поля в микрорезонаторе.

Являясь бозонами, экситонные поляритоны могут формировать макроскопическое когерентное состояние бозе-эйнштейновского конденсата [3,5,6]. Конденсат является двумерным, образуясь в плоскости микрорезонатора, и, ввиду конечного времени жизни поляритонов, он существует в условиях баланса внешней пространственно-неоднородной накачки и потерь. Для оптического возбуждения конденсата поляритонов используют нерезонансный и резонансный режимы накачки. В первом случае энергия возбуждения существенно превышает энергию поляритонов нижней ветви. Накачка осуществляется в результате стимулированного рассеяния фотовозбуждённых экситонов в состояние конденсата. Во втором случае возбуждаются поляритоны с той же энергией и волновым вектором, что и возбуждающее излучение. Для описания поляритонных конденсатов используется обобщённое уравнение Гросса-Питаевского, помимо кинетической и потенциальной энергии поляритонов учитывающее эффекты взаимодействия, а также неконсервативные процессы затухания и накачки.

Параграф 1.2 посвящён спиновой (поляризационной) степени свободы поляритонов и механизмам спин-орбитального взаимодействия. В формировании поляритонов участвуют экситоны с проекциями углового момента (псевдоспина) ± 1 (светлые экситоны), которые связываются с фотонами правой и левой циркулярных поляризаций, σ^\pm . Экситоны с псевдоспинами ± 2 (тёмные экситоны) оптически неактивны. На эволюцию спина поляритонов оказывают влияние как механизмы спиновой релаксации экситонной компоненты, так и особенности поляризационной динамики фотонной компоненты.

Поляритонное состояние с волновым вектором \mathbf{k} описывается двухкомпонентным спинором $|\Psi_{\mathbf{k}}\rangle = (\Psi_{+,\mathbf{k}}, \Psi_{-,\mathbf{k}})^T$. Эффекты спин-орбитального взаимодействия удобно описывать в рамках псевдоспинового формализма. Для этого вводится вектор псевдоспина $\mathbf{S}_{\mathbf{k}} = (S_{x,\mathbf{k}}, S_{y,\mathbf{k}}, S_{z,\mathbf{k}})$, эквивалентный вектору Стокса в оптике [15]. Компоненты вектора определяются как $S_{j,\mathbf{k}} = (\Psi_{+,\mathbf{k}}^*, \Psi_{-,\mathbf{k}}^*) \hat{S}_j (\Psi_{+,\mathbf{k}}, \Psi_{-,\mathbf{k}})^T$, где $j = x, y, z$; \hat{S}_j – компоненты оператора псевдоспина $\hat{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}}$, $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ – матрицы Паули. В этом случае спин-орбитальное взаимодействие можно описать как эффективное магнитное поле $\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{\text{eff}}$, индуцирующее прецессию поляритонного псевдоспина $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$ в соответствии с уравнением

$$d_t \mathbf{S}_{\mathbf{k}} = \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{\text{eff}} \times \mathbf{S}_{\mathbf{k}}. \quad (1)$$

Наиболее весомый вклад в эволюцию спина поляритонов вносит расщепление ТЕ- и ТМ-мод в микрорезонаторе. В приближении эффективной

массы, справедливом при малых \mathbf{k} в области параболической дисперсии, характеризующее его эффективное магнитное поле принимает вид

$$\mathbf{\Omega}_{\text{LT},\mathbf{k}} = [\Delta_{\text{LT}}(k_x^2 - k_y^2), 2\Delta_{\text{LT}}k_x k_y, 0] = [\Delta_{\text{LT}}k^2 \cos 2\theta, \Delta_{\text{LT}}k^2 \sin 2\theta, 0], \quad (2)$$

где Δ_{LT} – константа расщепления, $k_{x,y}$ – компоненты волнового вектора, $k = |\mathbf{k}|$, θ – азимутальный угол. На эволюцию спина поляритонов также могут оказывать влияние механизмы спиновой релаксации носителей заряда, оптическая анизотропия структуры, нелинейные эффекты, внешнее воздействие на экситонную компоненту, например, внешним магнитным полем.

В параграфе 1.3 описаны подходы к управлению пространственным распределением и динамикой поляритонных конденсатов путём создания эффективного комплексного потенциала. Так локализации поляритонов можно добиться, используя микрорезонаторные структуры заданной геометрии, в том числе микростолбиковые резонаторы [16], мезы, открытые микрорезонаторы с профилированным (например, сферическим) зеркалом. Другой подход состоит в использовании отталкивающего взаимодействия поляритонов и экситонов [17]. Так экситонный резервуар, индуцированный нерезонансной накачкой, образуется локальный максимум эффективного потенциала. Преимуществом такого подхода является возможность управлять формой потенциала в ходе эксперимента.

Вторая глава посвящена задаче возбуждения незатухающих циркулярных поляритонных токов в экситон-поляритонных конденсатах. Поляритонные токи возникают в условиях невзаимности системы, которая состоит в нарушении эквивалентности направлений распространения поляритонов. Конденсат существует в условиях баланса между накачкой от внешнего источника и потерями поляритонов. Именно неравновесная природа макроскопических поляритонных состояний открывает возможности для нарушения взаимности поляритонной системы. Конденсаты с циркулярными токами удобно характеризовать приведённым орбитальным угловым моментом:

$$\ell = \frac{1}{N} \int_S (xJ_y - yJ_x) d\mathbf{r}, \quad (3)$$

где $\mathbf{J} = \text{Im}[\Psi^*(\mathbf{r})\nabla\Psi(\mathbf{r})]$ – плотность тока поляритонов, $N = \int_S |\Psi(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$ – населённость поляритонного состояния, $\Psi(\mathbf{r})$ – волновая функция поляритонов, S – область квантования.

В фокусе рассмотрения находится система, схематично изображённая на рис. 1(а). В её основе лежит микростолбиковый резонатор цилиндрической формы со встроенными квантовыми ямами. Поляритонный конденсат возбуждается гауссовым пучком нерезонансной оптической накачки вблизи центра микроцилиндра.

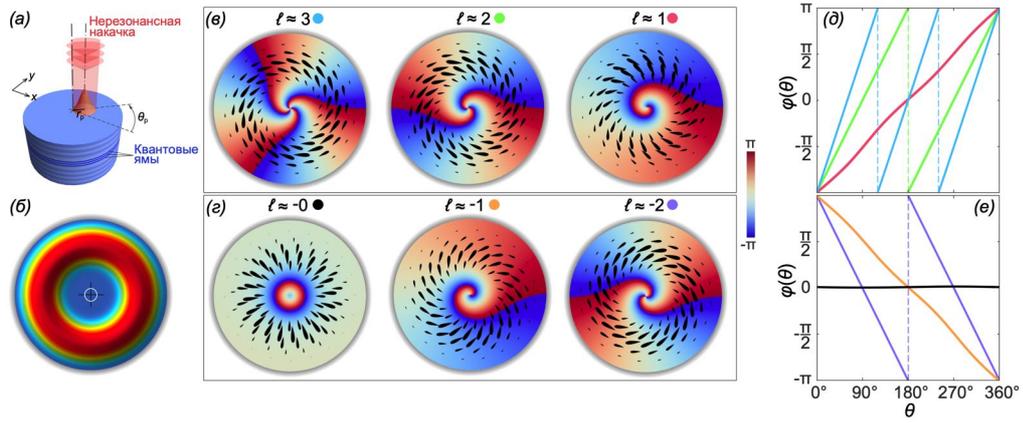


Рис. 1. — (а) Схема возбуждения поляритонного конденсата в микроцилиндре нерезонансной оптической накачкой. (б) Распределение плотности конденсата. (в,г) Распределение фаз поляритонных конденсатов с целочисленными орбитальными угловыми моментами. (д,е) Азимутальное изменение фаз соответствующих конденсатов

Оптически индуцированный резервуар некогерентных экситонов в сочетании со стационарным потенциалом микроцилиндра формирует эффективный локализирующий потенциал для поляритонов, который обладает формой, близкой к кольцевой. Невзаимность в системе достигается за счёт смещения пятна накачки относительно центра микроцилиндра в сочетании с искажением формы пятна. Таким образом, в роли управляющих параметров выступают радиальное r_p и азимутальное θ_p смещения, а также эллиптичность $\tilde{s} = w_y/w_x$ формы пятна накачки, принятая $\tilde{s} < 1$; $w_{x,y}$ – ширина пятна вдоль соответствующих направлений.

Для описания поляритонных токов в такой структуре в параграфе 2.1 предложена математическая модель, полученная путём проецирования обобщённого уравнения Гросса-Питаевского на базис вихревых решений азимутально-симметричной линейной задачи. Волновая функция записывается в виде

$$\Psi(t, \mathbf{r}) = Y(r) \sum_{m \in \mathbb{Z}} \psi_m(t) e^{im\theta}, \quad (4)$$

где $\psi_m(t)$ – компоненты дискретного спектра азимутальных состояний, характеризующиеся топологическим зарядом m ; $\mathbf{r} = (r, \theta)$. Слабое нарушение азимутальной симметрии потенциала не оказывает существенного влияния на радиальную компоненту $Y(r)$. Для компонент $\psi_m(t)$ получено следующее уравнение:

$$i \partial_t \psi_m = m^2 U_0 \psi_m + \sum_{m' \in \mathbb{Z}} U_{1,m'} \psi_{m-m'} + \sum_{m' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'' \in \mathbb{Z}} \sum_{m''' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'''' \in \mathbb{Z}} \delta_{m+m'''' , m'+m''+m'''} U_{2,m'} \psi_{m''''}^* \psi_{m'''} \psi_{m''}, \quad (5)$$

где $U_{j,m'}$ – азимутальные спектральные компоненты коэффициентов в уравнении Гросса-Питаевского в результате их усреднения по радиальной части волновой функции: $U_j(\theta) = \langle Y | U_j(r, \theta) | Y \rangle$, — величина которых зависит от величины управляющих параметров.

В параграфе 2.2 описаны полученные на основе численного моделирования поляритонные конденсаты с незатухающими азимутальными токами. При слабом (субмикронном) смещении пятна накачки поляритонный конденсат обладает кольцевой формой с азимутальным распределением плотности, близким к однородному — см. рис. 1(б). Направление тока поляритонов определяется ориентацией оси эллипса пятна накачки относительно направления его смещения. На рис. 1(в,г) приведены распределения фаз токовых состояний конденсатов, характеризующихся целочисленными орбитальными угловыми моментами от -2 до $+3$. Азимутальное изменение фаз соответствующих конденсатов близко к линейному, $\varphi \approx m\theta$, где $m = 0, \pm 1, \dots$, см. рис. 1(д,е).

Увеличение радиального смещения r_p пятна накачки от центра микроцилиндра приводит к азимутальной модуляции плотности конденсата, что сказывается на величине ℓ . Конденсат приобретает форму полумесяца, характеризующуюся провалом плотности в азимутальном направлении, см. левый столбец на рис. 2. При наличии азимутальных токов такие конденсаты характеризуются дробными орбитальными угловыми моментами.

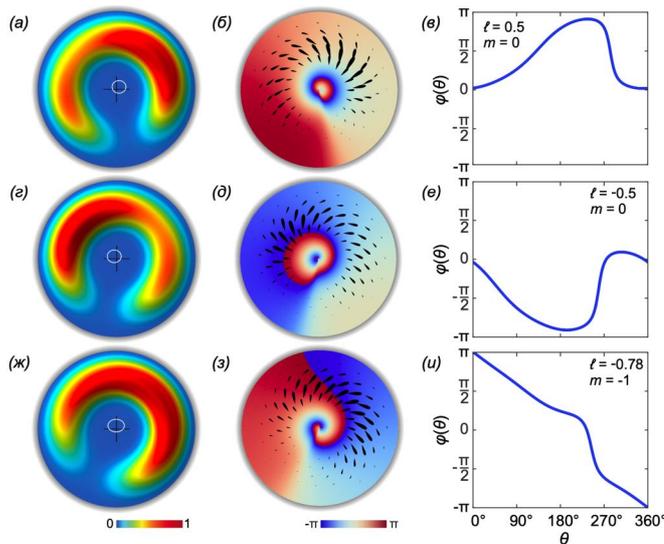


Рис. 2. — Результаты моделирования поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами. Представлены распределение плотности (левый столбец) и фазы (столбец в центре) в микроцилиндре, а также азимутальное распределение фазы (правый столбец) конденсата

На рисунках 2(а–в) и 2(г–е) описаны поляритонные конденсаты с орбитальными угловыми моментами $+1/2$ и $-1/2$ соответственно. Они получены при одинаковых значениях радиального смещения r_p и эллиптичности $\tilde{\epsilon}$ пятна накачки, и при азимутальных смещениях $\theta_p = 45^\circ$ и 135° соответственно. Они характеризуются плавным азимутальным изменением фазы, которое сменяется быстрым (близким к скачкообразному) изменением вблизи провала плотности на $-\pi$ и $+\pi$ соответственно. Полный набег фазы за один обход вокруг центра микроцилиндра в обоих случаях равен нулю. Градиент фазы указывает на наличие азимутальных поляритонных токов.

Важно отметить, что описанные на рис. 2(а–е) состояния не являются вихревыми: характеризующее их число кручения (топологический заряд), определяемое как $m = (2\pi)^{-1} \oint \nabla\varphi(\mathbf{r})d\mathbf{r}$, принимает нулевые значения. Рисунки 2(ж–и) описывают вихревое ($m = -1$) состояние поляритонного конденсата с дробным орбитальным угловым моментом $\ell \approx -0.78$. В отличие от состояний на рис. 2(а–е), полный набег фазы данного состояния составляет 2π .

В параграфе 2.3 описаны результаты экспериментального наблюдения токовых состояний поляритонных конденсатов. Эксперименты выполнены в ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Исполнитель эксперимента: В. А. Лукошкин. Реконструкция распределения фаз поляритонных конденсатов на основе экспериментальных интерферограмм: Е. С. Седов. Для выявления азимутальных поляритонных токов в конденсате использовался оригинальный метод, состоящий в регистрации интерферограмм, получаемых в результате интерференции фотолюминесценции конденсата с опорной сферической волной. На рис. 3 представлены интерферограммы и распределения фаз конденсатов с целочисленными и дробными орбитальными угловыми моментами. Спиралевидная форма интерференционных полос свидетельствует об азимутальном градиенте фазы поляритонного конденсата и наличии азимутальных поляритонных токов. Смещение интерференционных полос друг относительно друга, характерное для состояний с дробным орбитальным угловым моментом, указывает на скачок фазы в области провала плотности конденсата.

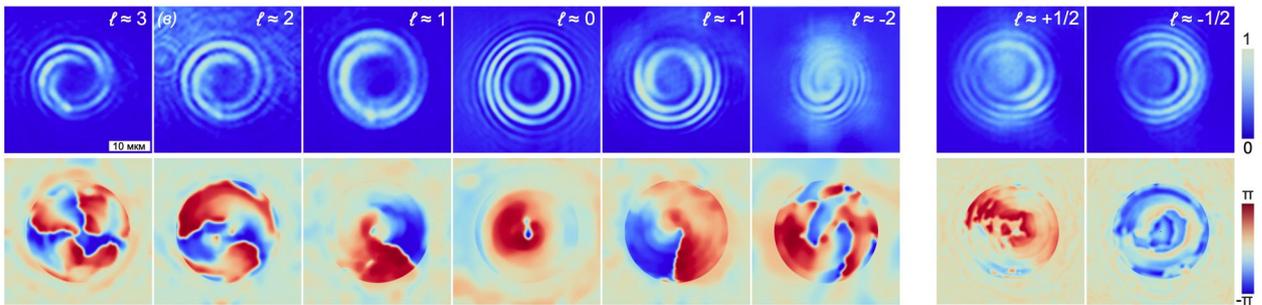


Рис. 3. — Наблюдение поляритонных конденсатов с целыми и дробными орбитальными угловыми моментами. Верхний ряд — интерферограммы, полученные в результате интерференции фотолюминесценции конденсатов с опорной сферической волной. Нижний ряд — пространственное распределение фаз соответствующих конденсатов

Управление поляритонными токами в эксперименте осуществлялось смещением пятна накачки относительно центра микроцилиндра. Однако само по себе смещение не приводит к невзаимности системы. В эксперименте предполагается наличие скрытой неоднородности эффективного потенциала, приводящей к невзаимности совместно со смещением накачки.

В третьей главе теоретически изучены особенности формирования поляритонных токовых состояний в условиях спин-орбитального взаимодействия, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод. Геометрия задачи совпадает с таковой, рассмотренной во второй главе, при этом оптическая накачка рассматривается поляризованной, и её поляризация частично наследуется конденсатом. Накачка описывается вектором $|P\rangle = \frac{1}{2}P(\mathbf{r})[(1,1)^T + (p - \eta p, \eta p - p)^T]$, где $P(\mathbf{r})$ характеризует распределение накачки в плоскости резонатора, азимутально-симметричное относительно оси пучка ($\tilde{s} = 1$), η описывает долю неполяризованной накачки. Параметр p , изменяющийся в пределах от -1 до $+1$, характеризует правоциркулярную и левоциркулярную поляризации при $p = \pm 1$. Управляющими параметрами в настоящей задаче выступают радиальное смещение пятна накачки r_p и поляризация накачки p .

Для описания эволюции поляритонов модель, разработанная в предыдущей главе, адаптирована для векторного поляритонного поля в базисе правоциркулярно- и левоциркулярно-поляризованных компонент поляритонной волновой функции: $|\Psi\rangle = [\Psi_+(\mathbf{r}), \Psi_-(\mathbf{r})]^T$. Модель описана в параграфе 3.1. Разложение (4) в этом случае преобразуется путём замен $\Psi \rightarrow \Psi_{\pm}$ и $\psi_m \rightarrow \psi_m^{\pm}$. Уравнение для эволюции спектральных компонент волновой функции в ортогональных циркулярных поляризациях записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned}
i \partial_t \psi_m^{\pm} = & m^2 U_0 \psi_m^{\pm} + \sum_{m' \in \mathbb{Z}} U_{1,m'}^{\pm} \psi_{m-m'}^{\pm} + \\
& + \sum_{m' \in \mathbb{Z}} U_{1,m'}^{\pm} \psi_{m-m'}^{\pm} - \frac{\hbar \Delta_{LT}}{2} \left[\frac{(m \pm 2)^2}{\rho^2} \mp \frac{2(m \pm 2)}{\rho_2^2} + \frac{1}{\rho_1^2} \right] \psi_{m \pm 2}^{\mp} + \\
& + \sum_{m' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'' \in \mathbb{Z}} \sum_{m''' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'''' \in \mathbb{Z}} \delta_{m+m'''' , m'+m''+m'''} \\
& \times \left[U_{2,m'}^{\pm} (\psi_{m''''}^{\pm})^* \psi_{m'''}^{\pm} + U_{3,m'}^{\mp} (\psi_{m''''}^{\mp})^* \psi_{m'''}^{\mp} \right] \psi_{m''}^{\pm}, \quad (6)
\end{aligned}$$

где $U_{j,m'}^{\pm}$ – компоненты азимутального спектра коэффициентов в уравнении Гросса-Питаевского, $U_j^{\pm}(\theta) = \langle \Upsilon | U_j^{\pm}(r, \theta) | \Upsilon \rangle$, зависящие от управляющих параметров r_p и p . $\rho^{-2} = \langle \Upsilon | r^{-2} | \Upsilon \rangle$, $\rho_1^{-2} = \langle \Upsilon | \partial_{rr}^2 - r^{-1} | \Upsilon \rangle$, $\rho_2^{-2} = \rho^{-2} - \langle \Upsilon | r^{-1} \partial_r | \Upsilon \rangle$.

Спин-орбитальное взаимодействие нарушает вращательную симметрию системы, связывая несимметричные спектральные компоненты в ортогональных циркулярных поляризациях. В частности, компонента ψ_m^+ связывается с компонентой ψ_{m+2}^- , или, что эквивалентно, компонента ψ_{m-2}^+ — с компонентой ψ_m^- . При этом в системе в разных поляризациях могут возникать поляритонные токи, направленные по часовой стрелке (\odot), для которых $\ell < 0$, и против часовой стрелки (\oslash), для которых $\ell > 0$. В таких условиях удобно характеризовать

спинорный поляритонный конденсат вектором $|\ell\rangle = |\ell_+ \ell_-\rangle$ и ограничить рассмотрение тремя состояниями с незатухающими поляритонными токами, включающими состояния с сонаправленными токами в противоположных поляризациях, текущими против часовой стрелки $|\uparrow\rangle = |\mathcal{U}\mathcal{U}\rangle$, состояния с сонаправленными токами по часовой стрелке $|\downarrow\rangle = |\mathcal{V}\mathcal{V}\rangle$ и состояния с противоположно-направленными токами $|0\rangle = |\mathcal{U}\mathcal{V}\rangle$. ℓ_{\pm} характеризуют приведённые орбитальные угловые моменты в соответствующих поляризациях.

В параграфе 3.2 изучено изменение поляритонного токового состояния конденсата $|\ell\rangle$ при смещении пятна накачки r_p в условиях линейной поляризации накачки ($p = 0$), см. рис. 4(а). При малом смещении конденсат находится в состоянии $|0\rangle$. С увеличением r_p он претерпевает переход в состояние $|\ell \neq 0\rangle$, при этом состояния $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ возникают случайным образом.

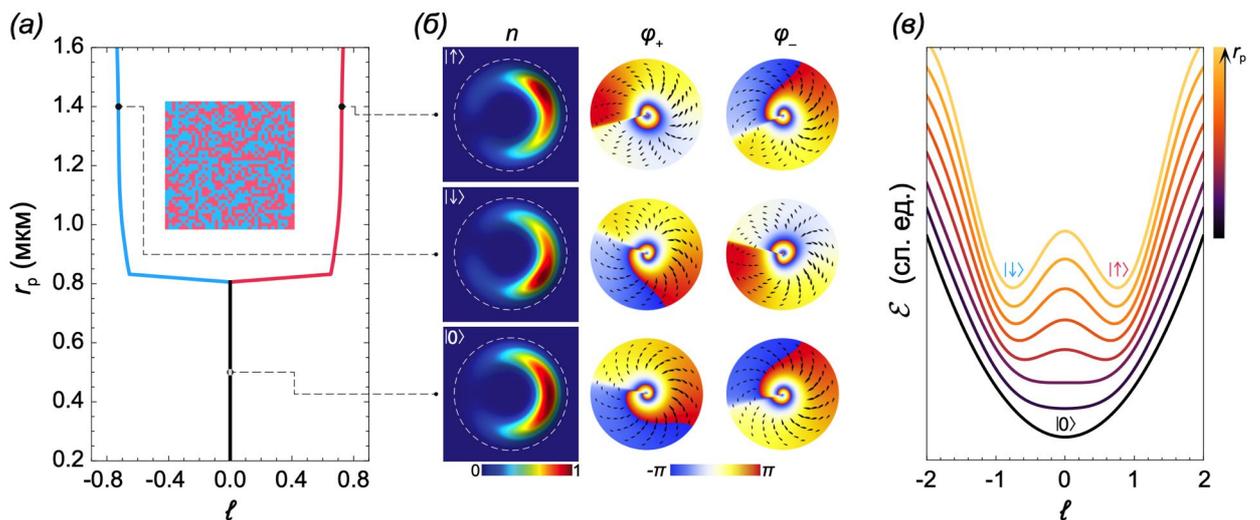


Рис. 4. — (а) Изменение среднего орбитального углового момента поляритонного конденсата ℓ при смещении пятна накачки r_p при $p = 0$. На вкладке — результат серии численных экспериментов при $r_p = 1.4$ мкм. (б) Пространственное распределение плотностей конденсатов, а также фаз их поляризационных компонент. (в) Изменение функционала энергии $\mathcal{E}(\ell)$ при смещении пятна накачки

Рисунок 4(б) иллюстрирует поляритонные конденсаты в разных состояниях. В состоянии $|0\rangle$ левоциркулярно- и правоциркулярно-поляризованные компоненты содержат вихрь и антивихрь вокруг центра кольцевой ловушки. Особенность состояний $|\ell \neq 0\rangle$ состоит в том, что, хотя азимутальные токи поляритонов присутствуют в обеих циркулярных поляризациях, только одна поляризационная компонента содержит вихрь. В частности, в состоянии $|\uparrow\rangle$ числа кручения составляют $m_+ = 0$ и $m_- = +1$, так что вихрь присутствует в «-» поляризации. В последней суммарный набег фазы на $+2\pi$ за один оборот вокруг

центра микроцилиндра включает быстрое (скачкообразное) положительное изменение фазы вблизи провала плотности конденсата. В противоположной («+») поляризации суммарный набег фазы равен нулю: он формируется из плавного возрастания фазы в направлении против часовой стрелки вдоль гребня конденсата, которое компенсируется скачкообразным уменьшением фазы в области провала плотности. Ситуация противоположна для состояния $|\downarrow\rangle$.

Энергия основного состояния соответствует минимумам функционала энергии, который в общем виде записывается как

$$\mathcal{E}(\ell) = c_0 + c_1 \ell^2 + E_J \cos(\zeta \ell), \quad (7)$$

где первые два слагаемых характеризуют вклад спин-орбитального взаимодействия, c_0 и c_1 – константы. Последнее слагаемое описывает вклад взаимодействия частиц в системе друг с другом. Последнее слагаемое в (7) играет ту же роль в квантовании энергии поляритонного конденсата, что и индуцированный джозефсоновским переходом двухъямный потенциал в квантовании энергии сверхпроводниковых потоковых кубитов. Центральный барьер потенциала изолирует друг от друга два состояния с разными орбитальными угловыми моментами, $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$. Константа энергии E_J зависит от управляющего параметра r_p . ζ – параметр, отвечающий за величину орбитального углового момента ℓ в условиях неоднородности азимутального распределения плотности конденсата. На рис. 4(в) схематично показано изменение зависимости функционала энергии от орбитального углового момента ℓ при изменении величины управляющего параметра r_p . Минимумы зависимостей $\mathcal{E}(\ell)$ соответствуют энергиям основных состояний поляритонного конденсата $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ и $|0\rangle$.

В параграфе 3.3 изучается вклад поляризации накачки в формирование азимутальных токовых состояний в спинорном конденсате. На рис. 5(а) приведено распределение состояний поляритонного конденсата $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ и $|0\rangle$ в плоскости управляющих параметров (p, r_p) . Соответствующее распределение степени циркулярной поляризации приведено на рис. 5(б). Циркулярная поляризация накачки частично наследуется поляритонным конденсатом. В присутствии циркулярной поляризации переход между состояниями $|0\rangle$ и $|\ell \neq 0\rangle$ по-прежнему имеет место, однако критическая величина смещения пятна накачки r_p уменьшается. В дополнение к этому циркулярная поляризация накачки снимает вырождение по энергии между состояниями $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$. Выбор направления токов поляритонным конденсатом при разных поляризациях накачки определяется нарушением симметрии, которое индуцировано спин-орбитальным взаимодействием.

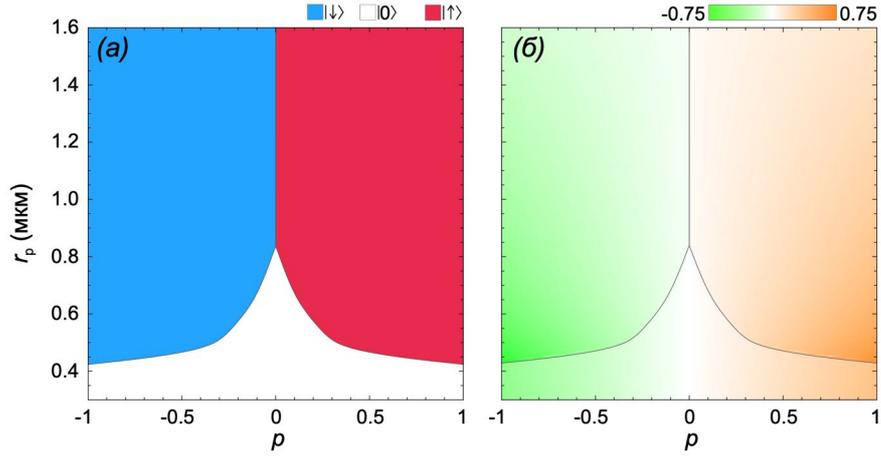


Рис. 5. — Распределение состояний конденсата $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ и $|0\rangle$ в плоскости управляющих параметров (p, r_p) . (б) Зависимость поляризации конденсата от r_p и p .

В четвёртой главе изучена поляризационная динамика экситонных поляритонов в микрорезонаторе в условиях спин-орбитального взаимодействия, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод совместно с другими эффектами. Параграф 4.1 посвящён описанию временной динамики поляризации поляритонов в плоскости микрорезонатора в условиях оптического спинового эффекта Холла. В основе изложения лежит эксперимент, выполненный в Техническом университете Дортмунда. Исполнители: Д. Шмидт, Б. Бергер. Поляритоны с волновым вектором \mathbf{k}_0 возбуждаются линейно-поляризованным пикосекундным лазерным импульсом резонансно ТМ-поляризованной дисперсионной ветви. Поляритонный импульс претерпевает упругое рассеяние на неоднородности структуры. Интегрированное по времени распределение степени циркулярной поляризации поляритонов s_z представлено на рис. 6(а). Такое распределение является характерным проявлением оптического спинового эффекта Холла [18].

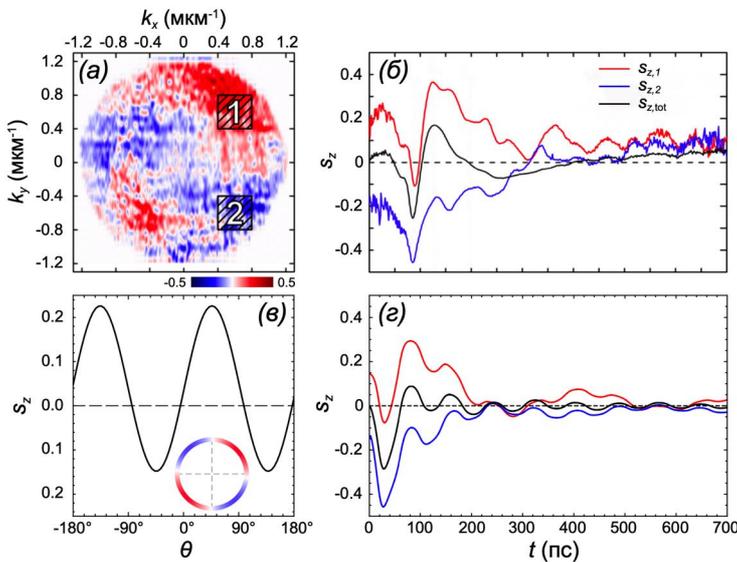


Рис. 6. — (а) Интегрированное во времени распределение циркулярной поляризации поляритонов в k -пространстве. (б) Эволюция во времени циркулярной поляризации поляритонов с волновыми векторами, принадлежащими заштрихованным областям на панели (а). (в) и (г) Результаты решения уравнения (8)

Эволюция спина поляритонов описывается уравнением

$$d_t \mathbf{S}_k + \mathbf{S}_k \times \boldsymbol{\Omega}_k^{\text{eff}} + \gamma \mathbf{S}_k = \mathbf{f}(t), \quad (8)$$

которое отличается от (1) учётом потерь γ и притока из состояния \mathbf{k}_0 в результате упругого рассеяния: $\mathbf{f}(t) = (\mathbf{S}_{k_0}/\tau_1)e^{-\gamma t}$, где τ_1 – время рассеяния из состояния \mathbf{k}_0 в \mathbf{k} . Степень поляризации характеризуется вектором $\mathbf{s}_k = 2\mathbf{S}_k/N_k$, где N_k – заселённость состояния \mathbf{k} . Эффективное магнитное поле $\boldsymbol{\Omega}_k^{\text{eff}}$ в описываемом случае представляет собой комбинацию трёх эффективных полей разной природы: $\boldsymbol{\Omega}_k^{\text{eff}} = \boldsymbol{\Omega}_{\text{LT},k} + \boldsymbol{\Omega}_{\text{an},k} + \boldsymbol{\Omega}_{\text{NL},k}$. Ключевой вклад вносит заданная выражением (2) компонента $\boldsymbol{\Omega}_{\text{LT},k}$. Компонента $\boldsymbol{\Omega}_{\text{an},k} = (\delta_{\text{an},k}, 0, 0)$ характеризует расщепление в результате анизотропии оптических свойств структуры [19], $\delta_{\text{an},k}$ – константа расщепления. Эффективное поле $\boldsymbol{\Omega}_{\text{NL},k} = [0, 0, \hbar^{-1}\alpha S_{z,k}(t)]$ индуцируется поляритон-поляритонным взаимодействием (α – константа взаимодействия) и вызывает так называемую самоиндуцированную ларморовскую прецессию поляритонного псевдоспина [20].

Приведённые на рис. 6(г) результаты моделирования эволюции степени циркулярной поляризации s_z двух поляритонных состояний, рассеявшихся под углами $+45^\circ$ и -45° , качественно повторяют представленные на рис. 6(б) результаты наблюдения. Полученная в результате моделирования зависимость $s_z(\theta)$ приведена на рис. 6(в). Такие её особенности, как несимметричность относительно $\theta = 0^\circ$, а также смещение в сторону $s_z > 0$ объясняются влиянием z -компоненты эффективного магнитного поля, индуцированной спин-зависимым поляритон-поляритонным взаимодействием.

Параграф 4.2 посвящён изучению влияния внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фойгта (в плоскости микрорезонатора), на эволюцию спина (поляризации) поляритонов. В такой геометрии воздействие магнитного поля на поляритоны осуществляется опосредованным образом: магнитное поле смешивает светлые и тёмные экситоны, приводя к расщеплению результирующих состояний. Индуцированное внешним магнитным полем $\mathbf{V} = (B_x, B_y, 0)$ эффективное магнитное поле $\boldsymbol{\Omega}_M$ для спина поляритонов принимает вид

$$\boldsymbol{\Omega}_M = -[\eta(B_x^2 - B_y^2), 2\eta B_x B_y, 0], \quad (9)$$

где η – коэффициент расщепления, в общем случае зависящий от \mathbf{k} . Помимо $\boldsymbol{\Omega}_M$ в настоящем рассмотрении в эффективное магнитное поле вносят вклад ТЕ-ТМ расщепление и нелинейные эффекты: $\boldsymbol{\Omega}_k^{\text{eff}} = \boldsymbol{\Omega}_{\text{LT},k} + \boldsymbol{\Omega}_M + \boldsymbol{\Omega}_{\text{NL},k}$.

В основе изложения лежит эксперимент, выполненный в Институте нанотехнологий CNR-NANOTEC. Исполнители: Д. Капуто, Д. Балларини. В эксперименте продемонстрирована возможность управления осцилляциями степени циркулярной поляризации поляритонов при помощи внешнего магнитного поля. Поляритоны инжектировались с ненулевым \mathbf{k} в область естественной дислокации в структуре — линейного дефекта, выступающего в роли волновода. Магнитное поле прикладывалось в направлении распространения поляритонов (вдоль оси y): $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$. Величина волнового вектора выбиралась такой, чтобы вклад эффективного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением ($\Omega_{\text{LT},\mathbf{k}} = \Delta_{\text{LT}}k^2$), в эволюцию поляритонного спина был сравним с вкладом эффективного поля, индуцированного внешним магнитным полем ($\Omega_{\text{M}} = \eta B^2$). Результаты наблюдения и моделирования эволюции поляризации поляритонов приведены на рис. 7.

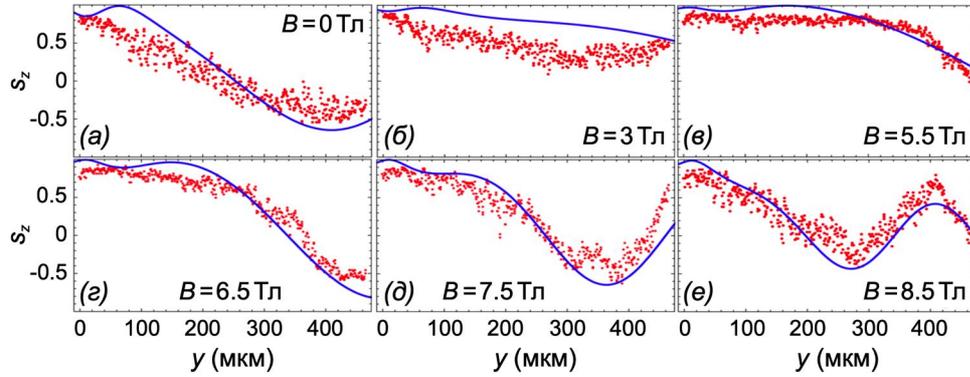


Рис. 7. — Изменение степени циркулярной поляризации поляритонов вдоль направления их распространения при разной магнитной индукции внешнего поля

В линейном пределе пространственная частота осцилляций поляризации поляритонов в направлении распространения задаётся выражением

$$\kappa(k, B) = \frac{\hbar k}{m^*} [\Delta_{\text{LT}}k^2 - \eta B^2], \quad (10)$$

где m^* — эффективная масса поляритонов. В отсутствии внешнего магнитного поля ($B = 0$ Тл) частота осцилляций определяется только величиной ТЕ-ТМ расщепления. При $\eta > 0$ с возрастанием B пространственная частота уменьшается, в теории устремляясь к нулю при достижении некоторой критической величины $\sqrt{\Delta_{\text{LT}}k^2/\eta}$. При этом колебания поляризации поляритонов подавляются в результате компенсации внешним магнитным полем эффективного магнитного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением. При дальнейшем увеличении индукции магнитного поля пространственная частота колебаний возрастает пропорционально B^2 .

Приведённые рассуждения в рамках линейной задачи хорошо качественно характеризуют экспериментальные зависимости, представленные на рис. 7. Учёт

нелинейных эффектов, описываемых компонентой $\Omega_{NL,k}$, позволяет воспроизвести сложный характер поляризационной динамики поляритонов в начале эволюции, а также смещение зависимости $s_z(y)$ в сторону положительных значений.

В параграфе также описано влияние внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фойгта, на особенности распределения степени циркулярной поляризации поляритонного конденсата в плоскости микрорезонатора в присутствии нерезонансной циркулярно-поляризованной оптической накачки в условиях частичной передачи поляризации конденсату. Показано, что распределение поляризации претерпевает деформацию, состоящую в вытягивании концентрических поляризационных текстур, характерных для оптического спинового эффекта Холла, вдоль направления внешнего магнитного поля.

Пятая глава посвящена изучению влияния поляризационной степени свободы поляритонов на макроскопическую эволюцию поляритонных волновых пакетов в условиях спин-орбитального взаимодействия. Теоретически предсказан эффект циттербеvegунга (от нем. *zitterbewegung* — «дрожащее движение»), проявляющийся как колебание квантовой частицы или квазичастицы, движущейся по баллистической траектории, в направлении, перпендикулярном направлению её движения. Схема возбуждения циттербеvegунга поляритонов представлена на рис. 8(a).

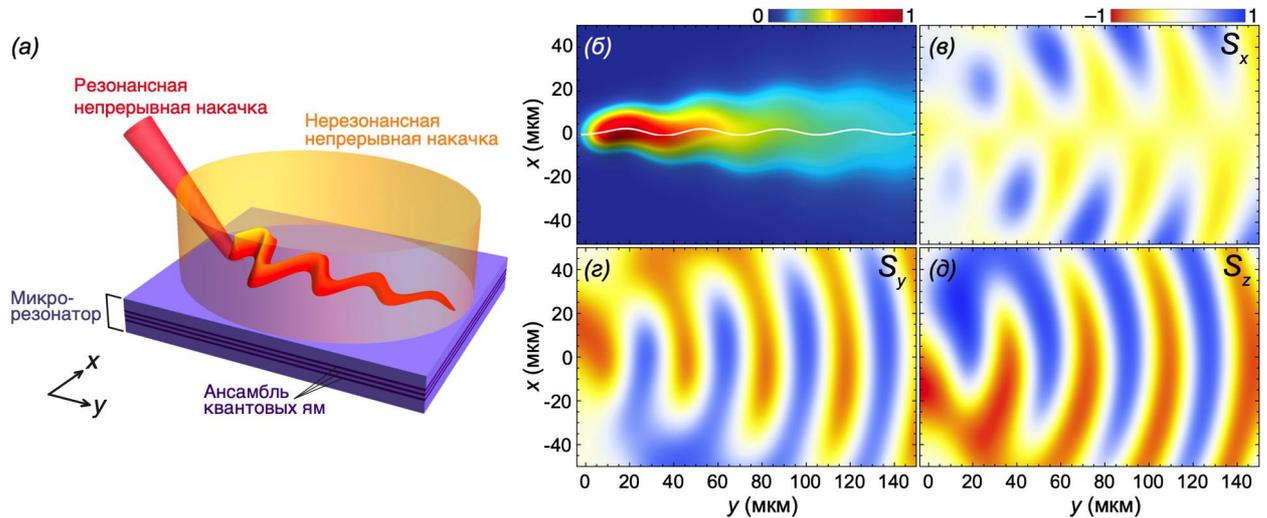


Рис. 8. — (a) Схематичное изображение возможной конфигурации эксперимента для наблюдения циттербеvegунга поляритонов. Распределение (б) плотности и (в–д) поляризации экситон-поляритонного конденсата в плоскости микрорезонатора

Аналитическое описание эффекта циттербеvegунга поляритонов приведено в параграфе 5.1. Эффективный гамильтониан имеет следующий вид:

$$\hat{H}_0 = \hat{T} + \hbar\hat{\Omega} \cdot \hat{S}, \quad (11)$$

где оператор $\hat{T} = \hbar^2 \hat{k}^2 / 2m^*$ характеризует кинетическую энергию поляритонов в приближении эффективной массы, $\hat{\mathbf{k}} = (\hat{k}_x, \hat{k}_y) = (-i\partial_x, -i\partial_y)$ – оператор квазиимпульса поляритонов. Поляритонное состояние в базисе правой и левой циркулярных поляризаций описывается спинором $|\psi\rangle = (\psi_+, \psi_-)^T$. Оператор эффективного магнитного поля $\hat{\Omega}$ описывает вклад ТЕ-ТМ расщепления: он получен из (2) заменой $\mathbf{k} \rightarrow \hat{\mathbf{k}}$. Рассматривается поляритонный волновой пакет, описываемый волновой функцией $|\Psi\rangle = \Psi(\mathbf{r})|\psi\rangle$, где $\Psi(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-1} \Psi(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{k}$ характеризует пространственное распределение поляритонов, \mathbf{k}_0 – центральный волновой вектор. Для спектрально узкого волнового пакета ($\delta k \ll k_0$) можно записать выражение для траектории его центра масс в следующем виде

$$X(Y) = A[1 - \cos(2\pi Y L^{-1})], \quad (12)$$

где $X = \langle \Psi | x | \Psi \rangle$, $Y = \langle \Psi | y | \Psi \rangle$. Период и амплитуда колебаний определяются как

$$A = \frac{1}{k_0}, \quad L = \frac{2\pi\hbar}{\Delta_{\text{ЛТ}} k_0 m^*}. \quad (13\text{а,б})$$

Параграф 5.2 посвящён анализу циттербеверунга поляритонов на основе численного решения обобщённого уравнения Паули

$$i\hbar\partial_t|\Psi\rangle = [\hat{H}_0 + (i\hbar/2)(\hat{R} - \hat{\gamma})]|\Psi\rangle + i|F\rangle, \quad (14)$$

в котором приняты в учёт неконсервативные процессы. $\hat{\gamma} = \gamma\hat{\sigma}_0$ описывает потери в поляритонном конденсате со скоростью затухания γ , $\hat{\sigma}_0$ – единичная матрица. Поляритоны возбуждаются резонансной накачкой $|F\rangle = F(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}_p \mathbf{r} - \omega_p t)] |f\rangle$, где $F(\mathbf{r})$ описывает пространственное распределение накачки, взятое в гауссовой форме, \mathbf{k}_p и ω_p – волновой вектор и частота накачки, $|f\rangle$ – поляризация накачки, взятая циркулярной: $|f\rangle = (1, 0)^T$. Оператор \hat{R} описывает стимулированное рассеяния из экситонного резервуара, возбуждаемого пространственно-однородной нерезонансной оптической накачкой в допороговом режиме.

На рис. 8(б) представлено пространственное распределение плотности поляритонного конденсата $I(\mathbf{r}) = |\Psi_+(\mathbf{r})|^2 + |\Psi_-(\mathbf{r})|^2$ в плоскости микрорезонатора в стационарном состоянии в условиях циттербеверунга при $k_p = 0.6 \text{ мкм}^{-1}$ и $\hbar\Delta_{\text{ЛТ}} = 300 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$. Траектория центра масс волнового пакета поляритонов носит волнистый характер. На рис. 8 (в–д) показано, что осцилляции траектории поляритонов сосуществуют осцилляциями поляризации поляритонного волнового пакета, характеризуемой вектором $\mathbf{s}(\mathbf{r}) = 2\mathbf{S}(\mathbf{r})/I(\mathbf{r})$, где $S_j(\mathbf{r}) = [\Psi_+^*(\mathbf{r}), \Psi_-^*(\mathbf{r})] \hat{S}_j [\Psi_+(\mathbf{r}), \Psi_-(\mathbf{r})]^T$ ($j = x, y, z$).

В параграфе 5.3 проанализированы механизмы спинового расщепления экситонных состояний, которые могут вызвать эффект циттербеверунга поляритонов в условиях сильного взаимодействия. Сделано заключение о возможности возникновения циттербеверунга поляритонов в условиях совместного вклада ТЕ-ТМ расщепления фотонной компоненты и спинового расщепления экситонной компоненты во внешнем магнитном поле, приложенном в геометрии Фойгта.

Параграф 5.4 посвящён аналитическому описанию циттербеверунга поляритонов во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости микрорезонатора. При сохранении общей формы гамильтониана (11) оператор кинетической энергии вне приближения эффективной массы преобразуется к виду $\hat{T} = \frac{\hbar}{2}(\hat{\delta} + \hat{\Omega}_R)\hat{\sigma}_0$, где $\hat{\delta} = \Delta + \hbar\hat{k}^2/2m_c$, m_c – эффективная масса фотонов в резонаторе. Δ – экситон-фотонная отстройка. $\hbar\hat{\Omega}_R = (\hbar^2\hat{\delta}^2 + V_R^2)^{1/2}$ – расщепление поляритонных ветвей, $V_R/2$ вакуумная энергия Раби. Эффективное магнитное поле $\hat{\Omega}$, которое учитывает вклад как фотонной, так и экситонной составляющих, принимает вид $\hat{\Omega} = \hat{\Omega}_c + \hat{\Omega}_x$. Фотонная компонента характеризует вклад ТЕ-ТМ расщепления фотонных мод микрорезонатора: $\hat{\Omega}_c = [\beta\hat{C}_k^2(\hat{k}_x^2 - \hat{k}_y^2), 2\beta\hat{C}_k^2\hat{k}_x\hat{k}_y, 0]$, где β – константа расщепления. Экситонная компонента эффективного поля описывает вклад внешнего магнитного поля, характеризуемого вектором магнитной индукции $\mathbf{B} = (0, B, 0)$, и задаётся как $\hat{\Omega}_x = [\eta\hat{X}_k^2B^2, 0, 0]$. X_k^2 и \hat{C}_k^2 – весовые коэффициенты Хопфилда, определяющие вклад соответственно экситонной и фотонной компонент в поляритонное состояние \mathbf{k} : $\hat{C}_k^2 = (1 - \hat{\delta}/\hat{E}_R)/2$, $\hat{X}_k^2 = 1 - \hat{C}_k^2$.

Для спектрально узкого волнового пакета траектория центра масс $X(Y)$ по-прежнему описывается выражением (12), однако амплитуда и период осцилляций определяются как

$$A = \frac{\Omega'_{y0}}{\Omega_{x0}}, \quad L = \frac{2\pi\hbar}{m^*\Omega_{x0}}, \quad (15a,б)$$

где $\Omega_{x0,y0}$ описывают компоненты эффективного магнитного поля $\mathbf{\Omega}_0$, полученного из $\hat{\Omega}$ подстановкой $\hat{\mathbf{k}} \rightarrow (0, k_{y0})$.

В параграфе 5.5 проанализировано влияние внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта на циттербеверунг поляритонов на основе решения уравнения (14) с учётом описанной модификации гамильтониана (11). На рис. 9 представлены зависимости амплитуды A и периода L циттербеверунга поляритонного волнового пакета от индукции магнитного поля B и квазиимпульса накачки k_p при фиксированных значениях констант расщепления $\hbar\beta = 140 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$ и $\eta = 1 \text{ мкЭВ} \cdot \text{Т}^{-2}$.

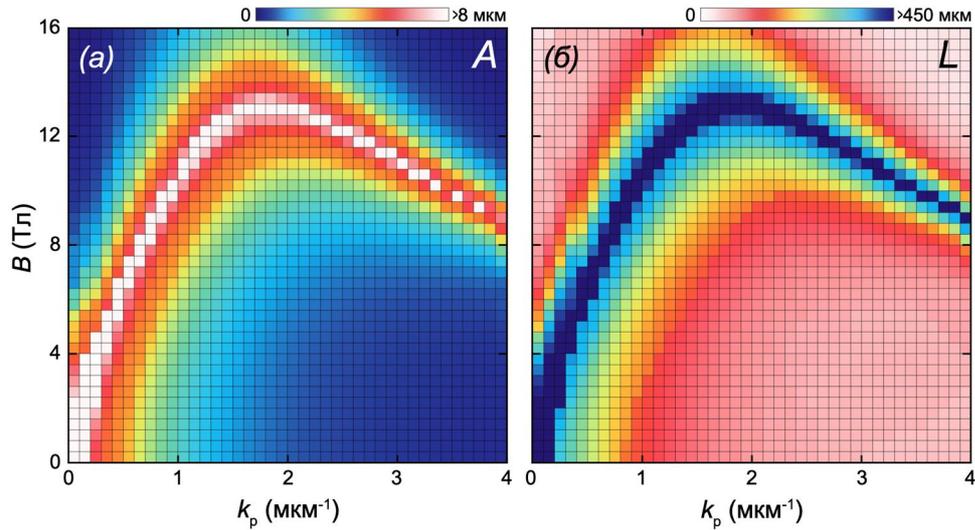


Рис. 9. — (а) Амплитуда A и (б) период L циттербеверунга в зависимости от амплитуды магнитной индукции B и модуля волнового вектора накачки k_p

Рисунок демонстрирует возможность управления параметрами циттербеверунга внешним магнитным полем. Также показано, что в присутствии магнитного поля в плоскости микрорезонатора можно наблюдать циттербеверунг поляритонов при любых волновых векторах накачки, в том числе выше точки перегиба поляритонной дисперсии, где последняя носит экситоноподобный характер. В таких условиях поляритонный волновой пакет меньше подвержен расплыванию, что положительно сказывается на наблюдаемости осцилляций траектории.

В шестой главе изучена поляризационная динамика макроскопических состояний поляритонов и фотонов в гармонической ловушке, созданной в плоском микрорезонаторе, в условиях спин-орбитального взаимодействия. Ловушка может быть создана путём модулирования толщины резонаторного слоя. В параграфе 6.1 рассмотрен импульсный режим возбуждения поляритонов. Конфигурация системы схематично приведена на рис. 10. Поляритоны возбуждаются импульсом резонансной накачки с частотой ω_p и волновым вектором \mathbf{k}_p тангенциально к поверхности потенциала ловушки на расстоянии r_p от его центра. Чтобы увеличить время жизни поляритонного импульса, предлагается использовать пространственно-однородную нерезонансную оптическую накачку в допороговом режиме.

Для описания поляритонов в ловушке используется гамильтониан (11), дополненный гармоническим потенциалом $V(r) = m^* \omega_{tr}^* r^2 / 2$, который характеризуется частотой ω_{tr} . Рассмотрение механизмов, индуцирующих спин-орбитальное взаимодействие, ограничено ТЕ-ТМ расщеплением.

В спин-вырожденном случае ($\Delta_{LT} = 0$) гамильтониан описывает двумерный квантовый гармонический осциллятор и является интегрируемым. Согласно принципу соответствия, при высоких энергиях квантовое описание поведения

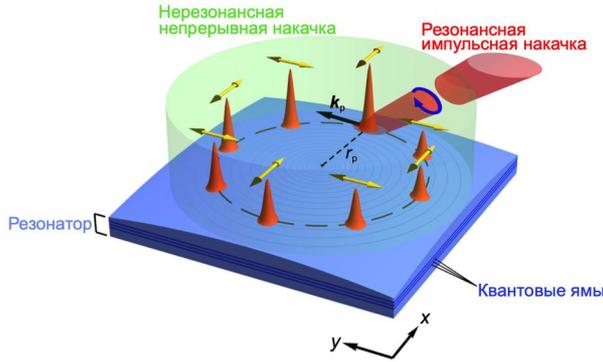


Рис. 10. — Схема возбуждения поляритонного импульса во внешнем потенциале

волновой функции сводится к классическому описанию поведения отдельной частицы. Эволюция поляритонного импульса в этом случае описывается классическими уравнениями для траектории его центра масс: $d\langle\mathbf{r}\rangle(t) = \langle\mathbf{k}\rangle(t)/m^*$, $d\langle\mathbf{k}\rangle(t) = -m^*\omega_{\text{tr}}^2\langle\mathbf{r}\rangle(t)$. Импульс распространяется по замкнутой эллиптической орбите, которая вырождается в круговую в случае $\hbar^2 k_0^2/2m^* = V(r_0)$.

В присутствии ТЕ-ТМ расщепления гамильтониан перестаёт быть интегрируемым, и остаётся два типа точных решений, описывающих движение поляритонов вдоль замкнутых кольцевых орбит: ТЕ- или ТМ-поляризованные состояния. На рис. 11(а) приведены дисперсии поляритонных мод, $\hbar\omega_{\text{ТЕ,ТМ}}(k, r_0)$ на расстоянии r_0 от центра ловушки ($r_0 = 70$ мкм, $\omega_{\text{tr}} = 25$ ГГц). Резонансно возбуждённые поляритонные импульсы гауссовой формы могут распространяться на значительные расстояния в азимутальном направлении без изменения формы. Направление их псевдоспинов следует за направлением эффективного магнитного поля: векторы сонаправлены и противоположны ему для ТМ- и ТЕ-мод соответственно — см. вставку на рис. 11(а).

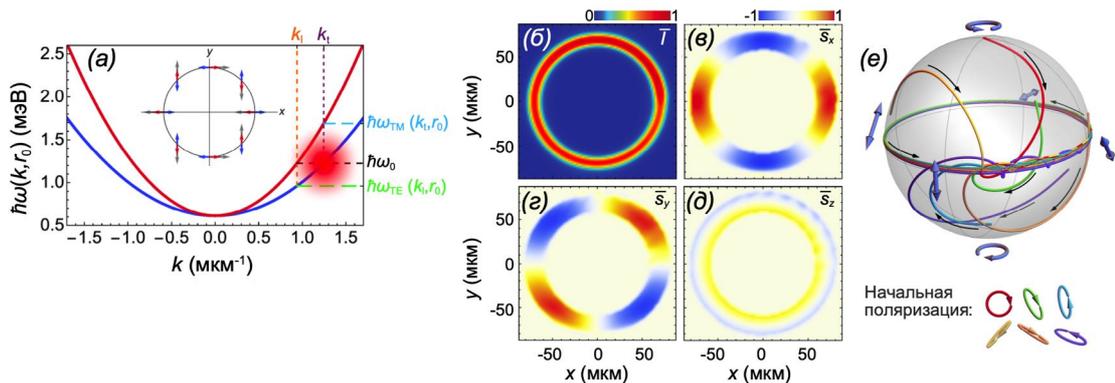


Рис. 11. — Эволюция поляритонного импульса, возбуждаемого резонансно ТЕ ветви. (а) Дисперсия поляритонов в точке r_0 . Параметры импульса накачки: $k_p = k_t$, $\omega_p = \omega_0$, длительность импульса 5 пс. На вставке схематично показана ориентация в реальном пространстве эффективного магнитного поля $\mathbf{\Omega}_k$ (серые стрелки) и псевдоспина поляритонов, принадлежащих ТЕ и ТМ ветвям. Интегрированное по времени пространственное распределение (б) нормированной интенсивности и (в–д) поляризации поляритонного импульса. (е) Траектории векторов Стокса на сфере Пуанкаре

Для описания динамики поляритонных импульсов использовалось уравнение (14) с импульсной резонансной накачкой $|F\rangle = F_t(t)F_r(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}_p \mathbf{r} - \omega_p t)] |f\rangle$. Ширина импульса выбирается равной $w = \sqrt{\hbar/m^* \omega_{tr}}$. В первом численном эксперименте изучена динамика поляритонного импульса, возбуждённого циркулярно-поляризованным импульсом накачки длительностью 5 пс резонансно ТЕ ветви. Интегрированные во времени распределения плотности поляритонов $\bar{I}(\mathbf{r}) = \int (|\Psi_+(t, \mathbf{r})|^2 + |\Psi_-(t, \mathbf{r})|^2) dt$ и поляризационных компонент импульса $\bar{s}_j(\mathbf{r}) = \int S_j(t, \mathbf{r}) dt / \bar{I}(\mathbf{r})$ приведены на рис. 11(б–д). Обобщая основные особенности поведения поляризации поляритонного импульса, можно утверждать, что исходная циркулярная поляризация импульса утрачивается в ходе его эволюции: импульс приобретает линейную поляризацию, плоскость которой дважды обращается вокруг центра ловушки, следуя за направлением эффективного магнитного поля $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$. На рис. 11(е) показаны траектории вектора Стокса на сфере Пуанкаре, характеризующие поляризацию импульса при разных начальных условиях. Видно, что поляритонный импульс приобретает линейную поляризацию независимо от поляризации накачки.

Изучена эволюция поляритонного импульса, возбуждённого субпикосекундным импульсом накачки. Спектр импульса возбуждения с запасом перекрывает дисперсионные ветви поляритонов обеих поляризаций — см. рис. 12(а). В данном режиме возбуждения импульс поляритонов расщепляется на две пространственные компоненты с ортогональными поляризациями, см. рис. 12(б,в). Траектории характеризующих поляризацию компонент поляритонного импульса векторов Стокса на сфере Пуанкаре показаны на рис. 12(г). Доля циркулярной поляризации становится пренебрежимо малой в обеих компонентах волнового пакета поляритонов в ходе эволюции.

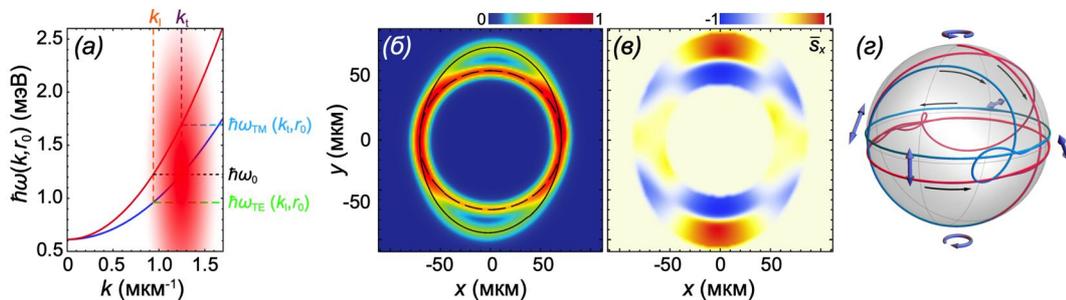


Рис. 12. — Эволюция поляризации поляритонного импульса, возбуждаемого резонансно ТЕ ветви импульсом длительностью 200 фс. (а) Спектр возбуждения поляритонного импульса. Интегрированные во времени распределения (б) интенсивности и (в) S_x компоненты поляризации. (г) Траектории на сфере Пуанкаре векторов Стокса, характеризующих поляризацию расщеплённых в пространстве компонент импульса

В параграфе 6.2 обсуждается возможность генерации полигональных текстур плотности распределения фотонов в гармонической ловушке в условиях спин-орбитального взаимодействия. Обсуждаемый эффект является линейным и проявляется в условиях непрерывного резонансного возбуждения в отличие от предыдущего рассмотрения. Чтобы подчеркнуть эти особенности, рассматривается чисто фотонный высокодобротный микрорезонатор без квантовых ям. Однако, результаты исследования могут быть легко обобщены на случай сильной экситон-фотонной связи для экситонных поляритонов.

Полигональные фотонные текстуры являются результатом индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением циттербеверунга при распространении фотонов вдоль замкнутой траектории. На рис. 13 показаны примеры полигональных текстур плотности фотонов в гармонической ловушке, а также «зубчатых» текстур распределения степени циркулярной поляризации в фотонных волновых пакетах. Возможно возбуждение текстур как с чётным, так и с нечётным числом узлов (вершин), которое определяется периодом осцилляций траектории центра масс по отношению к длине траектории.

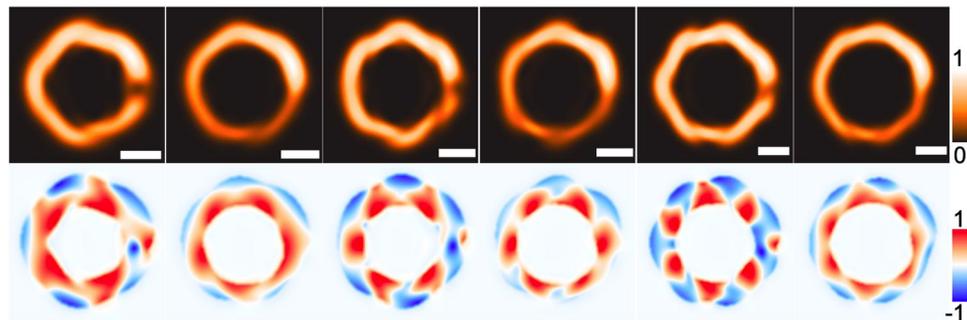


Рис. 13. — Полигональные текстуры плотности фотонов (сверху) и пространственное распределение степени циркулярной поляризации фотонного волнового пакета (снизу) в микрорезонаторе с гармонической ловушкой. Размерные отрезки на верхних панелях соответствуют 25 мкм

Некоторые полигональные текстуры на рис. 13 характеризуются щелью в распределении плотности. Для этих же текстур узлы более ярко выражены. Обе особенности объясняются следующим образом. Большое время жизни фотонов в высокодобротном резонаторе позволяет волновому пакету распространяться на расстояния, превышающие длину замкнутой траектории в ловушке. Это приводит к самоинтерференции света, когда едва инжектированные фотоны интерферируют с фотонами, совершившими оборот вокруг центра ловушки. Смещение пятна накачки приводит к усилению, либо к ослаблению эффекта формирования текстур из-за конструктивной или деструктивной интерференции. В обоих описанных режимах степень циркулярной поляризации фотонного волнового пакет осциллирует вдоль азимутальной координаты.

В **седьмой главе** описана новая поляритонная структура — резонансное брэгговское зеркало с гиперболической дисперсией, см. схематичное изображение на рис. 14(а). Структура представляет собой брэгговское зеркало, сформированное чередующимися слоями пары материалов разной толщины (d_1 и d_2) и с разными показателями преломления (n_1 и n_2), при этом в центры слоёв одного типа встроены одиночные узкие квантовые ямы. Частота экситонного резонанса в квантовых ямах ω_x настроена на нижнюю границу второй фотонной запрещённой зоны. Структура имитирует свойства гиперболического метаматериала в настраиваемом спектральном диапазоне. Важным преимуществом такой структуры перед традиционными метаматериалами является отсутствие металлических элементов, вызывающих неизбежные омические потери. Наличие квантовых ям в составе структуры предполагает возможность настройки её оптических свойств путём внешнего воздействия на экситонную компоненту.

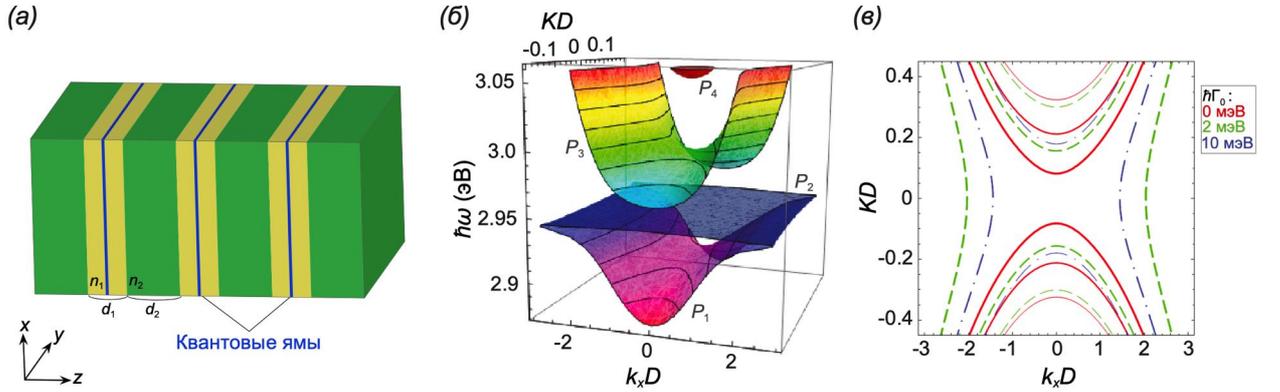


Рис. 14. — (а) Схематичное изображение и (б) дисперсия собственных мод резонансного брэгговского зеркала. Для (б) $\hbar\Gamma_0 = 2$ мэВ. (в) Эквичастотные контуры, характеризующие нижнюю дисперсионную ветвь, при разных значениях Γ_0 . В роли модельной структуры рассматривается GaN/Al_{0,3}Ga_{0,7}N брэгговское зеркало со встроенными In_{0,12}Ga_{0,88}N квантовыми ямами

В параграфе 6.1 на основе метода матриц переноса [4] получено дисперсионное уравнение для собственных мод структуры:

$$\begin{aligned} \cos(KD) = & \cos(\kappa_1) \cos(\kappa_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_{z1}}{k_{z2}} + \frac{k_{z2}}{k_{z1}} \right) \sin(\kappa_1) \sin(\kappa_2) + \\ & + i \frac{r_{QW}}{t_{QW}} \left\{ \cos(\kappa_2) \sin(\kappa_1) + \left[\frac{k_{z1}}{k_{z2}} \cos^2 \left(\frac{\kappa_1}{2} \right) - \frac{k_{z2}}{k_{z1}} \sin^2 \left(\frac{\kappa_1}{2} \right) \right] \sin(\kappa_2) \right\}, \quad (16a,б) \end{aligned}$$

где K — брэгговский волновой вектор, $D = d_1 + d_2$ — период структуры, $\kappa_{1,2} = k_{z1,2} d_{1,2}$, $k_{z1,2} = (n_{1,2}^2 k_0^2 - k_x^2)^{1/2}$ и k_x — компоненты волнового вектора вдоль оси роста структуры и в плоскости резонатора соответственно, $k_0 = \omega/c$.

Рассматривается распространение в плоскости (x, z) . r_{QW} и t_{QW} – амплитудные коэффициенты отражения и пропускания квантовых ям:

$$r_{\text{QW}} = \frac{in_1k_0k_{z1}^{-1}\Gamma_0}{\omega_x - \omega - i(\Gamma + n_1k_0k_{z1}^{-1}\Gamma_0)}, \quad t_{\text{QW}} = 1 + r_{\text{QW}}, \quad (17\text{а,б})$$

где Γ_0 и Γ – скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации экситонов. Γ_0 является управляющим параметром задачи: её величиной можно управлять внешним воздействием на структуру, например, внешним магнитным полем.

Дисперсия собственных мод резонансного брэгговского зеркала приведена на рис. 14(б). Структура характеризуется трёхмерной запрещённой зоной вблизи экситонного резонанса. Ветви P_1 и P_3 характеризуют дисперсию брэгговских экситонных поляритонов, возникающих в результате гибридизации брэгговской фотонной моды в фотонном кристалле и экситонов в квантовых ямах. На рис. 14(в) показаны эквифазотные контуры в плоскости (K, k_x) дисперсии нижней поляритонной ветви при разных значениях параметра Γ_0 . Рисунок наглядно подтверждает гиперболический характер поляритонной дисперсии. Видно, что с возрастанием Γ_0 противоположные ветви эквифазотного контура сближаются друг с другом до тех пор, пока щель между ними вдоль направления K не закрывается, и не открывается щель в направлении k_x .

В параграфе 6.2 продемонстрирована возможность управления групповой скоростью поляритонных импульсов в резонансном брэгговском зеркале путём изменения скорости излучательной рекомбинации экситонов Γ_0 . Рассматривалось распространение гауссова импульса длительностью 50 фс вдоль оси роста структуры. Распространение импульса в структуре при разных Γ_0 проиллюстрировано на рис. 15(а,б). Зависимость групповой скорости от Γ_0 для импульсов разной частоты ω_p приведена на рис. 15(в).

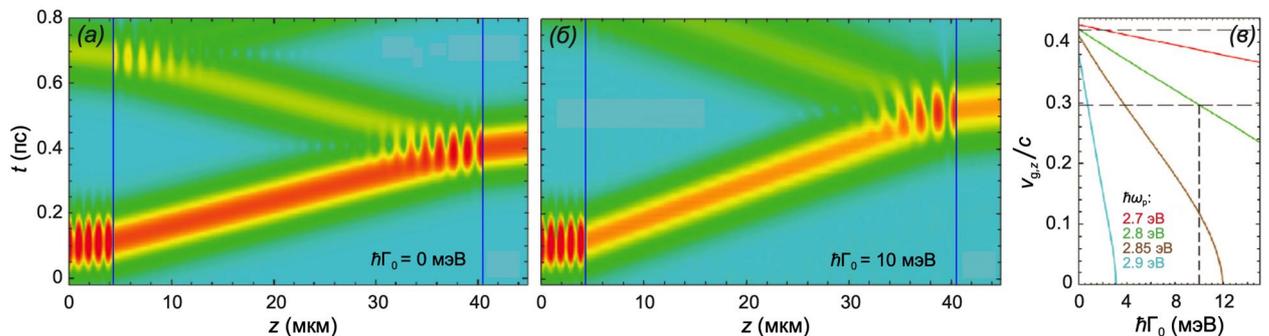


Рис. 15. — (а,б) Распространение лазерного импульса в резонансном брэгговском зеркале при разных значениях Γ_0 . (в) Зависимость групповой скорости импульса от $\hbar\Gamma_0$

Групповая скорость уменьшается с возрастанием Γ_0 . Это происходит в связи с тем, что при увеличении Γ_0 дисперсия нижней поляритонной ветви

опускается по оси энергии. Поскольку дисперсия носит выпуклый характер, для сохранения кинетической энергии волновое число и, как следствие, групповая скорость поляритонного импульса должны уменьшаться — см. эквифаотные контуры на рис. 14(в). Важно отметить, что такое поведение справедливо при частоте импульса, не превышающей частоты на дисперсионной поверхности в седловой точке $(k_x, K) = (0, 0)$.

В параграфе 6.3 продемонстрировано отрицательное преломление света в структуре резонансного брэгговского зеркала, а также показана возможность управлять углом преломления светового пучка. На рис. 16(а,б) проиллюстрировано распространение светового пучка в плоскости (z, x) в структуре при разных значениях Γ_0 . Примечательно, что отрицательное преломление в структуре чрезвычайно сильно ввиду того, что эффективная масса поляритонов вдоль оси роста структуры (z) по абсолютной величине существенно (на порядок) меньше эффективной массы вдоль x . Зависимость угла преломления от Γ_0 показана на рис. 16(в). Угол преломления уменьшается по абсолютной величине с увеличением Γ_0 . Такой характер зависимости сохраняется до тех пор, пока частота ω_p не превышает частоты на дисперсионной поверхности в седловой точке. Также с увеличением Γ_0 уменьшается расплывание светового пучка ввиду того, что пространственный спектр последнего приближается к седловой точке, где дисперсия меньше (пропорционально k^2).

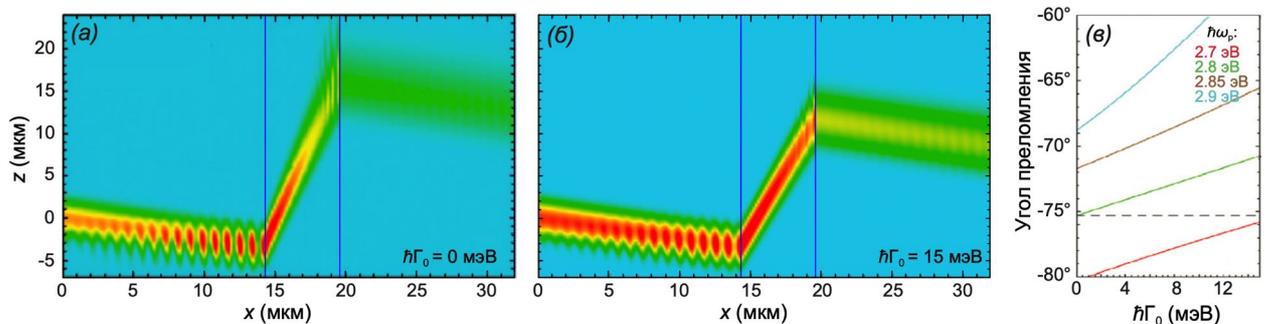


Рис. 16. — Отрицательное преломление монохроматического лазерного пучка в резонансном брэгговском зеркале при распространении под углом в плоскости (x, z) при разных значениях Γ_0 . (в) Зависимость угла преломления пучка от $\hbar\Gamma_0$

В Заключение обобщены основные результаты диссертационной работы.

В диссертации изучена внутренняя динамика экситон-поляритонных конденсатов, возбуждаемых пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачкой в цилиндрическом микростолбиковом резонаторе со встроенным ансамблем квантовых ям. Поляритонные конденсаты являются неравновесными системами: их диссипативная природа совместно с

пространственной неоднородностью рельефа эффективного комплексного потенциала в присутствии непрерывной накачки могут приводить к образованию незатухающих поляритонных токов. Эффективный кольцевой потенциал формируется стационарным потенциалом структуры микростолбикового резонатора и эффективным потенциалом отталкивания, создаваемым экситонным резервуаром в пределах пятна накачки. Возможность оптического контроля формы эффективного потенциала позволяет управлять поляритонными токами в конденсате. Токовые состояния поляритонных конденсатов в кольцевой геометрии удобно описывать приведённым орбитальным угловым моментом.

Продемонстрировано переключение между токовыми состояниями конденсата, которые характеризуются как целочисленными, так и дробными орбитальными угловыми моментами. К переключению приводит смещение пятна накачки относительно центра микроцилиндра совместно с иной причиной нарушения азимутальной симметрии. Показано, что в роли последней может выступать эллиптичность пятна накачки. Слабое смещение и небольшая эллиптичность пятна накачки преимущественно оказывают влияние на фазу конденсата, но не его плотность. Конденсат сохраняет кольцевую форму, но приобретает ненулевой целочисленный орбитальный угловой момент, формируя вихревое состояние. Дальнейшее смещение пятна накачки ведёт к возмущению азимутального распределения плотности поляритонного состояния и вызывает скачок фазы конденсата в области минимума плотности. Такое состояние поляритонного конденсата характеризуется дробным приведённым орбитальным угловым моментом и не обязательно является вихревым. Для описания токовых состояний поляритонных конденсатов предложена модель, основанная на уравнении Гросса-Питаевского, спроецированном на базис собственных состояний азимутально-симметричной кольцевой ловушки.

Важным продолжением изучения динамики поляритонов в кольцевой геометрии стало принятие в рассмотрение их спиновой (поляризационной) степени свободы. Поляризация нерезонансной оптической накачки частично передаётся поляритонному конденсату. Этот факт позволяет рассматривать поляризацию как дополнительный инструмент управления азимутальными поляритонными токами в микроцилиндре. Спин-орбитальное взаимодействие, а также взаимодействие поляритонов внутри конденсата и поляритонов с экситонами резервуара совместно с нарушением азимутальной симметрии эффективного потенциала ловушки путём смещения пятна накачки индуцируют возникновение азимутальных токов поляритонов в структуре в ортогональных циркулярных поляризациях. В диссертации предсказано спонтанное

нарушение симметрии поляритонного конденсата, проявляющееся в переключении последнего из состояния с противоположно-направленными азимутальными токами в разных поляризациях в состояние с сонаправленными токами при удалении пятна накачки от центра микроцилиндра. Переключение происходит, когда вклад взаимодействия частиц в азимутальную динамику поляритонов начинает доминировать над вкладом в неё спин-орбитального взаимодействия. Направление азимутальных токов поляритонов можно выбирать, изменяя поляризацию оптической накачки. В работе показано, что состояния спирного конденсата с сонаправленными токами представляют собой новый тип состояний с дробным числом кручения. В таких состояниях только в одной из компонент циркулярной поляризации содержится вихрь, в то время как азимутальные токи присутствуют в обеих компонентах.

Изучению спиновой (поляризационной) степени свободы поляритонов и эффектов спин-орбитального взаимодействия посвящена существенная часть диссертационного исследования. Изучена временная эволюция поляризации поляритонов в условиях спинового эффекта Холла в результате упругого рассеяния поляритонного импульса. Получены и описаны осцилляции степени циркулярной поляризации поляритонов во времени.

Продемонстрирована возможность управления эволюцией поляризации баллистически распространяющихся поляритонов в плоскости микрорезонатора при помощи внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фойгта. Магнитное поле воздействует на поляритонные состояния опосредованно, частично смешивая светлые экситоны, участвующие в формировании поляритонов, с тёмными (оптически неактивными) экситонами, снимая вырождение результирующих состояний. Продемонстрировано управление частотой осцилляций поляризации поляритонов при помощи внешнего магнитного поля. Показано, что период осцилляций определяется величиной индукции внешнего магнитного поля, а также его направлением по отношению к направлению эффективного магнитного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод. Продемонстрирована деформация поляризационных текстур поляритонов во внешнем магнитном поле в случае пространственно-локализованной нерезонансной накачки узким пучком.

В процессах спин-орбитального взаимодействия поляритонов воздействие спиновой и орбитальной степеней свободы является обоюдным. В диссертационной работе предсказан эффект циттербеверунга поляритонов, состоящий в появлении осцилляций траектории поляритонов в направлении, перпендикулярном направлению их распространения. Осцилляции возникают

под влиянием спина поляритонов в условиях спин-орбитального взаимодействия независимо от природы последнего. Циттербевергунг присущ физическим системам, характеризующимся расщеплением энергетического спектра. Благодаря гибридной природе поляритонов, циттербевергунг может возникать в результате расщепления спектра как фотонной, так и экситонной компонент. В первом случае ключевую роль играет ТЕ-ТМ расщепление фотонных мод. Амплитуда осцилляций траектории поляритонов убывает обратно пропорционально модулю их волнового вектора, период осцилляций определяется величиной расщепления. Осцилляции траектории сопровождаются осцилляциями распределения поляризационных компонент в реальном пространстве, при этом период осцилляций совпадает с периодом циттербевергунга. Внешнее магнитное поле, приложенное в геометрии Фойгта, обеспечивает управляемое расщепление экситонной компоненты поляритонов. Изменяя величину индукции магнитного поля, можно управлять амплитудой и периодом циттербевергунга.

В диссертации изучено влияние гармонической ловушки на поляризационную динамику долгоживущих поляритонных импульсов. Показано, что в условиях спин-орбитального взаимодействия, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением, поляритонный импульс со случайной начальной поляризацией в общем случае расщепляется в ходе эволюции в ловушке на два импульса ортогональных (ТЕ и ТМ) поляризаций. Интенсивность результирующих импульсов и траектория их распространения определяются шириной спектра и волновым вектором резонансной накачки. При смещении пространственного спектра накачки в сторону нижней из двух спин-расщеплённых поляритонных дисперсионных ветвей интенсивность пространственной компоненты импульса противоположной поляризации может быть подавлена. В гармонической ловушке линейную поляризацию также приобретают поляритонные импульсы, инжектированные неполяризованным излучением. Для увеличения времени жизни поляритонных импульсов совместно с резонансной импульсной накачкой предложено использовать допороговую нерезонансную накачку.

Изучено влияние поляризационной степени свободы на эволюцию фотонов в гармонической ловушке в условиях непрерывной резонансной накачки. Ввиду того, что описываемые эффекты являются линейными, рассмотрена чисто фотонная система высокочастотного оптического микрорезонатора с гармоническим потенциалом. Рассмотрение тем не менее может быть обобщено и на случай поляритонов. Показано, что в результате циттербевергунга в ловушке формируются полигональные текстуры пространственного распределения плотности фотонов. Число узлов (вершин) текстур

определяется числом периодов осцилляций траектории центра масс, укладывающихся на замкнутой траектории в ловушке, и оно может быть как чётным, так и нечётным. Форма и степень выраженности текстур зависят от добротности резонатора, определяющей время жизни и дистанцию распространения фотонов в нём. В случае, когда время жизни фотонов позволяет им распространяться на расстояния, превышающие длину замкнутой траектории в ловушке, имеет место конструктивная либо деструктивная самоинтерференция фотонного волнового пакета, усиливающая либо ослабляющая выраженность текстур.

В диссертации описана поляритонная структура нового типа — резонансное брэгговское зеркало, — имитирующая свойства гиперболического метаматериала. Характерной особенностью такой структуры является то, что задача поляритонной эволюции в ней остаётся трёхмерной. Резонансное брэгговское зеркало представляет собой одномерный фотонный кристалл, сформированный слоями двух материалов, показатели преломления и толщины которых подобраны таким образом, что выполняется условие брэгговского отражения. В слое одного типа встроены квантовые ямы, экситонный резонанс которых настроен на нижний край второй фотонной запрещённой зоны брэгговского зеркала. Поляритоны нижней дисперсионной ветви, возникающие в результате сильной связи брэгговской фотонной моды и экситонов в квантовых ямах, обладают гиперболической дисперсией. Форма и положение дисперсионной ветви зависят от скорости излучательной рекомбинации экситонов, величиной которой можно управлять, прикладывая внешнее электрическое поле. Управление скоростью излучательной релаксации позволяет управлять групповой скоростью распространения оптических импульсов, а также углом преломления оптических пучков при наклонном падении их на резонансное брэгговское зеркало. При падении на плоскость структуры, параллельную оси её роста, оптический пучок испытывает отрицательное преломление.

Список публикаций по теме диссертации в изданиях из перечня ВАК, индексируемых в Scopus и Web of Science

- A1. **Sedov, E. S.** Circular polariton currents with integer and fractional orbital angular momenta / **E. S. Sedov**, V. A. Lukoshkin, V. K. Kalevich, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin // *Physical Review Research*. — 2021. — Vol. 3, №1. — P. 013072.
- A2. Lukoshkin, V A. Persistent circular currents of exciton-polaritons in cylindrical pillar microcavities / V. A. Lukoshkin, V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev,

- K. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, **E. S. Sedov**, A. V. Kavokin // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, №19. — P. 195149.
- A3. **Sedov, E.** Persistent currents in half-moon polariton condensates / **E. Sedov**, V. Lukoshkin, V. Kalevich, Z. Hatzopoulos, P. Savvidis, A. Kavokin // *ACS Photonics*. — 2020. — Vol. 7, №5. — P. 1163–1170.
- A4. Schmidt, D. Tracking dark excitons with exciton polaritons in semiconductor microcavities / D. Schmidt, B. Berger, M. Kahlert, M. Bayer, C. Schneider, S. Höfling, **E. S. Sedov**, A. V. Kavokin, M. Aßmann // *Physical Review Letters*. — 2019. — Vol. 122, №4. — P. 047403.
- A5. Xue, Y. Split-ring polariton condensates as macroscopic two-level quantum systems / Y. Xue, I. Chestnov, **E. Sedov**, E. Kiktenko, A. Fedorov, S. Schumacher, X. Ma, A. Kavokin // *Physical Review Research*. — 2021. — Vol. 3, №1. — P. 013099.
- A6. **Sedov, E.** Spontaneous symmetry breaking in persistent currents of spinor polaritons / **E. Sedov**, S. Arakelian, A. Kavokin // *Scientific Reports*. — 2021. — Vol. 11, №1. — P. 22382.
- A7. Caputo, D. Magnetic control of polariton spin transport / D. Caputo, **E. S. Sedov**, D. Ballarini, M. M. Glazov, A. K. Kavokin, D. Sanvitto // *Communications Physics*. — 2019. — Vol. 2, №1. — P. 165.
- A8. Schmidt, D. Dynamics of the optical spin Hall effect / D. Schmidt, B. Berger, M. Bayer, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, **E. Sedov**, A. Kavokin, M. Aßmann // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 96, №7. — P. 075309.
- A9. Schmidt, D. Oscillations of the degree of circular polarization in the optical spin Hall effect / D. Schmidt, B. Berger, M. Bayer, C. Schneider, S. Höfling, **E. Sedov**, A. Kavokin, M. Aßmann // *Physics of the Solid State*. — 2018. — Vol. 16, №8. — P. 1606 – 1610.
- A10. Sedov, E. S. Zitterbewegung of exciton-polaritons / **E. S. Sedov**, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, №24. — P. 245312.
- A11. **Sedov, E. S.** Artificial gravity effect on spin-polarized exciton-polaritons / **E. S. Sedov**, A. V. Kavokin // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7. — P. 9797.
- A12. **Sedov, E. S.** Magnetic control over the zitterbewegung of exciton-polaritons / **E. S. Sedov**, I. E. Sedova, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin // *New Journal of Physics*. — 2020. — Vol. 22, №8. — P. 083059.
- A13. Седова, И. Е. Осциллирующее движение экситон-поляритонов в анизотропных микрорезонаторах / И. Е. Седова, **Е. С. Седов**, С. М. Аракелян,

- А. В. Кавокин // Известия РАН. Серия физическая. — 2020. — Т. 84, №12. — С. 1712–1718.
- A14. **Sedov, E. S.** Polariton polarization rectifier / **E. Sedov**, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin // *Light: Science & Applications*. — 2019. — Vol. 8, №1. — P. 79.
- A15. **Sedov, E. S.** Polygonal patterns of confined light / **E. S. Sedov**, I. E. Sedova, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin // *Optics Letters*. — 2021. — Vol. 46, №8. — P. 1836–1839.
- A16. **Sedov, E. S.** Hyperbolic metamaterials with Bragg polaritons / **E. S. Sedov**, I. V. Iorsh, S. M. Arakelian, A. P. Alodjants, A. Kavokin // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 114, №23. — P. 237402.
- A17. **Sedov, E. S.** Light propagation in tunable exciton-polariton one-dimensional photonic crystals / **E. S. Sedov**, E. D. Cherotchenko, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, №12. — P. 125309.
- A18. **Седов, Е. С.** Гиперболические метаматериалы на основе брэгговских поляритонных структур / **Е. С. Седов**, М. В. Чарухчян, С. М. Аракелян, А. П. Алоджанц, Р.-К. Ли, А. В. Кавокин // *Письма в ЖЭТФ*. — 2016. — Т. 104, №1. — С. 58–63.
- A19. **Седов, Е. С.** О превращениях фотонов и управлении светом в слоистой полупроводниковой структуре // *Вестник РФФИ*. — 2017. — Т. 96, №4. — С. 11–19.
- A20. Патент на полезную модель No 182626 U1 РФ, МПК G02F 1/017, B82Y 20/00. Устройство резонансного фотонного кристалла для управления распространением электромагнитного излучения: No 2017137743 : заявл. 30.10.2017 : опубл. 24.08.2018, Бюл. №24 – 9 с. / **Е. С. Седов**, Е. Д. Черотченко, А. В. Кавокин, И. Е. Седова, С. М. Аракелян; заявитель ВлГУ.

Цитируемая литература

1. Kim, S. Coherent Polariton Laser / S. Kim, B. Zhang, Z. Wang, [et al.] // *Physical Review X*. — 2016. — Vol. 6, № 1. — P. 011026.
2. Ballarini, D. All-optical polariton transistor / D. Ballarini, M. De Giorgi, E. Cancellieri, [et al.] // *Nature Communications*. — 2013. — Vol. 4. — P. 1778.
3. Balili, R. Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap / R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, [et al.] // *Science*. — 2007. — Vol. 316, № 5827. — P. 1007–1010.

4. Microcavities / A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, F. Laussy. — 2nd ed. — Oxford: Oxford University Press, 2017. — xxx+592 p. — ISBN 978-0-19-878299-5.
5. Byrnes, T. Exciton–polariton condensates / T. Byrnes, N. Y. Kim, Y. Yamamoto // *Nature Physics*. — 2014. — Vol. 10, № 11. — P. 803–813.
6. Dominici, L. Real-space collapse of a polariton condensate / L. Dominici, M. Petrov, M. Matuszewski, [et al.] // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6. — P. 8993.
7. Nelsen, B. Dissipationless Flow and Sharp Threshold of a Polariton Condensate with Long Lifetime / B. Nelsen, G. Liu, M. Steger, [et al.] // *Physical Review X*. — 2013. — Vol. 3, № 4. — P. 041015.
8. Steger, M. Slow reflection and two-photon generation of microcavity exciton–polaritons / M. Steger, C. Gautham, D. W. Snoke, [et al.] // *Optica*. — 2015. — Vol. 2, № 1. — P. 1–5.
9. Deng, H. Spatial Coherence of a Polariton Condensate / H. Deng, G. Weihs, D. Snoke, [et al.] // *Proceedings of the National Academy of Science of the United States of America*. — 2003. — Vol. 100, № 26. — P. 15318–15323.
10. Bhattacharya, P. Solid State Electrically Injected Exciton-Polariton Laser / P. Bhattacharya, B. Xiao, A. Das, [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 110, № 20. — P. 206403.
11. Molina-Terriza, G. Twisted photons / G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner // *Nature Physics*. — 2007. — Vol. 3, № 5. — P. 305–310.
12. Kavokin, K. V. Quantum Theory of Spin Dynamics of Exciton-Polaritons in Microcavities / K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 92, № 1. — P. 017401.
13. Johne, R. Polaritonic analogue of Datta and Das spin transistor / R. Johne, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 81, № 12. — P. 125327.
14. Shelykh, I. A. Proposal for a Mesoscopic Optical Berry-Phase Interferometer / I. A. Shelykh, G. Pavlovic, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 102, № 4. — P. 046407.
15. Kavokin, K. V. Quantum Theory of Spin Dynamics of Exciton-Polaritons in Microcavities / K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 92, №1. — P. 017401.

16. Klein, T. Polariton lasing in high-quality selenide-based micropillars in the strong coupling regime / T. Klein, S. Klemmt, E. Durupt, [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 107, №7. — P. 071101.
17. Askitopoulos, A. All-optical quantum fluid spin beam splitter / A. Askitopoulos, A. V. Nalitov, E. S. Sedov, [et al.] // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, №23. — P. 235303.
18. Leyder, C. Observation of the optical spin Hall effect / C. Leyder, M. Romanelli, J. P. Karr, [et al.] // *Nature Physics*. — 2007. — Vol. 3, №9. — P. 628–631.
19. Kłopotowski, Ł. Optical anisotropy and pinning of the linear polarization of light in semiconductor microcavities / Ł. Kłopotowski, M. D. Martín, A. Amo, [et al.] // *Solid State Communications*. — 2006. — Vol. 139, № 10. — P. 511–515.
20. Krizhanovskii, D. N. Rotation of the plane of polarization of light in a semiconductor microcavity / D. N. Krizhanovskii, D. Sanvitto, I. A. Shelykh, [et al.] // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, № 7. — P. 073303.