

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Владимирский государственный университет
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»

На правах рукописи



Седов Евгений Сергеевич

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

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант
доктор физ.-мат. наук
Аракелян Сергей Мартиросович

Владимир — 2022

Содержание

	Стр.
Введение	6
1. Обзор литературы и методологическая база диссертационного исследования	29
1.1. Сильное взаимодействие света с веществом: концепция экситонных поляритонов	29
1.1.1. Локализованный свет	30
1.1.2. Экситоны	35
1.1.3. Экситонные поляритоны в микрорезонаторе	37
1.1.4. Конденсация экситонных поляритонов	42
1.1.5. Орбитальный угловой момент поляритонного конденсата	47
1.1.6. Оптическое возбуждение поляритонных конденсатов	49
1.2. Эволюция спина экситонных поляритонов	53
1.2.1. Оптическое возбуждение и детектирование экситонных спинов	53
1.2.2. Эволюция спина частиц в полупроводнике	56
1.2.3. Спин экситона во внешнем магнитном поле	58
1.2.4. ТЕ-ТМ расщепление фотонных мод	62
1.2.5. Описание динамики поляритонов с учётом спина	64
1.3. Конструирование эффективного потенциала для управления поляритонами	68
1.3.1. Микроструктуры с заданной геометрией слоёв	69
1.3.2. Оптические методы захвата поляритонов	72
1.3.3. Иные подходы к локализации поляритонов	77
1.4. Краткие итоги главы 1	79
2. Незатухающие циркулярные токи экситонных поляритонов в цилиндрических микростолбиковых резонаторах	81
2.1. Модель для описания экситон-поляритонного конденсата в кольцеобразном потенциале с нарушенной азимутальной симметрией	83

2.2.	Поляритонные конденсаты с азимутальными токами	89
2.2.1.	Поляритонные токовые состояния с дробным орбитальным угловым моментом	90
2.2.2.	Поляритонные вихри	92
2.3.	Экспериментальное наблюдение незатухающих циркулярных токов в поляритонных конденсатах	94
2.3.1.	Детали эксперимента	94
2.3.2.	Наблюдение токовых состояний в поляритонных конденсатах с целочисленными орбитальными угловыми моментами	96
2.3.3.	Наблюдение токовых состояний в поляритонных конденсатах с дробными орбитальными угловыми моментами	101
2.4.	Краткие итоги главы 2	108
3.	Азимутальные токи в спинорном поляритонном конденсате	110
3.1.	Модель для описания спинорного поляритонного конденсата в кольцевой ловушке	112
3.1.1.	Обобщённое уравнение Гросса-Питаевского со спинорным резервуаром . .	112
3.1.2.	Проецированное спинорное уравнения Гросса-Питаевского	114
3.1.3.	Альтернативная геометрия возможного эксперимента	117
3.2.	Спинорный поляритонный конденсат в кольцевой ловушке	119
3.2.1.	Спонтанное нарушение симметрии поляритонных токовых состояний . . .	119
3.2.2.	Совместное влияние спин-орбитального взаимодействия и двухчастичного взаимодействия поляритонов	121
3.2.3.	Энергия поляритонного токового состояния	123
3.3.	Вклад поляризации накачки в нарушение симметрии поляритонных токовых состояний	126
3.4.	Краткие итоги главы 3	129
4.	Поляризационная динамика экситонных поляритонов в микрорезонаторе	130
4.1.	Поляризационная динамика поляритонов в условиях оптического спинового эффекта Холла	131
4.1.1.	Экспериментальное наблюдение оптического спинового эффекта Холла .	132
4.1.2.	Моделирование эволюции поляризации поляритонов	134
4.2.	Управление эволюцией поляризации поляритонов при помощи магнитного поля в геометрии Фойгта	136

4.2.1.	Детали эксперимента и особенности структуры	137
4.2.2.	Усиление и подавление осцилляций поляризации магнитным полем	139
4.2.3.	Деформация поляризационных текстур в присутствии магнитного поля в плоскости микрорезонатора	143
4.3.	Краткие итоги главы 4	146
5.	Циттербеvegунг экситонных поляритонов	148
5.1.	Аналитическая модель для описания циттербеvegунга поляритонов в приближении эффективной массы	149
5.2.	Циттербеvegунг экситон-поляритонного волнового пакета в результате ТЕ-ТМ расщепления	152
5.3.	Расщепление экситонных спиновых состояний как причина циттербеvegунга экс- тонных поляритонов	155
5.4.	Аналитическая модель для описания циттербеvegунга вне приближения эффективной массы	157
5.5.	Циттербеvegунг волновых пакетов экситонных поляритонов во внешнем магнитном поле	163
5.6.	Краткие итоги главы 5	168
6.	Управление распределением поляризации поляритонов в гармоническом потенциале	171
6.1.	Эволюция поляризации поляритонного импульса в гармонической ловушке	172
6.1.1.	Спин-орбитальное взаимодействие поляритонов в гармонической ловушке	173
6.1.2.	Модель для описания эволюции поляризации поляритонов в гармонической ловушке	176
6.1.3.	Поляризационная динамика поляритонных импульсов	177
6.2.	Полигональные фотонные текстуры в гармонической ловушке	184
6.2.1.	Подход к описанию поляризационных свойств фотонов в ловушке	185
6.2.2.	Формирование полигональных фотонных текстур	187
6.3.	Краткие итоги главы 6	191
7.	Брэгговские поляритоны в структуре с гиперболической дисперсией	194
7.1.	Отрицательная эффективная масса поляритонов в резонансном брэгговском зеркале	196
7.1.1.	Характеристики структуры	196

7.1.2. Метод матриц переноса	196
7.1.3. Брэгговское зеркало без квантовых ям	198
7.1.4. Резонансное брэгговское зеркало с квантовыми ямами	199
7.2. Управление групповой скоростью оптических импульсов в резонансном брэгговском зеркале	201
7.3. Отрицательное преломление в резонансном брэгговском зеркале	202
7.4. Краткие итоги главы 7	204
Заключение	206
Публикации автора диссертации	211
Список литературы	217

Введение

Общая характеристика работы

Актуальность работы

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 сугубо 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. Важными с прикладной точки зрения по-

ляритоны 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 свет 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 [7–9]. В таких структурах 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» [10–12], которое применяют к поляритонному конденсату, характеризуя особенности его излучения.

С возможностью возбуждать долгоживущие поляритоны возникает вопрос управления их пространственным распределением и 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, характеризу-

ющиеся 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 [13].

От обеих своих составляющих экситонные поляритоны наследуют спиновую степень свободы [14]. Являясь бозонами, поляритоны обладают спинами -1 и $+1$, отвечающими левой и правой циркулярным поляризациям образующих их фотонов, что позволит 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 работах [15, 16]. 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 [17]. 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 диссертационной работы 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 работы заключается в следующем:

— 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 локализирующего 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, достраивающую 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 возрастает

тают (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.

— 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 результатов

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 демультиплексоров. 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.

Научные 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, их макроскопическая динамика и поляризационные свойства 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 коге-

рентной 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 когерентного 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, 25–29 мая 2015 г.), «Nonlinear Photonics: Theory, Materials, Applications» (Санкт-Петербург, 29 июня–2 июля 2015 г.), IX Международная конференция молодых учёных и специалистов «Оптика-2015» (Санкт-Петербург, 12–16 октября 2015 г.), International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO) / Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT) (Минск, Белоруссия, 26–30 сентября 2016 г.), The Eighth International Conference on Spontaneous Coherence in Excitonic Systems (ICSCE8) (Эдинбург, Великобритания, 25–29 апреля 2016 г.), 5-ая международная конференция «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства» (Суздаль, 12–15 ноября 2016 г.), 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena — Metamaterials 2017 (Марсель, Франция, 28 августа–02 сентября 2017 г.), Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) 2017 (Санкт-Петербург, 22–25 мая 2017 г.), Международная школа-семинар «Экситоны в кристаллах и наноструктурах. К 120-летию со Дня Рождения Е.Ф. Гросса» (Санкт-Петербург, 10–12 октября 2017 г.), 6-ая международная конференция «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства» (Суздаль, 9–13 ноября 2017 г.), International

conference on nanophotonics, metamaterials and photovoltaics ICNMP – 2018 (Сантьяго-де-Куба, Республика Куба, 27 января–февраля 2018 г.), 19th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures PLMCN19 (Ченгду, Китайская Народная Республика, 14–19 мая 2018 г.), The international conference on new trends in quantum and mesoscopic physics NTQMP – 2018 (Ереван, Армения, 27 июня–3 июля 2018 г.), 20th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures PLMCN20 (Суздаль, 2–6 июля 2018 г.), New Trends in Quantum Light and Nanophysics (Маратеа, Италия, 8–13 июля 2019 г.), XXIV Международный симпозиум «Наноп физика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.), XV Международная научная школа-семинар «Фундаментальные исследования и инновации: нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия» (Республика Марий Эл, пансионат «Яльчик», 15–22 августа 2020 г.), 21th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures PLMCN2020, онлайн-конференция (Клермон-Ферран, Франция, 27–30 октября 2020 г.), Школа-конференция молодых учёных ИОФ РАН «Прохоровские недели» (Москва, 19–21 октября 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, и 17 публикаций в материалах конференций. Получен патент на полезную модель. Список опубликованных работ приведён на стр. 211–215.

Структура и объем работы

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.

Личный вклад автора

Теоретические результаты исследований, описанных в содержательной части 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. Avmann), в Институте нанотехнологий, CNR-NANOTEC (исполнители: D. Caputo, D. Ballarini, D. Sanvitto).

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 электромагнитного излучения с электронными возбуждениями среды (экситонами). Для обеспечения сильной связи преимущественно используются слоистые структуры особого типа — оптические микрорезонаторы, ограничивающие электромагнитное поле в одном из пространственных направлений. Квантовые ямы или ансамбли квантовых ям помещаются в максимумы распределения интенсивности поля в микрорезонаторе. В структуре образуется два типа поляритонов, отличающихся собственной энергией. В диссертации рассматриваются поляритоны нижней дисперсионной ветви, обладающие меньшей энергией.

Являясь бозонами, экситонные поляритоны могут формировать макроскопическое когерентное состояние бозе-эйнштейновского конденсата, который имеет ряд особенностей. Во-первых, поляритонный конденсат является двумерным, образуясь в плоскости микрорезонатора. Во-вторых, ввиду конечного времени жизни поляритонов, конденсат существует в условиях баланса внешней пространственно-неоднородной накачки оптическим излучением 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 некогерентных 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, и взаимодействия поляритонов учитывающее неконсервативные процессы затухания и накачки, а также взаимодействие с резервуаром некогерентных экситонов.

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 поляризации, σ^{\pm} . Экситоны с псевдоспинами ± 2 (тёмные экситоны) оптически неактивны. На эволюцию поляризации поляритонов оказывают влияние как механизмы спиновой релаксации экситонной компоненты, так и особенности поляризационной динамики фотонной компоненты.

Эффект спин-орбитального взаимодействия поляритонов удобно описывать в рамках псевдоспинового формализма. Для этого вводится вектор псевдоспина, эквивалентный вектору Стокса в оптике. В этом случае спин-орбитальное взаимодействие можно описать как эффективное магнитное поле, индуцирующее прецессию псевдоспина поляритонов. Наиболее весомый вклад в эволюцию спина поляритонов вносит расщепление ТЕ- и ТМ-мод в микрорезонаторе. На эволюцию поляризации поляритонов также могут оказывать влияние механизмы спиновой релаксации носителей заряда в полупроводнике, оптическая анизотропия структуры, нелинейные эффекты. Релаксация поляритонного спина может быть вызвана воздействием 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 микроцилиндры, мезы, открытые микрорезонаторы с профилированным (например, сферическим) зеркалом. Другой подход состоит в использовании отталкивающего взаимодействия поляритонов и экситонов. Так экситонный резервуар, индуцированный нерезонансной накачкой, образует локальный максимум эффективного потенциала. Важным 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 взаимности 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.

В главе рассматривается микрорезонаторная поляритонная структура, в плоскости которой сформирован стационарный локализуемый потенциал цилиндрической формы. Поляритонный конденсат возбуждается сфокусированным гауссовым пучком нерезонансной оптической накачки вблизи центра стационарного потенциала. В сочетании со стационарным потенциалом оптически индуцированный резервуар некогерентных экситонов образует для поляритонов эффективный потенциал ловушки, форма которого близка к кольцевой.

Для описания незатухающих поляритонных конденсатов в кольцеобразной ловушке с нарушенной азимутальной симметрией в параграфе 2.1 предложена математическая модель, полученная путём проецирования обобщённого комплексного уравнения Гросса-Питаевского на базис вихревых решений азимутально-симметричной линейной задачи. Азимутальная компонента волновой функции раскладывается в спектр собственных функций азимутально-симметричной задачи; для описания эволюции комплексных коэффициентов разложения (компонент азимутального спектра) получена система связанных обыкновенных дифференциальных уравнений.

В параграфе 2.2 приведены результаты моделирования экситон-поляритонных конденсатов с азимутальными токами в кольцеобразном локализирующем потенциале. В роли управляющих параметров, ответственных за контролируемое нарушение азимутальной симметрии в модели, выбраны смещение пятна накачки относительно центра стационарного потенциала и эллиптичность формы пятна. Продемонстрирована возможность возбуждения поляритонных токов в экситон-поляритонных конденсатах, характеризующихся как целочисленными, так и дробными значениями орбитального углового момента. О наличии азимутальных поляритонных токов свидетельствует градиент фазы конденсата вдоль азимутального угла θ . Поляритонный конденсат способен сохранять кольцевую форму с однородным азимутальным распределением плотности поляритонов при небольшом смещении пятна накачки. Вращательная симметрия системы при этом, однако, будет нарушена. Это ведёт к возникновению поляритонных вихрей, характеризующихся целочисленными орбитальными угловыми моментами.

Увеличение радиального смещения пятна накачки ведёт к нарушению кольцеобразной формы поляритонного конденсата. Конденсат принимает серповидную форму, характеризующуюся провалом плотности распределения поляритонов в азимутальном направлении. При этом в таком конденсате по-прежнему могут возбуждаться азимутальные поляритонные токи. Особенностью таких конденсатов является дробная величина характеризующего их орбитального углового момента. Фаза конденсата, демонстрируя монотонное изменение в азимутальном направлении в области ненулевой плотности поляритонов, в области провала плотности претерпевает скачок, обеспечивающий набег фазы за один обход вокруг центра ловушки, кратный 2π . Так в параграфе рассмотрены поляритонные конденсаты с полуцелыми орбитальными угловыми моментами, $\ell = +1/2$ и $-1/2$, для которых скачок фазы составляет $-\pi$ и $+\pi$ соответственно. При этом полный набег фазы за один обход вокруг центра микроцилиндра в обоих случаях равен нулю.

Важно отметить, что описанные состояния не являются вихревыми: характеризующее их число кручения (топологический заряд) m принимает нулевые значения. Выполнено моделирование вихревого ($m = -1$) состояния поляритонного конденсата с дробным орбитальным угловым

моментом $\ell \approx -0.78$. В отличие от описанных состояний с $\ell = \pm 1/2$ полный набег фазы данного состояния составляет 2π .

В параграфе 2.3 описаны результаты экспериментального наблюдения поляритонных конденсатов с азимутальными поляритонными токами. 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. Поляритонные конденсаты возбуждались в микроцилиндре диаметром 25 мкм, вытравленном из планарного микрорезонатора, узким (с шириной приблизительно 2 мкм) пучком нерезонансной оптической накачки вблизи центра микроцилиндра. Для выявления азимутальных токов поляритонов использовались интерферометрические измерения. Регистрировались интерферограммы, полученные в результате интерференции фотолюминесценции конденсатов с опорной сферической волной. Для конденсата с орбитальным угловым моментом $\ell = 0$ интерферограмма включает набор концентрических колец, свидетельствующих об отсутствии азимутального изменения фазы конденсата и, соответственно, отсутствия азимутальных поляритонных токов.

Конденсаты с $\ell \neq 0$ получены при небольшом (субмикрометровом) смещении пятна накачки от центра микроцилиндра, которое не вызывает заметного изменения распределения плотности, но приводит к кардинальному изменению интерференционной картины: интерференционные полосы принимают вид спиралей, закрученных против часовой стрелки либо по часовой стрелке. В экспериментах азимутальное изменение фаз конденсатов близко к линейному, $\varphi \approx m\theta$, где $m = 0, \pm 1, \dots$ При более значительном смещении пятна накачки продемонстрированы серповидные поляритонные конденсаты с дробными орбитальными угловыми моментами, оцененными как приблизительно $+1/2$ и $-1/2$. В пределах конденсата фаза изменяется плавно вдоль азимутального угла. Плавность изменения фазы нарушается вблизи минимума плотности конденсата: на характеризующих конденсат интерферограммах наблюдается смещение интерференционных полос друг относительно друга, вызванное скачком фазы приблизительно на $-\pi$ и $+\pi$.

Направление поляритонного тока в экситон-поляритонном конденсате определяется формой эффективного потенциала. В эксперименте последний формируется стационарным потенциалом микроцилиндра и эффективным отталкивающим потенциалом экситонного резервуара в пределах пятна накачки. При смещении накачки положение отталкивающего потенциала также смещается. Само по себе смещение пятна накачки не приводит к нарушению симметрии вращения. В эксперименте предполагается наличие скрытой неоднородности эффективного потенциала, приводящей совместно со смещением накачки к такому нарушению.

В третьей главе теоретически изучены особенности формирования поляритонных токовых состояний в условиях спин-орбитального взаимодействия, индуцированного ТЕ-ТМ расщеп-

лением поляритонных мод. Геометрия задачи совпадает с таковой, рассмотренной во второй главе, при этом оптическая накачка рассматривается поляризованной, и её поляризация частично наследуется поляритонным конденсатом. Для описания эволюции поляритонов модель, разработанная в предыдущей главе, адаптирована для векторного поляритонного поля в базисе правоциркулярно- и левоциркулярно-поляризованных компонент поляритонной волновой функции. Управляющими параметрами задачи выступают смещение пятна накачки вдоль радиуса микроцилиндра и поляризация накачки.

Спин-орбитальное взаимодействие нарушает вращательную симметрию системы и наделяет последнюю хиральностью. При этом в системе в разных поляризациях могут возникать поляритонные токи, направленные по часовой стрелке, характеризующиеся отрицательным орбитальным угловым моментом, и против часовой стрелки с положительным орбитальным угловым моментом. В таких условиях удобно ограничить рассмотрение тремя состояниями спинорного поляритонного конденсата с незатухающими поляритонными токами, включающими состояния с сонаправленными токами в противоположных поляризациях, текущими против часовой стрелки, состояния с сонаправленными токами по часовой стрелке и состояния с противоположно-направленными токами.

В параграфе 3.2 изучено изменение величины приведённого орбитального углового момента поляритонного конденсата ℓ при смещении пятна накачки в условиях линейно-поляризованной накачки. Показано, что с увеличением смещения происходит спонтанное нарушение симметрии поляритонного конденсата, проявляющееся в переключении из состояния с противоположно-направленными токами в ортогональных циркулярных поляризациях в состояние с сонаправленными токами. В состоянии поляритонного конденсата с противоположно-направленными токами компоненты поляризации содержат вихрь и антивихрь вокруг центра микроцилиндра. Особенность обнаруженных состояний с сонаправленными токами состоит в том, что, хотя азимутальные токи поляритонов присутствуют в обеих циркулярных поляризациях, только одна поляризационная компонента содержит вихрь. В частности, в состоянии с положительным орбитальным угловым моментом (когда токи в обеих поляризациях направлены против часовой стрелки) числа кручения для поляризационных компонент 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 с токами по часовой стрелке.

В параграфе 3.3 изучаются состояния спиринового поляритонного конденсата в условиях изменения как смещения пятна накачки, так и поляризации накачки. Для предварительного обзора возникающих состояний поляритонного конденсата используется метод стохастического вложения соседей с t -распределением (t-SNE). Этот метод машинного обучения позволяет визуализировать внутреннюю структуру массива данных высокой размерности, проецируя его на пространство более низкой размерности. Решения, принадлежащие одинаковым состояниям поляритонного конденсата, группируются вместе, образуя различимые кластеры в пространстве особенностей (feature space). Метод t-SNE даёт качественное представление об ожидаемых состояниях поляритонного конденсата в рассматриваемых условиях. Получено распределение состояний поляритонного конденсата в плоскости управляющих параметров. Циркулярная поляризация накачки частично наследуется поляритонным конденсатом. В присутствии циркулярной поляризации нарушение симметрии по-прежнему имеет место, однако критическая величина смещения пятна накачки уменьшается с увеличением степени циркулярной поляризации. В дополнение к этому циркулярная поляризация накачки снимает вырождение по энергии между состояниями с циркулярными токами по часовой стрелке и против часовой стрелки. Выбор направления токов поляритонным конденсатом при разных поляризациях накачки определяется индуцированным спин-орбитальным взаимодействием нарушением симметрии.

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. Конфигурация эксперимента соответствует таковой в работе [18], в которой оптический спиновый эффект Холла был впервые предложен теоретически. 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. Получено интегрированное по времени распределение степени циркулярной поляризации поляритонов s_z в пространстве волновых векторов, характерное для оптического спинового эффекта Холла: поляритоны с противоположными циркулярными поляризациями формируют перемежающиеся домены. Выполнено наблюдение за эволюцией s_z во времени для поляритонов, рассеявшихся под углами $+45^\circ$ и -45° к направлению исходного импульса. Распространение поляритонов сопровождается затухающими осцилляциями циркуляр-

ной поляризации поляритонов, при этом поляризации наблюдаемых состояний обладают разными знаками.

Осцилляции возникают в результате того, что поляритонный спин претерпевает прецессию в эффективном магнитном поле, представляющем собой комбинацию трёх эффективных полей разной природы. Ключевой вклад вносит ТЕ-ТМ расщепление поляритонных мод. Другие компоненты — это расщепление в результате анизотропии оптических свойств структуры [19] и самоиндуцированное зеемановское расщепление в результате поляритон-поляритонного взаимодействия [20]. Взаимодействие делает зависимость $s_z(\theta)$ несимметричной относительно $\theta = 0^\circ$, а также смещает её в направлении $s_z > 0$.

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 в линейных поляризациях. Величина расщепления пропорциональна квадрату индукции внешнего магнитного поля. Помимо внешнего магнитного поля в настоящем рассмотрении в эффективное магнитное поле вносят вклад также ТЕ-ТМ расщепление и нелинейные эффекты.

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 s_z поляритонов при помощи внешнего магнитного поля. Поляритоны инжектировались с ненулевым волновым вектором \mathbf{k} в область естественной дислокации в структуре — линейного дефекта, выступающего в роли волновода. Магнитное поле прикладывалось в направлении распространения поляритонов. Величина волнового вектора выбиралась такой, чтобы вклад эффективного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением, в эволюцию поляритонного спина оказался сравним с вкладом эффективного поля, индуцированного внешним магнитным полем. В линейном приближении получено выражение для пространственной частоты осцилляций поляризации поляритонов в направлении их распространения. В отсутствии внешнего магнитного поля частота осцилляций определяется только величиной ТЕ-ТМ расщепления. С возрастанием индукции магнитного поля B пространственная частота уменьшается, в теории устремляясь к нулю при достижении некоторой критической величины B_{crit} в результате компенсации внешним магнитным полем эффективного магнитного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением. При этом колебания поляризации поляритонов подавляются. При дальнейшем увеличении индукции магнитного поля пространственная частота колебаний возрастает пропорционально B^2 .

Приведённые рассуждения в рамках линейной задачи хорошо качественно характеризуют экспериментальные зависимости. Количественного согласия эксперимента и теории позволяет добиться принятие в рассмотрение нелинейных эффектов. Так учёт нелинейности позволяет воспроизвести сложный характер поляризационной динамики поляритонов в начале эволюции, а также смещение величины степени циркулярной поляризации в сторону положительных значений.

Для обобщения картины действия внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта на поляризацию поляритонов выполнено наблюдение поляритонного конденсата в условиях возбуждения поляритонов пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачкой. Результаты наблюдения подкреплённые результатами численного решения обобщённого уравнения Гросса-Питаевского. Так при правоциркулярной поляризации накачки в отсутствие внешнего магнитного поля для степени циркулярной поляризации s_z формируется поляризационная текстура из концентрических колец эллиптической формы. Против ожидания текстура не обладает азимутальной симметрией, а вытянута в одном из пространственных направлений. Причиной этому является слабая эллиптичность поляризации накачки, приобретаемая излучением при прохождении фокусирующей системы и верхнего зеркала образца. С приложением и последующим увеличением внешнего магнитного поля эллиптичность текстуры сначала уменьшается, а затем увеличивается, при этом ось эллипса поворачивается относительно исходной ориентации. Наклон оси поляризационной текстуры также определяется степенью эллиптичности поляризации накачки. Изменение поляризации накачки с правоциркулярной на левоциркулярную приводит к изменению ориентации оси эллиптической текстуры, а также к инверсии областей с $s_z > 0$ и $s_z < 0$.

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

Аналитическое описание эффекта циттербеверунга поляритонов, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод, в приближении эффективной массы выполнено в параграфе 5.1. Получено выражение для траектории центра масс поляритонного волнового пакета конечной ширины, а также траектории в квазиклассическом приближении, которое соответствует волновому пакету с бесконечно узким спектром. Показано, что амплитуда циттербеверунга обратно пропорциональна модулю поляритонного волнового вектора, а частота осцилляций соответствует частоте прецессии поляритонного спина в эффективном магнитном поле.

Параграф 5.2 посвящён анализу циттербеvegунга в экспериментально-реализуемых условиях путём численного решения обобщённого уравнения Паули, в котором приняты в учёт неконсервативные процессы накачки и потерь. Полагается, что поляритоны возбуждаются правоциркулярно-поляризованной резонансной накачкой гауссовой формы в присутствии пространственно-однородной нерезонансной оптической накачки в допороговом режиме. Показана осциллирующая в плоскости микрорезонатора траектория волнового пакета в условиях циттербеvegунга. Изучено распределение поляризации поляритонов в условиях циттербеvegунга. Показано, что поляризационные компоненты s_y и s_z характеризуются осцилляциями в направлении распространения поляритонов, при этом период осцилляций совпадает периодом циттербеvegунга. Получены зависимости амплитуды и периода циттербеvegунга поляритонного волнового пакета от управляющих параметров, в роли которых выступают константа ТЕ-ТМ расщепления и модуль волнового вектора накачки.

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

Параграф 5.4 посвящён аналитическому описанию циттербеvegунга поляритонов во внешнем магнитном поле в плоскости микрорезонатора. Ввиду того, что роль экситонной компоненты возрастает с увеличением волнового вектора поляритонов, решение задачи осуществлялось за пределами приближения эффективной массы, т. е., с учётом сложной непараболической формы поляритонной дисперсии. В квазиклассическом пределе получено выражение для амплитуды и периода циттербеvegунга в условиях совместного вклада магнитоиндуцированного расщепления экситонной компоненты и ТЕ-ТМ расщепления фотонной компоненты в эффективное магнитное поле для поляритонов.

В параграфе 5.5 проанализировано влияние внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта на циттербеvegунг поляритонов с учётом неконсервативных процессов. Выполнена серия численных экспериментов для выявления зависимости амплитуды и периода циттербеvegунга поляритонного волнового пакета от индукции магнитного поля B и квазиимпульса резонансной накачки. Продемонстрирована возможность управления амплитудой и периодом циттербеvegунга поляритонов внешним магнитным полем. Кроме того, показано, что в присутствии магнитного поля в плоскости микрорезонатора можно наблюдать циттербеvegунг в широкой области пространственного спектра, в том числе при волновых векторах выше точки перегиба поляритонной дисперсии,

где последняя носит более плоский — 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.

В параграфе 6.1 рассмотрен импульсный режим резонансного возбуждения поляритонов. Рассматриваемая структура представляет собой оптический микрорезонатор со встроенным ансамблем квантовых ям. Динамика поляритонов в плоскости микрорезонатора ограничивается гармоническим потенциалом ловушки. Ловушка может быть создана путём профилирования верхнего зеркала микрорезонатора [21, 22]. Поляритоны возбуждаются импульсом резонансной накачки тангенциально к поверхности потенциала ловушки на некотором расстоянии от его центра. Чтобы увеличить время жизни поляритонного импульса, предлагается использовать пространственно-однородную нерезонансную оптическую накачку в допороговом режиме.

В спин-вырожденном случае гамильтониан описывает двумерный квантовый гармонический осциллятор и является интегрируемым. Согласно принципу соответствия, при высоких энергиях квантовое описание поведения волновой функции сводится к классическому описанию поведения отдельной частицы. Эволюция поляритонного импульса в этом случае описывается уравнениями для траектории классической частицы. Импульс распространяется по замкнутой эллиптической орбите, которая вырождается в круговую в случае равенства кинетической и потенциальной энергий. 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. 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.

Для описания динамики поляритонных импульсов вновь использовалось обобщённое уравнение Паули с импульсной резонансной накачкой. Показано, что в общем случае поляритонный импульс расщепляется в плоскости резонатора на две компоненты, обладающие ортогональными линейными поляризациями. Интенсивности пространственных компонент импульса зависят от ширины и положения спектра импульса накачки по отношению к дисперсии поляритонов.

В первом численном эксперименте изучена динамика поляритонного импульса, возбуждённого правоциркулярно-поляризованным импульсом оптической накачки длительностью 5 пс ре-

резонансно ТЕ ветви — нижней из двух спин-расщеплённых ветвей при используемых параметрах. ТМ-поляризованная компонента поляритонного импульса в этом случае оказывается чрезвычайно слабой, и ей можно пренебречь в рассмотрении, отслеживая только эволюцию ТЕ-поляризованной компоненты. Обобщая основные особенности поведения поляризации поляритонного импульса, можно утверждать, что начальная циркулярная поляризация поляритонного импульса утрачивается в ходе его эволюции: импульс приобретает линейную поляризацию, причем плоскость поляризации дважды обращается вокруг центра ловушки, следуя за направлением эффективного магнитного поля. Показано, что поляритонный импульс приобретает линейную поляризацию независимо от поляризации накачки.

При возбуждении поляритонного импульса резонансно ТМ ветви интенсивность ТМ-поляризованной компоненты импульса превышает интенсивность ТЕ-компоненты всего менее чем в три раза. Также изучена эволюция поляритонного импульса, возбуждённого ультракоротким (субпикосекундным) импульсом накачки. В этом случае спектр импульса возбуждения с запасом перекрывает дисперсионные ветви поляритонов обеих поляризаций. В данном режиме возбуждения импульс поляритонов также расщепляется на две пространственные компоненты с ортогональными поляризациями. В каждом из случаев доля циркулярной поляризации становится пренебрежимо малой в обеих компонентах волнового пакета поляритонов в ходе эволюции.

Примечательной особенностью рассматриваемой системы является то, что импульс поляритонов, возбуждаемый неполяризованной накачкой, в ходе распространения приобретает линейную поляризацию.

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 фотонная система высокочастотного микрорезонатора 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. Возникновение полигональных текстур плотности фотонов в гармонической ловушке сопровождается возникновением «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 в условиях циттербеверунга по отношению к длине траектории.

На выраженность полигональной формы текстур оказывает влияние время жизни фотонов в микрорезонаторе. Большое время жизни фотонов в высокодобротном резонаторе позволяет им распространяться на расстояния, превышающие длину замкнутой траектории в ловушке. Это приводит к самоинтерференции света, когда едва инжектированные накачкой фотоны интерферируют с фотонами, совершившими один или несколько последовательных оборотов вокруг центра ловушки. Смещения пятна накачки вдоль радиуса гармонической ловушки приводит либо к усилению, либо к ослаблению эффекта формирования текстур из-за конструктивной или деструктивной интерференции.

В седьмой главе описана новая поляритонная структура — резонансное брэгговское зеркало с гиперболической дисперсией. Структура представляет собой брэгговское зеркало, сформированное чередующимися слоями пары материалов разной толщины и с разными показателями преломления, при этом в центры слоёв одного типа встроены одиночные узкие квантовые ямы. Частота экситонного резонанса в квантовых ямах настроена на нижнюю границу второй фотонной запрещённой зоны. 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. 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. Скорость излучательной рекомбинации экситонов Γ_0 является управляющим параметром в системе: её величиной можно управлять внешним воздействием на структуру, например, прикладыванием электрического поля.

В параграфе 7.1 на основе метода матриц переноса [4] получено дисперсионное уравнение для собственных мод структуры. Дисперсия собственных мод резонансного брэгговского зеркала характеризуется трёхмерной запрещённой зоной вблизи экситонного резонанса. Структура поддерживает брэгговские экситон-поляритонные моды, возникающие в результате гибридизации брэгговской фотонной моды в фотонном кристалле и экситонов в квантовых ямах. Дисперсия поляритонов нижней ветви носит гиперболический характер. Дисперсионная поверхность имеет седловую точку при компонентах волнового вектора, равных нулю.

В параграфе 7.2 продемонстрирована возможность управления групповой скоростью поляритонных импульсов в резонансном брэгговском зеркале путём изменения скорости излучательной рекомбинации экситонов. Рассматривалось распространение гауссова импульса вдоль оси роста структуры. Получена зависимость групповой скорости от Γ_0 : так групповая скорость уменьшается с возрастанием Γ_0 . Это происходит в связи с тем, что при увеличении Γ_0 дисперсия ниж-

ней поляритонной ветви опускается вниз по шкале энергий. Поскольку дисперсия носит выпуклый характер, для сохранения кинетической энергии волновое число и, как следствие, групповая скорость поляритонного импульса должны уменьшаться. Важно отметить, что такое поведение справедливо при частоте импульса, не превышающей частоты на дисперсионной поверхности в седловой точке.

В параграфе 7.3 продемонстрировано отрицательное преломление света в структуре резонансного брэгговского зеркала при падении излучения под углом на плоскость структуры, параллельную оси её роста. Показана возможность управлять углом преломления светового пучка. Примечательно, что отрицательное преломление в предложенной структуре чрезвычайно сильно ввиду того, что эффективная масса поляритонов вдоль оси роста структуры по абсолютной величине существенно (на порядок) меньше эффективной массы в плоскости квантовых ям. Получена зависимость угла преломления от Γ_0 . Угол преломления уменьшается по абсолютной величине с увеличением Γ_0 . Такой характер зависимости сохраняется до тех пор, пока частота излучения не превышает частоты на дисперсионной поверхности в седловой точке.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1.

Обзор литературы и методологическая база диссертационного исследования

1.1. Сильное взаимодействие света с веществом: концепция экситонных поляритонов

Механизмы взаимодействия света с веществом можно условно разделить на три группы. К первой группе относятся взаимодействия, при которых между светом и веществом не происходит обмена энергией. Это прохождение света через оптически прозрачную среду, его отражение, преломление на границе раздела сред, упругое рассеяние на оптических неоднородностях. Обмен энергией характерен для двух оставшихся групп, описывающих взаимодействие в случае, когда электромагнитное излучение близко к резонансу с возбуждениями среды. Когда влияние возбуждений на свойства излучения мало и может быть рассмотрено как возмущение, говорят о слабой связи света с веществом. Она характерна для случая, когда эффект от взаимодействия перекрывается потерями в системе. Противоположный этому случай предполагает, что в результате взаимодействия электромагнитное излучение и возбуждения среды больше не могут рассматриваться как независимые переменные. Их взаимное влияние настолько ощутимо даже на фоне потерь, что целесообразно говорить о появлении новых собственных состояний в системе «свет – вещество»: это режим сильной связи.

В полупроводниковых структурах в роли возбуждений среды выступают экситоны — квазичастицы, являющие собой связанные кулоновским притяжением пары электронов и дырок. Они возникают в результате поглощения резонансного фотона и распадаются с испусканием одного. Обеспечение условий для многократных актов испускания фотонов с их последующим поглощением ведёт к возникновению режима сильной экситон-фотонной связи, в котором естественным

образом формируются новые моды структуры — экситонные поляритоны. Одним из приёмов усиления экситон-фотонной связи является локализация фотонов и экситонов в ограниченном объёме структуры. Наиболее естественным подходом к локализации фотонных мод является использование оптических микрорезонаторов [4].

1.1.1. Локализованный свет

Резонатор Фабри-Перо

Простейший резонатор типа Фабри-Перо образован двумя зеркалами с высокой отражающей способностью, разделёнными слоем вещества, прозрачного в требуемом диапазоне электромагнитных волн, см. рис. 1.1(а). Такая структура позволяет локализовать волны, испытывающие конструктивную интерференцию в результате отражения от зеркал, при этом остальные волны оказываются подавлены. Условие для конструктивной интерференции состоит в том, чтобы набег фазы волны за один проход от одного зеркала до другого и обратно составлял величину, кратную 2π . Приставка «микро» подчёркивает толщину слоя разделителя в структурах, представляющих интерес в настоящей диссертации: она составляет величину порядка длины волны локализуемого излучения.

На рис. 1.1(а) схематично изображена интерференция плоской монохроматической волны $E(t, x, z) = \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$ с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z)$ в резонаторе Фабри-Перо с толщиной L_c и показателем преломления слоя разделителя n_c . Внутри резонатора имеет место множественное отражение от зеркал, таким образом, прошедшее в резонатор излучение интерферирует с отражённым излучением. При нормальном падении ($\theta_a = 0$) фаза волны внутри резонатора на некоторой дистанции l вдоль z изменяется на величину $k_c l$, где $k_c = n_c \omega / c = 2\pi n_c / \lambda$ — волновое число в толще резонатора, c и λ — скорость света и длина волны в вакууме. В этом случае условие конструктивной интерференции принимает вид $2k_c L_c = 2\pi j$, где j — целое число. В случае падения под углом в условие конструктивной интерференции вносится поправка, вызванная тем фактом, что помимо двойного расстояния между зеркалами резонатора вдоль оси z волна проходит дополнительное расстояние в плоскости резонатора вдоль оси x . Разность фаз интерферирующих волн определяется разностью их оптических длин путей как $\delta\varphi = (\omega/c)(d_1 - d_2)$. Так в точке C оптическая длина пути падающей волны составляет $d_2 = n_a DC = 2n_a d_x \sin(\theta_a)$. Оптическая длина пути волны, проделавшей двойной путь между зеркалами резонатора, составляет $d_1 = n_c(AB + BC) = 2n_c L_c / \cos(\theta_c)$, при этом $d_x = L_c \operatorname{tg}(\theta_c)$.

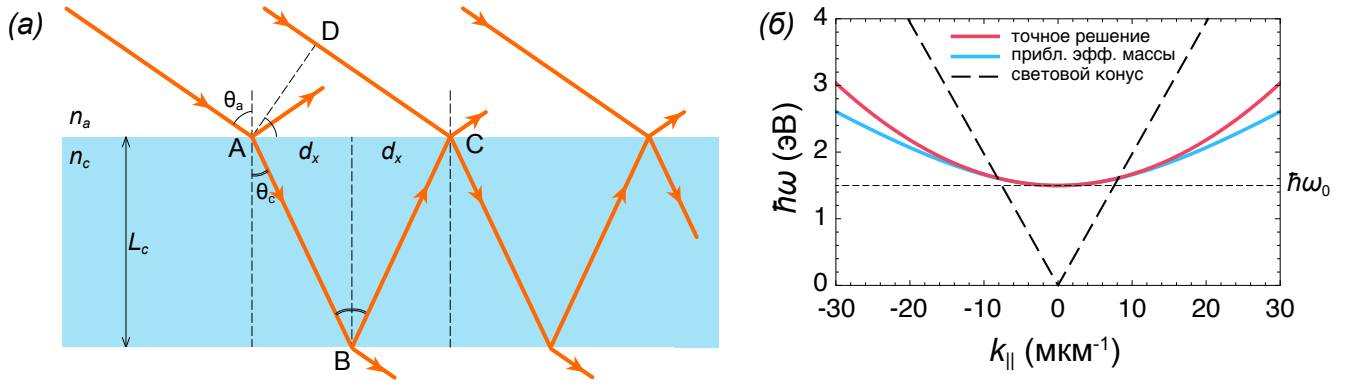


Рисунок 1.1 — (а) Иллюстрация конструктивной интерференции в резонаторе Фабри-Перо. (б) Дисперсия фотонов в резонаторе в соответствии с (1.3) (голубая кривая) в сравнении с дисперсией, полученной в приближении эффективной массы (1.4) (красная кривая). Эффективная масса и энергия фотонов при нормальном падении приняты равными $m_c = 2 \cdot 10^{-35}$ кг и $\hbar\omega_0 = 1.5$ эВ соответственно.

Воспользовавшись законом Снелиуса, $n_a \sin(\theta_a) = n_c \sin(\theta_c)$, можно получить разность фаз в виде

$$\delta\varphi = \frac{\omega}{c} 2n_c L_c \frac{1 - \sin^2(\theta_c)}{\cos(\theta_c)} = 2k_c L_c \cos(\theta_c). \quad (1.1)$$

В этом случае, для наклонной волны условие конструктивной интерференции принимает вид

$$k_c L_c \cos(\theta_c) = j\pi, \quad \text{где } j = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2)$$

Дисперсия фотонов в резонаторе

Удобно ввести следующее представление волнового вектора внутри резонатора: $\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_\parallel$, где вектор \mathbf{k}_\parallel находится в плоскости резонатора, а вектор \mathbf{k}_\perp перпендикулярен ей. Дисперсия фотонов, линейная по волновому числу в пространственно-однородной линейной среде, в резонаторе может быть записана как

$$\hbar\omega_c(k_c) = \frac{\hbar c k_c}{n_c} = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k_\perp^2 + k_\parallel^2}. \quad (1.3)$$

В условиях конструктивной интерференции в соответствии с (1.2) нормальная к плоскости резонатора компонента волнового вектора принимает вид $k_\perp = j\pi/L_c$. В этом случае выражение для дисперсии можно преобразовать к виду

$$\hbar\omega_c(k_\parallel) = \frac{j\pi\hbar c}{n_c L_c} \sqrt{1 + \left(\frac{k_\parallel L_c}{j\pi}\right)^2} \approx \frac{j\pi\hbar c}{n_c L_c} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{k_\parallel L_c}{j\pi}\right)^2\right] = \hbar\omega_{c0} + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_c}. \quad (1.4)$$

Разложение справа в (1.4) позволяет ввести важную характеристику локализованных в резонаторе фотонов — их эффективную массу $m_c = \hbar\omega_{c0}n_c^2/c^2$. Забегая вперёд, следует отметить, что, хотя разложение в (1.4) справедливо при малых волновых векторах в плоскости резонатора, $k_{\parallel} \ll \omega/c$, в поляритонике в большинстве случаев этого приближения оказывается в полной мере достаточно. На рис 1.1(б) приведено сравнение точной дисперсии и дисперсии в приближении эффективной массы фотонов в резонаторе. Хорошо видно, что для резонаторных мод, находящихся в пределах светового конуса $\hbar kc$, т. е. мод, которые можно непосредственно возбудить падающим извне излучением [4], отклонение приближения от точного решения мало и может не учитываться в рассмотрении.

Важной характеристикой резонатора является свободный спектральный диапазон (free spectral range, FPR): это диапазон частот между двумя последовательными модами, поддерживаемыми резонатором. Для продольных (нормальных к плоскости зеркал) мод резонатора он определяется как $\Delta\omega_{\text{FPR}} = \pi c/L_c n_c$. Толщина резонатора кратна половине длины волны локализуемого излучения, $L_c = j\lambda/2n_c$ ($j = 1, 2, 3, \dots$), и в случае микрорезонаторов она не превышает нескольких длин волн, что подразумевает широкий свободный спектральный диапазон. Наибольшее значение последнего достигается при $j = 1$ и составляет $\Delta\omega_{\text{FPR}}^{\text{max}} = 2\pi c/\lambda$.

Добротность резонатора

Для количественной оценки того, в какой мере резонатор справляется со своей основной функцией — локализацией света, — используется параметр добротности (quality factor, Q-factor). В случае, когда потери в резонаторе преимущественно связаны с туннелированием фотонов через зеркала, добротность определяется отношением энергии резонаторной моды $\hbar\omega_c$ к её ширине $\hbar\delta\omega_c$:

$$Q = \frac{\omega_c}{\delta\omega_c}. \quad (1.5)$$

Наличие поглощающих материалов внутри резонатора вносит дополнительные потери фотонов, что должно отдельно учитываться при расчёте добротности резонатора. В пределе слабого поглощения добротность резонатора определяется отражающей способностью его зеркал, и её величина может быть оценена в соответствии с выражением

$$Q = \frac{j\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2}, \quad (1.6)$$

где $r_{1,2}$ – амплитудные коэффициенты отражения зеркал резонатора.

Высокая добротность микрорезонатора обеспечивается высокой отражательной способностью его зеркал. Два типа зеркал используется в фотонике и поляритонике. Первый тип — ме-

таллические зеркала. Как правило, они обеспечивают добротность, не превышающую 10^3 , ввиду внесения дополнительных потерь, связанных с поглощением света. Существенно более высокую (превосходящую на порядки) добротность обеспечивают зеркала второго типа — брэгговские зеркала или распределённые брэгговские отражатели (distributed Bragg reflector, DBR).

Отдельным предметом изучения и инструментом исследования являются гибридные структуры, сочетающие металлические и брэгговские зеркала. При этом они могут содержать резонаторный слой [23, 24] либо обходиться без него [23, 25, 26]. В последнем случае собственными модами таких структур являются так называемые таммовские плазмоны — поверхностные состояния на границе раздела металлического и брэгговского зеркал. Добротность таких структур близка к добротности резонаторов с металлическими зеркалами.

Микрорезонатор с брэгговскими зеркалами

Брэгговское зеркало представляет собой одномерный фотонный кристалл, образованный чередующейся последовательностью слоев двух различных оптических материалов — см. рис. 1.2(a). Собственный спектр зеркала характеризуется наличием фотонных запрещённых зон: распространение фотонов, обладающих длиной волны (частотой), принадлежащей такой зоне, невозможно, и, падая на зеркало, такой фотон отражается обратно. Наличие запрещённых зон в брэгговском зеркале обеспечивается выполнением для его слоёв брэгговского условия: $d_1 n_1 = d_2 n_2 = \lambda_{\text{Br}}/4$, где $d_{1,2}$ и $n_{1,2}$ — толщины и показатели преломления чередующихся слоёв соответственно, λ_{Br} ($\omega_{\text{Br}} = 2\pi c/\lambda_{\text{Br}}$) — центр запрещённой зоны брэгговского зеркала.

Для фотонов с частотой, близкой к центру запрещённой зоны, при нормальном падении амплитудный коэффициент отражения брэгговского зеркала, состоящего из N пар слоёв, задаётся выражением

$$r_{\text{DBR}} = \frac{(n_2/n_1)^{2N} - n_{\text{R}}/n_{\text{L}}}{(n_2/n_1)^{2N} + n_{\text{R}}/n_{\text{L}}}, \quad (1.7)$$

где для определённости принято $n_1 < n_2$. n_{R} и n_{L} — коэффициенты преломления сред перед зеркалом (со стороны падения излучения) и за зеркалом соответственно. Для оценки отражательной способности зеркала используется коэффициент отражения по энергии, определяемый как $R = |r_{\text{DBR}}|^2$. По мере удаления от центра запрещённой зоны коэффициент отражения зеркала меняется, при этом зависимость $R(\omega)$ носит сложный характер. Для оценки отражательной способности структуры в целом недостаточно знать коэффициент отражения каждого слоя в отдельности, поскольку в каждом слое волна испытывает бесконечное число отражений. Чтобы охарактеризовать оптические свойства (в том числе отражательную способность) брэгговского зеркала, используют метод матриц переноса, который позволяет решать систему уравнений Максвелла в

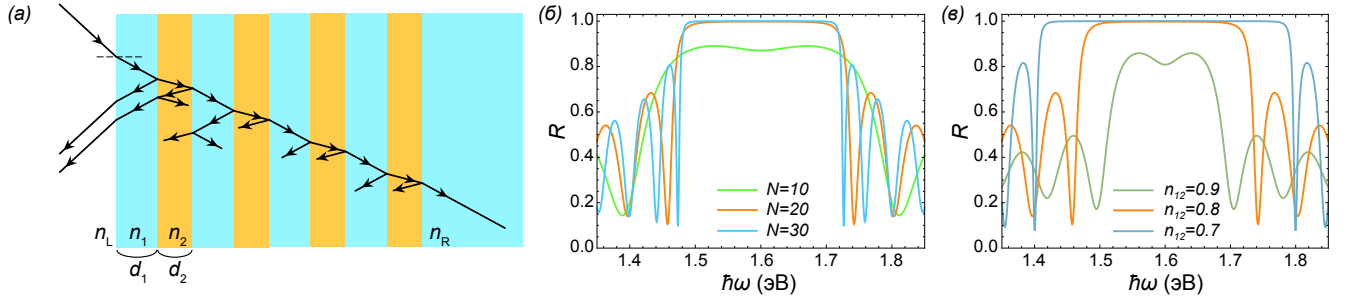


Рисунок 1.2 — (а) Схематичное изображение распространения луча света в распределённом брэгговском отражателе. Спектры отражения брэгговских зеркал, (б) содержащих разное количество периодов N и (в) обладающих разным контрастом показателей преломления $n_{12} = n_1/n_2$. Рассматривается нормальное падение света. Брэгговские зеркала настроены на центр запрещённой зоны $\hbar\omega_{\text{Br}} = 1.6$ эВ. Для (б) показатели преломления слоёв выбраны равными $n_1 = 3$ и $n_2 = 3.75$ (близки к реальным значениям показателей преломления AlAs и GaAs соответственно). Для (в) число периодов выбрано равным $N = 20$, показатель преломления n_2 выбран фиксированным и равным 3.75 . Показатели преломления справа и слева от зеркал выбраны равными $n_L = 1$ и $n_R = n_1$ соответственно.

слоистых структурах путём нахождения решений в оптически однородных слоях и сшивания их на границах раздела слоёв [4, 27–30].

Рисунки 1.2(б,в) иллюстрируют влияние числа периодов зеркал N и контраста показателей преломления слоёв зеркал $n_{12} = n_1/n_2$ на их спектр отражения $R(\omega)$ в случае нормального падения света. На рисунках видно, что в окрестности центра запрещённой зоны отражательная способность брэгговского зеркала тем выше, чем большее число периодов N формирует зеркало, и чем выше контраст показателей преломления слоёв в одном периоде. С возрастанием контраста показателей преломления увеличивается и ширина запрещённой зоны. При наклонном падении положение запрещённой зоны изменяется в соответствии с интерференционным условием (1.2) в каждом из слоёв. При этом возникает различие между спектрами отражения ортогонально поляризованных ТЕ и ТМ мод. Позже в данной главе эффект ТЕ-ТМ расщепления фотонных и поляритонных мод будет рассмотрен подробнее.

Высокодобротный оптический микрорезонатор формируется парой брэгговских зеркал, с двух сторон обрамляющих слой толщины L_c , обладающий показателем преломления n_c . В случае нормального падения собственные частоты мод резонатора, образованного брэгговскими зеркалами с одинаковыми запрещёнными зонами, находятся из уравнения

$$r_{\text{DBR}}(\omega) \exp [i(\omega/c)n_c L_c] = \pm 1. \quad (1.8)$$

Как правило, толщина резонаторного слоя выбирается кратной половине длины волны в центре запрещённой зоны брэгговских зеркал: $L_c = j\lambda_{Br}/2n_c$. На рис. 1.3(а) приведён спектр отражения такого резонатора для $j = 1$. Наличие резонаторного слоя проявляется в виде провала в спектре отражения на частоте ω_{Br} . Распределение интенсивности света с частотой ω_{Br} в микрорезонаторной структуре приведено на рис. 1.3(б). Как видно, максимум интенсивности приходится на резонаторный слой, и интенсивность спадает в толще брэгговских зеркал по мере удаления от него. При отклонении толщины L_c от величины, кратной $\lambda_{Br}/2n_c$, собственная частота микрорезонатора также изменяется, и провал в спектре отражения смещается от центра запрещённой зоны.

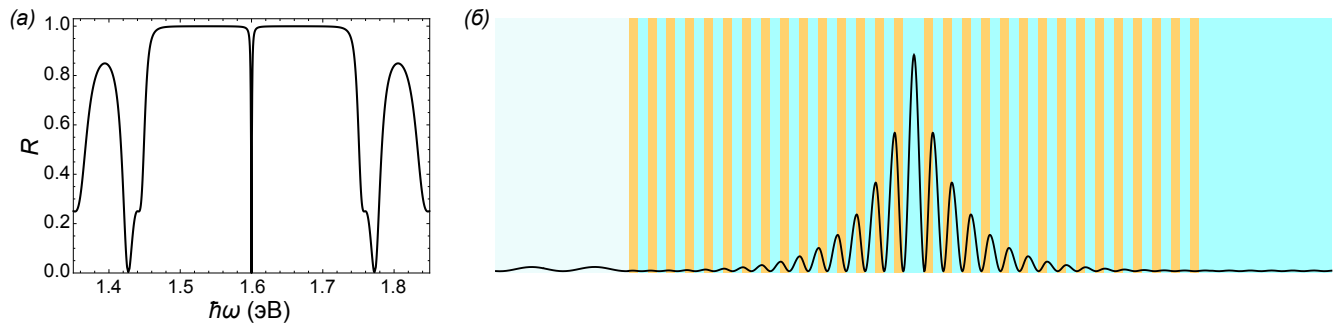


Рисунок 1.3 — (а) Спектр отражения микрорезонатора с брэгговскими зеркалами. Характеристики слоёв брэгговских зеркал аналогичны таковым на рис. 1.2(б). Толщина слоя резонатора составляет половину длины волны в центре запрещённой зоны зеркал: $d_c = \lambda_{Br}/2n_c$. (б) Схематичное изображение распределения интенсивности оптической моды, локализованной в микрорезонаторе.

Поскольку ширина свободного спектрального диапазона обратно пропорциональна ширине резонаторного слоя, резонаторы шириной порядка $\lambda/2$ работают как одномодовые. Эффективная масса фотонов в таких микрорезонаторах составляет порядка 10^{-35} кг. Современные технологические приёмы позволяют создавать микрорезонаторы с добротностью превышающей 10^6 [7–9, 31], что обеспечивает время жизни фотонов в них сотни пикосекунд.

1.1.2. Экситоны

В полупроводниках и изоляторах уровень Ферми находится внутри запрещенной зоны, разделяющей заполненную электронами валентную зону и пустую (при нулевой температуре) зону проводимости. Во многих полупроводниках запрещённая зона является достаточно узкой для того, чтобы подведением энергии извне можно было перебросить электрон из валентной зоны в зону проводимости, при этом в последней остаётся положительно заряженная дырка. В результате кулоновского притяжения формируется связанное водородоподобное состояние — экситон. Возбуждение экситона оптическим методом — в результате резонансного поглощения фотона — пред-

ставляет интерес в рамках настоящей диссертации. Гамильтониан экситона в объёме однородного полупроводника можно записать в виде

$$\hat{H} = E_{\text{gap}} + \frac{\hbar^2 \hat{k}_e^2}{2m_e} + \frac{\hbar^2 \hat{k}_h^2}{2m_h} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|}, \quad (1.9)$$

где E_{gap} – ширина запрещённой зоны. Первое и второе слагаемые в (1.9) описывают кинетические энергии электрона и дырки соответственно, последнее слагаемое описывает энергию кулоновского взаимодействия. $m_{e,h}$ и $r_{e,h}$ – эффективные массы и координаты электрона и дырки. $\hat{\mathbf{k}}_{e,h} = -i\nabla_{e,h}$ – операторы квазиимпульса электрона и дырки. e – элементарный заряд, ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды. Разделив относительное движение электрона и дырки ($\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$) и движение центра масс связанного состояния ($\mathbf{r} = (m_e\mathbf{r}_e + m_h\mathbf{r}_h)/(m_e + m_h)$), можно получить дисперсию экситона:

$$\hbar\omega_x(k) = E_{\text{gap}} - E_b + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_x}, \quad (1.10)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор экситона, $k = |\mathbf{k}|$, $m_x = m_e + m_h$ – эффективная масса экситона. Следует подчеркнуть, что энергия экситона меньше ширины запрещённой зоны полупроводника на величину энергии связи $E_b = \hbar^2/2\mu_x a_B^2$, где $\mu_x = m_e m_h / m_x$ – приведённая масса экситона, $a_B = 4\pi\hbar^2\epsilon_0\epsilon/\mu_x e^2$ – боровский радиус, который определяет размер экситона в пространстве. На основе последнего проводят классификацию экситонов, условно разделяя их на два типа. Экситоны Френкеля имеют боровский радиус, не превышающий период кристаллической решетки материала, так что электрон и дырка находятся в одном узле решетки. В противоположность им существуют экситоны Ванье-Мотта с существенно бóльшим боровским радиусом, охватывающим несколько узлов решётки. В неорганических полупроводниках связанные состояния с наименьшей энергией являются экситонами Ванье-Мотта [32, 33].

Когда подвижность экситона ограничена в одном или нескольких направлениях, его энергия и распределение в пространстве претерпевают изменения. Структуры, обеспечивающие локализацию экситонов в одном направлении, известны как квантовые ямы — см. схематичный рисунок 1.4. В простейшем случае квантовая яма формируется тремя полупроводниковыми слоями, при этом центральный слой **В**, толщина которого составляет от единиц до десятков нанометров, отличается от соседних слоёв **А** более узкой запрещённой зоной. При этом в гетероструктурах типа I (рис. 1.4) как для электронов, так и для дырок, возникают прямоугольные потенциальные ямы в слое **В**. Гамильтониан для экситона в квантовой яме получается из гамильтониана (1.9) добавлением в него потенциалов, ограничивающих движение электрона и дырки в направлении роста структуры: $\hat{H} \rightarrow \hat{H} - [V_e(z_e) + V_h(z_h)]$. Если ширина квантовой ямы меньше боровского ра-

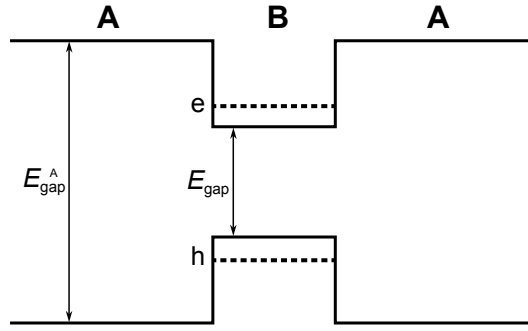


Рисунок 1.4 — Схематическая энергетическая диаграмма квантовой ямы в гетероструктуре типа I, образованной путём встраивания тонкого слоя полупроводника **B** между слоями полупроводника **A**. Полупроводник **B** отличается от **A** более узкой запрещённой зоной, $E_{\text{gap}} < E_{\text{gap}}^A$. Ближайшие к запрещённой зоне уровни энергии электрона и дырки приведены пунктирными линиями.

диуса экситона, трёхмерная задача может быть сведена к двумерной ввиду возможности исключить относительное движение электрона и дырки вдоль оси роста квантовой ямы. В приближении бесконечно узкой квантовой ямы, $V_{e,h}(z_{e,h}) = \delta(z_{e,h})$, можно получить следующий важный аналитический результат для энергии связи и боровского радиуса двумерного экситона: $E_b^{2D} = 4E_b$ и $a_B^{2D} = a_B/2$. По аналогии с дисперсией фотонов (1.4) дисперсию экситонов в плоскости квантовой ямы удобно записать в виде

$$\hbar\omega_x(k_{\parallel}) = \hbar\omega_{x0} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_x}, \quad (1.11)$$

где ω_{x0} — частота экситонного перехода при нормальном падении света на гетероструктуру.

1.1.3. Экситонные поляритоны в микрорезонаторе

Помещением квантовой ямы в оптический микрорезонатор (см. рис. 1.5(a)) обеспечиваются особые условия для экситон-фотонного взаимодействия. При этом, очевидно, наибольший интерес представляет случай, когда собственная энергия микрорезонатора и энергия экситонов в квантовой яме близки к резонансу. Ограничившись рассмотрением основного экситонного состояния и основной резонаторной моды, можно описать экситон-фотонное взаимодействие в рамках модели связанных гармонических осцилляторов. Гамильтониан такой системы имеет следующий вид:

$$\hat{H} = \hbar \sum_{\mathbf{k}} \left[\omega_c(k) \hat{c}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{c}_{\mathbf{k}} + \omega_x(k) \hat{\chi}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{\chi}_{\mathbf{k}} + (g_0 \hat{\chi}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{c}_{\mathbf{k}} + g_0 \hat{c}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{\chi}_{\mathbf{k}}) \right], \quad (1.12)$$

где $\hat{c}_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ ($\hat{c}_{\mathbf{k}}$) и $\hat{\chi}_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ ($\hat{\chi}_{\mathbf{k}}$) — операторы рождения (уничтожения) фотонов и экситонов соответственно. $\omega_c(k)$ и $\omega_x(k)$ описывают дисперсии фотонов и экситонов в соответствии с (1.4) и (1.11). Здесь и далее для волнового вектора в плоскости резонатора $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ и $k = |\mathbf{k}|$ для краткости опу-

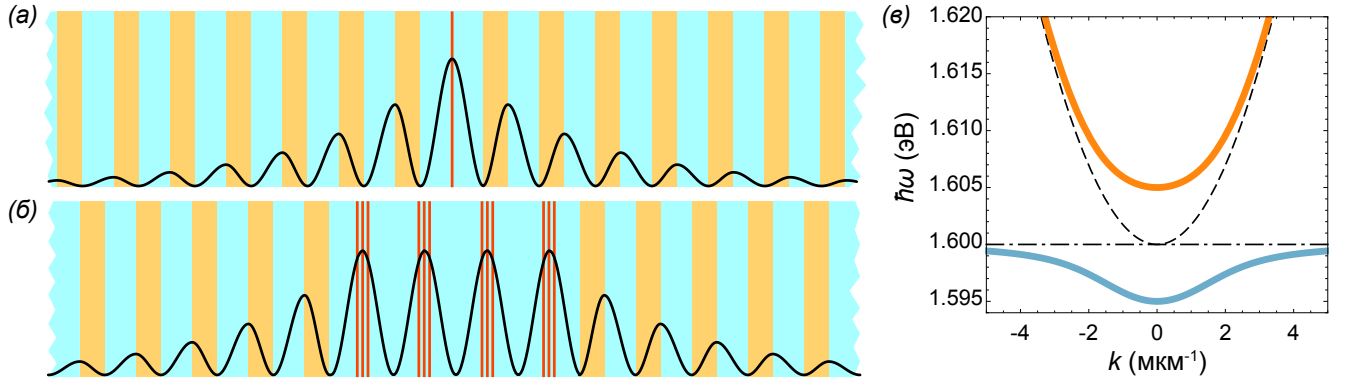


Рисунок 1.5 — Схематичное изображение распределения интенсивности поляритонной моды в микрорезонаторе (а) с центральным слоем шириной $\lambda/2n_c$ со встроенной одиночной квантовой ямой и (б) слоем шириной $2\lambda/n_c$ с четырьмя встроенными ансамблями из трёх квантовых ям каждый. (в) Характерные дисперсии поляритонов нижней и верхней ветвей. Пунктирная кривая и штрихпунктирная линия обозначают дисперсии резонаторных фотонов и экситонов в квантовых ямах в отсутствии взаимодействия.

щен индекс «||». Хотя энергии фотонов и экситонов зависят от абсолютной величины волнового вектора, тем не менее, суммирование в (1.12) осуществляется по всем направлениям в плоскости резонатора. В связи с этим, в качестве индекса операторов уничтожения и рождения частиц используется волновой вектор \mathbf{k} . Экситонная и фотонная дисперсии могут зависеть от направления волнового вектора, например, в присутствии эффектов спин-орбитального взаимодействия, рассмотренных подробнее в следующем параграфе.

Последнее слагаемое в (1.12) характеризует экситон-фотонную связь. В частности, оно описывает эмиссию фотона в результате рекомбинации экситона и рождение экситона в результате поглощение фотона. Энергия связи $\hbar g_0$, известная как вакуумная энергия расщепления Раби, оценивается как

$$\hbar g_0 \sim \sqrt{\frac{N_{\text{QW}} f_{\text{osc}}}{L_{\text{eff}}}}, \quad (1.13)$$

где f_{osc} – сила осциллятора, определяющая вероятность оптического перехода из валентной зоны в зону проводимости, N_{QW} – число квантовых ям в резонаторе. L_{eff} – эффективная ширина микрорезонатора, которая оценивается как сумма ширины резонаторного слоя L_c и глубины проникновения резонаторной моды в толщу брэгговских зеркал. Последняя составляет величину порядка длины волны излучения [34, 35].

Гамильтониан (1.12) может быть приведён к диагональному виду

$$\hat{H} = \hbar \sum_{\mathbf{k}} \left[\Omega_{\text{LB}}(k) \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}}^\dagger \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}} + \Omega_{\text{UB}}(k) \hat{p}_{\text{UB},\mathbf{k}}^\dagger \hat{p}_{\text{UB},\mathbf{k}} \right] \quad (1.14)$$

путём выполнения следующих линейных преобразований, описывающих связанные состояния фотонов в резонаторе и экситонов в квантовых ямах:

$$\hat{p}_{\text{UB},k} = X_k \hat{c}_k + C_k \hat{\chi}_k, \quad \hat{p}_{\text{LB},k} = X_k \hat{\chi}_k - C_k \hat{c}_k. \quad (1.15\text{a},\text{б})$$

Весовые коэффициенты (коэффициенты Хопфилда) определяются как

$$|X_k|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta(k)}{\sqrt{\delta^2(k) + 4g_0^2}} \right), \quad |C_k|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\delta(k)}{\sqrt{\delta^2(k) + 4g_0^2}} \right), \quad (1.16\text{a},\text{б})$$

где введена отстройка частоты резонатора от экситонного резонанса: $\delta(k) = \omega_c(k) - \omega_x(k) = \Delta + \hbar k^2(m_x - m_c)/2m_x m_c$, $\Delta = (\omega_{c0} - \omega_{x0})$ – не зависящая от k компонента отстройки. Коэффициенты X_k и C_k симметричны относительно k , $X_k = X_{-k}$, $C_k = C_{-k}$, и нормированы на единицу, $|C_k|^2 + |X_k|^2 = 1$.

Операторы $\hat{p}_{\text{UB},k}$ и $\hat{p}_{\text{LB},k}$ описывают два типа бозонных квазичастиц, возникающих в структуре в результате экситон-фотонного взаимодействия — экситон-поляритоны верхней и нижней дисперсионных ветвей. Дисперсионные зависимости поляритонов имеют следующий вид:

$$\Omega_{\text{UB(LB)}}(k) = \frac{1}{2} \left[\omega_c(k) + \omega_x(k) \pm \sqrt{\delta^2(k) + 4g_0^2} \right]. \quad (1.17)$$

Индексу «UB» в (1.17) соответствует верхний («+») знак перед корнем, индексу «LB» — нижний («-»). Характерные поляритонные дисперсии в микрорезонаторе изображены на рис. 1.5(в) для случая экситон-фотонного резонанса при $k = 0$: $\omega_{c0} = \omega_{x0}$.

Условие сильной связи

Использование квантовомеханических гамильтонианов (1.12) и (1.14) предполагает решение консервативной задачи. Однако реальные системы характеризуются потерями, которые ведут к уширению как резонаторной моды, так и экситонных состояния в квантовых ямах. Как было указано ранее, потери в фотонной моде $\gamma_c = 1/2\tau_c$ связаны с конечной добротностью микрорезонатора ввиду ненулевого пропускания излучения зеркалами; τ_c – время жизни фотонов в резонаторе. Уширение экситонной линии связано с нерадиационными потерями $\gamma_x = 1/2\tau_x$, где τ_x – время нерадиационного распада экситона. В общем случае $\gamma_{c,x}$ зависят от k . Уширение линий может быть учтено добавлением в правые части дисперсионных соотношений (1.4) и (1.10) выражений $i\gamma_c$ и $i\gamma_x$ соответственно. В результате дисперсионные соотношения для поляритонов преобразуются к виду

$$\Omega_{\text{UB(LB)}}(k) = \frac{1}{2} \left[\omega_c(k) + \omega_x(k) - i(\gamma_c + \gamma_x) \pm \sqrt{[\omega_c(k) - \omega_x(k) - i(\gamma_c - \gamma_x)]^2 + 4g_0^2} \right]. \quad (1.18)$$

Без потери общности для последующего анализа можно ограничиться рассмотрением экситон-фотонных состояний с $k = 0$ в условиях резонанса, $\omega_{c0} = \omega_{x0}$. Частоты таких состояний описываются выражениями

$$\Omega_{\text{UB(LB)}} = \frac{1}{2} \left[2\omega_{c0} - i(\gamma_c + \gamma_x) \pm \sqrt{4g_0^2 - (\gamma_c - \gamma_x)^2} \right]. \quad (1.19)$$

В зависимости от знака подкоренного выражения в (1.19) в экситон-фотонной системе могут реализовываться два режима. Первый режим, известный как *режим слабой связи* (weak coupling regime), реализуется при выполнении следующего условия: $2g_0 < (\gamma_c - \gamma_x)$. Пример реализации условия слабой связи для экситон-фотонного резонанса $\hbar\omega_c = \hbar\omega_x = 1.6$ эВ при $k = 0$ приведён на рис. 1.6(а). В этом случае экситон-фотонное взаимодействие не оказывает влияния на действительную часть собственных мод системы: модифицируется лишь мнимая часть, описывающая ширину мод.

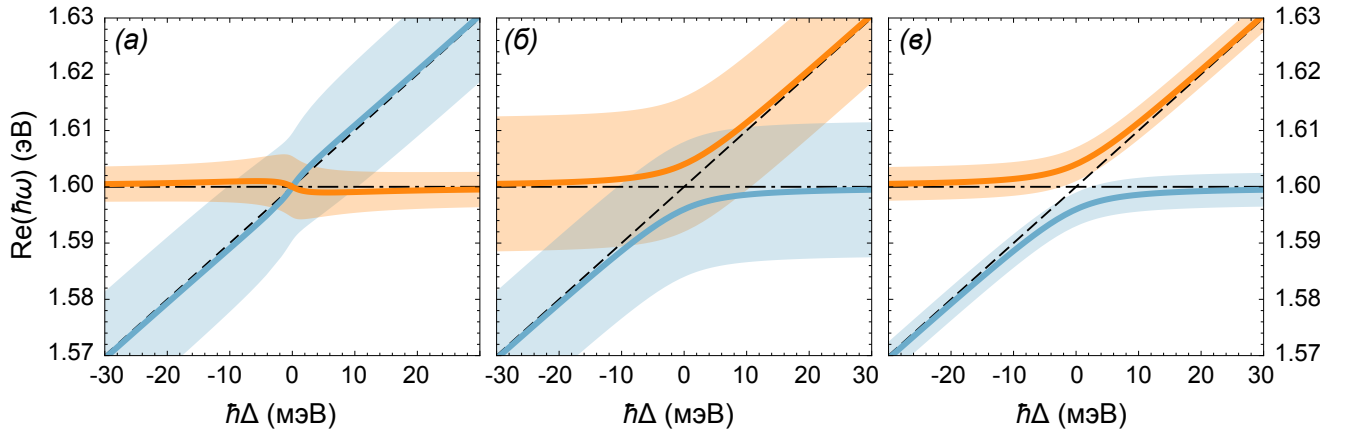


Рисунок 1.6 — Действительные части собственных энергий экситон-фотонной системы в условиях слабой и сильной связи в зависимости от экситон-фотонной отстройке при $k = 0$. Энергия экситона и энергия связи приняты равными $\hbar\omega_{x0} = 1.6$ эВ и $\hbar g_0 = 4$ мэВ соответственно. Параметры затухания: $\hbar\gamma_c = 24$ мэВ, $\hbar\gamma_x = 6$ мэВ для (а), $\hbar\gamma_c = \hbar\gamma_x = 24$ мэВ для (б) и $\hbar\gamma_c = \hbar\gamma_x = 6$ мэВ для (в). Пунктирная и штрихпунктирная линии соответствуют энергиям фотонов и экситонов в отсутствие взаимодействия. Цветные полосы, обрамляющие кривые зависимостей $\text{Re}[\hbar\omega(\Delta)]$, имеют ширину $\text{Im}[\hbar\omega(\Delta)]$, иллюстрируя уширение линий.

Когда подкоренное выражение в (1.19) положительно, т. е. выполняется условие $2g_0 > (\gamma_c - \gamma_x)$, реализуется *режим сильной связи* (strong coupling regime). Именно в этом режиме, когда поведение экситонов и фотонов не может рассматриваться независимо друг от друга, возникают

экситонные поляритоны. В области экситон-фотонного резонанса возникает антипересечение собственных энергий системы: в явном виде выделяются две поляритонные ветви, расщеплённые на величину $\hbar\sqrt{4g_0^2 - (\gamma_c - \gamma_x)^2}$, известную как энергия расщепления Раби — см. рис. 1.6(б,в). Важно отметить, однако, что, хотя формальное выполнение условия сильной связи ведёт к расщеплению собственных мод экситон-фотонной системы, этого не всегда достаточно для возможности различать расщеплённые моды. При оценке величины расщепления мод важна разница в потерях экситонной и фотонной мод, но не их абсолютна величина. Максимальное расщепление мод, составляющее $2g_0$, достигается в случае, когда экситонные и фотонные потери одинаковы: $\gamma_c = \gamma_x$. Однако, абсолютная величина результирующих потерь может ощутимо превышать величину расщепления: в этом случае спектры расщеплённых линий будут существенно перекрываться друг с другом за счёт уширения, что будет препятствовать обнаружению расщепления в возможном эксперименте. Таким образом, для поляритонных систем существенное значение имеют не только относительные потери в экситонной и фотонной компонентах, но и абсолютные величины потерь. В этом случае можно ввести более жёсткое условие сильной связи, обеспечивающее принципиальную наблюдаемость поляритонов: $\sqrt{4g_0^2 - (\gamma_c - \gamma_x)^2} > (\gamma_c + \gamma_x)/2$. Очевидно, что в случае, когда энергия связи $\hbar g_0$ сама по себе заметно превышает потери, $g_0 > \gamma_c, \gamma_x$, сильная связь может быть достигнута даже при наибольшей достижимой разнице ширин линий $(\gamma_c - \gamma_x)$. Одним из подходов к увеличению g_0 является помещение в микрорезонатор множества квантовых ям [36, 37]. Это согласуется с оценкой величины g_0 в соответствии с выражением (1.13), согласно которому g_0 прямо пропорциональна квадратному корню из числа квантовых ям в области экситон-фотонного взаимодействия. На рис. 1.5(б) схематично изображена структура, содержащая в центральном слое четыре ансамбля по три квантовые ямы, находящихся в пучностях микрорезонаторной моды. Необходимо отметить, однако, что количество встраиваемых квантовых ям ограничивается объёмом резонаторно моды.

Стоит упомянуть альтернативный подход к обеспечению сильной экситон-фотонной связи. Для этого применяются так называемые резонансные брэгговские зеркала [27, 28, 38–41]. Их отличие от традиционных брэгговских зеркал состоит в том, что в центр слоёв одного типа встраиваются квантовые ямы. В результате, вблизи экситонного резонанса дисперсии собственных мод такой структуры испытывают антипересечение, а сами моды являются брэгговскими экситон-поляритонными модами.

Взаимодействие поляритонов

Благодаря экситонной компоненте, поляритоны способны эффективно взаимодействовать друг с другом. С учётом этого взаимодействия гамильтониан для поляритонов нижней ветви может быть записан в следующем виде:

$$\hat{H} = \hbar \sum_{\mathbf{k}} \Omega_{\text{LB}}(k) \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}}^\dagger \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q}} V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q}) \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}_1-\mathbf{q}}^\dagger \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}_2+\mathbf{q}}^\dagger \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}_2} \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}_1}. \quad (1.20)$$

При записи гамильтониана (1.20) было сделано важное допущение, используемое в дальнейшем, а именно: была исключена из рассмотрения верхняя поляритонная ветвь. Основанием для этого служит тот факт, что при нерезонансном оптическом возбуждении (см. подпараграф 1.1.6 о методах оптического возбуждения поляритонов) заселяется преимущественно нижняя ветвь, представляющая интерес [42]. В случае резонансного возбуждения заселяется та ветвь, в резонансе с которой находится возбуждающее излучение.

Последнее слагаемое в (1.20) описывает процесс неупругого рассеяния двух поляритонов с импульсами $\hbar\mathbf{k}_1$ и $\hbar\mathbf{k}_2$, обменивающихся в ходе рассеяния импульсом величиной $\hbar\mathbf{q}$. Ключевым механизмом поляритон-поляритонного рассеяния является обменное взаимодействие экситонных компонент [43–45]. В этом случае матричный элемент взаимодействия $V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q})$ с точностью до постоянного множителя оценивается как $V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q}) \sim E_b (a_B^{2D})^2 X_{\mathbf{k}_1+\mathbf{q}} X_{\mathbf{k}_2-\mathbf{q}} X_{\mathbf{k}_1} X_{\mathbf{k}_2}$.

1.1.4. Конденсация экситонных поляритонов

Одним из наиболее притягательных для изучения аспектов ансамблей бозонных частиц является их способность в определённых условиях переходить в состояние материи, известное как конденсат Бозе-Эйнштейна. Оно характеризуется макроскопическим заселением основного энергетического состояния, а также макроскопической пространственной когерентностью. Последнее, в частности, выражается в проявлении эффекта самоинтерференции. Облако бозонов демонстрирует коллективное поведение и может быть описано одночастичной макроскопической волновой функцией. Переход в состояние конденсата происходит тогда, когда волновая природа бозонов преобладает над корпускулярной. Момент перехода можно оценить количественно, сравнивая длину волны де Бройля бозонов λ_{dB} с расстоянием между ними. Когда при изменении условий среднее расстояние между бозонами становится сравнимо с λ_{dB} , они начинают чувствовать волновую природу друг друга. Это выражается в усилении бозонной стимуляции переходов в основное состояние. В случае идеального газа длина волны де Бройля оценивается как $\lambda_{\text{dB}} \sim 1/\sqrt{mT}$, где T – температура и m – масса бозонов. Таким образом, условия для перехода в конденсиро-

ванное состояние могут быть достигнуты увеличением плотности частиц, ведущим к уменьшению межчастичного расстояния, либо снижением температуры газа. Для частиц с меньшей массой температура такого перехода может быть увеличена. О первых экспериментальных наблюдениях атомных конденсатов заявлено в работах [46] (атомы рубидия-87 при температуре 170 нК) и [47] (атомы натрия при температуре порядка 2 мК).

Справедливо ожидать, что экситонные поляритоны, являясь бозонами, также способны совершать переход в конденсированное состояние. Более того, поскольку эффективная масса поляритонов составляет порядка 10^{-34} кг, что по крайней мере на восемь порядков меньше массы конденсированных атомов, в сравнении с последними, поляритоны могут конденсироваться при пропорционально более высоких температурах. Однако, ряд особенностей поляритонных систем не позволяет напрямую применять к ним традиционный подход к получению и описанию в них бозе-эйнштейновского конденсата.

В первую очередь нужно отметить, что динамика экситонных поляритонов ограничена двумя пространственными размерностями. Это ограничение они наследуют от обеих составляющих: как локализованных в микрорезонаторе фотонов, так и от экситонов в узких квантовых ямах. Как показывают расчёты, выполненные для идеального невзаимодействующего газа [48], конденсация бозонных частиц принципиально невозможна в системах с размерностью меньше трёх. Так в пространственно-неограниченной двумерной системе не существует конечной критической температуры, при которой происходил бы фазовый переход в состояние бозе-эйнштейновского конденсата. В одномерных системах такой переход невозможен даже в экспериментально недостижимом пределе нулевой температуры. Однако, в реальном эксперименте манипуляции всегда совершаются с образцами конечных пространственных размеров. Такая локализация в плоскости квазидвумерной структуры делает возможным макроскопическое заселения основного состояния при конечной температуре с образованием так называемого локального бозе-эйнштейновского конденсата [49–51]. Пространственная локализация как инструмент управления динамикой поляритонов подробнее рассмотрена в параграфе 1.3 диссертации. Помимо этого, рассмотренное далее возбуждение поляритонов пространственно-ограниченными оптическими пучками в сочетании с потерями, вызванными конечным временем жизни поляритонов, ведёт к формированию пространственно-локализованных поляритонных состояний, при обеспечении иных условий способных к конденсации. Дополнительным преимуществом двумерности поляритонных структур является возможность прямого воздействия оптическими методами на поляритонное состояние, а также возможность непосредственного получения информации о нём в любой точке в плоскости структуры.

Иной особенностью поляритонных систем является их неконсервативная природа. Помимо уже упомянутых потерь в поляритонной системе присутствует приток поляритонов из экситонного резервуара, создаваемого внешней оптической накачкой. Таким образом, в условиях баланса усиления и потерь поляритоны формируют бозе-эйнштейновский конденсат, находящийся в состоянии динамически устойчивого равновесия.

С диссипативной природой поляритонов связана ещё одна особенность, которая до недавнего времени добавляла скепсиса в отношении экситон-поляритонных конденсатов. Так время термализации поляритонов по оценкам составляет порядка 1–10 пс. Это означает, что в структуре, время жизни поляритонов в которой меньше этих оценок, не достигается полная термализация. Характерным для поляритонных состояний в таких структурах является то, что они формируются под пятном оптической накачки и в непосредственной близости от него, несмотря на наличие в этой области максимума эффективного потенциала, обеспечиваемого резервуаром оптически индуцированных экситонов [52–54]. Появление высокодобротных микрорезонаторов сделало возможным оперировать экситонными поляритонами, время жизни которых существенно превосходит время их термализации. Так в работах [7–9, 31] доложено о достижении времени жизни поляритонов в сотни пикосекунд и получение экситон-поляритонных конденсатов в состоянии термодинамического равновесия. Неравновесная диссипативная природа поляритонных конденсатов, изначально считавшаяся их недостатком, в настоящее время рассматривается как преимущество, делающее поляритонные системы удобным инструментом для изучения неравновесной физики макроскопических квантовых и неэрмитовых систем [55, 56].

Первое упоминание о возможности поляритонной конденсации было сделано в работе [10]. Позже в работах [57, 58] был продемонстрирован механизм стимулированного рассеяния поляритонов, подтверждающий их бозонную природу. Впервые об экспериментальном получении конденсата экситон-поляритонов нижней дисперсионной ветви было заявлено в работе [42], за которой последовало множество работ о получении поляритонных конденсатов в разных физических системах [3, 59–64].

В пионерских работах [3, 42] выявлен набор свойств, присущих экситон-поляритонному конденсату. Выявление схожих свойств у поляритонного состояния может рассматриваться как свидетельство нахождения его в конденсированной фазе. Первым проявлением конденсации является макроскопическое заселение основного поляритонного состояния. На рис. 1.7(а,б) приведено полученное в [42] спектральное распределение интенсивности излучения, испускаемого поляритонами при разной мощности оптической накачки. С увеличением мощности основное состояние становится всё более заселено. На рис. 1.7(в) приведена двойная логарифмическая зависимость заселённости основного состояния от мощности накачки (чёрная кривая). Видно, что при дости-

жении некоторого порогового значения мощности зависимость отклоняется от линейной. Вместе с этим, при мощности накачки выше пороговой основное поляритонное состояние начинает испытывать так называемый голубой сдвиг: его энергия смещается в сторону бóльших значений вместе с увеличением заселённости (см. зелёную кривую на рис. 1.7(в)). Красная кривая на рис. 1.7(в) показывает зависимость ширины линии испускаемого излучения от мощности накачки. Характерной чертой поляритонных конденсатов является заметный резкий провал на зависимости вблизи порогового значения мощности.

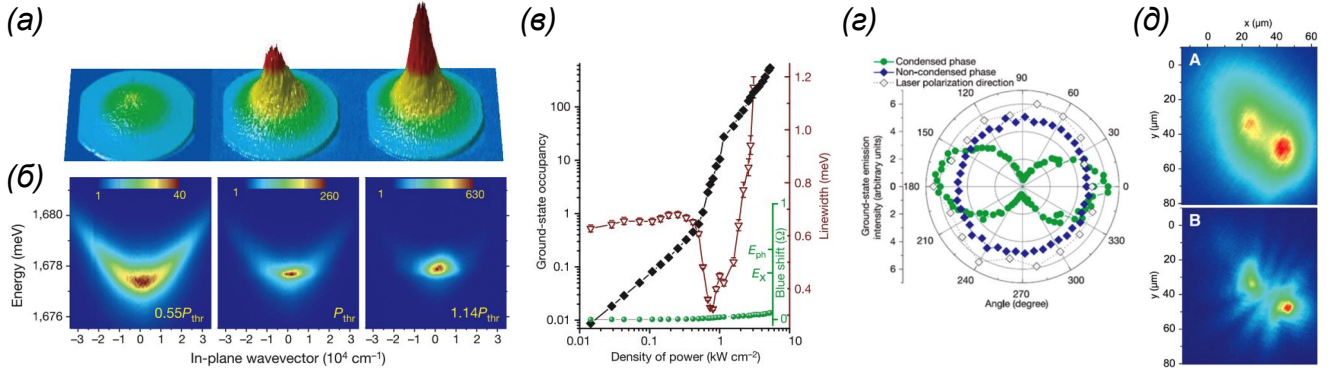


Рисунок 1.7 — Экспериментальные свидетельства конденсации экситон-поляритонов. (а) Распределение интенсивности излучения, испускаемого поляритонным состоянием в пределах конуса, охватывающего углы от -23° до 23° , а также (б) развёртка интенсивности излучения по энергии и абсолютному значению волнового вектора. (в) Заселённость (чёрные ромбы) и голубой сдвиг энергии (зелёные кружки) основного поляритонного состояния, а также ширина спектра излучения, испускаемого поляритонным состоянием (красные треугольники), в зависимости от мощности оптической накачки. (г) Распределение интенсивности излучения, испускаемого поляритонным состоянием, по углу плоскости линейной поляризации при оптической накачке ниже (синие ромбы) и выше (зелёные кружки) порога. Также на (г) представлена интенсивность линейно-поляризованного излучения при накачке выше порога как функция угла линейной поляризации возбуждающего лазера (незакрашенные ромбы). (д) Интерферограммы, полученные при помощи интерферометра Майкельсона, для излучения, испускаемого конденсатом, при накачке выше (А) и ниже (В) порогового значения. Рисунки (а–г) и (д) адаптированы из работ [42] и [3] соответственно.

Ещё одним свидетельством перехода поляритонов в конденсированное состояние является спонтанное возникновение линейной поляризации — см. рис. 1.7(г). В случае возбуждения поляритонов нерезонансной накачкой (обладающей энергией существенно выше поляритонной дисперсии) допороговой мощности испускаемое поляритонами излучение полностью деполаризовано. Когда мощность накачки превышает пороговую, формирующийся поляритонный конденсат приобретает выраженную линейную поляризацию. Данный критерий, однако, теряет актуальность в случае резонансной накачки, когда возможна передача поляризации света напрямую конденсату. Подробнее о режимах оптического возбуждения поляритонных конденсатов см. в подпа-

парафе 1.1.6. Наконец, экситон-поляритонный конденсат — это макроскопическое поляритонное состояние. Он демонстрирует пространственную и временную когерентность во всей занимаемой им области. На рис. 1.7(д) приведены указывающие на это интерферограммы, полученные в работе [3].

С математической точки зрения, бозе-эйнштейновский конденсат — это одно из решений задачи множества взаимодействующих бозонных частиц. В общем случае для ансамбля поляритонов нижней ветви можно записать гамильтониан

$$\hat{H} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \left[\hat{T} + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + \frac{1}{2} \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} U(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}''') \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}'') \hat{\Psi}(\mathbf{r}''') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'' d\mathbf{r}''', \quad (1.21)$$

полученный из гамильтониана (1.20) в континуальном пределе ($\sum_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}} \rightarrow (2\pi)^{-2} S \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$, где S – площадь области квантования) добавлением локализирующего потенциала $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$. Полевые операторы $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ и $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})$, удовлетворяют бозонным коммутационным соотношениям:

$$[\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}')] = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad [\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}(\mathbf{r}')] = 0, \quad [\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}')] = 0, \quad (1.22\text{а,б,в})$$

где $\delta(\mathbf{r})$ – дельта-функция. $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ и $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})$ связаны с операторами уничтожения и рождения поляритонов как

$$\hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad \hat{p}_{\text{LB},\mathbf{k}}^\dagger = \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (1.23\text{а,б})$$

Оператор кинетической энергии поляритонов \hat{T} получен из дисперсии (1.17) заменой $\hat{T} = \hbar\Omega_{\text{LB}}(k)|_{\mathbf{k} \rightarrow \hat{\mathbf{k}}}$, где $\hat{\mathbf{k}} = (\hat{k}_x, \hat{k}_y) = (-i\partial_x, -i\partial_y)$ – оператор квазиимпульса. Функция

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}''') = \frac{S}{(2\pi)^6} \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q}) e^{i[\mathbf{k}_1(\mathbf{r}-\mathbf{r}''') + \mathbf{k}_2(\mathbf{r}'-\mathbf{r}'') + \mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')] } d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{q} \quad (1.24)$$

характеризует поляритон-поляритонное рассеяние.

Когда поляритоны находятся в состоянии бозе-эйнштейновского конденсата, при их описании может быть использован ряд приближений. Одно из них — приближение эффективной массы. Вблизи $\mathbf{k} = 0$ дисперсия поляритонов нижней ветви является фотоподобной и носит параболический характер: $\Omega_{\text{LB}}(k) \approx \Omega_{\text{LB}0} + \hbar k^2/2m^*$, где $\Omega_{\text{LB}0} = \Omega_{\text{LB}}(0)$, m^* – эффективная масса поляритонов в плоскости резонатора, определяемая выражением

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \left. \frac{d^2 \Omega_{\text{LB}}(k)}{dk^2} \right|_{k=0} = \frac{C_0^2}{m_c} + \frac{X_0^2}{m_x}. \quad (1.25)$$

В этом случае можно использовать оператор кинетической энергии, записанный с точностью до константы в виде $\hat{T} = -(\hbar^2/2m^*)\nabla^2$.

Второе приближение касается поляритон-поляритонного взаимодействия. Как видно из (1.24), взаимодействие носит нелокальный характер в реальном пространстве ввиду сложной зависимости матричного элемента $V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q})$ от волновых векторов взаимодействующих частиц [65, 66]. Однако, в случае группировки поляритонов вблизи некоторого волнового вектора этой зависимостью можно пренебречь: при этом, чем уже пространственный спектр частиц, тем более справедливо данное приближение. Безусловно оно в полной мере справедливо для конденсата экситон-поляритонов вблизи $k = 0$, для которого можно ввести константу взаимодействия $\alpha = 6E_b X_0^2 a_B^2$. В этом случае $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{r}'', \mathbf{r}''') \approx \alpha \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}''') \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$.

На основе гамильтониана (1.21) с учётом используемых приближений можно записать уравнение Гейзенберга, описывающее временную эволюцию полевого оператора поляритонов:

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\Psi}(t, \mathbf{r})}{\partial t} = [\hat{\Psi}(t, \mathbf{r}), \hat{H}] = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \alpha \hat{\Psi}^\dagger(t, \mathbf{r}) \hat{\Psi}(t, \mathbf{r}) \right] \hat{\Psi}(t, \mathbf{r}). \quad (1.26)$$

В условиях макроскопически заселённого состояния экситон-поляритонного конденсата, когда величины $\langle \hat{\Psi}^\dagger(t, \mathbf{r}) \hat{\Psi}(t, \mathbf{r}) \rangle = N$ и $\langle \hat{\Psi}(t, \mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(t, \mathbf{r}) \rangle = (N + 1)$ существенно превышают значение коммутатора (1.22а), можно воспользоваться приближением среднего поля, заменив оператор $\hat{\Psi}(t, \mathbf{r})$ его средним значением, $\Psi(t, \mathbf{r}) = \langle \hat{\Psi}(t, \mathbf{r}) \rangle$, являющим собой волновую функцию поляритонного конденсата. Число частиц в конденсате оценивается как $N = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(t, \mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$. В этом случае уравнение (1.26) трансформируется в уравнение Гросса-Питаевского для волновой функции $\Psi(t, \mathbf{r})$:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t, \mathbf{r})}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \alpha |\Psi(t, \mathbf{r})|^2 \right] \Psi(t, \mathbf{r}). \quad (1.27)$$

Это уравнение по сути есть нелинейное уравнение Шрёдингера. Оно является ключевым в поляритонике, и служит отправной точкой при разработке большинства моделей для описания эволюции экситон-поляритонных конденсатов.

1.1.5. Орбитальный угловой момент поляритонного конденсата

Для введения орбитальной степени свободы удобно воспользоваться так называемым гидродинамическим подходом к описанию бозе-эйнштейновского конденсата. Волновая функция конденсата записывается в представлении Маделунга как

$$\Psi(t, \mathbf{r}) = \sqrt{n(t, \mathbf{r})} e^{i\varphi(t, \mathbf{r})}, \quad (1.28)$$

где $n(t, \mathbf{r}) = |\Psi(t, \mathbf{r})|^2$ и $\varphi(t, \mathbf{r})$ – пространственные распределения плотности и фазы конденсата соответственно. Из уравнения Гросса-Питаевского (1.27) с помощью подстановки (1.28) можно получить уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n(t, \mathbf{r})}{\partial t} - \frac{\hbar}{m^*} \nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (1.29)$$

где введена плотность тока поляритонов \mathbf{J} , определяемая как

$$\mathbf{J} = \frac{i}{2} [\Psi(t, \mathbf{r}) \nabla \Psi^*(t, \mathbf{r}) - \Psi^*(t, \mathbf{r}) \nabla \Psi(t, \mathbf{r})] = \text{Im} [\Psi^*(t, \mathbf{r}) \nabla \Psi(t, \mathbf{r})] = n(t, \mathbf{r}) \nabla \varphi(t, \mathbf{r}). \quad (1.30)$$

Градиент фазы определяет также вектор скорости поляритонов как

$$\mathbf{v}(t, \mathbf{r}) = \frac{\hbar}{m^*} \nabla \varphi(t, \mathbf{r}). \quad (1.31)$$

В связи с тем, что в любой точке пространства значение фазы должно быть однозначно определено с точностью до множителя 2π , фаза подчиняется условию квантования, которое для стационарного режима записывается как

$$\oint \nabla \varphi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 2\pi m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.32)$$

В случае когда поляритонный конденсат локализован в азимутально симметричном потенциале $V(r)$, с учётом условия (1.32) стационарное решение уравнения Гросса-Питаевского (1.27) можно записать в цилиндрических координатах $\mathbf{r} = (r, \theta)$ как

$$\Psi(\mathbf{r}) = \psi(r) e^{im\theta}, \quad (1.33)$$

где $\psi(r)$ – радиальная компонента волновой функции. Решение (1.33) является собственной функцией оператора орбитального углового момента: $\hat{L}_z \Psi(\mathbf{r}) = \hbar m \Psi(\mathbf{r})$, — который в двумерной задаче обладает только z -компонентой, определяемой как $\hat{L}_z = \mathbf{r} \times \hbar \hat{\mathbf{k}} = -i\hbar(x\partial_y - y\partial_x) = -i\hbar\partial_\theta$. Ненулевой градиент фазы вдоль θ говорит о наличии азимутальных поляритонных токов в решении (1.33), которое описывает вихревые состояния (vortices) поляритонного конденсата. Количественной характеристикой вихревых состояний является целочисленная величина m – число кручения (winding number). Ввиду топологических соображений в определении этой величины она также является топологическим зарядом вихрей.

Для характеристики токовых состояний удобно использовать средний орбитальный угловой момент или орбитальный угловой момент на частицу:

$$\ell = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi^*(\mathbf{r}) \hat{L}_z \Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} (xJ_y - yJ_x) d\mathbf{r}. \quad (1.34)$$

В азимутально-симметричной задаче, когда плотность конденсата не зависит от угла θ , средний орбитальный угловой момент вихревых состояний численно совпадает с их числом кручения: $\ell = m$.

Незатухающие поляритонные токи были предсказаны и обнаружены в сверхтекучих жидкостях [67, 68], к которым относятся и экситон-поляритонные конденсаты [69]. Однако, диссипативная природа последних делает возможным существование в них незатухающих токов без неперемного проявления сверхтекучих свойств [70, 71]. Как будет подробнее рассмотрено далее, являясь сильно неравновесными системами [54, 56], в динамически устойчивом состоянии поляритонные конденсаты существуют в условиях баланса пространственно-неоднородной накачки и потерь. Управляя последними, т.е. создавая пространственно-разделённые области с доминированием усиления и затухания поляритонного состояния, можно создавать условия для возникновения поляритонных токов. Такой подход известен как конструирование¹ резервуара (reservoir engineering) [72–75] и диссипации (dissipation engineering) [76]. Важным следствием такого подхода к генерации поляритонных токов является то, что средний орбитальный угловой момент токового поляритонного состояния не обязан совпадать с числом кручения. Более того, ввиду пространственной модуляции плотности поляритонного конденсата средний орбитальный угловой момент не обязан квантоваться и может принимать любые действительные значения [77, 78].

1.1.6. Оптическое возбуждение поляритонных конденсатов

Экситон-поляритонный конденсат является открытой системой. Без внешней накачки его существование ограничено временем жизни поляритонов. Однако, в присутствии накачки, сколь долго действует последняя, столь долго может существовать конденсат. Традиционно используется оптический метод возбуждения поляритонных конденсатов. При этом физические процессы, лежа-

¹ «Конструирование» — процесс действия по гл. конструировать. «Конструировать» — 1) разрабатывать конструкцию чего-либо, 2) (*перен.*) придумывать, изобретать, создавать (Ефремова Т. Ф. Новый словарь русского языка. Толково-словообразовательный. — М.: Русский язык, 2000). Термин «конструирование», не являясь точным переводом английского термина «engineering», тем не менее был сочтён автором диссертации наиболее полно отражающим смысл последнего в контексте обсуждения. Возможные адаптации термина: формирование, проектирование, инжиниринг.

щие в основе формирования конденсата, существенным образом зависят от характеристик возбуждающего излучения.

Нерезонансное оптическое возбуждение экситон-поляритонного конденсата

Нерезонансная схема оптической накачки проиллюстрирована на рис. 1.8(а). Излучением лазера в образце возбуждается электрон-дырочная плазма, из которой в ходе быстрой релаксации за счёт взаимодействия с оптическими фононами формируется газ экситоноподобных — «горячих» — поляритонов [79]. Обладая большими волновыми векторами, они характеризуются дисперсией, едва отличимой от экситонной. Энергия излучения лазера выбирается существенно (порядка ста миев) выше поляритонной дисперсии вблизи минимума отражательной способности поляритонной структуры. «Горячие» поляритоны релаксируют в менее энергетичные состояния, теряя энергию в результате взаимодействия друг с другом и с акустическими фононами. Вместе с понижением энергии возрастает вклад фотонной составляющей в поляритонные состояния, дисперсия поляритонов становится более отвесной — фотоноподобной. В результате этого релаксация за счёт взаимодействия с фононами становится менее действенной, время термализации начинает заметно превышать время жизни квазичастиц. Возникает так называемый эффект бутылочного горлышка (bottleneck effect) [80–82], состоящий в снижении эффективности дальнейшей релаксации и формировании экситонного резервуара — накоплении экситонов (экситоноподобных поляритонов) вблизи области антипересечения поляритонных ветвей. Преодолению этого эффекта и заселению основного поляритонного состояния способствует поляритон-поляритонное взаимодействие. Увеличение заселённости основного состояния с возрастанием интенсивности накачки запускает бозонную стимуляцию процессов релаксации [82, 83].

Для нерезонансной накачки характерной чертой является то, что в результате многоступенчатой релаксации от электрон-дырочной плазмы до поляритонного состояния когерентность, навязанная лазерным излучением, теряется, и когерентность экситон-поляритонного конденсата возникает спонтанным образом. Вместе с этим, также утрачивается информация о спектральных особенностях возбуждающего излучения.

Несмотря на открытость системы поляритонного конденсата, его по-прежнему можно описывать уравнением Гросса-Питаевского, внося в последнее ряд дополнений, учитывающих неконсервативные процессы [84, 85]:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t, \mathbf{r})}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \alpha |\Psi(t, \mathbf{r})|^2 + \alpha_R n_R(t, \mathbf{r}) \right] \Psi(t, \mathbf{r}) + \frac{i\hbar}{2} [R n_R(t, \mathbf{r}) - \gamma] \Psi(t, \mathbf{r}). \quad (1.35)$$

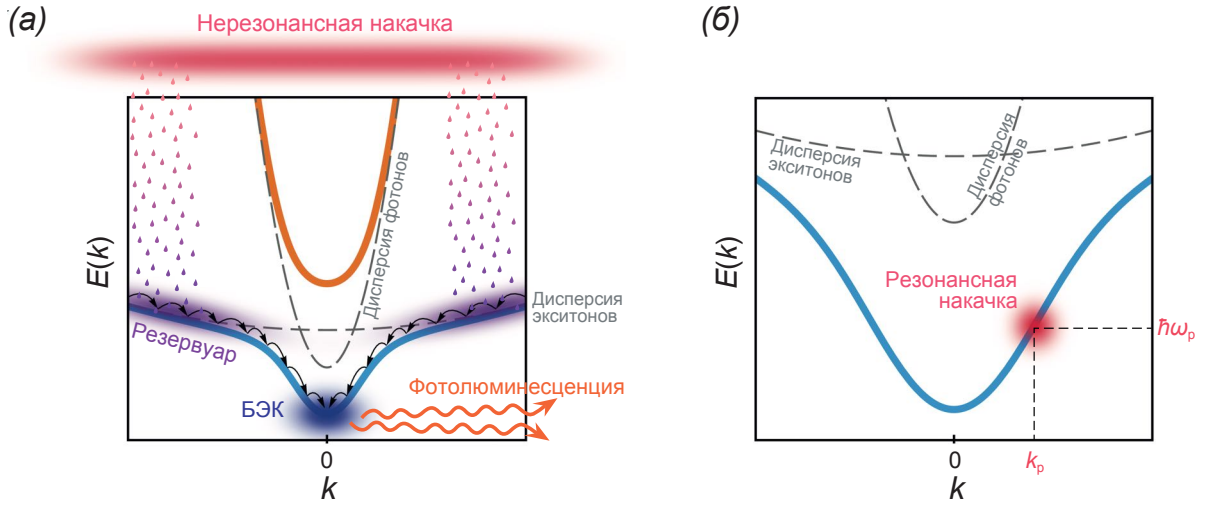


Рисунок 1.8 — (а) Нерезонансная и (б) резонансная схемы оптического возбуждения экситон-поляритонного конденсата. Оранжевая и голубая кривые описывают дисперсии поляритонов верхней и нижней ветвей соответственно, возникающие в результате антипересечения дисперсий фотонов и экситонов (пунктирные кривые) в условиях сильной связи. При нерезонансной накачке (а) конденсат поляритонов (синее облако), образующийся на дне дисперсионной кривой, пополняется из экситонного резервуара (фиолетовые облака) за счёт релаксации частиц (чёрные стрелки) в результате их взаимодействия между собой и с фононами. Резервуар в свою очередь возбуждается лазерным излучением с энергией существенно выше дисперсии поляритонов нижней ветви (красное облако). При резонансной накачке (б) конденсат возбуждается лазерным излучением, характеризуемым энергией $\hbar\omega_p$ и волновым вектором k_p на поляритонной дисперсионной кривой.

Уравнение учитывает существование в системе двух типов частиц: поляритонов в конденсате и экситонов (высокоэнергетичных экситоноподобных поляритонов) в резервуаре. α_R – константа взаимодействия поляритонов с резервуаром, $n_R(t, \mathbf{r})$ – плотность частиц в резервуаре. Последнее слагаемое в (1.35) характеризует баланс усиления и потерь в системе. R – скорость стимулированной релаксации частиц из резервуара в конденсат, γ – скорость распада поляритонов. Эволюция плотности резервуара $n_R(t, \mathbf{r})$ в свою очередь описывается уравнением

$$\frac{\partial n_R(t, \mathbf{r})}{\partial t} = P(t, \mathbf{r}) - [\gamma_R + R|\Psi(t, \mathbf{r})|^2]n_R(t, \mathbf{r}), \quad (1.36)$$

где $P(t, \mathbf{r})$ описывает пространственное распределение интенсивности оптической накачки, которая также может быть промодулирована во времени. Квазичастицы в резервуаре могут либо распадаться в результате безызлучательных процессов со скоростью γ_R , либо переходить в конденсат в результате стимулированного рассеяния со скоростью $R|\Psi(t, \mathbf{r})|^2$. Таким образом, резервуар

выполняет двойную функцию в системе: он выступает усиливающей средой для поляритонного конденсата, а также играет роль отталкивающего потенциала.

Как видно, в уравнении (1.36) не учитывается кинетика резервуара. Это приближение оправдано малой подвижностью экситонов ввиду их существенно большей (по крайней мере на пять порядков) в сравнении с поляритонами в конденсате эффективной массой. В связи с этим, облако резервуарных экситонов сосредоточено преимущественно в области пятна накачки. Часто в задачах, направленных на поиск динамически устойчивого состояния экситон-поляритонного конденсата при непрерывной накачке, уравнение (1.36) может быть исключено из модели путём принятия следующего приближения: $n_R(t, \mathbf{r}) \approx P(\mathbf{r})/[\gamma_R + R|\Psi(t, \mathbf{r})|^2]$, — предполагающего, что резервуар адиабатически подстраивается под изменения в поляритонном конденсате.

Резонансное оптическое возбуждение экситон-поляритонного конденсата

Описанные в предыдущем подпараграфе механизмы релаксации не участвуют в формировании поляритонного конденсата при резонансной накачке [86–88], когда возбуждается поляритонное состояние, обладающее той же энергией и волновым вектором, что и возбуждающее излучение — см. иллюстрацию резонансной схемы накачки на рис. 1.8(б). Очевидно, что при такой схеме накачки когерентность поляритонного состояния не возникает спонтанно, но наследуется от возбуждающего излучения. Преимуществом такой схемы накачки является возможность возбуждения движущихся когерентных поляритонных состояний с контролируемой энергией, скоростью и направлением распространения. Резонансным методом могут возбуждаться преимущественно поляритоны в фотоподобной области дисперсии в пределах светового конуса. Тот факт, что энергия возбуждённого конденсата совпадает с энергией возбуждающего излучения, должен быть принят во внимание при детектировании. Так, в частности, в этом случае используется режим детектирования на просвет [89], поскольку в отражённом излучении чрезвычайно велика доля излучения возбуждающего лазера. Детектирование отражённого излучения, тем не менее, может быть использовано при изучении баллистической динамики поляритонов в высокочастотных микрорезонаторах, поляритоны в которых способны удаляться от пятна накачки на сотни микрометров [7–9, 31].

Для описания поляритонной динамики в условиях резонансной накачки используется следующая модификация уравнения Гросса-Питаевского:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t, \mathbf{r})}{\partial t} = \left[\hat{T} + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \alpha |\Psi(t, \mathbf{r})|^2 - \hbar(\omega_p + i\hat{\gamma}) \right] \Psi(t, \mathbf{r}) + F(t, \mathbf{r}). \quad (1.37)$$

Оператор кинетической энергии \hat{T} в (1.37) использован в общем виде, что позволяет описывать динамику поляритонного конденсата, возбуждённого в любой точке поляритонной дисперсии. Последнее слагаемое в уравнении (1.37) описывает резонансную накачку, которую, как правило, можно представить в виде $F(t, \mathbf{r}) = f_r(\mathbf{r})f_t(t) \exp(i\mathbf{k}_p \mathbf{r})$, где $f_r(\mathbf{r})$ и $f_t(t)$ описывают пространственное распределение и временную модуляцию накачки, ω_p и \mathbf{k}_p – частота и волновой вектор накачки соответственно. Потери в конденсате, отличающиеся для поляритонов в разных точках дисперсии, описываются оператором $\hat{\gamma} = \hat{C}_{\hat{\mathbf{k}}}\gamma_c + \hat{X}_{\hat{\mathbf{k}}}\gamma_x$, где операторы $\hat{C}_{\hat{\mathbf{k}}}$ и $\hat{X}_{\hat{\mathbf{k}}}$ получены из (1.16) заменой $\mathbf{k} \rightarrow \hat{\mathbf{k}}$. Сила взаимодействия движущихся поляритонов положена константой α вблизи волнового вектора накачки \mathbf{k}_p .

Оба режима накачки могут быть использованы как при импульсном возбуждении, так и при возбуждении непрерывным излучением. Режимы накачки можно сочетать друг с другом для управления временем жизни макроскопических поляритонных состояний.

Существует схема накачки, сочетающая свойства резонансной и нерезонансной схем [57, 90]. Это так называемая накачка в режиме оптического параметрического осциллятора. Дисперсия поляритонов нижней ветви обладает существенно непараболической формой и имеет точку перегиба в области антипересечения с верхней ветвью. При накачке вблизи этой точки могут быть выполнены условия для осуществления параметрического рассеяния из состояния возбуждения с частотой и волновым вектором (ω_p, \mathbf{k}_p) в состояния ниже (ω_s, \mathbf{k}_s) и выше (ω_i, \mathbf{k}_i) на дисперсионной кривой: $2\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s = 0$ и $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$. В отличие от нерезонансной накачки такой способ позволяет навязывать фазу поляритонному конденсату. Поскольку эта схема накачки не использовалась в исследованиях, описанных в оригинальной части диссертации, здесь она упоминается лишь кратко.

1.2. Эволюция спина экситонных поляритонов

1.2.1. Оптическое возбуждение и детектирование экситонных спинов

В предыдущем параграфе при представлении концепции поляритонов использовалось одно серьёзное обобщение, а именно: была опущена спиновая степень свободы поляритонов. Для введения спина (псевдоспина) поляритонов следует вновь обратиться к зонной структуре полупроводников и особенностям оптического возбуждения экситонов в них. В частности, интерес представляет широкий класс полупроводников с кристаллической структурой типа цинковой обманки: примером может служить GaAs.

Упрощённая зонная структура GaAs схематично изображена на рис. 1.9(a). Вблизи $k = 0$ все подзоны носят параболический характер. Дисперсия электрона в зоне проводимости имеет положительную кривизну. Валентная зона состоит из трёх подзон с отрицательной кривизной. В объёмном кристалле две дырочные подзоны вырождены при $k = 0$: это зоны тяжёлых (hh) и лёгких (lh) дырок. Для тяжёлых дырок характерна бóльшая кривизна зоны, что соответствует бóльшей эффективной массе. Третья подзона зоны проводимости находится существенно ниже по энергии и не участвует в оптических переходах. Более подробное обсуждение зонных структур полупроводников см. в книгах [91, 92].

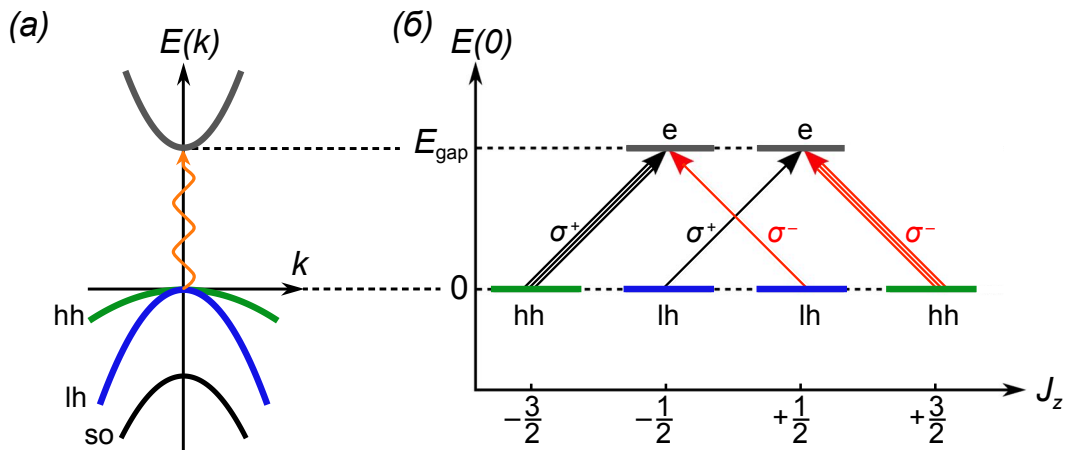


Рисунок 1.9 — (а) Схематичное изображение зонной структуры и (б) схема межзонных оптических переходов в объёмном кристалле GaAs.

Переход электрона из валентной зоны в зону проводимости в результате поглощения фотона должен происходить в соответствии с правилами отбора, обеспечивающими сохранение углового момента. Фотоны право- (σ^+) и левоциркулярных (σ^-) поляризаций обладают соответственно угловыми моментами $+1$ и -1 (указанными в единицах \hbar). В связи с этим, в структуре разрешены межзонные переходы, при которых суммарный угловой момент электрона и образовавшейся дырки в результате фотовозбуждения соответствует угловому моменту возбуждающего фотона. Полный угловой момент электрона в зоне проводимости равен его спиновому угловому моменту и составляет $j_e = \pm 1/2$ с соответствующими проекциями $j_z^e = \pm 1/2$. В валентной зоне угловой момент может принимать значения $j_h = \pm 1/2$ и $j_h = \pm 3/2$, при этом первая пара значений соответствует самой нижней подзоне, ввиду чего может быть исключена из рассмотрения. Из оставшихся подуровней $j_h = \pm 3/2$ и $j_h^h = \pm 3/2$ соответствуют тяжёлым дыркам, в то время как $j_h = \pm 3/2$ и $j_h^h = \pm 1/2$ — лёгким дыркам. Для проекций углового момента электронов, дырок, экситонов и в дальнейшем поляритонов удобно применять понятие «псевдоспин» или «спин» для краткости. Разрешённые переходы в результате поглощения фотонов, обеспечивающие изменение

псевдоспина $\Delta j_z = \pm 1$ схематично приведены на рис. 1.9(б). Вероятность переходов из подзоны тяжёлых дырок в три раза превышает вероятность перехода из подзоны лёгких дырок. Следствием этого является то, что в результате возбуждения правоциркулярно-поляризованным (σ^+) излучением преимущественно возбуждаются электроны со спином $-1/2$, при этом степень поляризации составляет 50%. То же справедливо для возбуждения электронов со спином $+1/2$ левоциркулярно-поляризованным излучением. Оптическое возбуждение переходов, для которых $\Delta j_z = \pm 2$, напрямую не возможно: обладающие таким спином экситоны называются тёмными. Ввиду оптической неактивности, они обладают значительным временем жизни. В ряде условий, тем не менее, тёмные экситоны способны оказывать влияние на оптические свойства структур [93, 94].

В квантовой яме, когда носители заряда локализованы в одном из направлений, подуровни оказываются смещены относительно запрещённой зоны. При этом снимается вырождение подзон лёгких и тяжёлых дырок при $k = 0$: подзона тяжёлых дырок оказывается ближе к уровню Ферми — см. рис. 1.10. Благодаря снятию вырождения, появляется возможность резонансно индуцировать оптические переходы с участием только тяжёлых дырок, что позволяет при возбуждении циркулярно-поляризованным излучением добиться спиновой поляризации электронов 100%.

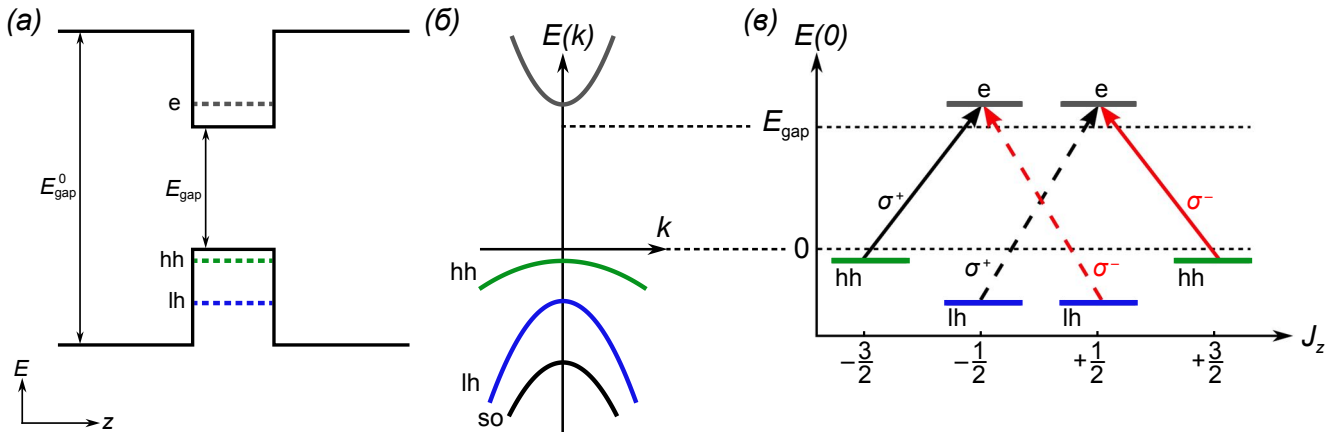


Рисунок 1.10 — (а) Схематичное изображение квантовой ямы. (б) Схематичное изображение зонной структуры и (в) схема межзонных оптических переходов в квантовой яме GaAs.

В случае испускания фотона в результате распада экситона правила отбора, проиллюстрированные на рис. 1.9(б) и 1.10(в), инвертируются. Так при распаде экситона со спином $j_z^x = +1$, образованного электроном и дыркой с $j_z^e = -1/2$ и $j_z^h = +3/2$ соответственно, испускается фотон с правоциркулярной поляризацией (σ^+). Аналогично фотон с левоциркулярной поляризацией (σ^-) испускается в результате распада экситона со спином $j_z^x = -1$, образованного электроном и дыркой с $j_z^e = +1/2$ и $j_z^h = -3/2$ соответственно.

1.2.2. Эволюция спина частиц в полупроводнике

Эволюция спина экситона определяется эволюцией спинов формирующих его электрона и дырки. Энергетический спектр носителей заряда в полупроводниковых гетероструктурах претерпевает изменения в результате спин-орбитального взаимодействия [95]. Более того, наблюдается снятие вырождения спиновых компонент. Для того чтобы последнее имело место в отсутствие внешнего магнитного поля и иных воздействий, в среде должен отсутствовать центр инверсии. Это легко показать, проанализировав влияние симметрии кристалла на дисперсию электрона в зоне проводимости $E_s(\mathbf{k})$, где $s = \pm 1/2$ указывает на величину спина [96]. Так в присутствии инвариантности к инверсии времени ($t \rightarrow -t$) для дисперсии выполняется требование $E_s(\mathbf{k}) = E_{-s}(-\mathbf{k})$. Центросимметричная система инварианта к пространственной инверсии, $E_s(\mathbf{k}) = E_s(-\mathbf{k})$. Совместив эти выкладки, можно сделать вывод о вырожденности центросимметричной системы по спину: $E_s(\mathbf{k}) = E_{-s}(\mathbf{k})$.

Можно записать гамильтониан электрона в базисе двух спиновых состояний ($|+1/2\rangle, |-1/2\rangle$), как

$$\hat{H}_e = \hat{H}_{e0} + \hat{H}_{so}^e, \quad (1.38)$$

где $\hat{H}_{e0} = (\hbar^2 k^2 / 2m_e) \hat{\sigma}_0$ отвечает за кинетическую энергию электрона, а гамильтониан \hat{H}_{so}^e описывает эффекты спин-орбитального взаимодействия в общем виде [96, 97]:

$$\hat{H}_{so}^e = \sum_{i,j=x,y,z} \nu_{ij}^{(1)} \hat{\sigma}_i k_j + \sum_{i,j,l,m=x,y,z} \nu_{ijlm}^{(3)} \hat{\sigma}_i k_j k_l k_m, \quad (1.39)$$

где $\hat{\sigma}_0$ и $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ – единичная матрица 2×2 и матрицы Паули соответственно. Коэффициенты $\nu_{ij}^{(1)}$ и $\nu_{ijlm}^{(3)}$ записываются из соображений симметрии. Существует альтернативная форма записи гамильтониана (1.39):

$$\hat{H}_{so}^e = \frac{\hbar}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \boldsymbol{\Omega}_k, \quad (1.40)$$

где псевдовектор $\boldsymbol{\Omega}_k$ может рассматриваться как эффективное магнитное поле $\mathbf{V}_{\text{eff}} \sim \boldsymbol{\Omega}_k$, индуцирующее прецессию спина электрона; частота прецессии составляет $\Omega_k = |\boldsymbol{\Omega}_k|$.

Так в поле рассмотрения попадают кристаллы со структурой цинковой обманки, в том числе GaAs. Ввиду особенностей кристаллической решётки им присуща так называемая объёмная инверсионная асимметрия (bulk inversion asymmetry, BIA). Вызванное ей спин-орбитальное взаимодействие называется расщеплением Дрессельхауза [98]. Описывающий его гамильтониан в объёмном кристалле имеет вид

$$\hat{H}_{D(3D)}^e = \nu_D [k_x(k_y^2 - k_z^2) \hat{\sigma}_x + k_y(k_z^2 - k_x^2) \hat{\sigma}_y + k_z(k_x^2 - k_y^2) \hat{\sigma}_z], \quad (1.41)$$

где ν_D – константа связи, зависящая от материала. В случае ограничения движения электрона в одном из направлений гамильтониан Дрессельхауса модифицируется, и его форма зависит от ориентации кристаллических осей. Так в квантовой яме шириной d , выращенной в направлении $z \parallel [001]$, гамильтониан принимает вид [99]

$$\hat{H}_{D(2D)}^e \approx -\nu_D \langle k_z^2 \rangle [k_x \hat{\sigma}_x - k_y \hat{\sigma}_y], \quad (1.42)$$

где квантовомеханическое ожидание можно оценить как $\langle k_z^2 \rangle \approx \pi^2/d^2$. Кубические по k члены в (1.42) отброшены в связи с их малостью. Эффективное магнитное поле из гамильтониана (1.42) задаётся как $\Omega_{D,k} = (2\nu_D \langle k_z^2 \rangle / \hbar)(-k_x, k_y, 0)$.

В гетероструктурах имеет место структурная инверсионная асимметрия (structure inversion asymmetry, SIA), возникающая, когда потенциал, локализуя носители заряда в направлении роста структуры является несимметричным. Она возникает, например, в присутствии электрического поля, приложенного вдоль оси роста структуры. Ещё одной причиной могут стать разные материалы барьеров, обрамляющих квантовую яму с двух сторон. Спин-орбитальное взаимодействие, вызванное структурной асимметрией, описывается гамильтонианом Рашбы [99]:

$$\hat{H}_R^e = \nu_R (k_y \hat{\sigma}_x - k_x \hat{\sigma}_y). \quad (1.43)$$

Эффективное магнитное поле из гамильтониана (1.43) задаётся как $\Omega_{R,k} = (2\nu_R/\hbar)(k_y, -k_x, 0)$.

Важнейшую роль в эволюции спина частиц в полупроводнике играют механизмы спиновой релаксации, среди которых можно выделить три ключевых.

Механизм Эллиотта-Яфетта [100]. Носители заряда, двигаясь в полупроводнике, испытывают рассеяние на фононах или примесях в кристаллической структуре. В присутствии спин-орбитального взаимодействия при каждом акте рассеяния частицы её спин с некоторой вероятностью может измениться на противоположный. Переворот спина электрона или дырки в составе экситона ведёт к переходу последнего из тёмного состояния $|\pm 2\rangle$ в светлое $|\mp 1\rangle$ или наоборот. Время спиновой релаксации частицы пропорциональное времени её рассеяния.

Механизм Дьяконова-Переля [101]. Этот механизм является основным в двумерном электронном газе. Спин-орбитальное взаимодействие связывает спиновую степень свободы с волновым вектором частицы, характеризующим её распространение в кристалле. Эта связь может быть описана как эффективное магнитное поле (1.40), а эволюция спина частицы — как его прецессия вокруг эффективного магнитного поля. Механизм также связывает тёмные состояния экситона $|\pm 2\rangle$ со светлыми $|\pm 1\rangle$, но без переворота спина.

Механизм Бира-Аронова-Пикуса [102]. Механизм описывает спиновую релаксацию электрона в результате обменного взаимодействия при рассеянии на дырке. Переворот спина дырки при взаимодействии ведёт также к перевороту спина электрона. Скорость релаксации существенно зависит от перекрытия волновых функций взаимодействующих частиц: она тем выше, чем сильнее перекрытие. Очевидно, что в квантовых ямах — структурах, обеспечивающих наибольшее перекрытие в одном из направлений, — эффективность этого механизма повышается [103].

Обменное взаимодействие вносит две существенные модификации в спектр энергий экситонов в квантовой яме. Во-первых, оно вызывает расщепление светлых $|\pm 1\rangle$ и тёмных $|\pm 2\rangle$ экситонных состояний. Во-вторых, оно приводит к дополнительному расщеплению движущихся светлых экситонных состояний, дипольные моменты которых ориентированы перпендикулярно (transverse или transverse electric, TE) и параллельно (longitudinal или transverse magnetic, TM) их волновому вектору \mathbf{k} . Гамильтониан такого расщепления в базисе светлых экситонных состояний ($|+1\rangle, |-1\rangle$) можно записать как

$$\hat{H}_{\text{LT}}^x = \frac{1}{2}\beta_x \begin{pmatrix} 0 & (k_x - ik_y)^2 \\ (k_x + ik_y)^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

где β_x – константа расщепления, определяемая особенностями структуры. Эффективное магнитное поле, индуцируемое продольно-поперечным расщеплением экситонных состояний, можно записать в виде $\Omega_{\text{LT},\mathbf{k}}^x = [\beta_x(k_x^2 - k_y^2), 2\beta_x k_x k_y, 0]$.

1.2.3. Спин экситона во внешнем магнитном поле

Магнитное поле, приложенное к структуре — важнейший фактор, оказывающий влияние на эволюцию спина экситонов. Оно вызывает проявление эффекта Зеемана, состоящее в расщеплении спектров энергий экситонов. При этом определяющее значения имеет ориентация магнитного поля по отношению к направлению распространения частиц. В магнитооптике направление магнитного поля привязывают к направлению распространения электромагнитного излучения, возбуждающего экситоны. Геометрия Фарадея (Faraday) описывает систему, в которой оптическая ось и ось роста структуры z параллельны вектору внешнего магнитного поля: $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_z$. В случае квантовой ямы это означает, что в геометрии Фарадея магнитное поле приложено нормально плоскости квантовой ямы. В геометрии Фойгта (Voigt) магнитное поле перпендикулярно оптической оси и оси роста структуры, $\mathbf{B} \perp \mathbf{e}_z$, т. е. лежит в плоскости квантовой ямы. Поскольку магнитному полю как инструменту управления спино-

выми свойствами поляритонов отведено важное место в содержательной части диссертации, его влияние на энергетические спектры экситонов будет рассмотрено в этом подпараграфе подробнее.

Внешнее магнитное поле в общем случае оказывает влияние на спиновую динамику как светлых, так и тёмных экситонов. Для дальнейшего изложения удобно ввести четырёхмерный базис спиновых экситонных состояний [104]:

$$\begin{aligned} X = (|+1\rangle, |-1\rangle, |+2\rangle, |-2\rangle) = \\ = (|-1/2\rangle_e |+3/2\rangle_h, |+1/2\rangle_e |-3/2\rangle_h, |+1/2\rangle_e |+3/2\rangle_h, |-1/2\rangle_e |-3/2\rangle_h). \end{aligned} \quad (1.45)$$

В правой части (1.45) $|\pm 1/2\rangle_e$ и $|\pm 3/2\rangle_h$ – компоненты двумерных базисов электронов $e = (|+1/2\rangle_e, |-1/2\rangle_e)$ и дырок $h = (|+3/2\rangle_h, |-3/2\rangle_h)$. Воздействие магнитного поля на электроны и дырки в общем виде можно описать следующими гамильтонианами:

$$\hat{H}_e = -\frac{1}{2}g_e\mu_B\mathbf{B} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \quad \hat{H}_h = -\frac{1}{2}g_h\mu_B\mathbf{B} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}^*, \quad (1.46a,б)$$

где $g_{e,h}$ – g-факторы электронов и дырок, μ_B – магнетон Бора.

Чтобы иметь возможность записать экситонный гамильтониан, следует перейти к четырёхмерным базисам электронов и дырок [104]: $E = (|-1/2\rangle_e, |+1/2\rangle_e, |+1/2\rangle_e, |-1/2\rangle_e)$ и $H = (|+3/2\rangle_h, |-3/2\rangle_h, |+3/2\rangle_h, |-3/2\rangle_h)$. Связь базисов E и H с X обеспечивается на основе следующих соображений. Так переворот спина электрона связывает экситонные состояния $|+1\rangle$ и $|+2\rangle$, а также состояния $|-1\rangle$ и $|-2\rangle$. Аналогично переворот спина дырки связывает состояния $|+1\rangle$ и $|-2\rangle$, а также состояния $|-1\rangle$ и $|+2\rangle$. В новых базисах на смену (1.46) приходят гамильтонианы

$$\hat{\mathcal{H}}_e = \frac{1}{2}g_e\mu_B \begin{pmatrix} B_z & 0 & -B_+ & 0 \\ 0 & -B_z & 0 & -B_- \\ -B_- & 0 & -B_z & 0 \\ 0 & -B_+ & 0 & B_z \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathcal{H}}_h = \frac{1}{2}g_h\mu_B \begin{pmatrix} -B_z & 0 & 0 & -B_+ \\ 0 & B_z & -B_- & 0 \\ 0 & -B_+ & -B_z & 0 \\ -B_- & 0 & 0 & B_z \end{pmatrix}, \quad (1.47a,б)$$

где для краткости записи введены обозначения $B_{\pm} = B_x \pm iB_y$.

Геометрия Фарадея

Вектор магнитного поля в геометрии Фарадея принимает вид $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$. Экситонный гамильтониан можно записать как $\hat{\mathcal{H}}_x^F = \hat{\mathcal{H}}_{x0} + \hat{\mathcal{H}}_M^z$, где гамильтониан

$$\hat{\mathcal{H}}_{x0} = \begin{pmatrix} E_x & \frac{1}{2}\delta_b & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}\delta_b & E_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_x + \delta_{bd} & \frac{1}{2}\delta_d \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}\delta_d & E_x + \delta_{bd} \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

учитывает в общем виде дисперсии светлых E_x и тёмных $E_x + \delta_{bd}$ экситонов, расщеплённые на величину δ_{bd} , а также расщепление экситонов (как тёмных δ_d , так и светлых δ_b) с поляризацией вдоль ортогональных осей в плоскости квантовой ямы (см. гамильтониан (1.44)). Гамильтониан

$$\hat{\mathcal{H}}_M^z = \frac{1}{2}\mu_B B_z \begin{pmatrix} (g_e - g_h) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -(g_e - g_h) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -(g_e + g_h) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (g_e + g_h) \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

описывает вклад магнитного поля в геометрии Фарадея. Магнитное поле приводит к расщеплению энергии состояний с противоположными спинами. При этом оно не вызывает перемешивания тёмных и светлых состояний, о чём говорит диагональная форма гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_M^z$. Собственные значения экситонного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_x^F$ можно найти в форме

$$E_b^{(1,2)} = \frac{1}{2} \left(2E_x - \delta_{bd} \pm \sqrt{\delta_b^2 + \mu_B^2 (g_e - g_h)^2 B_z^2} \right), \quad (1.50a)$$

$$E_d^{(1,2)} = \frac{1}{2} \left(2E_x + \delta_{bd} \pm \sqrt{\delta_d^2 + \mu_B^2 (g_e + g_h)^2 B_z^2} \right). \quad (1.50b)$$

Поскольку в настоящей диссертации интерес представляют оптически активные экситонные состояния, уместно отдельно записать гамильтониан для светлых экситонов в базисе $\mathbf{x} = (|+1\rangle, |-1\rangle)$. Он являет собой верхний левый блок 2×2 гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_x^F$:

$$\hat{H}_x = \begin{pmatrix} E_x + \frac{1}{2}\eta_F B_z & \frac{1}{2}\delta_b \\ \frac{1}{2}\delta_b & E_x - \frac{1}{2}\eta_F B_z \end{pmatrix}, \quad (1.51)$$

где введена константа зеемановского расщепления $\eta_F = \mu_B (g_e - g_h)$.

Геометрия Фойгта

В геометрии Фойгта магнитное поле приложено в плоскости квантовой ямы. Без потери общности можно принять $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_x$ ($B_x = B$, $B_{y,z} = 0$). Магнитная компонента экситонного гамильтониана в этом случае имеет вид (одинаковый для квантовых ям и для квантовых точек) [94, 105, 106]

$$\hat{\mathcal{H}}_M^x = -\frac{1}{2}\mu_B B \begin{pmatrix} 0 & 0 & g_e & g_h \\ 0 & 0 & g_h & g_e \\ g_e & g_h & 0 & 0 \\ g_h & g_e & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.52)$$

Диагонализация полного экситонного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_x^V = \hat{\mathcal{H}}_{x0} + \hat{\mathcal{H}}_M^x$ позволяет найти его собственные значения

$$E_{1,2} = \frac{1}{4} \left(4E_x - \delta_b - \delta_d \mp \sqrt{(2\delta_{bd} + \delta_b - \delta_d)^2 + 4\mu_B^2(g_e - g_h)^2 B^2} \right), \quad (1.53a)$$

$$E_{3,4} = \frac{1}{4} \left(4E_x + \delta_b + \delta_d \mp \sqrt{(2\delta_{bd} - \delta_b + \delta_d)^2 + 4\mu_B^2(g_e + g_h)^2 B^2} \right) \quad (1.53b)$$

и собственный вектор ($|\chi_1\rangle, |\chi_2\rangle, |\chi_3\rangle, |\chi_4\rangle$):

$$|\chi_1\rangle = -\frac{P_a}{\sqrt{2}} (|+1\rangle - |-1\rangle) + \frac{Q_a}{\sqrt{2}} (|+2\rangle - |-2\rangle), \quad (1.54a)$$

$$|\chi_2\rangle = \frac{P_a}{\sqrt{2}} (|+2\rangle - |-2\rangle) + \frac{Q_a}{\sqrt{2}} (|+1\rangle - |-1\rangle), \quad (1.54b)$$

$$|\chi_3\rangle = -\frac{P_b}{\sqrt{2}} (|+1\rangle + |-1\rangle) + \frac{Q_b}{\sqrt{2}} (|+2\rangle + |-2\rangle), \quad (1.54b)$$

$$|\chi_4\rangle = \frac{P_b}{\sqrt{2}} (|+2\rangle + |-2\rangle) + \frac{Q_b}{\sqrt{2}} (|+1\rangle + |-1\rangle), \quad (1.54g)$$

где весовые коэффициенты задаются как

$$P_{a,b} = \frac{4(E_{2,4} - E_x) - \delta_{bd} \pm \delta_d}{\sqrt{[4(E_{2,4} - E_x) - \delta_{bd} \pm \delta_d]^2 + 4\mu_B^2(g_e \mp g_h)^2 B^2}}, \quad (1.55a)$$

$$Q_{a,b} = \frac{2\mu_B(g_e \mp g_h)B}{\sqrt{[4(E_{2,4} - E_x) - \delta_{bd} \pm \delta_d]^2 + 4\mu_B^2(g_e \mp g_h)^2 B^2}}. \quad (1.55b)$$

Как видно из (1.53) и (1.54), магнитное поле в геометрии Фойгта смешивает светлые и тёмные состояния экситонов, причём степень «смешанности» можно оценить, исходя из соотношения коэффициентов $P_{a,b}^2$ и $Q_{a,b}^2$, удовлетворяющих условию $P_{a,b}^2 + Q_{a,b}^2 = 1$. Этот эффект известен также в квантовых точках [105–108]. Когда расщепление тёмных и светлых состояний достаточно велико, т. е. когда выполняется условие $\delta_{bd} \gg \frac{1}{2}\mu_B|g_e \pm g_h|B$, весовые коэффициенты

$P_{a,b}$ стремятся к единице, в то время как $Q_{a,b}$ стремятся к нулю, и соответствующими компонентами суперпозиций (1.54) можно пренебречь. Это позволяет рассматривать состояния $|\chi_{1,3}\rangle$ и $|\chi_{2,4}\rangle$ как независимые суперпозиции соответственно светлых и тёмных экситонных состояний: $|\chi_{1,3}\rangle \approx -(|+1\rangle \mp |-1\rangle)\sqrt{2}$ и $|\chi_{2,4}\rangle \approx (|+2\rangle \mp |-2\rangle)\sqrt{2}$. Собственные энергии (1.53) в этом приближении можно переписать как

$$E_b^{(1,2)} = E_{1,3} \approx E_x \mp (\delta_b - \delta_d) - \frac{\mu_B^2 (g_e \mp g_h)^2 B^2}{4\delta_{bd}}, \quad (1.56a)$$

$$E_d^{(1,2)} = E_{2,4} \approx E_x \mp (\delta_b - \delta_d) + \frac{\mu_B^2 (g_e \mp g_h)^2 B^2}{4\delta_{bd}}. \quad (1.56b)$$

Приведённые рассуждения позволяют записать, по аналогии с (1.51), изолированный гамильтониан для светлых экситонов в базисе x , который, тем не менее, учитывает в виде возмущающей поправки магнитоиндуцированный вклад тёмных состояний:

$$\hat{H}_x = \begin{pmatrix} E_x & \frac{1}{2}(\delta_b - \eta_V B^2) \\ \frac{1}{2}(\delta_b - \eta_V B^2) & E_x \end{pmatrix}, \quad (1.57)$$

где введена константа расщепления $\eta_V = \mu_B^2 g_e g_h / 2\delta_{bd}$. Недиагональные члены в гамильтониане (1.57) иллюстрируют возможность совместного действия нескольких механизмов спиновой релаксации экситонов. Гамильтониан (1.57) может быть обобщён на любое направление магнитного поля в плоскости квантовой ямы заменой $B \rightarrow B_x - iB_y$ и $B \rightarrow B_x + iB_y$ в правом верхнем и левом нижнем углах матрицы соответственно.

1.2.4. ТЕ-ТМ расщепление фотонных мод

Как было показано в подпараграфе 1.2.1, спин фотовозбуждаемых экситонов непосредственным образом связан с поляризацией фотонов в микрорезонаторе. В связи с этим, поляризационная динамика фотонной компоненты вносит вклад в эволюцию спина поляритонов наравне со спиновой динамикой экситонной компоненты. Ключевым эффектом здесь является расщепление ТЕ- и ТМ-поляризованных резонаторных мод.

Величину и характер ТЕ-ТМ расщепления фотонных мод в микрорезонаторе с брэгговскими зеркалами позволяет оценить анализ, выполненный в работе [35]. На угловую дисперсию резонаторной моды оказывает влияния набег фазы электромагнитного поля при отражении от зеркала резонатора. Величина набега фазы определяется глубиной проникновения поля в толщу зеркала $L_{\text{pen}}(\vartheta)$, которая зависит от угла падения излучения ϑ , и в общем случае неодинакова для ТЕ и ТМ мод: $L_{\text{pen}}^{\text{TE}}(\vartheta) \neq L_{\text{pen}}^{\text{TM}}(\vartheta)$. Аналитические зависимости $L_{\text{pen}}^{\text{TE, TM}}(\vartheta)$ получены в работе [35]. Анализ

показывает, что глубина проникновения ТМ моды в толщу брэгговского зеркала $L_{\text{pen}}^{\text{TM}}(\vartheta)$ возрастает с углом падения ϑ , в то время как глубина проникновения ТЕ моды $L_{\text{pen}}^{\text{TE}}(\vartheta)$ уменьшается. При нормальном падении обе моды проникают в зеркало на одинаковую глубину $L_{\text{pen}} = L_{\text{pen}}^{\text{TE, TM}}(0)$.

В симметричном микрорезонаторе, образованном парой одинаковых брэгговских зеркал, обрамляющих резонаторный слой толщиной L_c , величина ТЕ-ТМ расщепления в приближении слабого контраста показателей преломления слоёв зеркал (когда отношение n_1/n_2 близко к единице) может быть оценена в соответствии с выражением

$$\begin{aligned} \omega_c^{\text{TM}}(\vartheta) - \omega_c^{\text{TE}}(\vartheta) &\approx \frac{L_c [L_{\text{pen}}^{\text{TM}}(\vartheta) - L_{\text{pen}}^{\text{TE}}(\vartheta)] (\omega_{s0} - \omega_{\text{FP0}})}{(L_c + L_{\text{pen}})^2 \cos(\vartheta_c)} = \\ &= \frac{L_c L_{\text{pen}} (\omega_{s0} - \omega_{\text{FP0}}) 2 \cos(\vartheta_c) \sin^2(\vartheta_c)}{(L_c + L_{\text{pen}})^2 (1 - 2 \sin^2(\vartheta_c))}, \end{aligned} \quad (1.58)$$

где ω_{s0} – центр запрещённой зоны брэгговских зеркал при нормальном падении ($\vartheta = 0$), $\omega_{\text{FP0}} = j\pi c/n_c L_c$ – частота резонатора Фабри-Перо в отсутствии фазовой задержки при отражении от зеркал. ϑ_c – угол распространения излучения в резонаторном слое, который связан с углом падения законом Снеллиуса: $n_c \sin(\vartheta_c) = n_0 \sin(\vartheta)$, где n_0 – показатель преломления среды вне резонатора. Следует отметить, что величина расщепления (1.44) может принимать как положительные, так и отрицательные значения в зависимости от знака разности характерных частот ($\omega_{s0} - \omega_{\text{FP0}}$). При достаточно малых углах падения выражение (1.58) можно существенно упростить, заменив зависимость от ϑ зависимостью от модуля волнового вектора излучения в плоскости микрорезонатора:

$$\omega_c^{\text{TM}}(k) - \omega_c^{\text{TE}}(k) \approx \beta_c k^2, \quad (1.59)$$

где β_c – константа расщепления. Это приближение является достаточным для большинства задач поляритоники наравне с приближением эффективной массы фотонов в резонаторе (1.4).

Для описания эффекта ТЕ-ТМ расщепления фотонных мод в канве изложения предшествующих подпараграфов удобно ввести базис микрорезонаторных ТЕ и ТМ мод: ($| \text{TE} \rangle$, $| \text{TM} \rangle$). В этом случае ТЕ-ТМ расщепление описывается действием на спинор следующего гамильтониана:

$$\hat{H}_{\text{LT}}^{c(\text{TE, TM})} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \beta_c k^2 & 0 \\ 0 & -\beta_c k^2 \end{pmatrix}. \quad (1.60)$$

Фотоны резонаторных ТЕ и ТМ мод отличаются эффективными массами: $m_c^{\text{TE, TM}} = \hbar m_c / (\hbar \mp m_c \beta_c)$.

Их дисперсии в приближении эффективной массы принимают вид $\omega_c^{\text{TE, TM}} = \omega_{c0} + \hbar k^2 / 2m_c^{\text{TE, TM}}$.

Для перехода в базис право- и левоциркулярно-поляризованных состояний $(|\sigma_+\rangle, |\sigma_-\rangle)^T = \hat{M}(|TE\rangle, |TM\rangle)^T$ используется матрица преобразования [109]

$$\hat{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\theta} & -ie^{-i\theta} \\ e^{i\theta} & ie^{i\theta} \end{pmatrix}. \quad (1.61)$$

Гамильтониан ТЕ-ТМ расщепления фотонных мод $\hat{H}_{\text{LT}}^c = \hat{M} \hat{H}_{\text{LT}}^{c(\text{TE}, \text{TM})} \hat{M}^{-1}$ принимает вид

$$\hat{H}_{\text{LT}}^c = \frac{1}{2} \beta_c k^2 \begin{pmatrix} 0 & e^{-2i\theta} \\ e^{2i\theta} & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \beta_c \begin{pmatrix} 0 & (k_x - ik_y)^2 \\ (k_x + ik_y)^2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.62)$$

Соответствующе гамильтониану (1.62) эффективное магнитное поле записывается как

$$\Omega_{\text{LT}, \mathbf{k}}^c = [\beta_c(k_x^2 - k_y^2), 2\beta_c k_x k_y, 0]. \quad (1.63)$$

Примечательно, что гамильтониан (1.62) по форме совпадает с гамильтонианом (1.44) для экситонной компоненты.

1.2.5. Описание динамики поляритонов с учётом спина

Псевдоспиновый формализм

Для теоретического описания спиновых (поляризационных) эффектов в поляритонных системах, в том числе поляритонных конденсатах традиционно используется два подхода. В первом подходе поляритонное состояние характеризуется при помощи двухкомпонентного спинора $|\Psi_{\mathbf{k}}\rangle = (\Psi_{+, \mathbf{k}}, \Psi_{-, \mathbf{k}})^T$, где $\Psi_{\pm, \mathbf{k}}$ – два состояния ортогональных поляризаций с волновым вектором \mathbf{k} . Ввиду особенностей композитной природы поляритонов, наиболее естественно использовать для них базис право- и левоциркулярных поляризаций $(|\sigma_+\rangle, |\sigma_-\rangle)$ или спинов вверх и вниз $(|+1\rangle, |-1\rangle)$. В основе второго подхода лежит введение вектора псевдоспина $\mathbf{S}_{\mathbf{k}} = (S_{x, \mathbf{k}}, S_{y, \mathbf{k}}, S_{z, \mathbf{k}})$ [14, 110, 111], эквивалентного вектору Стокса в оптике [112, 113]. Компоненты вектора $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$ определяются как $S_{j, \mathbf{k}} = (\Psi_{+, \mathbf{k}}^*, \Psi_{-, \mathbf{k}}^*) \hat{S}_j (\Psi_{+, \mathbf{k}}, \Psi_{-, \mathbf{k}})^T$ ($j = x, y, z$), где $\hat{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – оператор псевдоспина. В результате

$$S_{x, \mathbf{k}} = \text{Re}[\Psi_{+, \mathbf{k}}^* \Psi_{-, \mathbf{k}}], \quad S_{y, \mathbf{k}} = \text{Im}[\Psi_{+, \mathbf{k}}^* \Psi_{-, \mathbf{k}}], \quad S_{z, \mathbf{k}} = \frac{1}{2} (|\Psi_{+, \mathbf{k}}|^2 - |\Psi_{-, \mathbf{k}}|^2). \quad (1.64\text{a}, \text{б}, \text{в})$$

Эволюция псевдоспина поляритонов описывается следующим уравнением:

$$\frac{d\mathbf{S}_{\mathbf{k}}(t)}{dt} = \mathbf{\Omega}_{\mathbf{k}}^{\text{eff}} \times \mathbf{S}_{\mathbf{k}}(t). \quad (1.65)$$

В соответствии с (1.65), эволюция псевдоспина сводится к его прецессии вокруг некоторого эффективного магнитного поля $\Omega_{\mathbf{k}}^{\text{eff}}$, отдельные механизмы возникновения которого описаны в подпараграфах 1.2.2–1.2.4. Вклад фотонной и экситонной компонент в конечную форму $\Omega_{\mathbf{k}}^{\text{eff}}$ учитывается при помощи весовых коэффициентов (1.16) как $\Omega_{\mathbf{k}}^{\text{eff}} = |C_k|^2 \Omega_{\mathbf{k}}^c + |X_k|^2 \Omega_{\mathbf{k}}^x$.

Оптический спиновый эффект Холла

Наиболее ярким спиновым эффектом в поляритонной микрорезонаторной структуре является оптический спиновый эффект Холла. Он предложен теоретически в работе [18] как поляритонный аналог спинового эффекта Холла для электронов [114]. Последний состоит в том, что спиновый ток электронов может возникать в системе в отсутствие внешнего магнитного поля: в его основе лежит спин-орбитальное взаимодействие электронов.

В работе [18] предлагается следующий мысленный эксперимент. Резонансным ТМ-поляризованным лазерным излучением, падающим под углом к микрорезонатору, в последнем возбуждается поляритонное состояние с ненулевым волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (k_0, 0)$, распространяющееся вдоль оси x . Вектор псевдоспина поляритона: $\mathbf{S}_0 = (S_0, 0, 0)$. В результате упругого рассеяния на неоднородности структуры поляритон изменяет направление распространения, сохраняя при этом модуль волнового вектора и поляризацию. Волновой вектор поляритона после рассеяния на угол θ : $\mathbf{k} = (k_0 \cos \theta, k_0 \sin \theta)$.

Эволюция спина поляритона определяется эффективным магнитным полем в структуре, индуцированным ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод: $\Omega_{\text{LT},\mathbf{k}} = |C_k|^2 \Omega_{\text{LT},\mathbf{k}}^c + |X_k|^2 \Omega_{\text{LT},\mathbf{k}}^x$, — которое в приближении эффективной массы поляритона можно записать как

$$\Omega_{\text{LT},\mathbf{k}} = [\Delta_{\text{LT}}(k_x^2 - k_y^2), 2\Delta_{\text{LT}}k_x k_y, 0] = [\Delta_{\text{LT}}k^2 \cos 2\theta, \Delta_{\text{LT}}k^2 \sin 2\theta, 0], \quad (1.66)$$

где Δ_{LT} – константа расщепления. Схематично эффективное поле (1.66) изображено на рис. 1.11(а). До рассеяния, когда вектор поляритонного псевдоспина параллелен эффективному магнитному полю, в соответствии с уравнением (1.65) псевдоспин остаётся неизменным в ходе эволюции. Однако, после рассеяния инициируется прецессия вектора $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}(t)$ вокруг вектора эффективного поля $\Omega_{\text{LT},\mathbf{k}}$, при этом, ввиду зависимости последнего от направления распространения поляритона, характер спиновой эволюции определяется углом рассеяния θ .

При анализе эволюции спина поляритонного состояния в реальной системе могут быть приняты в рассмотрение неконсервативные процессы, в том числе затухание состояния, релаксация спина, внешний источник накачки, а также рассеяние между разными состояниями [18, 115,

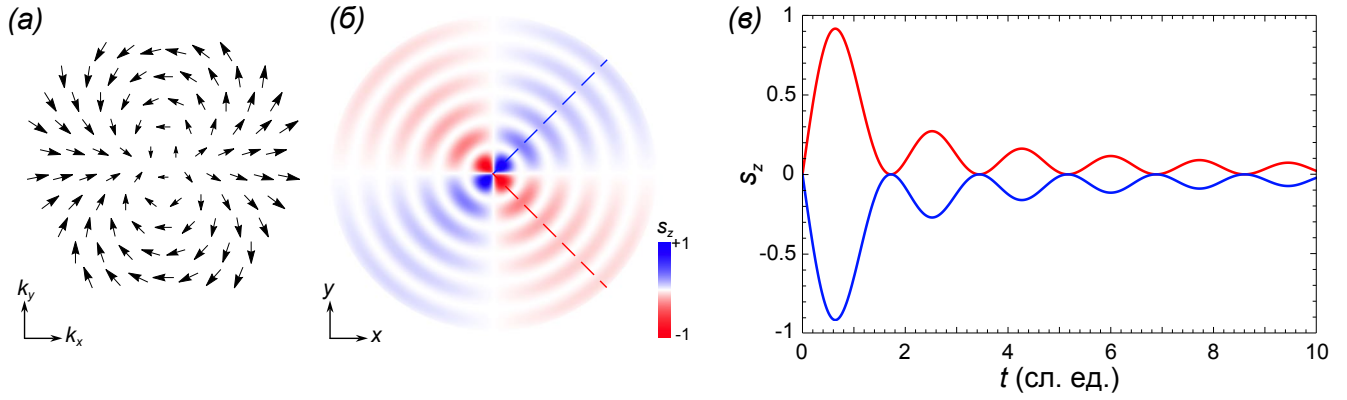


Рисунок 1.11 — (а) Схематичное изображение эффективного магнитного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением. (б) Эволюция степени циркулярной поляризации поляритонов $s_{z,k}$, распространяющихся в разных направлениях от точки начала наблюдения. (в) Эволюция степени циркулярной поляризации поляритонов в направлениях, указанных пунктирными линиями на панели (б).

116]. В этом случае уравнение (1.65) для состояния \mathbf{k} преобразуется к виду

$$\frac{d\mathbf{S}_{\mathbf{k}}(t)}{dt} + \mathbf{S}_{\mathbf{k}}(t) \times \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} + \frac{\mathbf{S}_{\mathbf{k}}(t)}{\tau} = \mathbf{f}(t), \quad (1.67)$$

и дополняется скоростным уравнением для населённости состояния:

$$\frac{dN_{\mathbf{k}}(t)}{dt} = 2f(t) - \frac{N_{\mathbf{k}}(t)}{\tau}. \quad (1.68)$$

Слагаемые $\mathbf{f}(t)$ и $f(t)$ в правых частях уравнений (1.67) и (1.68) описывают пополнение поляритонного состояния \mathbf{k} в результате упругого рассеяния из состояния \mathbf{k}_0 : $\mathbf{f}(t) = (\mathbf{S}_{\mathbf{k}_0}/\tau_1)e^{-t/\tau}$, где τ_1 – время рассеяния поляритонов из состояния \mathbf{k}_0 в состояние \mathbf{k} . τ – время жизни поляритонов. В соответствии с (1.68), для описанных ранее начальных условий эволюция степени циркулярной поляризации $s_{z,\mathbf{k}}(t) = 2S_{z,\mathbf{k}}(t)/N_{\mathbf{k}}(t)$ принимает вид $s_{z,\mathbf{k}}(t) \sim \sin 2\theta[1 - \cos(\Delta_{\text{LT}}k_0^2 t)]/t$. Схематично эволюция степени циркулярной поляризации поляритонов в зависимости от направления распространения изображена на рис. 1.11(б). Хорошо видно формирование поляризационных доменов в разных квадрантах плоскости микрорезонатора. На 1.11(в) изображена эволюция степени циркулярной поляризации в направлениях под углами $+45^\circ$ и -45° к направлению инжектирования поляритонов x . Обе зависимости $s_{z,\mathbf{k}}(t)$ претерпевают осцилляции с частотой $\Omega_{\mathbf{k}} = \Delta_{\text{LT}}k_0^2$ и носят затухающий характер. Единственным различием представленных зависимостей является знак степени циркулярной поляризации.

Описание эволюции макроскопических поляритонных состояний с учётом спина

В рамках настоящей диссертации интерес представляет макроскопическая спиновая (поляризационная) динамика поляритонов в реальном пространстве. Для её описания обобщённое уравнение Гросса-Питаевского должно быть адаптировано для двухкомпонентного спинора $|\Psi(t, \mathbf{r})\rangle = [\Psi_+(t, \mathbf{r}), \Psi_-(t, \mathbf{r})]^T$. В случае резонансной оптической накачки уравнение (1.37) преобразуется к виду

$$i\hbar\partial_t|\Psi(t, \mathbf{r})\rangle = \left[\hat{H}_0 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r})\hat{\sigma}_0 + \hat{V}_{\text{eff}} - \hbar(\omega_p + i\hat{\gamma})\hat{\sigma}_0 \right] |\Psi(t, \mathbf{r})\rangle + |F(t, \mathbf{r})\rangle, \quad (1.69)$$

где гамильтониан \hat{H}_0 описывает энергию поляритонов с учётом спин-орбитального взаимодействия:

$$\hat{H}_0 = \hat{T}\hat{\sigma}_0 + \hbar\hat{\Omega}^{\text{eff}} \cdot \hat{\mathbf{S}}. \quad (1.70)$$

Оператор эффективного магнитного поля $\hat{\Omega}^{\text{eff}}$ получен из $\Omega_{\mathbf{k}}^{\text{eff}}$ заменой $\mathbf{k} \rightarrow \hat{\mathbf{k}}$. Оператор $\hat{V}_{\text{eff}} = \frac{1}{2}[(\alpha_1 + \alpha_2)n(t, \mathbf{r})\hat{\sigma}_0 + 2(\alpha_1 - \alpha_2)S_z(t, \mathbf{r})\hat{\sigma}_z]$ описывает эффективный потенциал, возникающий за счёт отталкивающего взаимодействия поляритонов. α_1 и α_2 – константы взаимодействия поляритонов с одинаковыми и противоположными спинами соответственно. $n(t, \mathbf{r})$ – пространственное распределение плотности поляритонов:

$$n(t, \mathbf{r}) = n_+(t, \mathbf{r}) + n_-(t, \mathbf{r}) = |\Psi_+(t, \mathbf{r})|^2 + |\Psi_-(t, \mathbf{r})|^2. \quad (1.71)$$

Пространственное распределение поляризационных компонент задаётся следующим образом:

$$S_j(t, \mathbf{r}) = [\Psi_+(t, \mathbf{r})^*, \Psi_-(t, \mathbf{r})^*] \hat{S}_j [\Psi_+(t, \mathbf{r}), \Psi_-(t, \mathbf{r})]^T, \quad j = x, y, z. \quad (1.72)$$

В большинстве случаев поляризацию макроскопического поляритонного состояния удобнее характеризовать при помощи компонентов нормированного вектора

$$\mathbf{s}(t, \mathbf{r}) = \frac{2\mathbf{S}(t, \mathbf{r})}{n(t, \mathbf{r})}, \quad j = x, y, z. \quad (1.73)$$

Последнее слагаемое в (1.69), имеющее вид $|F(t, \mathbf{r})\rangle = F(t, \mathbf{r})|f\rangle$, в дополнение к пространственному распределению и временной модуляции резонансной накачки описывает её поляризацию, $|f\rangle = (f_+, f_-)^T$, $\langle f|f\rangle = 1$. Остальные параметры в уравнении (1.70) имеют тот же смысл и определяются тем же образом, что и в уравнении (1.37).

Аналогичным образом для учёта поляризационных эффектов модифицируется уравнение Гросса-Питаевского (1.35) и скоростное уравнение для экситонного резервуара (1.36) в случае

нерезонансной оптической накачки:

$$i\hbar\partial_t|\Psi(t, \mathbf{r})\rangle = \left[\hat{H}_0 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r})\hat{\sigma}_0 + \hat{V}_{\text{eff}} + \hat{V}_{\text{eff}}^{\text{R}}\right]|\Psi(t, \mathbf{r})\rangle + \frac{i\hbar}{2}(\hat{R}_{\text{in}} - \gamma\hat{\sigma}_0)|\Psi(t, \mathbf{r})\rangle, \quad (1.74\text{a})$$

$$\partial_t|n_{\text{R}}(t, \mathbf{r})\rangle = |P(t, \mathbf{r})\rangle - [\gamma_{\text{R}}\hat{\sigma}_0 + \gamma_{\text{R}}^{\text{s}}(\hat{\sigma}_x - \hat{\sigma}_0) + \hat{R}_{\text{out}}]|n_{\text{R}}(t, \mathbf{r})\rangle. \quad (1.74\text{б})$$

В уравнении (1.74а) оператор $\hat{V}_{\text{eff}}^{\text{R}}$ описывает эффективный потенциал за счёт отталкивающего взаимодействия поляритонов с экситонным резервуаром. Выражение для него можно получить из \hat{V}_{eff} заменой $n(t, \mathbf{r}) \rightarrow |X_0|^{-2}n_{\text{R}}(t, \mathbf{r})$ и $S_z(t, \mathbf{r}) \rightarrow |X_0|^{-2}S_z^{\text{R}}(t, \mathbf{r})$, где $n_{\text{R}}(t, \mathbf{r}) = n_{\text{R}+}(t, \mathbf{r}) + n_{\text{R}-}(t, \mathbf{r})$ описывает распределение плотности экситонного резервуара, а $S_z^{\text{R}}(t, \mathbf{r}) = n_{\text{R}+}(t, \mathbf{r}) - n_{\text{R}-}(t, \mathbf{r})$ характеризует разницу плотностей резервуарных экситонов с противоположными спинами. Для описания плотности резервуара используется спинор $|n_{\text{R}}(t, \mathbf{r})\rangle = [n_{\text{R}+}(t, \mathbf{r}), n_{\text{R}-}(t, \mathbf{r})]^{\text{T}}$. Как показано в работах [117–119], несмотря на многоступенчатый процесс релаксации частиц, поляризация нерезонансной накачки может оказывать влияние на поляризацию поляритонного состояния. Оператор $\hat{R}_{\text{in}} = \frac{1}{2}(R_{\text{s}} + R_{\text{o}})n_{\text{R}}(t, \mathbf{r})\hat{\sigma}_0 + (R_{\text{s}} - R_{\text{o}})S_z^{\text{R}}(t, \mathbf{r})\hat{\sigma}_z$ описывает приток частиц в конденсат за счёт стимулированного рассеяния из спин-поляризованного резервуара [120, 121]. R_{s} и R_{o} – скорости стимулированного рассеяния частиц с одинаковыми и противоположными спинами соответственно. Соотношение скоростей рассеяния указывает на то, в какой мере наследуется поляризация. Так в случае, когда информация о поляризации резервуара полностью утрачивается в процессе релаксации, скорости рассеяния частиц, R_{s} и R_{o} , в уравнениях (1.74) принимаются одинаковыми: $R_{\text{s}}/R_{\text{o}} = 1$.

В уравнении (1.74б) вектор $|P(t, \mathbf{r})\rangle = P(t, \mathbf{r})|p\rangle$ характеризует интенсивность нерезонансной оптической накачки резервуара с учётом её поляризации, $|p\rangle = (p_+, p_-)^{\text{T}}$, $\langle p|p\rangle = 1$. $\gamma_{\text{R}}^{\text{s}}$ – скорость спиновой релаксации резервуара. Оператор \hat{R}_{out} описывает отток частиц из резервуара за счёт стимулированного рассеяния в конденсат с учётом спина. Выражение для \hat{R}_{out} можно получить из \hat{R}_{in} заменой $n_{\text{R}}(t, \mathbf{r}) \rightarrow n(t, \mathbf{r})$ и $S_z^{\text{R}}(t, \mathbf{r}) \rightarrow S_z(t, \mathbf{r})$. Остальные параметры в уравнениях (1.74) имеют тот же смысл и определяются тем же образом, что и в уравнениях (1.35)–(1.36).

1.3. Конструирование эффективного потенциала для управления поляритонами

Как было указано в подпараграфе 1.1.4, локализация экситон-поляритонов в плоскости микрорезонатора, во-первых, является необходимым условием для их перехода в состояние бозе-эйнштейновского конденсата и, во-вторых, ввиду особенностей их природы и методов возбуждения, а также ограниченности размеров образцов, непременно присутствует в поляритонном экспе-

рименте. Поляритоны локализируются в эффективном комплексном потенциале, природа и подходы к управлению которым рассмотрены в этом параграфе. Касательно термина «конструирование», вынесенного в заголовок параграфа, см. сноску 1 на стр. 49.

Для дальнейшего анализа удобно записать в общем виде выражение, которым во множестве случаев можно описать эффективный комплексный потенциал для поляритонов:

$$W(t, \mathbf{r}) = V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + V_{\text{bs}}(t, \mathbf{r}) + i[G(t, \mathbf{r}) - \Gamma(t, \mathbf{r})]. \quad (1.75)$$

Действительная часть потенциала непосредственно описывает вклад в энергию поляритонного конденсата. $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ – уже введённый ранее стационарный внешний потенциал. $V_{\text{bs}}(t, \mathbf{r})$ – эффективный потенциал, обеспечивающий так называемый голубой сдвиг (увеличение энергии конденсата) в результате взаимодействий в системе. Мнимая часть потенциала (1.75) описывает баланс пространственно-неоднородных накачки и потерь в поляритонном конденсате. В выражении (1.75) и в дальнейшем рассмотрении для простоты опущена спиновая степень свободы, что, тем не менее, не влияет на справедливость последующего обсуждения. Далее в настоящем параграфе приведены механизмы и подходы, стоящие за каждым из слагаемых в выражении (1.75), обеспечивающие пространственную локализацию поляритонов и позволяющие управлять их пространственным распределением в плоскости микрорезонатора.

1.3.1. Микроструктуры с заданной геометрией слоёв

Благодаря своей композитной природе, поляритоны одним из своих преимуществ имеют расширенный набор методов и подходов к управлению ими. Локализовать поляритоны и управлять ими можно, воздействуя как на их фотонную, так и экситонную компоненты. Кажущийся наиболее очевидным подход к локализации фотонной компонентой в плоскости микрорезонатора состоит в придании элементам резонатора требуемой формы. Формируется стационарный потенциал, описываемый в уравнениях слагаемым $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$.

Микростолбики, вытравленные в планарном микрорезонаторе

На рис. 1.12(а) (оригинал приведён в работе [122]) схематично изображена полупроводниковая гетероструктура, известная как резонатор в форме цилиндрического микростолбика (micropillar). Характерным для такой структуры является то, что оба зеркала и резонаторный слой с квантовыми ямами обладают цилиндрическим профилем в плоскости, перпендикулярной оси роста. Также важно отметить, что локализации в такой структуре подвергается не только фотонная, но и экситонная компонента.

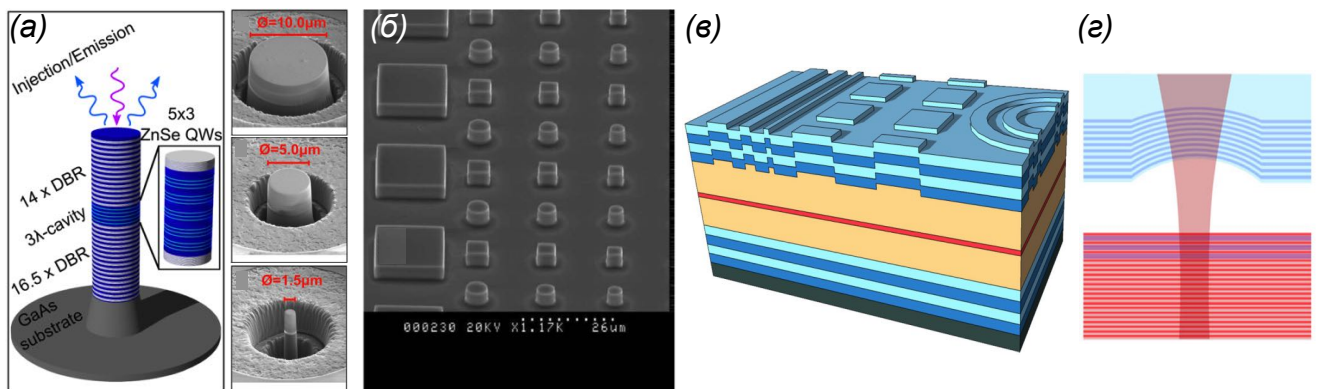


Рисунок 1.12 — (а) Схематичное изображение микрорезонатора в форме микроцилиндра, а также полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа изображения микроцилиндров разных диаметров. Рисунок адаптирован из статьи [122]. (б) Полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа изображение микростолбиковых резонаторов прямоугольного и цилиндрического сечения. Рисунок адаптирован из статьи [123]. (в) Схематичное изображение микрорезонатора со встроенными квантовыми ямами, толщина резонаторного слоя которого промодулирована сложным образом. Рисунок адаптирован из статьи [125]. (г) Схематичное изображение открытого микрорезонатора с вогнутым верхним зеркалом. Рисунок адаптирован из статьи [21].

Подобные структуры изготавливаются на основе планарных полупроводниковых микрорезонаторов, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На поверхность зеркала такого резонатора наносится слой фоторезиста. С помощью электронного луча на фоторезист переносится шаблон требуемого профиля резонатора. Затем индукционным плазменным травлением убирается лишний материал вплоть до массива подложки либо с частичным или полным оставлением слоёв нижнего зеркала. Такой метод позволяет получать структуры с хорошей локализацией фотонной компоненты, благодаря полному внутреннему отражению на границе полупроводниковых слоёв структуры с воздухом. Изображения резонаторов, исследованных в работе [122], приведены справа на рис. 1.12(а). Метод не накладывает ограничений на форму структур. Так на рис. 1.12(б) (оригинал приведён в работе [123]) представлены изображения микростолбиковых резонаторов круглого и прямоугольного сечения. Метод также позволяет создавать волноводные структуры, в том числе сложной формы, обеспечивающие локализацию поляритонов в одном направлении в плоскости резонатора [124].

Резонаторы с модулированной толщиной

Локализация поляритонов может осуществляться в структурах, известных как мезы (mesas) — см. схематичное изображение на рис. 1.12(в) (оригинал приведён в работе [125]). Как видно, в такой структуре толщина резонаторного слоя неодинакова в разных его областях. Область с большей

толщиной слоя поддерживает фотонную моду с меньшей энергией, что позволяет ей выступать в роли ловушки для поляритонов [22, 126]. В отличие от микростолбиковых резонаторов, особая геометрия мезы формируется уже на стадии выращивания микрорезонатора. Так после образования резонаторного слоя процесс выращивания приостанавливается, часть материала слоя вне мезы удаляется травлением. Затем после предварительной подготовки поверхности процесс выращивания структуры возобновляется: формируется верхнее брэгговское зеркало. Приостановка процесса выращивания и манипуляции с резонаторным слоем, очевидно, ведут к ухудшению качества границ раздела слоёв. Тем не менее имеющиеся технологии позволяют получать мезы с добротностью порядка 10^4 .

При выращивании на одном образце нескольких мез последние оказываются связаны друг с другом за счёт фотонной компоненты, поскольку нижнее зеркало и часть резонаторного слоя являются для них общими. Как и в случае микростолбиков, на форму мез не накладывается особых ограничений. Сложная форма границ раздела слоёв верхнего зеркала, а также дефекты, внесённые на стадии травления резонаторного слоя, могут служить источником нарушения симметрии, приводящего к возникновению различных поляризационных эффектов.

Возможно создание структур с непрерывным градиентом толщины резонаторного слоя [7–9, 127–129] — так называемых клиновидных микрорезонаторов (*wedged microcavities*). Поляритоны претерпевают ускорение либо замедление, распространяясь соответственно в направлении увеличения либо уменьшения толщины. Качественное объяснение этого эффекта приведено в работах [130, 131]. С увеличением ширины резонатора нижняя поляритонная дисперсионная ветвь сдвигается вниз по шкале энергий. Для сохранения энергии поляритонов, баллистически распространяющихся в направлении увеличения ширины резонатора, их волновой вектор вынужден увеличиваться по мере распространения. Вместе с волновым вектором увеличивается и групповая скорость поляритонов. Распространение поляритонов в направлении уменьшения толщины резонатора приводит к их замедлению. Этот эффект так называемого «медленного» отражения (*slow reflection*) используется для подавления отражения поляритонов от границ структуры. Наличие градиента толщины позволяет изучать свойства поляритонов в условиях разной величины экситон-фотонной отстройки на одном образце.

Открытые резонаторы с вогнутым зеркалом

Качественно иной подход к локализации фотонов в плоскости резонатора реализован в открытых резонаторах с вогнутыми зеркалами [21, 132, 133]. Схематично такая структура изображена на рис. 1.12(г) (оригинал приведён в работе [21]). Она образована верхним диэлектрическим зер-

калом вогнутой формы и плоским нижним брэгговским зеркалом. Между зеркалами заключена двухкомпонентная резонаторная область. Первая компонента представляет собой выращенный на поверхности нижнего зеркала резонаторный слой, содержащий встроенный ансамбль квантовых ям. Вторая компонента — слой воздуха в зазоре между зеркалами. Зеркала установлены на отдельных нанопозиционерах, позволяющих регулировать тощину зазора и, как следствие, частоту резонаторной фотонной моды. Возможность настройки частоты резонатора в ходе эксперимента является очевидным преимуществом структуры подобного типа перед описанными ранее.

В работах [21, 132, 133] вогнутая форма верхнему зеркалу придавалась методом травления подложки фокусированным ионным пучком на этапе, предшествующем нанесению слоёв самого зеркала. Альтернативным подходом является использование в роли верхнего зеркала торца оптического волокна [134–136]. Полусферическая форма придаётся торцу в результате оплавления под воздействием достаточно для этого мощного лазерного импульса. Поверх торца волокна затем последовательным нанесением диэлектрических слоёв может быть сформировано брэгговское зеркало. В работе [133] отмечают преимущества первого метода перед использованием оптических волокон, состоящие в том, что метод позволяет создавать микрорезонаторы малого диаметра (существенно меньшего, чем диаметр оптоволокна), а также формировать цепочки связанных резонаторов на одном образце.

1.3.2. Оптические методы захвата поляритонов

Оптическая накачка вносит вклад как в мнимую, так и в действительную части комплексного эффективного потенциала, описываемого выражением (1.75). Уравнения (1.35)–(1.36), используемые для описания экситон-поляритонного конденсата в условиях нерезонансной накачки, позволяют в явном виде проследить этот вклад. Оптическая накачка возбуждает экситонный резервуар, который в свою очередь служит источником пополнения поляритонного конденсата. В то же время, благодаря отталкивающему взаимодействию, экситонный резервуар образует максимум эффективного потенциала под пятном накачки. В результате, поляритоны, рождаясь в области присутствия резервуара, стремятся покинуть её: в конденсате возникают внутренние поляритонные токи от пятна накачки в область минимума эффективного потенциала. Ввиду своей неконсервативной природы поляритоны не способны удалиться от области возникновения на сколь угодно большое расстояние. В связи с этим, в зависимости от времени жизни поляритонов, а также размеров и особенностей геометрии пятна накачки в поляритонной системе могут реализовываться два режима локализации поляритонов.

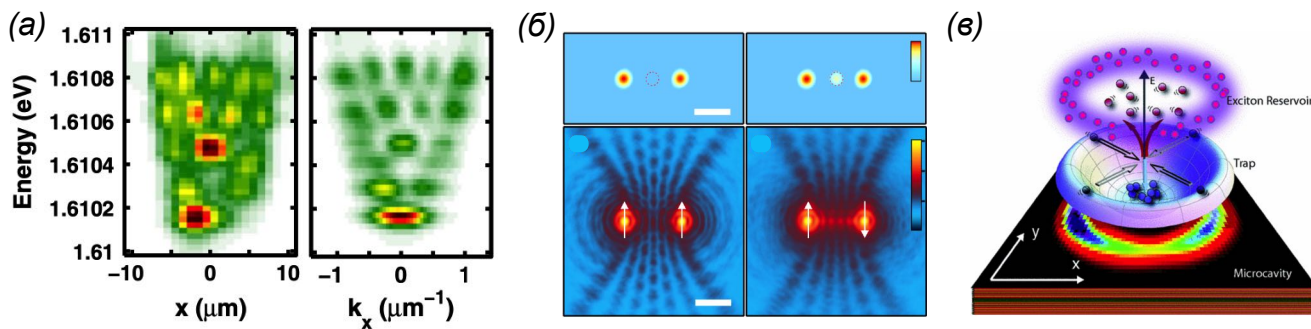


Рисунок 1.13 — (а) Спектр фотолюминесценции поляритонного конденсата в реальном пространстве (слева) и сопряжённом пространстве (справа) в режиме локализации в пределах пятна накачки. Рисунок адаптирован из статьи [137]. (б) Распределение интенсивности в пятнах нерезонансной накачки (сверху) и распределение интенсивности фотолюминесценции поляритонных конденсатов в реальном пространстве (снизу) в отсутствии (слева) и в присутствии (справа) барьера между конденсатами. Рисунок адаптирован из статьи [140]. (в) Схематичное изображение оптической ловушки, обеспечивающей локализацию поляритонов в плоскости резонатора вне пятна нерезонансной накачки. Рисунок адаптирован из статьи [141].

Индукцированный накачкой захват поляритонов

В случае, когда поляритоны не успевают покинуть пределов пятна накачки либо удалиться от него на значимое расстояние, реализуется захват, индуцированный накачкой (gain-induced trapping) [53, 137]. Поляритоны локализуются в пределах мнимого потенциала $G(t, \mathbf{r})$. Этот режим характерен для случая короткоживущих поляритонов, время жизни которых не превышает десятка пикосекунд. Также, очевидно, конденсация в пределах пятна накачки происходит в случае значительной ширины последнего, сравнимой с длиной затухания поляритонов или превышающей её. Стимулированное заселение поляритонного состояния осуществляется только в пределах пятна накачки, где плотность поляритонов ввиду постоянного притока частиц остаётся достаточно высокой. На рис. 1.13(а) приведён полученный в работе [137] квантованный спектр фотолюминесценции конденсата, локализованного в индуцированном накачкой мнимом потенциале. Работа [53] подтверждает возможность локализации (самолокализации) поляритонного конденсата в отсутствие внешнего локализирующего потенциала. Самолокализация объясняется балансом сверхтекучих поляритонных токов внутри конденсата. В работе указано, что похожий механизм лежит в основе формирования диссипативных солитонов в оптических системах [138, 139].

С увеличением времени жизни поляритонов конденсат становится способным выходить за пределы пятна накачки. В экспериментальной работе [140] описана возможность обеспечения управляемой связи двух и более конденсатов, расположенных на некотором расстоянии друг от друга. В эксперименте использовалась непрерывная нерезонансная накачка узкими (ширина на полувысоте 1.6 мкм) лазерными пучками. Как видно на рис. 1.13(б), хотя конденсаты преимуще-

ственно локализованы вблизи пятен накачки, тем не менее, они выступают источниками баллистических поляритонов, благодаря которым и обеспечивается их связь. Управляя особенностями рельефа эффективного потенциала между конденсатами, можно контролировать относительную фазу последних.

Оптические барьеры и оптические ловушки

В высокочастотных микрорезонаторах, поддерживающих существование долгоживущих (с временем жизни десятки и сотни пикосекунд) поляритонов, за описание локализации поляритонного конденсата отвечает действительное слагаемое $V_{bs}(t, \mathbf{r})$ в выражении (1.75). Пространственно-локализованная оптическая накачка инициирует возникновение поляритонного конденсата, опосредованное формированием некогерентного экситонного резервуара. Однако, поскольку экситоны существенно (по крайней мере, на четыре порядка) тяжелее поляритонов, обладают меньшим временем жизни и меньшей мобильностью, они остаются преимущественно под пятном накачки, в то время как поляритоны покидают его. Экситонный резервуар в этом случае выступает в роли барьера, препятствующего проникновению поляритонов через него за счёт отталкивающего взаимодействия. В серии работ [127–129] обсуждается возможность управления потоком поляритонов в микрорезонаторном волноводе при помощи индуцированного накачкой экситонного барьера. В работах предложен поляритонный аналог транзистора: прохождение через структуру баллистически распространяющихся поляритонов, инжектированных оптической накачкой, контролируется световым пучком с интенсивностью, существенно (приблизительно в 20 раз) меньшей, чем интенсивность накачки. Рассматриваемые в работах [127–129] волноводы характеризуются градиентом толщины резонаторного слоя вдоль оси волновода для подавления отражения от границ структуры, как обсуждалось в подпараграфе 1.3.1.

Используя пространственно-оптический модулятор, можно создать пятно накачки замкнутой конфигурации [141, 142], которая позволяет локализовать поляритоны. Несмотря на то, что фактически локализуемый потенциал образован облаком резервуарных экситонов, в поляритонике его принято называть оптической ловушкой, памятуя о природе его происхождения. На рис. 1.13(в) приведено схематичное изображение кольцевой оптической ловушки, предложенной в работе [141]. Авторы работы следующим образом описывают процесс формирования поляритонного конденсата. Поляритоны, возбуждённые с большой энергией в результате голубого сдвига в области резервуара, распространяются вдоль градиента плотности резервуара к центру ловушки, где испытывают взаимодействие с другими поляритонами. В результате взаимодействий часть поляритонов теряет энергию, оседая в ловушке, в то время как кинетическая энергия остальных

поляритонов возрастает, позволяя им покинуть ловушку. Усиление накачки ведёт к увеличению числа поляритонов внутри ловушки, что влечёт стимулированное заселение поляритонного конденсатного состояния. Отталкивающий экситонный потенциал можно эффективно сочетать с другими подходами к локализации поляритонов, обсуждаемыми в данном параграфе.

Значительную роль в локализации поляритонных конденсатов могут играть оптически неактивные (тёмные) экситоны. Хотя они не взаимодействуют напрямую с фотонами, тем не менее, их появление возможно в условиях оптической накачки. В работе [93] описывается подход к оптическому возбуждению и детектированию тёмных экситонов с чрезвычайно долгим временем жизни, составляющим по оценкам приблизительно 20 нс. В эксперименте возбуждение осуществлялось нерезонансно поляритонным модом в резонаторе (на длине волны 737 нм, соответствующей максимуму коэффициента пропускания структуры) при помощи титан-сапфирового лазера, работающего в импульсно-периодическом режиме с частотой повторений 75.39 МГц. Так называемый оптический затвор, вызывающий снижение коэффициента пропускания структуры, состоял из последовательности семи или восьми импульсов длительностью 100 фс. Измерялась интенсивность пропускания пробного светового пучка диаметром 40 мкм с энергией, отстроенной на 650 мкэВ от дна нижней поляритонной ветви, падающего по нормали к структуре. На рис. 1.14 приведено изменение коэффициента пропускания структуры во времени, включая период работы оптического затвора. Вскоре после того, как на образец поступает первый импульс, интенсивность прошедшего пробного излучения резко уменьшается, начиная затем медленно увеличиваться. До прихода следующего импульса интенсивность не успевает восстановиться до исходной величины. Коэффициент пропускания уменьшается с каждым последующим импульсом. После прихода на образец последнего импульса интенсивность прошедшего излучения начинает медленно — на масштабе десятков наносекунд — возвращаться к величине до включения затвора. Снижение интенсивности прошедшего излучения свидетельствует о сдвиге энергии поляритонов вверх относительно энергии резонансной накачки. Причиной этого сдвига является взаимодействие с резервуаром тёмных экситонов.

Понятие «тёмные экситоны» является собирательным, и оно включает несколько типов возбуждений среды, часть которых можно исключить из ряда возможных источников описанного голубого сдвига поляритонного состояния ввиду различных обстоятельств. Так могут быть исключены запрещённые по чётности и пространственно-непрямые (сформированные электроном в квантовой яме и дыркой в барьере или наоборот) экситоны ввиду того, что они, хотя и слабо, но всё же взаимодействуют со светлыми состояниями, что существенно снижает их время жизни [143]. То же самое касается и антисимметричных экситонных состояний в микрорезонаторах с несколькими квантовыми ямами. Из-за связи с модами утечки (leaky modes) время жизни таких

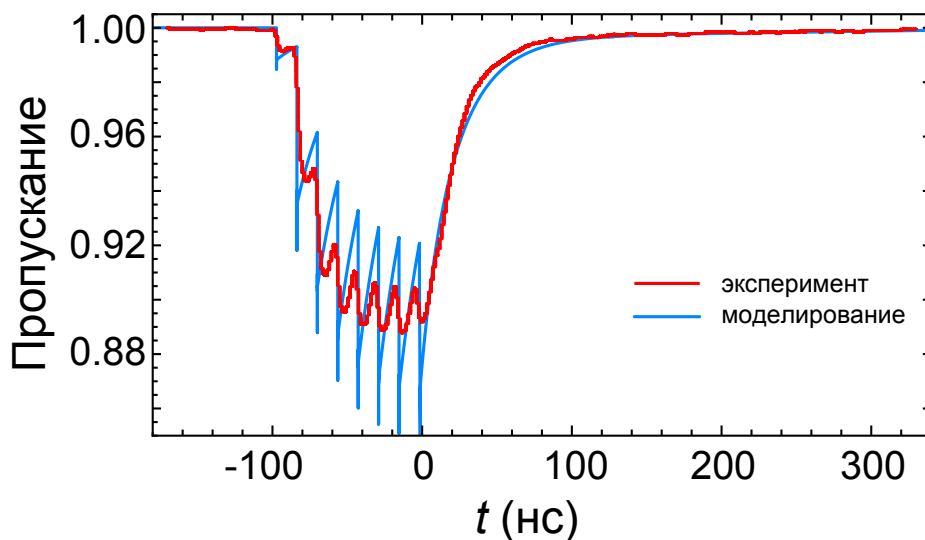


Рисунок 1.14 — Изменение коэффициента пропускания микрорезонатора во времени. Применён оптический затвор из семи последовательных субпикосекундных импульсов. Рисунок адаптирован из статьи [93].

состояний составляет порядка 1 нс [144], что также весьма значительно в сравнении с временем жизни поляритонов, но всё же существенно меньше оцениваемой в эксперименте величины. Ввиду сравнительно короткого времени жизни могут быть исключены также биэкситоны [145].

Наилучшим образом на роль долгоживущих возбуждений подходят два типа экситонных состояний. Первый тип — это экситонные состояния с проекциями углового момента ± 2 , оптические взаимодействия которых запрещены по спину. Их образование возможно в условиях нерезонансной накачки, при этом затухание таких состояний возможно только безызлучательным образом в результате взаимодействия с фононами либо излучательно с предварительным изменением псевдоспина на ± 1 в ходе спиновой релаксации. Однако, как показано в подпараграфе 1.2.2, механизмы, отвечающие за переворот спина частиц, существенно зависят от волнового вектора последних. В связи с этим, для тёмных экситонов с угловыми моментом ± 2 и близким к нулю волновым вектором второй механизм затухания, связанный с переворотом спина, подавлен. Вторым типом долгоживущих тёмных состояний — это возбуждения, разрешённые по спину (с псевдоспином ± 1), но обладающие большими волновыми векторами, существенно отстоящими от волновых векторов фотонов в среде. Основным каналом релаксации таких экситонов является релаксация энергии и волнового вектора вдоль дисперсионной поверхности в оптически активные состояния. Очевидно, важную роль в этом процессе должны играть процессы экситон-экситонного рассеяния, так что время опустошения экситонного резервуара должно заметно зависеть от плотности частиц. Дополнительные наблюдения, осуществлённые при разных мощностях нерезонансной накачки не выявили влияния последней на время восстановления пропускания интенсивности пробного резо-

нансного излучения. Таким образом, экситонные состояния с превдоспином ± 2 являются наиболее вероятными кандидатами на роль долгоживущего тёмного резервуара в описанном эксперименте.

1.3.3. Иные подходы к локализации поляритонов

Слой металла, нанесённый на поверхность брэгговского зеркала

Известный метод манипулирования фотонной компонентой поляритонов состоит в нанесении металлического слоя требуемой конфигурации на поверхность микрорезонатора [146, 147]. Металлический слой модифицирует граничные условия для электромагнитного поля, приводящие к локальному сдвигу резонансной частоты. Конфигурация, включающая металлический слой на поверхности брэгговского зеркала, используется также для наблюдения поверхностных состояний электромагнитного поля, известных как таммовские плазмоны [23, 25, 26, 148]. Недостаток обсуждаемого метода локализации состоит в том, что слой металла вносит дополнительные потери в фотонную моду. Уменьшение толщины слоя будет способствовать снижению потерь, однако, в то же время будет снижаться и глубина локализации.

На рис. 1.15(а) схематично изображена структура, рассмотренная в работе [25]. Она представляет собой распределённый брэгговский отражатель, на поверхность внешнего слоя которой нанесена узкая полоска серебра. Состояния таммовского плазмона возникают на границе двух зеркал: брэгговского и металлического. Схематичное распределение электрической компоненты поля в толще структуры в случае металлической полоски бесконечной ширины приведено на рис. 1.15(б). Структура плазмонной моды существенно зависит от ширины полоски металла, определяющей степень её локализации в плоскости границы зеркал. На рис. 1.15(в) приведено распределение электрической компоненты поля трёх низших по энергии квази-ТМ-поляризованных таммовских плазмонных мод: основной моды и мод с одним и двумя узлами. Рисунок 1.15(г) на примере рассматриваемой структуры подтверждает сделанное ранее утверждение о существенных потерях в структурах, подобных ей. Так показано, что для таммовских плазмонных мод разных поляризаций длина распространения вдоль металлической полоски едва достигает считанных десятков микрометров.

Управление диссипацией

В работах [76, 149] подробно обсуждается управление поляритонными потоками посредством контроля диссипационных свойств поляритонной структуры, которые в общем виде описываются слагаемым $\Gamma(t, \mathbf{r})$ в выражении (1.75). Так, в частности, обсуждается возможность создания поляритонной сети на основе слабодиссипативных каналов и диссипативных гейтов. Для формирова-

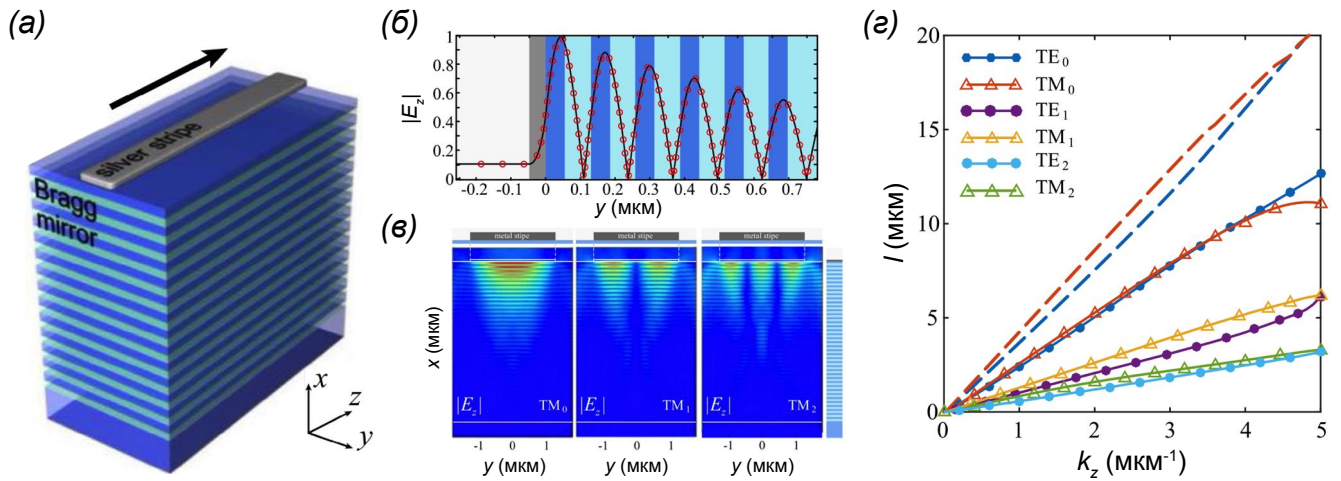


Рисунок 1.15 — (а) Схематичное изображение брэгговского зеркала, на поверхность которого нанесена узкая полоска металла (серебра). (б) Распределение ТМ моды таммовского плазмона в структуре в случае полоски металла бесконечной ширины. Красными круглыми маркерами обозначено численное решение, полученное при помощи COMSOL, сплошной чёрной линией обозначено решение, полученное при помощи метода матриц переноса. (в) Распределение электрической компоненты поля для трёх низших по энергии квази-ТМ мод таммовского плазмона. (г) Зависимость длины распространения разных таммовских плазмонных мод от величины компоненты их волнового вектора вдоль металлической полоски. Рисунки адаптированы из работы [25].

ния диссипативных каналов в работах [76, 149] предлагается изменять резонансные свойства квантовой ямы путём взаимной диффузии материалов ямы и прилегающего барьера. Это может быть сделано путём термического отжига резонаторной структуры, на поверхность которой нанесена маска из материала с низким коэффициентом теплопроводности [150]. Также может использоваться метод локальной имплантации высокоэнергетичных ионов (в том числе протонов) [146, 151]. Для управления диссипативными свойствами структуры во времени предлагается стимулирование формирования биэкситонов, а также инжекция носителей заряда [152].

Внешнее давление

Точечное прикладывание давления к микрорезонаторной структуре, содержащей квантовые ямы, приводит к формированию в структуре гармонической ловушки для экситонов и, как следствие, экситонных поляритонов [3, 153]. Для проведения такой манипуляции образец фиксируется по краям, при этом его центральная часть остаётся свободной. Со стороны подложки к образцу подводится заострённый штифт (pin), посредством которого к образцу прикладывается усилие порядка одного ньютона. Величина усилия зависит от толщины образца и требуемой глубины ловушки. Важно отметить, что деформация образца вызывает нарушение симметрии в структуре, что сказыва-

вается на спиновых свойствах возбуждаемых в ней экситонов. Так в присутствии механического напряжения в работе [154] было получено рекордное расщепление поляризаций поляритонов, составляющее почти один миллиэлектрон вольт.

Эти и иные методы захвата поляритонов и управления их пространственным распределением подробно рассмотрены в обзоре [146].

1.4. Краткие итоги главы 1

Данная глава носит преимущественно обзорный характер и содержит основные понятия, подходы и методы, используемые в содержательной части диссертации. Часть приведённых сведений основана на результатах исследований автора.

— Экситонные поляритоны — это собственные моды полупроводниковой структуры, возникающие в условиях сильной связи света с элементарными возбуждениями в полупроводнике — экситонами. Сильная связь возникает в условиях близкого к резонансу взаимодействия оптического излучения с экситонами, когда энергия взаимодействия превышает потери в экситонной и фотонной компонентах. Для усиления экситон-фотонной связи используются микрорезонаторы, локализирующие распространение фотонов в одном из направлений. В связи с этим, в большинстве задач поляритоники поведение поляритонов ограничено двумя пространственными измерениями. Экситоны, участвующие в образовании поляритонных мод, формируются в квантовых ямах, встраиваемых в резонатор. В результате экситон-фотонного взаимодействия формируются две поляритонные моды. В диссертации внимание сфокусировано на нижней поляритонной моде, обладающей фотоноподобной природой при малых волновых векторах. Экситонные поляритоны наследуют от фотонной компоненты маленькую эффективную массу, лежащую в основе их высокой подвижности в сравнении с экситонами. От экситонной компоненты они наследуют способность взаимодействовать друг с другом, лежащую в основе нелинейных эффектов, а также подверженность воздействиям извне, включая внешние электрические и магнитные поля.

— Являясь бозонами, экситонные поляритоны подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и способны переходить в конденсированную фазу. Свидетельствами перехода в таковую являются макроскопическое заселение основного состояния, голубой сдвиг, сужение спектра, а также спонтанное возникновение линейной поляризации. Поляритонные конденсаты обладают следующими характерными особенностями. Во-первых, они формируются в двумерных поляритонных системах, что предполагает наличие локализирующего потенциала. Во-вторых, ввиду конечного времени жизни поляритонов конденсаты являются неравновесными, существующими в условиях баланса накачки и потерь.

— Оптическое возбуждение поляритонных конденсатов может осуществляться нерезонансным и резонансным лазерным излучением. В первом случае излучение оптической накачки обладает энергией, существенно превышающей энергию поляритонов нижней дисперсионной ветви. Накачка поляритонного состояния осуществляется в ходе релаксации некогерентных экситоноподобных поляритонов в результате цепочки последовательных взаимодействий между собой и с фононами в кристаллической решётке. При резонансной накачке энергия и волновой вектор наследуются поляритонным состоянием от излучения накачки.

— Поляритоны обладают спиновой степенью свободы, которую они наследуют от обеих своих составляющих. Оптически активные экситоны с псевдоспинами $+1$ и -1 способны связываться с фотонами резонатора двух ортогональных поляризаций — правоциркулярной и левоциркулярной соответственно, — образуя состояние поляритонного спинового дублета поляритона. Это позволяет отождествлять понятия поляризации и псевдоспина поляритонов. В поляритонной структуре существует набор механизмов спин-орбитального взаимодействия, приводящих к изменению спина поляритонов в ходе их эволюции. Ключевым механизмом является расщепление ТЕ- и ТМ-поляризованных поляритонных мод, возникающее в результате ТЕ-ТМ расщепления фотонной компоненты в резонаторе. Спин-орбитальное взаимодействие поляритонов может быть индуцировано извне: например, воздействием внешнего магнитного поля. Эффект спин-орбитального взаимодействия удобно описывать, вводя характеризующее его эффективное магнитное поле, вызывающее прецессию поляритонного псевдоспина.

— Для описания поведения экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторе используется обобщённое уравнение Гросса-Питаевского, учитывающее неконсервативные процессы в системе, в том числе взаимодействие с резервуаром некогерентных экситонов. В случае учёта спиновой степени свободы уравнение может быть адаптировано для спинорной волновой функции.

— Для управления пространственным распределением плотности и поляризации поляритонного конденсата используется комплексный эффективный потенциал. В его основе лежат стационарный потенциал ловушки, определяемый геометрическими особенностями структуры, отталкивающее взаимодействие поляритонов внутри конденсата и поляритонов с экситонами некогерентного резервуара, пространственное распределение накачки и потерь.

Глава 2.

Незатухающие циркулярные токи экситонных поляритонов в цилиндрических микростолбиковых резонаторах

Незатухающие токи — яркое явление в квантовых когерентных системах. В основе их возникновения лежит не взаимность (nonreciprocity) систем [155], которая состоит в нарушении эквивалентности направлений распространения в них частиц или волн. Были проведены обширные исследования незатухающих токов в кольцевых бозе-эйнштейновских конденсатах ультрахолодных атомов. Нарушение взаимности в них осуществлялось при помощи вращающегося барьера [156–158] или искусственного калибровочного поля [159], индуцированного, например, внешним лазерным пучком [160] или вращением ловушки с конденсатом с постоянной скоростью [161]. Разработан широкий спектр подходов к нарушению взаимности в фотонных системах. Среди них оптомеханическая связь в микрокольцевых резонаторах [162], модуляция показателя преломления в волноводных кольцевых резонаторах [163] и керровская нелинейность в фотоннокристаллических контурах [164].

Как показано в параграфе 1.1, по своей природе экситон-поляритонный конденсат является сильно неравновесной системой [54, 56]. В состоянии динамически устойчивого равновесия конденсат существует в условиях баланса между накачкой от внешнего источника и потерями поляритонов. Именно неравновесная природа макроскопических поляритонных состояний открывает новые возможности для нарушения взаимности поляритонной системы. Для этих целей могут использоваться описанные в параграфе 1.3 подходы к конструированию эффективного потенциала

для поляритонов. Эффективный потенциал, включающий пространственно-неоднородные накачку и диссипацию, модифицируется таким образом, что система становится хиральной, и это ведёт к появлению в ней поляритонных токов.

В настоящей главе интерес представляют незатухающие азимутальные токи поляритонов в ловушке. Для описания циркулярных токовых состояний удобно использовать приведённый орбитальный угловой момент ℓ введённый в подпараграфе 1.1.5. Наиболее широко изучаемыми токовыми (обладающими ненулевым орбитальным угловым моментом) состояниями являются вихревые состояния. Вместе с ненулевым орбитальным угловым моментом ℓ они также характеризуются ненулевым числом кручения m , определяемым выражением (1.32). Когерентное люминесцентное излучение таких конденсатов характеризуется спиральным волновым фронтом. Вихревое состояние характеризуется сингулярностью фазы в точке с нулевой плотностью, известной как ядро вихря (vortex core). В изотропной сверхтекучей жидкости вихревые состояния обладают азимутально-однородным распределением плотности вокруг ядра. При этом значения орбитального углового момента и числа кручения совпадают. Однако, это совпадение является скорее исключением в широком разнообразии циркулярных токовых состояний, поскольку значения ℓ и m как правило не равны и в общем случае не коррелируют друг с другом. В то время как m непременно принимает целые значения, ℓ может быть дробным. Так состояния с дробным орбитальным угловым моментом известны, например, в оптике [165, 166] и ультрахолодных атомах [157, 158]. Для них характерно нарушение азимутальной симметрии, выражающееся в наличии искажения в кольцевом распределении интенсивности (или плотности), сопровождающееся резким — близким к скачкообразному — изменением фазы в области искажения. В оптике для генерации подобных состояний используются вихревые линзы [167] или спиральные пластинки [168] со сложным профилем. В бозе-эйнштейновских конденсатах ультрахолодных атомов модуляция плотности в азимутальном направлении инициировалась введением локального дефекта [157, 158].

В настоящей главе описан подход к возбуждению незатухающих циркулярных поляритонных токов в кольцеобразной ловушке в присутствии пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачки. В первом параграфе предложена модель для описания токовых состояний поляритонов в кольцевой геометрии с нарушенной азимутальной симметрией. Во втором параграфе приведены результаты моделирования, демонстрирующие поляритонные токовые состояния как с целыми, так и с дробными орбитальными угловыми моментами. Изучено влияние геометрии эффективного локализирующего потенциала на орбитальный угловой момент поляритонного конденсата. Третий параграф содержит результаты экспериментальных наблюдений азимутальных токов в микростолбиковом резонаторе, подтверждающие состоятельность теоретических предсказаний.

Важно отметить, что рассмотрение в главе ограничивается скалярным поляритонным полем. Для генерации поляритонных токовых состояний как с целыми, так и дробными орбитальными угловыми моментами используется управляемый эффективный комплексный потенциал, позволяющий модулировать плотность поляритонного конденсата и наделять систему хиральностью.

2.1. Модель для описания экситон-поляритонного конденсата в кольцеобразном потенциале с нарушенной азимутальной симметрией

Рассматриваемая система схематично изображена на рис. 2.1. В её основе лежит микростолбиковый резонатор цилиндрической формы со встроенными квантовыми ямами (см. подробнее о структурах такого типа в подпараграфе 1.3.1). Поляритонный конденсат возбуждается сфокусированным гауссовым пучком нерезонансной оптической накачки вблизи центра микроцилиндра. Оптически индуцированный резервуар некогерентных экситонов в сочетании со стационарным потенциалом микроцилиндра формирует эффективный локализирующий потенциал для поляритонов, который обладает формой, близкой к кольцевой.

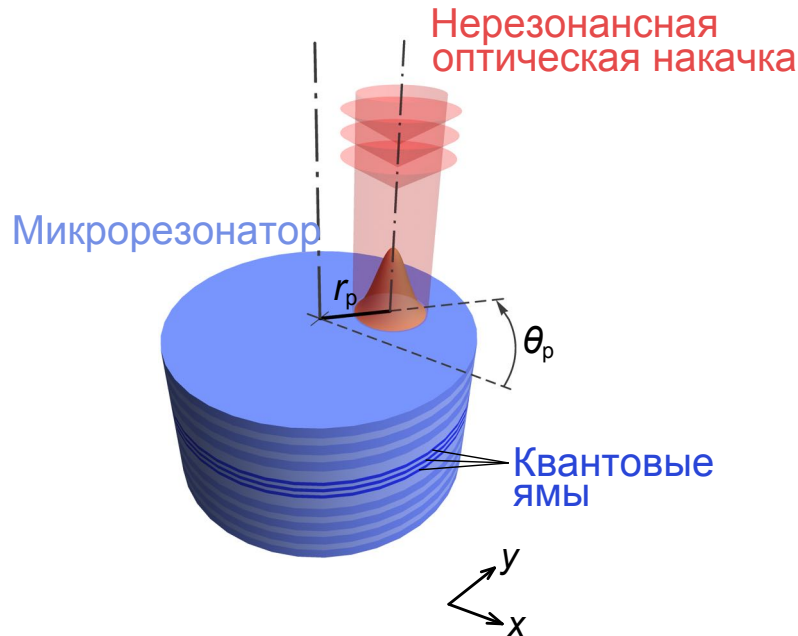


Рисунок 2.1 — Схема возбуждения экситон-поляритонного конденсата в микроцилиндре нерезонансной оптической накачкой. Рисунок адаптирован из статьи [169].

Для описания незатухающих поляритонных токов в кольцеобразной ловушке за основу берётся обобщённое уравнение Гросса-Питаевского (1.35) для скалярной волновой функции поля-

ритонного конденсата $\Psi(t, \mathbf{r})$. При этом стационарный потенциал записывается в виде $V(\mathbf{r}) = V_c(r) + \delta V(\mathbf{r})$, включающем азимутально-симметричный потенциал микроцилиндра $V_c(r)$ и возмущающее слагаемое $\delta V(\mathbf{r})$, описывающее нарушение осевой симметрии микроцилиндра. Отталкивающее взаимодействие поляритонов с экситонным резервуаром приводит к формированию максимума эффективного потенциала $V(\mathbf{r})$ под пятном накачки, где преимущественно локализован резервуар. Высота максимума потенциала пропорциональна концентрации экситонов в резервуаре, и она может быть дополнительно увеличена за счет оптически неактивных (тёмных) экситонных состояний [93].

Поляритонное состояние пополняется из экситонного резервуара, который в свою очередь возбуждается пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачкой. Плотность резервуара $n_R(t, \mathbf{r})$ подчиняется уравнению (1.36). Распределение интенсивности непрерывной нерезонансной накачки $P(\mathbf{r})$ описывается гауссовой функцией

$$P(\mathbf{r}) \sim e^{-(x-x_p)^2/2w_x^2 + (y-y_p)^2/2w_y^2}, \quad (2.1)$$

смещённой от центра микроцилиндра вдоль радиус-вектора $\mathbf{r}_p = (x_p, y_p)$. Пятно накачки в общем случае имеет эллиптическую форму. Для удобства введён параметр эллиптичности $\tilde{s} = w_y/w_x$, где $w_{x,y}$ – ширины пятна накачки вдоль осей x и y . Для дальнейшего рассмотрения удобно представить оптическую накачку в следующем виде:

$$P(\mathbf{r}) = P_s(r) + \delta P(\mathbf{r}), \quad (2.2)$$

где $P_s(r)$ – азимутально-симметричная компонента, определяемая как

$$P_s(r) = P(\mathbf{r})|_{\substack{\mathbf{r}_p=(0,0) \\ w_x=w_y}} \sim e^{-(x^2+y^2)/2w_x^2}, \quad (2.3)$$

а $\delta P(\mathbf{r})$ – возмущающая добавка, описывающая нарушение азимутальной симметричности пятна накачки. Полагая динамику экситонов в резервуаре быстрой в сравнении с динамикой конденсата, можно задать плотность резервуара в следующем виде [85]:

$$n_R(t, \mathbf{r}) \simeq \frac{P(\mathbf{r})}{\gamma_R + R|\Psi(t, \mathbf{r})|^2} \approx \frac{P(\mathbf{r})}{\gamma_R} - \frac{P(\mathbf{r})R|\Psi(t, \mathbf{r})|^2}{\gamma_R^2}, \quad (2.4)$$

где первое слагаемое описывает возбуждение экситонного облака оптической накачкой, а второе слагаемое ответственно за истощение резервуара.

При численном моделировании используются следующие значения параметров: эффективная масса поляритонов $m^* = 5 \cdot 10^{-5} m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, скорости затухания

поляритонов и экситонов в резервуаре $\gamma = 0.02 \text{ пс}^{-1}$ и $\gamma_R = 0.025 \text{ пс}^{-1}$ соответственно, скорость стимулированного рассеяния из резервуара $\hbar R = 0.05 \text{ мЭВ} \cdot \text{мкм}^2$, нелинейные коэффициенты $\alpha = \alpha_R/2 = 3 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$, ширина пятна накачки $w_x = 2 \text{ мкм}$, диаметр микроцилиндра 25 мкм .

Азимутально-симметричная задача

Следует начать рассмотрение с азимутально-симметричной линейной задачи, положив $\delta V(\mathbf{r}) = \delta P(\mathbf{r}) = 0$ и $\alpha|\Psi(t, \mathbf{r})|^2 \rightarrow 0$. В узком кольце энергия локализации в радиальном направлении существенно превышает кинетическую энергию поляритонов в азимутальном направлении. Это позволяет рассматривать азимутальную динамику поляритонов как возмущение радиальной задачи [54, 170, 171]. Для этого волновая функция $\Psi(t, \mathbf{r})$, записанная в полярных координатах $\mathbf{r} = (r, \theta)$, раскладывается следующим образом: $\Psi_{m,n}(t, \mathbf{r}) = \Psi_{m,n}(\mathbf{r}) \exp(-iE_{m,n}t) = \Upsilon_n(r) \exp[i(m\theta - E_{m,n}t)]$, где $E_{m,n} = E_r^{(n)} + E_\theta^{(m,n)}$ – комплексная энергия состояния (n, m) ; n и m – радиальное и азимутальное квантовые числа. $E_r^{(n)}$ и $E_\theta^{(m,n)}$ – собственные значения в радиальной и азимутальной задачах. Радиальная компонента волновой функции удовлетворяет следующему уравнению:

$$E_r^{(n)}\Upsilon_n = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla_r^2 + V_c(r) + \frac{\alpha_R P_s(r)}{\gamma_R} \right] \Upsilon_n + \frac{i\hbar}{2} \left(\frac{R P_s(r)}{\gamma_R} - \gamma \right) \Upsilon_n, \quad (2.5)$$

где $\nabla_r^2 = \partial_{rr}^2 + r^{-1}\partial_r$. В узком кольце поляритоны преимущественно оккупируют низшее радиальное состояние $n = 1$. Это позволяет исключить из дальнейшего рассмотрения высшие моды, оставив только $\Upsilon_1(r)$. В последующих подпараграфах будут даны дополнительные аргументы в пользу такого допущения. Далее для удобства записи индекс « n » опускается, и используются следующие обозначения: $\Psi_m(\mathbf{r}) \equiv \Psi_{1,m}(\mathbf{r})$, $\Upsilon(r) \equiv \Upsilon_1(r)$, $E_m \equiv E_{1,m}$ и $E_\theta^{(m)} \equiv E_\theta^{(1,m)}$. Вклад азимутальной компоненты волновой функции в собственную энергию основной моды находится как $E_\theta^{(m)} = (\hbar^2 m^2 / 2m^*) \int_0^\infty |\Upsilon|^2 r^{-1} dr$. Радиальное распределение плотности поляритонного конденсата для используемых параметров приведено на рис. 2.2.

Проецирование уравнения Гросса-Питаевского на базис азимутально-симметричных состояний

Для выявления влияния нарушения азимутальной симметрии на динамику поляритонного конденсата уравнение Гросса-Питаевского (1.35) проецируется на базис $\Psi_m(\mathbf{r})$. В результате подстановки факторизованной волновой функции $\Psi(t, \mathbf{r}) = \Upsilon(r)\Phi(t, \theta)$ в уравнение (1.35) и усреднения

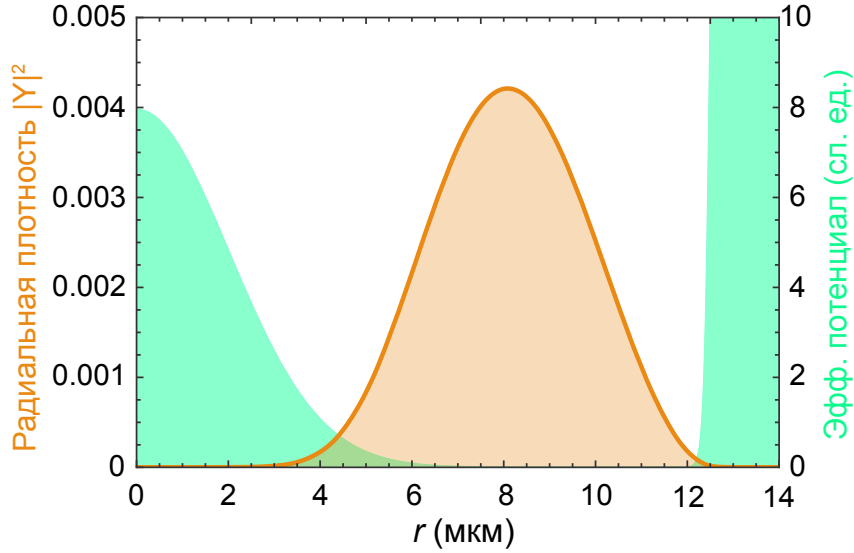


Рисунок 2.2 — Радиальное распределение плотности поляритонного конденсата. Зелёная область обозначает эффективный потенциал, образованный экситонным резервуаром и границей микроцилиндра. Рисунок адаптирован из статьи [169].

результата по r получается уравнение для азимутальной компоненты $\Phi(t, \theta)$:

$$\partial_t \Phi(t, \theta) = -i\hbar^{-1} \hat{T}_\theta \Phi(t, \theta) - [iU_1(\theta) - I_1(\theta)] \Phi(t, \theta) - [iU_2(\theta) - I_2(\theta)] |\Phi(t, \theta)|^2 \Phi(t, \theta), \quad (2.6)$$

где оператор кинетической энергии \hat{T}_θ и зависящие от азимутального угла θ коэффициенты определяются как

$$\hat{T}_\theta = E_r - \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\int_0^\infty \frac{|\Upsilon(r)|^2}{r} dr \right) \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \quad (2.7a)$$

$$U_1(\theta) = \frac{1}{\hbar} \int_0^\infty \left[\delta V(\mathbf{r}) + \frac{\alpha_R}{\gamma_R} \delta P(\mathbf{r}) \right] |\Upsilon(r)|^2 r dr, \quad (2.7б)$$

$$I_1(\theta) = \frac{R}{2\gamma_R} \int_0^\infty \delta P(\mathbf{r}) |\Upsilon(r)|^2 r dr, \quad (2.7в)$$

$$U_2(\theta) = \frac{1}{\hbar} \int_0^\infty \left(\alpha - \frac{R\alpha_R P(\mathbf{r})}{\gamma_R^2} \right) |\Upsilon(r)|^4 r dr, \quad (2.7г)$$

$$I_2(\theta) = -\frac{R^2}{2\gamma_R^2} \int_0^\infty P(\mathbf{r}) |\Upsilon(r)|^4 r dr. \quad (2.7д)$$

Коэффициенты $U_1(\theta)$ и $I_1(\theta)$ описывают нарушение азимутальной симметрии в результате смещения пятна накачки и асимметричности стационарного потенциала. $U_2(\theta)$ и $I_2(\theta)$ характеризуют вклад эффектов взаимодействия.

Следующим шагом является разложение азимутальной компоненты волновой функции конденсата поляритонов $\Phi(t, \theta)$ в спектр собственных функций

азимутально-симметричной задачи:

$$\Phi(t, \theta) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} \psi_m(t) e^{im\theta}, \quad (2.8)$$

где $\psi_m(t)$ – зависящие от времени комплексные коэффициенты разложения. Разложение (2.8) аналогично преобразованию Фурье функции с периодическими граничными условиями. Разложению по азимутальным гармоникам подвергаются также коэффициенты (2.7):

$$U_j = \sum_{m \in \mathbb{Z}} U_j^{(m)} e^{im\theta}, \quad I_j = \sum_{m \in \mathbb{Z}} I_j^{(m)} e^{im\theta}, \quad (2.9)$$

где $j = 1, 2$. Результатом подстановки разложений (2.8) и (2.9) в уравнение (2.6) является система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для коэффициентов $\psi_m(t)$:

$$\begin{aligned} \partial_t \psi_m = & -i\hbar^{-1} E_m \psi_m - \sum_{m' \in \mathbb{Z}} \left(iU_1^{(m')} - I_1^{(m')} \right) \psi_{m-m'} - \\ & - \sum_{m' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'' \in \mathbb{Z}} \sum_{m''' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'''' \in \mathbb{Z}} \delta_{m+m''''} \delta_{m'+m''+m'''} \left(iU_2^{(m')} - I_2^{(m')} \right) \psi_{m''''}^* \psi_{m'''} \psi_{m''}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Населённость поляритонного состояния $N(t)$ и приведённый орбитальный угловой момент $\ell(t)$ можно выразить через разложение (2.8) следующим образом:

$$N(t) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\psi_m(t)|^2, \quad \ell(t) = \frac{1}{N(t)} \sum_{m \in \mathbb{Z}} m |\psi_m(t)|^2. \quad (2.11a, б)$$

Удобно описать орбитальный угловой момент как дисбаланс вкладов компонент разложения, описывающих поляритонные токи по часовой стрелке и против часовой стрелки:

$$\ell(t) = \frac{1}{N(t)} \sum_{m \in \mathbb{N}} m (|\psi_m(t)|^2 - |\psi_{-m}(t)|^2). \quad (2.12)$$

Второе слагаемое в правой части уравнения (2.10) можно рассматривать как источник внутренних циркулярных токов в поляритонном конденсате. Из-за хиральности, вызванной азимутальной асимметрией накачки и эффективного потенциала, ортогональные спектральные компоненты m и $-m$ накачиваются с разной скоростью. Это вызывает дисбаланс населённостей токовых состояний с противоположными направлениями, что отражается в возникновении преимущественного направления поляритонного тока. Поскольку оптическая накачка является пространственно-локализованной, направление поляритонных токов определяется конкуренцией накачки и потерь в разных областях поляритонного конденсата. Локальной мерой баланса накачки и потерь является дивергенция потока $D = \nabla \mathbf{J}$ [53], которая для азимутальной компоненты определяется следую-

щим образом:

$$D_{\theta}(\theta) = \sum_{m \in \mathbb{N}} \sum_{m' \in \mathbb{N}} m(m' - m) \psi_{m'}^* \psi_m e^{i(m-m')\theta}. \quad (2.13)$$

$D_{\theta} > 0$ в области усиления и $D_{\theta} < 0$ в области потерь. В устойчивом режиме суммарные потери в точности компенсируются суммарной накачкой, что соответствует следующему условию: $\int_0^{\infty} D_{\theta} d\theta = 0$.

Применимость модели для описания циркулярных токовых состояний

Одним из приближений в построении модели является учёт только основной радиальной поляритонной моды. За справедливость этого приближения выступают следующие аргументы. В кольцевой геометрии чем уже кольцо локализуемого потенциала, тем более оправданным является разделение азимутальной и радиальной компонент волновой функции. В кольце конечной ширины распределение по энергиям состояний с $n \geq 1$ и $m \neq 0$ определяется формой потенциала. Так в узком кольце несколько состояний с наименьшей энергией могут характеризоваться одинаковым значением $n = 1$ и отличаться только величиной m . Чем уже кольцо, тем больше состояний с $n = 1$ и разными m обладают наименьшей энергией. В пределе бесконечно узкого кольца существует только основное радиальное состояние в сочетании с бесконечным набором азимутальных состояний. Другим важным аргументом в пользу справедливости используемого приближения является тот факт, что в описанных в параграфе 2.3 экспериментах не наблюдались иные радиальные состояния, кроме основного.

Предложенная модель справедлива при умеренной мощности накачки, когда система находится в нелинейном режиме. Как показано в работе [172], в этом режиме лепестковая форма поляритонного конденсата в микроцилиндре сменяется серповидной: именно в этом случае становится возможным разделение радиальной и азимутальной компонент волновой функции конденсата.

Еще одним ограничением применимости предложенной модели является время жизни поляритонов, которое должно быть достаточно большим для образования кольцевого конденсата поляритонов вокруг индуцированного накачкой максимума эффективного потенциала. В отличие от короткоживущих поляритонов, конденсирующихся преимущественно под пятном накачки (см., например, работу [52]), долгоживущие поляритоны образуют конденсаты вне пятна накачки в минимуме потенциала ловушки.

Предложенная модель может быть адаптирована для иной геометрии возможного эксперимента, в которой индуцированный накачкой потенциал и стационарный потенциал меняются местами. Так для локализации поляритонов может использоваться оптическая ловушка, создаваемая нерезонансной накачкой [142, 173, 174]. В сочетании с центральным максимумом потенциала

независимо от его происхождения кольцевые оптические ловушки позволяют создавать хиральный потенциал, необходимый для возникновения циркулярных токов поляритонов. О методах локализации поляритонов в плоскости резонатора см. подробнее в параграфе 1.3 ввводной главы.

В экспериментах, описанных далее в данной главе, для определения орбитального углового момента поляритонного конденсата используется метод интерферометрии, предполагающий анализ интерференции фотолюминесценции поляритонного конденсата с опорной волной. В работе [175] предложен отличающийся элегантностью альтернативный подход к измерению дробного орбитального углового момента света. Он основан на разложении светового пучка на несколько вихревых световых пучков с целочисленными орбитальными угловыми моментами в реальном пространстве при помощи пространственного оптического модулятора. Орбитальный угловой момент исходного пучка при этом можно найти усреднением орбитальных угловых моментов результирующих пучков, используя интенсивности последних как весовые коэффициенты. Таким образом, разложение (2.8), являясь математической абстракцией, удобным способом описания сложной структуры волновой функции поляритонного конденсата, тем не менее, обладает физической глубиной и несёт важное практическое значение.

2.2. Поляритонные конденсаты с азимутальными токами

Рассматривается экситон-поляритонный конденсат в микроцилиндре по достижении им динамически устойчивого состояния в условиях баланса пространственно-локализованной накачки и потерь. Поскольку оптическая накачка обеспечивает как формирование потенциального барьера, нарушающего симметрию, так и пополнение поляритонного состояния, высота барьера коррелирует с коэффициентом усиления конденсата и не может рассматриваться как независимый параметр. Азимутально-симметричные состояния возникают, если симметричное ($\tilde{s} = 1$) пятно накачки расположено непосредственно в центре микроцилиндра, $\mathbf{r}_p = 0$. Такие состояния являются вихревыми и обладают целочисленными орбитальными угловыми моментами $\ell = m$. В таких условиях вихревые состояния могут возникать спонтанно [174], либо индуцироваться внешним воздействием [54], например, коротким резонансным лазерным импульсом [71]. Нелинейные эффекты, вызванные взаимодействием поляритонов, влияют на энергию конечного состояния, но не на его орбитальный угловой момент.

Для нарушения азимутальной симметрии используется пучок оптической накачки с эллиптическим сечением ($\tilde{s} \neq 1$), смещённый на вектор $\mathbf{r}_p \neq 0$. В дальнейшем рассмотрении эллиптичность накачки \tilde{s} , азимутальное θ_p и радиальное r_p смещения пятна накачки рассматриваются как

управляющие параметры для контроля поляритонных токовых состояний. Стационарный потенциал полагается азимутально-симметричным, $\delta V(\mathbf{r}) = 0$.

2.2.1. Поляритонные токовые состояния с дробным орбитальным угловым моментом

В серии численных экспериментов изучено влияние управляющих параметров системы, \tilde{s} и θ_p , на величину орбитального углового момента поляритонного конденсата в микроцилиндре. На рис. 2.3(а,б) представлены орбитальный угловой момент и топологический заряд поляритонного состояния как функции азимутального сдвига и эллиптичности пятна накачки при фиксированном радиальном смещении. Зависимости повторяются для углов от 180° до 360° . Орбитальный угловой момент конденсата является управляемой величиной, и он может принимать как положительные (при пятне накачки в квадрантах I и III), так и отрицательные (при пятне накачки в квадрантах II и VI) значения в соответствии с направлением поляритонного тока.

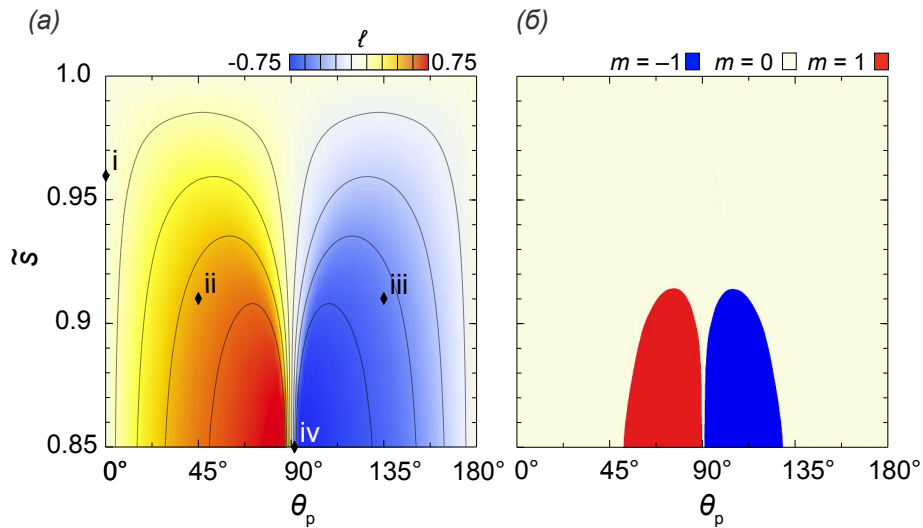


Рисунок 2.3 — (а) Орбитальный угловой момент ℓ и (б) топологический заряд m поляритонного конденсата как функции азимутального сдвига θ_p и эллиптичности \tilde{s} пятна накачки при фиксированном радиальном смещении $r_p = 0.5$ мкм. На (а) для удобства приведены контуры постоянных значений орбитального углового момента. Чёрные маркеры на (а), пронумерованные от i до iv, указывают значения параметров θ_p и \tilde{s} , используемые для построений на рис. 2.4. Рисунки адаптированы из статьи [169].

На рис. 2.4 приведены примеры токовых состояний поляритонов с дробными орбитальными угловыми моментами. В столбце i (панели (а–г)) показано состояние конденсата с $\ell = 0$, возникающее в случае, когда большая ось эллипса сечения пятна накачки параллельна направлению её сдвига. Из-за смещения накачки фаза конденсата с нулевым орбитальным угловым моментом всё же пространственно-неоднородна, и в конденсате присутствуют стационарные поляритонные то-

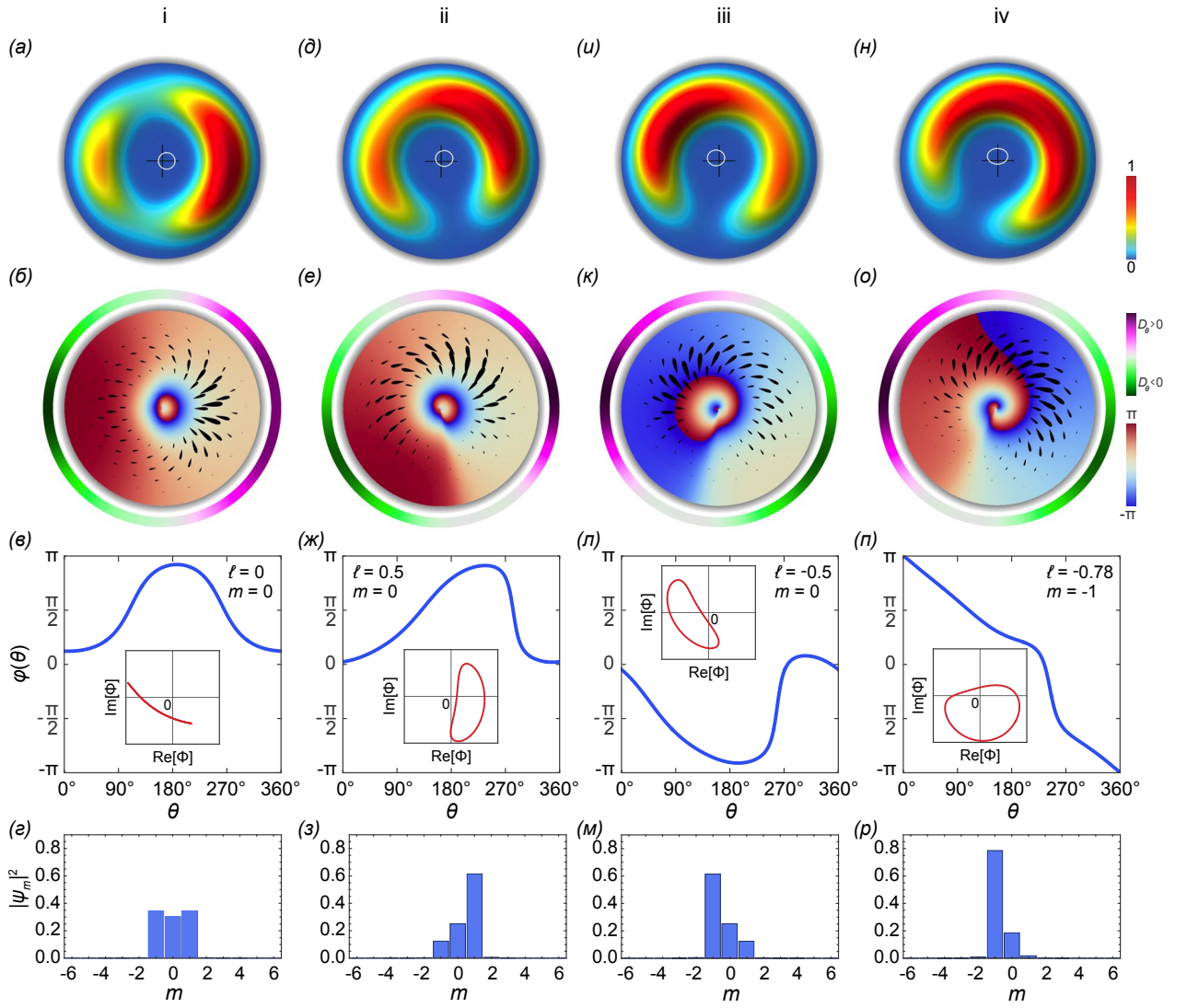


Рисунок 2.4 — Результаты численного моделирования поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами. Для каждого численного эксперимента получены распределение плотности (верхний ряд) и фазы (второй сверху ряд) в микростолбцовом резонаторе, а также азимутальное распределение фазы (третий сверху ряд) конденсата и разложение токового состояния в спектр вихревых состояний (нижний ряд). Используемые значения управляющих параметров θ_p и \tilde{s} : (а–г) $\theta_p = 0^\circ$ и $\tilde{s} = 0.96$, (д–з) $\theta_p = 45^\circ$ и $\tilde{s} = 0.91$, (и–м) $\theta_p = 135^\circ$ и $\tilde{s} = 0.91$, (н–р) $\theta_p = 91^\circ$ и $\tilde{s} = 0.85$. Чёрное перекрестье и белый эллипс на панелях в верхнем ряду указывают центр микроцилиндра и форму сечения пятна накачки соответственно. Чёрными каплями на панелях во втором ряду изображено векторное поле плотности поляритонных токов \mathbf{J} . Пурпурно-зелёные диаграммы на панелях во втором ряду указывают азимутальное распределение баланса накачки и потерь: $D_\theta > 0$ (пурпурный) и $D_\theta < 0$ (зелёный). Вставки на панелях в нижнем ряду иллюстрируют параметрическую связь действительной и мнимой частей азимутальной компоненты поляритонной волновой функции $\Phi(\theta)$, которая позволяет отличать вихревые состояния ($m \neq 0$) от невихревых ($m = 0$): в первом случае начало координат $(0, 0)$ лежит за пределами параметрического контура. Рисунки адаптированы из статьи [169].

ки, см. 2.4(б). Однако, поскольку система нехиральна, токовые состояния по часовой стрелке и против часовой стрелки накачиваются одинаково. Область локального усиления конденсата ($D_\theta > 0$) находится со стороны накачки, сменяясь с противоположной стороны микроцилиндра областью потерь ($D_\theta < 0$). Разложение описываемого состояния в спектр по вихревым состояниям в соответствии с (2.8) приведено на рис. 2.4(г). Наиболее заметный вклад в формирование состояния вносят компоненты с $m = 0$ и $m = \pm 1$, при этом вклад противоположно-направленных вихревых состояний одинаков.

В столбцах ii и iii на рис. 2.4 показаны поляритонные состояния с орбитальными угловыми моментами $\ell = 0.5$ и $\ell = -0.5$ соответственно. Особенностью поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами является провал в азимутальном распределении плотности. Азимутальный сдвиг пятна накачки составляет 45° и 135° на рисунках 2.4(д) и 2.4(и) соответственно. Поскольку в рассматриваемых случаях направления по часовой стрелке и против часовой стрелки не эквивалентны, возникают поляритонные состояния с внутренними токами, имеющими предпочтительное азимутальное направление. Центробежная компонента поляритонных токов также имеет место. За пределами провала плотности фаза поляритонных конденсатов плавно меняется с изменением азимутального угла. В области провала плотности конденсата, однако, плавное изменение фазы сменяется резким скачком. Величина скачка такова, чтобы суммарное изменение фазы за один обход вокруг центра микроцилиндра было нулевым. Следует подчеркнуть, что, хотя в обоих случаях возникают циркулярные поляритонные токи, полученные поляритонные состояния не являются вихревыми: топологический заряд таких состояний легко оценить как $m = 0$, см. рис. 2.4(ж,л). Спектры разложения по вихревым состояниям, приведённые на рисунках 2.4(з) и 2.4(м), зеркальны друг другу относительно $m = 0$. Следует отметить, что в общем случае равенство орбитальных угловых моментов двух токовых поляритонных состояний не обязательно подразумевает совпадения их спектров разложения по вихревым состояниям, поскольку одинаковые значения ℓ могут быть получены при разных значениях управляющих параметров r_p , θ_p и \tilde{s} .

2.2.2. Поляритонные вихри

Наличие незатухающих поляритонных токов в кольцевом потенциале не обязательно указывает на образование вихрей в поляритонном конденсате. Локализованное поляритонное состояние приобретает ненулевой орбитальный угловой момент, величина которого определяется азимутальной модуляцией как его плотности, так и фазы. При этом набег фазы за один обход по кольцу кратен 2π . Вихревое состояние поляритонного конденсата — это частный случай состояния с азимутальным

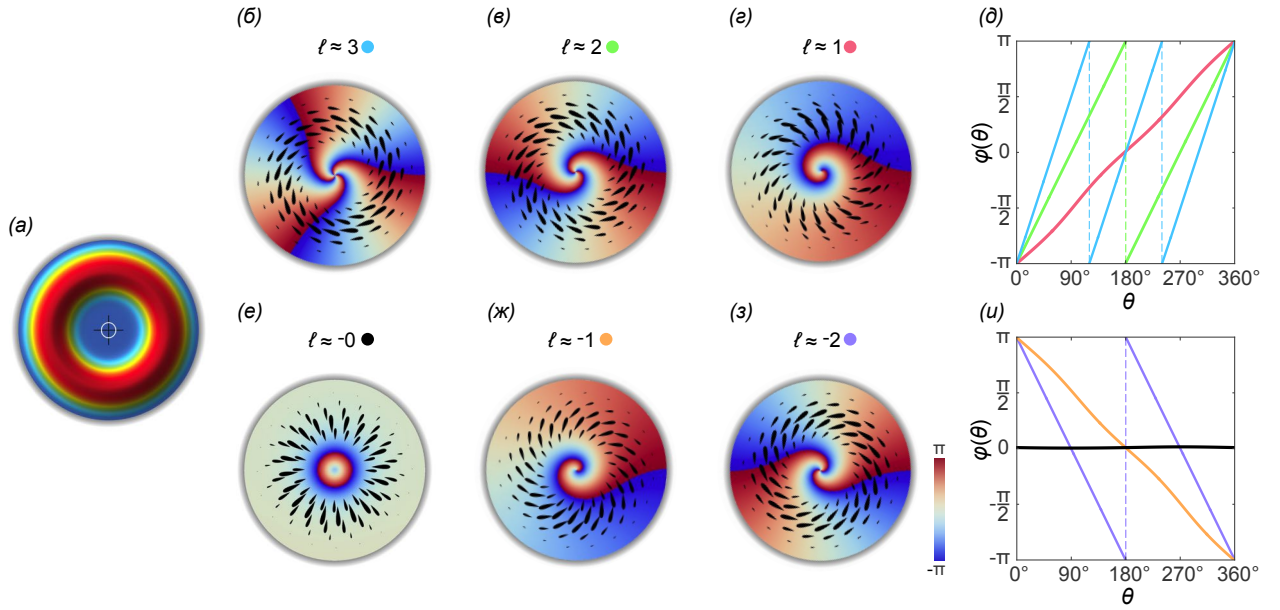


Рисунок 2.5 — (а) Пространственное распределение плотности конденсата, характерное для состояний на (б–г) и (е–з). (б–г) и (е–з) Полученные на основе численного моделирования распределения фаз, а также (д,и) азимутальное изменение фаз поляритонных конденсатов с целочисленными орбитальными угловыми моментами: (б) $l \approx +3$, (в) $l \approx +2$, (г) $l \approx +1$, (е) $l \approx 0$, (ж) $l \approx -1$, (з) $l \approx -2$. Цвета кривых на (д) и (и) совпадают с цветами маркеров на (б–г) и (е–з). Рисунки адаптированы из статьи [169].

током, для которого набег фазы отличен от нуля. Результатом ненулевого набег фазы становится спиральный волновой фронт фотолюминесценции поляритонного конденсата. Топологический заряд поляритонного вихря есть мера спиральности излучаемого света.

В предыдущем подпараграфе продемонстрирована возможность возбуждения невихревых поляритонных состояний с незатухающими азимутальными токами. Фазовая диаграмма на рис. 2.3(б) предсказывает существование наравне с ними вихревых состояний с дробными орбитальными угловыми моментами. Поляритонное токовое состояние приобретает вихревой характер с увеличением орбитального углового момента. Пример вихревого состояния с топологическим зарядом $m = -1$ и дробным орбитальным угловым моментом $l \approx -0.78$ приведён в столбце vi на рис. 2.4. Для этого состояния скачок фазы в области провала плотности не компенсирует плавное изменение фазы за пределами провала, а достраивает полное изменение фазы за один обход вокруг центра микроцилиндра до -2π , см. рис. 2.4(р).

Эллиптичность пятна накачки совместно с его смещением существенно влияют на пространственное распределение плотности конденсата. Тем не менее даже слабая эллиптичность ($\tilde{s} \rightarrow 1$) и небольшой сдвиг в десятки нанометров эффективно нарушают азимутальную симметрию и способны привести к формированию поляритонных вихрей. При этом азимутальное распределение плотности поляритонного конденсата остаётся близким к однородному, а орбиталь-

ный угловой момент — близким к целочисленному. На рис. 2.5 показаны результаты численного моделирования поляритонных вихревых состояний с целочисленными орбитальными угловыми моментами. Распределение плотности в форме кольца на рис. 2.5(а) характерно для всех смоделированных состояний поляритонного конденсата. Рисунки 2.5(б–г) и 2.5(е–з) содержат распределение фазы поляритонных конденсатов с целочисленными орбитальными угловыми моментами от -2 до $+3$ в плоскости микроцилиндра. Азимутальное изменение фазы описанных состояний приведено на рис. 2.5(д,и). Во всех случаях фаза монотонно возрастает либо убывает с азимутальным углом.

2.3. Экспериментальное наблюдение незатухающих циркулярных токов в поляритонных конденсатах

В основе исследований, описываемых в настоящей главе, лежит важное преимущество экситон-поляритонных конденсатов перед другими когерентными системами, в том числе, уже упомянутыми конденсатами ультрахолодных атомов и фотонными системами. Оно состоит в том, что фотоны, испускаемые конденсатом в результате фотолюминесценции, сохраняют информацию о фазе конденсата. Это даёт прямой доступ к исследованию когерентных свойств экситон-поляритонного конденсата методами оптической интерферометрии. Это преимущество в полной мере реализовано в серии экспериментов по возбуждению и наблюдению поляритонных конденсатов с целыми и дробными орбитальными угловыми моментами. Эксперименты выполнены в Физико-техническом институте имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук в группе д. ф.-м. н. В. К. Калевича. Исполнитель эксперимента: В. А. Лукошкин. Реконструкция распределения фаз поляритонных конденсатов на основе экспериментальных интерферограмм, анализ поляризационных свойств конденсатов: Е. С. Седов.

2.3.1. Детали эксперимента

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка, используемая для создания и наблюдения кольцевых конденсатов экситонных поляритонов, а также проведения интерференционных измерений схематично представлена на рис. 2.6. В её основе лежит интерферометр Маха-Цендера со сферической опорной волной. Конденсат экситонных поляритонов возбуждается в микроцилиндре нерезонансным пучком непрерывного излучения Ti:sapphire лазера, частота которого настроена в резонанс с ло-

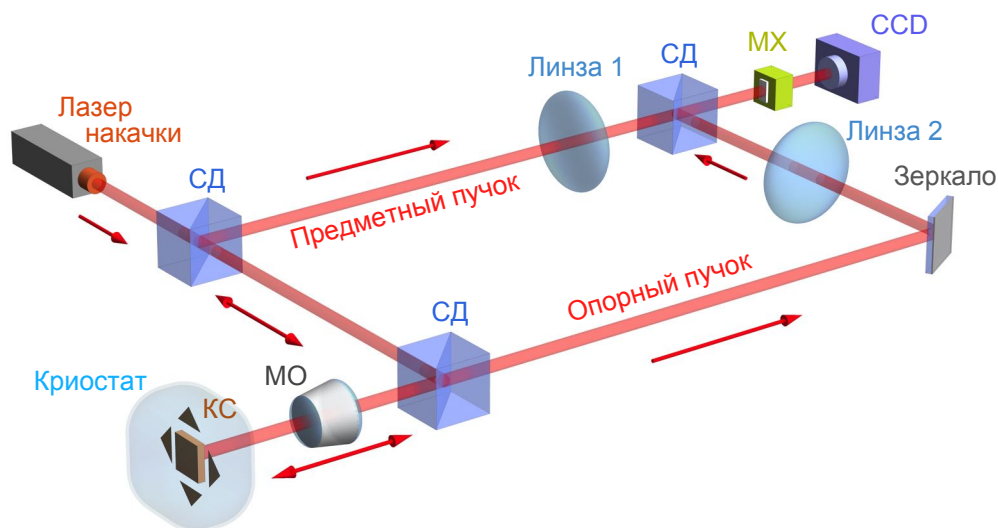


Рисунок 2.6 — Схематичное изображение экспериментальной установки для наблюдения поляритонного конденсата и интерференционных измерений. На рисунке использованы следующие сокращения: координатный стол с образцом (КС), объектив микроскопа (МО), монохроматор (МХ), светоделитель (СД), ПЗС-камера (CCD). Красные стрелки обозначают направление световых пучков вдоль оптической траектории. Рисунок адаптирован из статьи [169].

кальным минимумом запрещённой зоны брэгговского зеркала микроцилиндра — приблизительно 110 мэВ выше дна дисперсионной кривой поляритонов нижней ветви. При помощи объектива микроскопа (МО) с фокусным расстоянием 4 мм и числовой апертурой 0.42 лазерный пучок фокусируется в пятно с шириной на уровне половины амплитуды (FWHM) 2 мкм. Этим же объективом собирается фотолюминесценция конденсата. После объектива параллельный пучок фотолюминесценции проходит через светоделитель (СД), разделяющий его на два пучка. Верхний (на схеме на рис. 2.6) пучок, проходя через линзу 1 с фокусным расстоянием 700 мм, которая создаёт увеличенное (приблизительно 6 мм) действительное изображение конденсата на входной щели монохроматора (МХ). Линза 2 с фокусным расстоянием 100 мм преобразует нижний пучок в сферическую волну, используемую в качестве опорной. Оба пучка совмещаются на выходном светоделителе интерферометра, и их суперпозиция проецируется на входную щель монохроматора. Интерферограмма (или изображение конденсата в случае перекрытого опорного пучка) регистрируется ПЗС-камерой на выходе монохроматора. Во всех экспериментах пучок накачки подавался нормально к поверхности образца. Для подавления излучения лазера, отражённого от поверхности образца, перед входной щелью монохроматора установлен отсекающий интерференционный фильтр. Исследуемый образец находился в гелиевом криостате при температура 3.5 К.

Нерезонансный характер накачки позволяет исключить передачу фазы светового пучка накачки конденсату поляритонов напрямую либо путём конверсии циркулярной компоненты поля-

ризации накачки в орбитальный угловой момент конденсата [176]. Следует упомянуть недавнюю работу [177], в которой продемонстрирована прямая передача орбитального углового момента от нерезонансной накачки конденсату, при этом, однако, механизм такой передачи остался нераскрытым. Поскольку в экспериментах, обсуждаемых в данной главе, накачка осуществлялась гауссовым пучком, заведомо не обладающим орбитальным угловым моментом, даже теоретически присутствующие необъяснимые механизмы не были способны навязать конденсату орбитальный угловой момент извне.

Экспериментальный образец

Исследуемый образец представляет собой цилиндрический микростолбиковый резонатор диаметром 25 мкм, вытравленный в плоском AlGaAs микрорезонаторе с резонаторным слоем толщиной $5\lambda/2$, обрамлённом парой брэгговских зеркал. Добротность резонатора оценивается приблизительно в $1.6 \cdot 10^4$. Для усиления экситон-фотонной связи в резонаторный слой встроены четыре ансамбля квантовых ям, помещённых в пучности распределения электрического поля [178]. Каждый ансамбль включает по три GaAs квантовые ямы шириной 10 нм. На рис. 2.7(а,б) приведены изображения исследуемой микрорезонаторной структуры при разных увеличениях. На рис. 2.7(с) приведено изображение отдельного микроцилиндра. Структура разделена на секции, содержащие по 15 микроцилиндров разных диаметров (от 1 до 40 мкм). Толщина микрорезонаторного слоя изменяется линейно вдоль структуры, в результате чего величина экситон-фотонной отстройки $\Delta = \omega_{c0} - \omega_{x0}$ оказывается неодинакова в разных микроцилиндрах (см. подпараграф 1.3.1 о клиновидных микрорезонаторах). Экситон-фотонная отстройка в исследованных микроцилиндрах составляет $-(0.5-3.5)$ мэВ.

2.3.2. Наблюдение токовых состояний в поляритонных конденсатах с целочисленными орбитальными угловыми моментами

На рис. 2.7(г) приведено изображение в реальном пространстве экситон-поляритонного конденсата, полученного в микроцилиндре при нерезонансной накачке лазерным пучком вблизи центра микроцилиндра. Мощность накачки составляла $P \approx 1.5P_{th}$, где $P_{th} \approx 2.8$ мВт – пороговая мощность возникновения конденсата. Конденсат имеет форму кольца, диаметр которого (приблизительно 16 мкм) существенно превышает размер пятна накачки (приблизительно 2 мкм). Такая форма экситон-поляритонного конденсата характерна для всех экспериментов, обсуждаемых в этом подпараграфе, и она совпадает с таковой, предсказанной в подпараграфе 2.2.2 для малого слабого смещения пятна накачки. Это подтверждает справедливость сделанного в параграфе 2.1

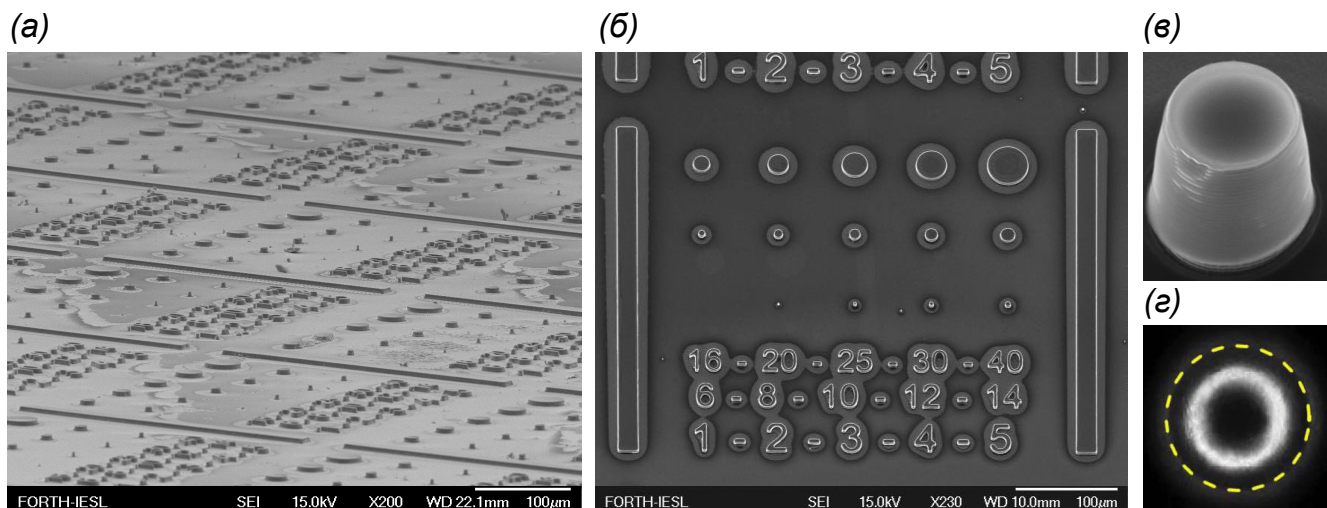


Рисунок 2.7 — (а,б) Изображение образца с микроцилиндрами разных диаметров со встроенными квантовыми ямами при разных увеличениях. Образец использован в работах [169, 172, 179–181]. (в) Увеличенное изображение одного из микроцилиндров. Микроцилиндры в разных кластерах отличаются величиной экситон-фотонной отстройки. Цифры на (б) указывают диаметр соответствующих микроцилиндров. (г) Распределение интенсивности фотолюминесценции поляритонного конденсата в реальном пространстве, возбуждённого в микроцилиндре диаметром 25 мкм пучком нерезонансной накачки в центре микроцилиндра. Энергия квантов возбуждения составляет 1.664 эВ, мощность накачки $P \approx 1.5P_{th}$, температура 3.5 К. Жёлтым пунктиром обозначен край микроцилиндра. Рисунок (г) адаптирован из статьи [179].

приближения, состоящего в рассмотрении в задаче состояний поляритонного конденсата, характеризующих только основной радиальной модой.

Для выявления азимутальных поляритонных токов в конденсате В. А. Лукошкиным предложен и реализован оригинальный метод, состоящий в регистрации интерферограмм, получаемых в результате интерференции фотолюминесценции конденсата с опорной сферической волной. На рис. 2.8(а) представлена интерферограмма, полученная при положении пятна накачки вблизи центра микроцилиндра. Она включает набор концентрических колец: такая интерференционная картина характерна для случая отсутствия изменения фазы конденсата в азимутальном направлении (см. рис. 2.8(б–г)) и, соответственно, отсутствия азимутальных поляритонных токов. Орбитальный угловой момент такого поляритонного состояния равен нулю.

Небольшое, не превышающее 1 мкм, смещение пятна накачки от центра микроцилиндра не вызывает заметного изменения распределения плотности экситон-поляритонного конденсата: он сохраняет кольцеобразную форму (рис. 2.7(г)). Однако, такое смещение приводит к кардинальному изменению интерференционной картины, а именно: в серии экспериментов получены интерферограммы, интерференционные полосы на которых принимают вид спиралей, закрученных по часовой стрелке (рис. 2.8) либо против часовой стрелки (рис. 2.9). Подобный характер интер-

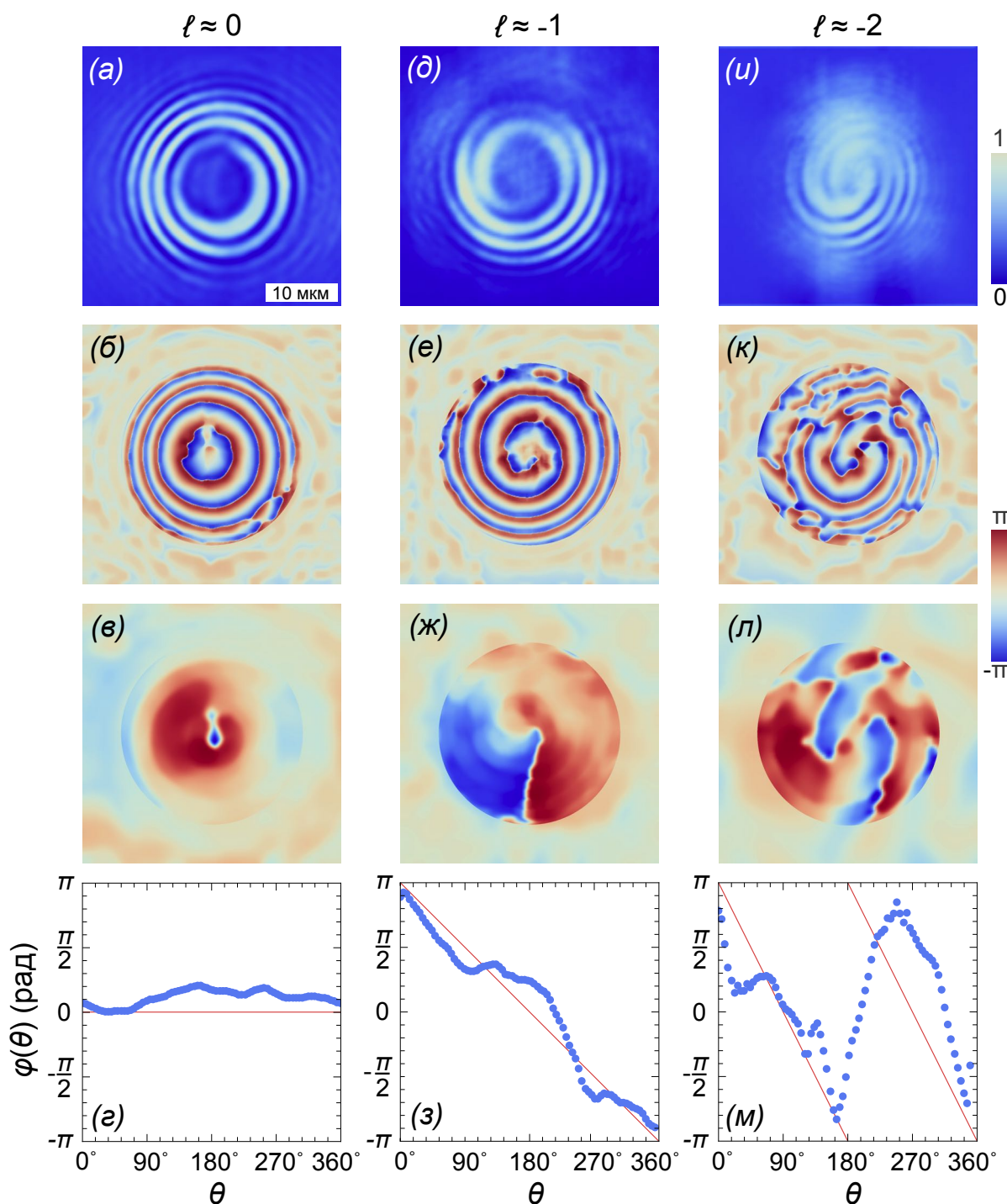


Рисунок 2.8 — Экспериментальное наблюдение экситон-поляритонных конденсатов с целочисленными орбитальными угловыми моментами (а–г) $l \leq 0$: $l = 0$, (д–з) $l = -1$ и (и–м) $l = -2$. (а,д,и) Интерференграммы, полученные в результате интерференции фотолюминесценции экситон-поляритонных конденсатов с опорной сферической волной. Пространственное распределение фаз конденсатов (б,е,к) относительно и (в,ж,л) безотносительно фазы опорной сферической волны. (г,з,м) Азимутальное изменение фаз конденсатов вблизи максимума их пространственного распределения. Начало отсчёта на (г,з,м) выбрано произвольно вблизи скачка фазы на 2π на (в,ж,л). Красные линии на (г,з,м) изображают линейное изменение фазы в идеальном случае, $\varphi(\theta) = \ell\theta$. Масштаб, указанный на (а), применим ко всем изображениям на (а–л). Рисунки (а,в,д,ж,и,л) адаптированы из статьи [169].

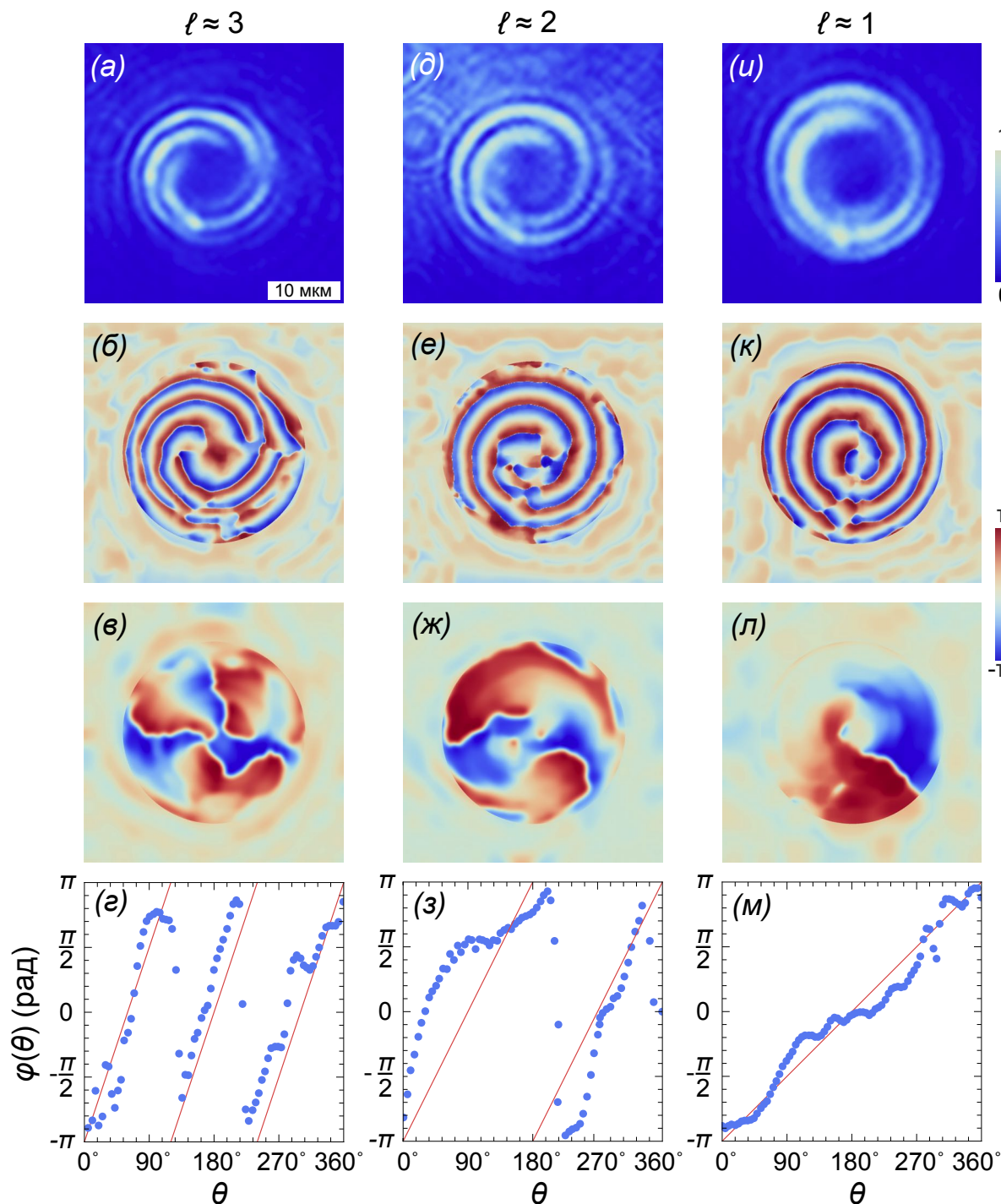


Рисунок 2.9 — Экспериментальное наблюдение экситон-поляритонных конденсатов с целочисленными орбитальными угловыми моментами (а–г) $l > 0$: $l = 3$, (д–з) $l = 2$ и (и–м) $l = 1$. (а, д, и) Интерферограммы, полученные в результате интерференции фотолюминесценции экситон-поляритонных конденсатов с опорной сферической волной. Пространственное распределение фаз конденсатов (б, е, к) относительно и (в, ж, л) безотносительно фазы опорной сферической волны. (з, з, м) Азимутальное изменение фаз конденсатов вблизи максимума их пространственного распределения. Рисунки (а, в, д, ж, и, л) адаптирован из статьи [169].

ференционных полос говорит о зависимости распределения фазы конденсата от азимутального угла. На основе интерферограмм, представленных на панелях (а, д, и) рисунков 2.8 и 2.9, методом Фурье-преобразования [182], адаптированным для замкнутых (близких к замкнутым) интерференционных полос, для каждого конденсата получены распределение в плоскости микрорезонатора фазы конденсата относительно фазы опорной сферической волны (б, е, к), распределение фазы конденсата безотносительно фазы опорной волны (в, ж, л), а также изменение фазы вдоль гребня распределения плотности конденсата (г, з, м). В экспериментах зависимость фазы конденсата от азимутального угла θ близка к линейной, $\Phi \approx m\theta$. В случае однородного азимутального распределения плотности конденсата спиральные интерференционные полосы указывают на вихревое состояние, которое характеризуется ненулевым целочисленным орбитальным угловым моментом, численно совпадающим с топологическим зарядом такого состояния, $\ell \approx m$. В экспериментах получены кольцевые конденсаты с топологическими зарядами m от -2 до $+3$. Соответствующие распределения фаз конденсатов в плоскости микроцилиндра хорошо качественно совпадают с таковыми, предсказанными в подпараграфе 2.2.2 (см. рис. 2.5). Отличные от нуля орбитальные угловые моменты наблюдаемых поляритонных конденсатов указывают на возникновение циркулярных поляритонных токов в микроцилиндре. Следует отметить, что токовые состояния отличаются высокой стабильностью. Интерференционная картина, возникнув, не менялась в ходе эксперимента в течение минут, что на многие порядки превышает время жизни поляритонов (порядка 10 пс).

Все интерферограммы на рисунках 2.8 и 2.9 получены в одинаковых экспериментальных условиях. Единственным отличием является положение пятна накачки. Документированная точность перемещения координатного столика с исследуемым образцом позволяет утверждать, что смещение пятна накачки в экспериментах не превышает 2 мкм. Однако, общее видение картины, а также опыт непосредственных исполнителей эксперимента позволяют оценивать смещение как не превышающее 1 мкм. В поддержку такой оценки также выступает тот факт, что, хотя распределение плотности конденсата весьма чувствительно к положению пятна накачки [172, 181], заметных различий такого распределения в экспериментах, иллюстрируемых рисунками 2.8 и 2.9, зафиксировано не было.

Ввиду сравнительно малого времени жизни поляритонов конденсат существует до тех пор, пока присутствует оптическая накачка. Вместе с выключением накачки исчезает и конденсат. Аналогично, наличием накачки диктуется существование экситонного резервуара. После выключения накачки резервуар опустошается в течение нескольких наносекунд. Как следствие, поляритонный конденсат, формирующийся при очередном включении накачки, не наследует никакой информации о предыдущем состоянии конденсата. В случае, если бы циркулярный ток поляритонов возник в системе спонтанно [183, 184], выключение и последующее включение накачки каждый раз

приводило бы к спонтанному выбору направления закрученности спирали на интерферограмме. Однако, в эксперименте направление закрученности спирали оставалось неизменным с каждым новым включением накачки. Это наблюдение позволяет сделать вывод о том, что направление циркулярного поляритонного тока определяется формой эффективного комплексного потенциала для поляритонов, который можно условно разделить на три компоненты. Во-первых, это стационарный потенциал цилиндрического микростолбикового резонатора, включающий возможные дефекты и неоднородности. Во-вторых, это эффективный отталкивающий потенциал облака экситонов в резервуаре, формирующегося в пределах пятна накачки. При смещении накачки положение отталкивающего потенциала также смещается. В-третьих, существенным является взаимное расположение областей накачки и потерь поляритонов. Формируясь в пределах облака экситонов под пятном накачки, поляритоны с ускорением покидают эту область, устремляясь к ближайшему минимуму эффективного потенциала. Очевидно, что в случае, если эффективному потенциалу присуща хиральность, и вращения по часовой стрелке и против часовой стрелки не являются эквивалентными, это приводит к формированию токовых поляритонных состояний с predetermined направлением. Наблюдению схожего эффекта посвящена работа [185], в которой форма эффективного потенциала задавалась комбинацией пучков нерезонансной накачки. Важно отметить, что само по себе смещение пятна накачки относительно центра микроцилиндра не приводит к нарушению симметрии вращения. Разумным является предположить наличие скрытой неоднородности эффективного потенциала, совместно со смещением накачки приводящей к такому нарушению. Природа такой неоднородности в эксперименте доподлинно неизвестна. Ей может выступать, например, локальный точечный, линейный или иной дефект стационарного потенциала вблизи центра микроцилиндра, либо несимметричная форма пятна накачки, как предложено в предыдущих параграфах.

2.3.3. Наблюдение токовых состояний в поляритонных конденсатах с дробными орбитальными угловыми моментами

Результаты эксперимента

Как было указано ранее, конденсат поляритонов чувствителен к положению пятна накачки. Заметное смещение накачки относительно центра микроцилиндра приводит к азимутальной модуляции плотности конденсата, что в свою очередь сказывается на величине орбитального углового момента конденсата. На рис. 2.10 представлены результаты наблюдения в эксперименте экситон-поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами, величины которых оценены как приблизительно $+1/2$ (рис. 2.10(а–д)) и приблизительно $-1/2$ (рис. 2.10(е–к)). Рас-

пределение плотности конденсатов принимает серповидную форму (рис. 2.10(а–е)) в результате смещения пятна накачки от центра микроцилиндра. На рис. 2.10(б,ж) приведены картины интерференции фотолюминесценции конденсатов с опорной сферической волной. Подход, аналогичный таковому для конденсатов с целочисленными орбитальными угловыми моментами, позволил получить пространственное распределение фаз конденсатов относительно фазы опорной волны — см. рис. 2.10(в,з). Полная реконструкция фаз серповидных конденсатов приведена на рис. 2.10(г,и). Плавное азимутальное изменение фазы поляритонного конденсата приводит к появлению концентрических полос на интерферограмме. Однако, плавность нарушается вблизи минимума плотности конденсата: наблюдается резкое смещение интерференционных полос друг относительно друга, вызванное скачком фазы.

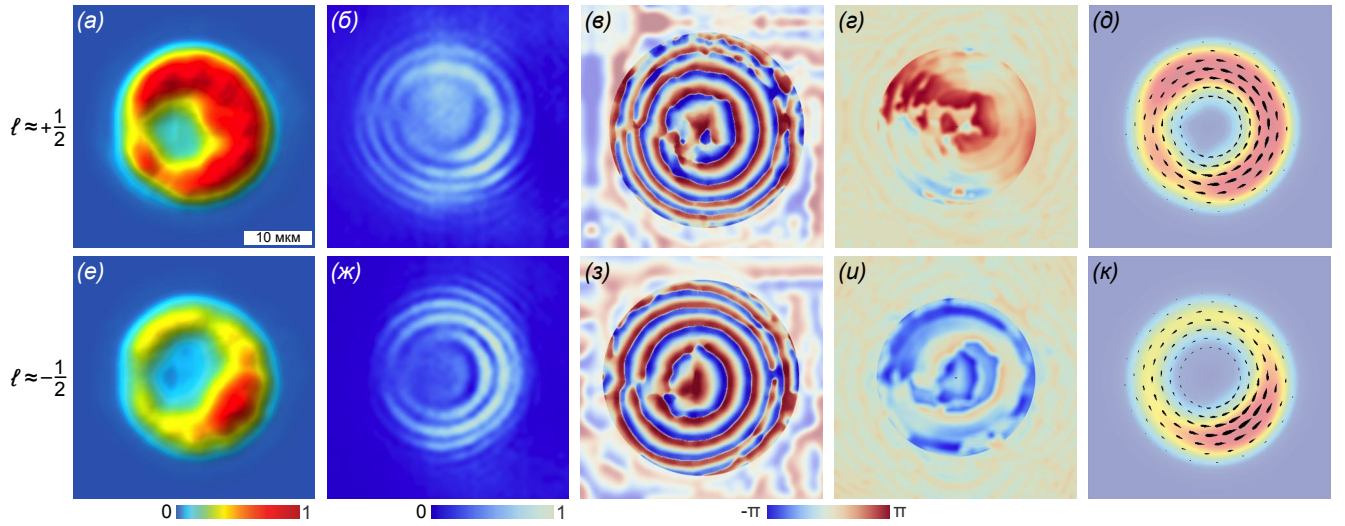


Рисунок 2.10 — Экспериментальное наблюдение экситон-поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами: (а–д) $l \approx +1/2$, (е–к) $l \approx -1/2$. (а, е) Распределение плотностей поляритонных конденсатов в микроцилиндре. (б, ж) Интерферограммы, полученные в результате интерференции фотолюминесценции экситон-поляритонных конденсатов с опорной сферической волной. Пространственное распределение фаз конденсатов (в, з) относительно и (г, и) безотносительно фазы опорной сферической волны. (д, к) Векторное поле поляритонных токов \mathbf{J} , построенное на основе подгонки экспериментальных данных аналитическими функциями (см. рисунки 2.12–2.13). Рисунки адаптированы из статей [169, 180].

Аппроксимация волновых функций поляритонных конденсатов

Для визуализации поляритонных токов для каждого серповидного конденсата на рис. 2.10(д,к) приведено векторное поле \mathbf{J} , определённое ранее выражением (1.30). Для нахождения плотности тока на основе результатов измерений были реконструированы волновые функции конденсатов. Для этого волновую функцию удобно представить в виде $\Psi(r, \theta) = \sqrt{n(r, \theta)} \exp[i\varphi(\theta)]$,

где $n(r, \theta)$ и $\varphi(\theta)$ – плотность и фаза конденсата. Анализ распределения плотности конденсатов показывает, что радиальная и азимутальная компоненты плотности могут быть аппроксимированы независимо друг от друга. Так на рис. 2.11(б,г) представлено нормированное радиальное распределение плотности $n(r)$ серповидных конденсатов вдоль разных направлений, указанных на рис. 2.11(а,в). Различия формы радиального распределения вдоль разных направлений видятся несущественными. Усреднённое нормированное радиальное распределение плотности полученных в эксперименте поляритонных конденсатов $n(r) = C_r \int_0^{2\pi} n(r, \theta) d\theta$, где C_r – нормировочный коэффициент, аппроксимируется функцией $n(r) = (f + dr + cr^2)e^{-a(r-b)^2}$. Значения подгоночных коэффициентов следующие: $a = 0.0784 \text{ мкм}^{-2}$, $b = 8 \text{ мкм}$, $c = 0.0467 \text{ мкм}^{-4}$, $d = -0.5334 \text{ мкм}^{-3}$, $f = 1.9778 \text{ мкм}^{-2}$ для рис. 2.11(б) и $a = 0.0794 \text{ мкм}^{-2}$, $b = 8.090 \text{ мкм}$, $c = 0.0393 \text{ мкм}^{-4}$, $d = 0.4148 \text{ мкм}^{-3}$, $e = 1.5144 \text{ мкм}^{-2}$ для рис. 2.11(г). Примечательно, что расхождение подгоночных функций для двух конденсатов с поляритонными токами по часовой стрелке $n_{\curvearrowright}(r)$ и против часовой стрелки $n_{\curvearrowleft}(r)$, представленных на рис. 2.11(б,г), составляет меньше одного процента: $|(G_{\curvearrowright, \curvearrowright} - G_{\curvearrowleft, \curvearrowleft}) / G_{\curvearrowright, \curvearrowright}| < 0.01$, где $G_{i,j} = \int_A \sqrt{n_i(r)n_j(r)} r dr$ ($i, j = \curvearrowright, \curvearrowleft$), A – область интегрирования. Таким образом, радиальное распределение поляритонного конденсата определяется только формой и относительным положением стационарного потенциала и эффективного отталкивающего потенциала экситонного резервуара. Такой результат анализа экспериментальных наблюдений является дополнительным аргументом за справедливость приближений, сделанных в параграфе 2.1 при построении модели, описывающей поляритонные токи в кольцеобразном локализирующем потенциале с нарушенной азимутальной симметрией.

Нормированное азимутальное распределение плотности серповидных конденсатов $n(\theta) = C_\theta \int_A n(r, \theta) r dr$ представлено на рис. 2.12. Несмотря на кажущееся различие, оба распределения хорошо аппроксимируются функцией $n(\theta) = a \text{ th}[b(\theta + c)]^2 + a \text{ th}[d(\theta - f)]^2 + g$. Значения подгоночных коэффициентов следующие: $a = 0.3574$, $b = 2.1093$, $c = 0.1289$, $d = 1.8003$, $f = 1.0064$, $g = 0.2079$ для рис. 2.12(а) и $a = -0.5433$, $b = 1.0885$, $c = 3.4725$, $d = 1.3705$, $f = 2.8511$, $g = 1.4708$ для рис. 2.12(б).

Азимутальное распределение фазы серповидных конденсатов $\varphi(\theta)$ приведено на рис. 2.13. Хорошо виден скачок фазы приблизительно на $-\pi$ в области минимума плотности конденсата на рис. 2.10(а–д) и на $+\pi$ для конденсата на рис. 2.10(е–к). Аппроксимирующая функция распределения фазы принимает вид $\varphi(\theta) = a\theta + b\theta^2 + c\theta^3 + d \text{ th}(f\theta)$. Значения подгоночных параметров: $a = -0.1361$, $b = -0.0047$, $c = -0.0321$, $d = 1.4335$, $f = 19.7694$ для рис. 2.13(г) и $a = 0.4032$, $b = -0.0092$, $c = 0.0155$, $d = -1.606$, $f = 41.7494$ для рис. 2.13(з).

В результате, можно представить волновую функцию серповидного конденсата в следующем виде: $\Psi(r, \theta) = \sqrt{n(r)n(\theta)} \exp[i\varphi(\theta)]$. Это позволяет оценить величину орбитальных угло-

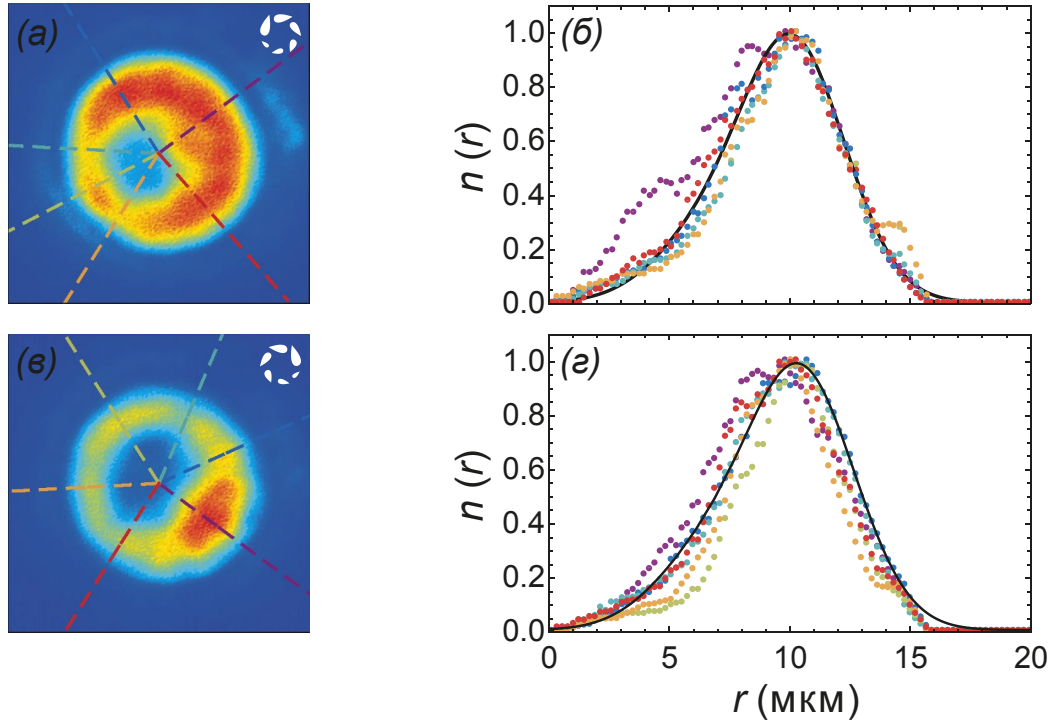


Рисунок 2.11 — (а, в) Распределение плотности конденсата в плоскости микроцилиндра. Аппроксимация радиального распределения плотности поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами: (б) $\ell \approx +1/2$ и (г) $\ell \approx -1/2$. Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [180].

вых моментов серповидных конденсатов в соответствии с выражением (1.34) как $\ell \approx +1/2$ для рис. 2.10(а–д) и $\ell \approx -1/2$ для рис. 2.10(е–к).

Разложение в спектр вихревых состояний

Токовое состояние со случайной величиной орбитального углового момента можно представить как суперпозицию бесконечного числа вихревых состояний с топологическими зарядами m следующим образом [186]:

$$|\Psi\rangle = \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\psi_m\rangle = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \psi_m |m\rangle, \quad (2.14)$$

где ψ_m – весовой коэффициент состояния $|m\rangle$; $\sum_{m=-\infty}^{\infty} |\psi_m|^2 = 1$. Пользуясь показанной ранее сепарабельностью волновой функции конденсата и сохранением её радиальной компоненты, можно задать вихревые состояния как $|m\rangle = (\sqrt{2\pi})^{-1} \sqrt{n(r)} \exp(im\theta)$. В результате весовые коэффициенты ψ_m находятся следующим образом [78]:

$$\psi_m = \frac{\int_0^{2\pi} \sqrt{n(\theta)} e^{i[\varphi(\theta)-m\theta]} d\theta}{\left[2\pi \int_0^{2\pi} n(\theta) d\theta\right]^{1/2}}. \quad (2.15)$$

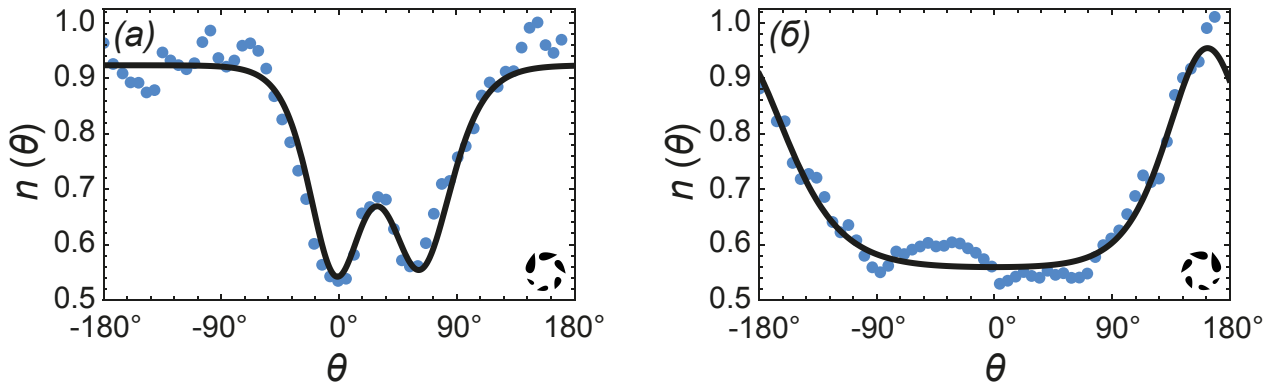


Рисунок 2.12 — Аппроксимация азимутального распределения плотности поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами: (а) $l \approx +1/2$ и (б) $l \approx -1/2$. Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [180].

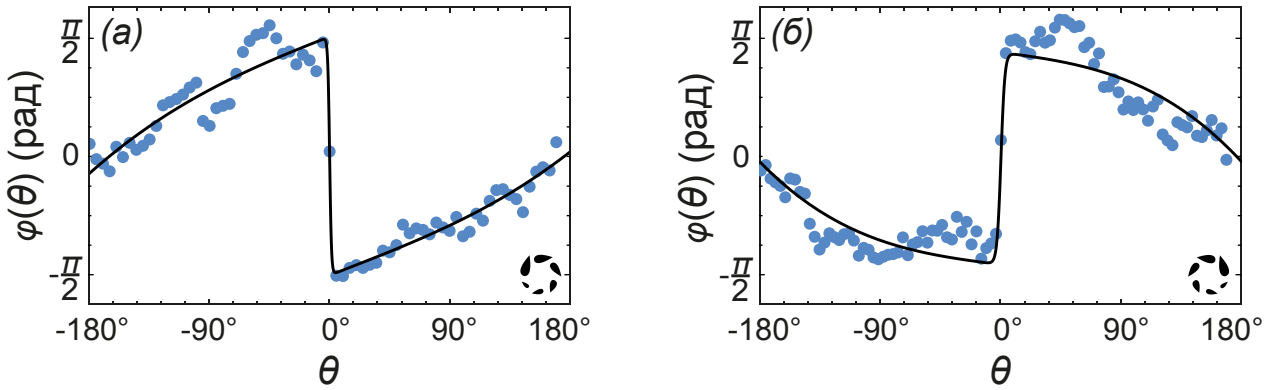


Рисунок 2.13 — Аппроксимация азимутального распределения фазы поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами: (а) $l \approx +1/2$ и (б) $l \approx -1/2$. Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [180].

На рис. 2.14 показан вклад вихревых компонент $|\psi_m|^2$ в формирование поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами. Видно, что поляритонные токовые состояния формируются в результате вклада вихревых состояний как с положительными, так и с отрицательными m . Существенную долю в разложении составляет невихревая компонента ($m = 0$). Следует также отметить, что представленные на рисунке компоненты с топологическими зарядами m от -6 до 6 охватывают более 97% результирующего токового состояния поляритонного конденсата с дробным орбитальным угловым моментом. Приведённые распределения для наблюдаемых в эксперименте серповидных конденсатов хорошо качественно согласуются с представленными на рис. 2.4(з,м) азимутальными спектрами, предсказанными в подпараграфе 2.2.1.

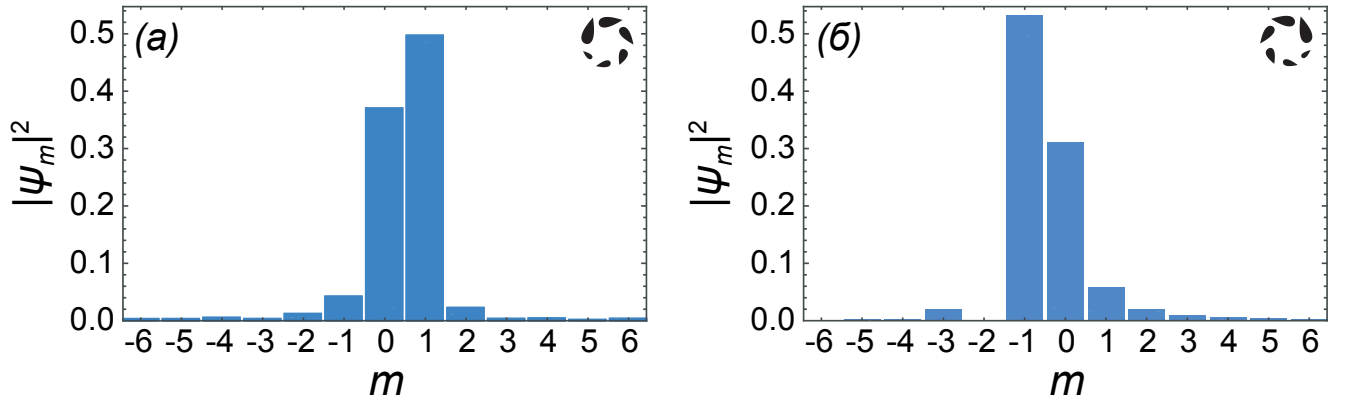


Рисунок 2.14 — Разложение поляритонных состояний с дробными орбитальными угловыми моментами в спектр вихревых состояний. Панели (а) и (б) соответствуют конденсатам с $\ell = +1/2$ и $\ell = -1/2$. Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [180].

Поляризационные свойства серповидных конденсатов

Состояния с дробными орбитальными угловыми моментами известны в поляритонике, однако, в их формировании существенную роль играет спиновая (поляризационная) степень свободы и спин-орбитальное взаимодействие. Так, подобное состояние, известное как полувихрь (half-vortex), было предложено в работе [187] и позднее экспериментально обнаружено в работах [188–190]. Оно возникает в спинорном (двухкомпонентном) экситон-поляритонном конденсате, образующемся в плоском микрорезонаторе, и характеризуется наличием вихря в одной из циркулярно-поляризованных компонент при отсутствии вихря в другой компоненте. Плоскость линейной поляризации конденсата вращается при обходе вокруг ядра полувихря, при этом, при изменении азимутального угла θ на 2π плоскость линейной поляризации поворачивается на π . Вклад циркулярной поляризации в полувихревое состояние не зависит от азимутального угла.

Другой тип состояния с частичной циркуляцией экспериментально продемонстрирован в работе [191]. Состояние существует только в кольцевой геометрии, позволяющей обойти ограничения, накладываемые требованием непрерывности фазы в его центре. В таком состоянии при обходе по азимуту плоскость линейной поляризации также делает полуоборот на π , который, однако, непременно сопровождается плавным изменением циркулярной компоненты поляризации на противоположную.

Чтобы подчеркнуть отличие поляритонных токовых состояний на рис. 2.10 от описанных в работах [187–191], были изучены поляризационные свойства серповидных конденсатов. На рис. 2.15 представлено пространственное распределение компонент вектора Стокса $\mathbf{s}(\mathbf{r}) = (s_x, s_y, s_z)$, характеризующих поляризацию конденсатов с орбитальными угловыми моментами $\ell \approx +1/2$ (а–в) и $\ell \approx -1/2$ (д–ж). Для расчёта компонент вектора Стокса $s_x = (I_{\leftrightarrow} - I_{\updownarrow}) / (I_{\leftrightarrow} + I_{\updownarrow})$,

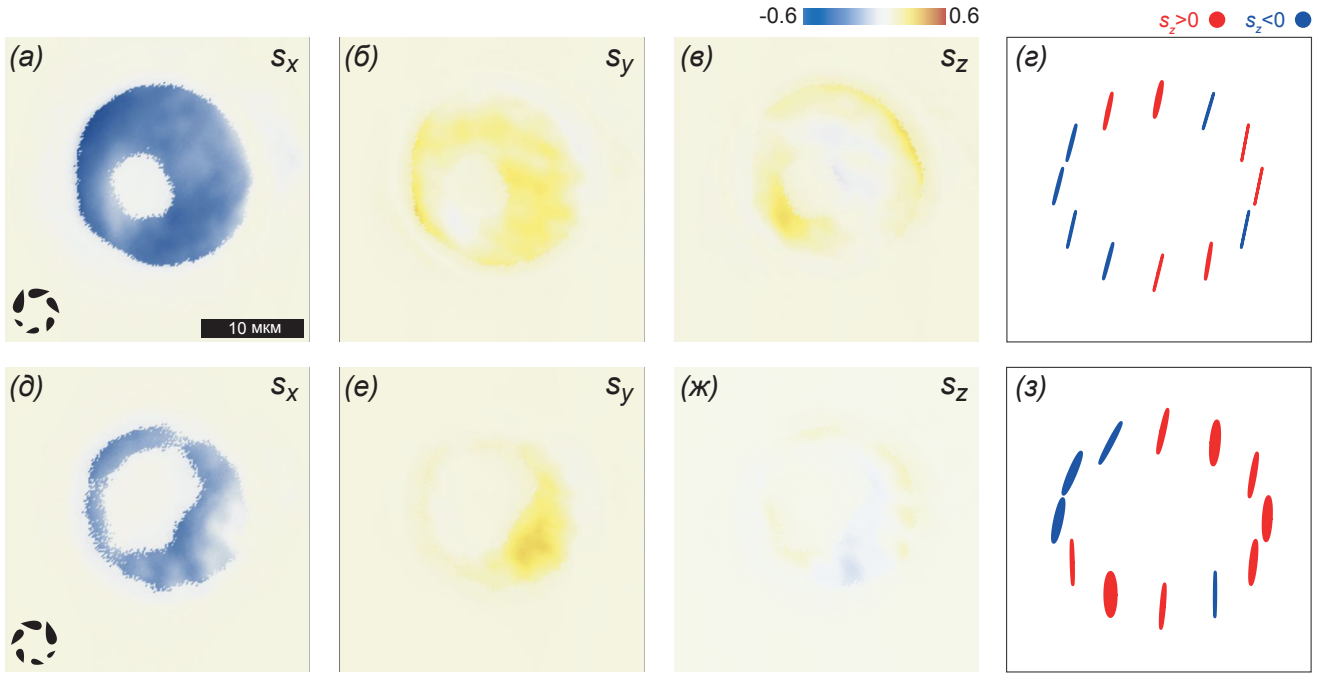


Рисунок 2.15 — Поляризационные свойства серповидных конденсатов: (а–г) $\ell \approx +1/2$, (д–з) $\ell \approx -1/2$. Распределение (а, д) линейной $s_x(\mathbf{r})$, (б, е) диагональной/антидиагональной $s_y(\mathbf{r})$ и (в, ж) циркулярной $s_z(\mathbf{r})$ компонент поляризации. (г, з) Поляризационные эллипсы, характеризующие поляризацию фотолюминесценции в разных точках вдоль гребня распределения плотности конденсата. Рисунки адаптированы из статьи [180].

$s_y = (I_{\swarrow} - I_{\searrow}) / (I_{\swarrow} + I_{\searrow})$ и $s_z = (I_{\circ} - I_{\odot}) / (I_{\circ} + I_{\odot})$ были измерены интенсивности шести поляризационных компонент фотолюминесценции конденсата: линейно поляризованные горизонтальная (I_{\leftrightarrow}) и вертикальная (I_{\updownarrow}), диагональная (I_{\swarrow}) и антидиагональная (I_{\searrow}), левациркулярно (I_{\circ}) и правациркулярно-поляризованная (I_{\odot}). Поляризационные эллипсы на рис. 2.15(г, з) характеризуют поляризацию поляритонов в разных точках вдоль гребня поляритонного конденсата. Результаты измерений показывают, что распределение всех поляризационных компонент близко к однородному, при этом линейная поляризация ($s_x < 0$) в наибольшей степени выражена в обоих экспериментах. Как указано в подпараграфе 1.1.4, это является одним из свидетельств того, что формируемое в условиях оптической накачки, далёкой от резонанса с поляритонной модой, состояние действительно является поляритонным конденсатом. Плоскость линейной поляризации слабо флуктуирует при обходе вокруг центра микроцилиндра. Приведённые наблюдения позволяют исключить описанные в работах [187–191] механизмы как возможную причину приобретения серповидными конденсатами дробных орбитальных угловых моментов. Это выступает дополнительным аргументом, указывающим на состоятельность предложенной в параграфе 2.1 модели для описания азимутальных токов в скалярном поляритонном конденсате.

2.4. Краткие итоги главы 2

— Предсказано существование незатухающих циркулярных поляритонных токов в экситон-поляритонных конденсатах, находящихся в динамическом равновесии в эффективном потенциале кольцевой формы. Последний образован локализирующим стационарным потенциалом цилиндрического микростолбикового резонатора и делокализирующим эффективным потенциалом, возникающим в результате отталкивающего взаимодействия поляритонов в конденсате с экситонами в некогерентном резервуаре в области пятна нерезонансной оптической накачки. Токи возникают вследствие нарушения азимутальной симметрии эффективного потенциала в результате смещения пятна накачки относительно центра стационарного потенциала совместно с дополнительным фактором, понижающим симметрию системы. Серия численных экспериментов показала, что в роли этого фактора может выступать слабая эллиптичность формы пятна накачки.

— Предложена модель для описания токовых поляритонных состояний в экситон-поляритонном конденсате, локализованном в кольцевом эффективном потенциале с нарушенной азимутальной симметрией. В основе модели лежит обобщённое уравнение Гросса-Питаевского, спроецированное на базис ортогональных собственных состояний азимутально-симметричной задачи. Модель учитывает неконсервативные процессы оптической накачки поляритонного конденсата, опосредованной экситонным резервуаром, и потерь, вызванных конечным временем жизни поляритонов, а также различные источники нарушения азимутальной симметрии системы, включая смещение и искажение пятна накачки, особенности стационарного потенциала и нелинейные эффекты.

— На основе моделирования продемонстрирована возможность возбуждения поляритонных вихрей в кольцевом конденсате с управляемой величиной топологического заряда (числа кручения) m . При нарушении азимутальной симметрии поляритонный конденсат приобретает орбитальный угловой момент, абсолютная величина и знак которого зависят от дистанции и направления смещения пятна накачки. При небольшом смещении накачки конденсат способен сохранять кольцевую форму в условиях нарушенной симметрии. Приведённый орбитальный угловой момент такого конденсата ℓ принимает целые значения и численно совпадает с топологическим зарядом вихря m .

— Продемонстрирована возможность генерации экситон-поляритонных конденсатов с дробными орбитальными угловыми моментами. Ввиду неравновесной природы поляритонного конденсата орбитальный угловой момент, характеризующий криволинейное токовое состояние, в общем случае не совпадает с числом кручения состояния, характеризующим вихрь. Более того, в неконсервативной системе орбитальный угловой момент не обязан квантоваться и может при-

нимать дробные значения. На примере смоделированных состояний поляритонного конденсата, характеризующихся дробными орбитальными угловыми моментами $\ell = +1/2$ и $-1/2$, описаны особенности распределения их плотности и фазы в плоскости структуры. Поляритонный конденсат в этом случае имеет серповидную форму и характеризуется провалом распределения плотности в азимутальном направлении. Плавное изменение фазы серповидного конденсата на $\pm\pi$ с изменением азимутального угла сменяется быстрым (скачкообразным) изменением фазы на $\mp\pi$ в области минимума плотности поляритонов. Переключение между состояниями с разными значениями орбитального углового момента осуществляется смещением пятна накачки относительно центра стационарного потенциала, при этом смещение является более существенным, нежели при возбуждении состояний с целочисленными значениями ℓ . Продемонстрирована возможность возбуждения как вихревых ($m \neq 0$) так и безвихревых ($m = 0$) токовых состояний поляритонного конденсата с дробными орбитальными угловыми моментами.

— Предсказываемые на основе моделирования состояния поляритонного конденсата с азимутальными токами получены в серии экспериментов, выполненных В. А. Лукошкиным в Физико-техническом институте имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук. В цилиндрическом микростолбиковом резонаторе в условиях нерезонансной оптической накачки экспериментально получены вихревые состояния с числами кручения $m = \pm 1, \pm 2, 3$, а также состояния поляритонного конденсата серповидной формы, характеризующиеся дробными орбитальными угловыми моментами ℓ , оцененными в результате реконструкции волновых функций конденсатов как приблизительно $+1/2$ и $-1/2$.

— Результаты исследования имеют следующие перспективы потенциального применения. Цилиндрические микростолбиковые резонаторы с управляемым оптическим возбуждением представляют собой удобную твердотельную платформу для хранения информации. При использовании для кодирования информации орбитальной степени свободы поляритонные конденсаты с дробным орбитальным угловым моментом позволяют кодировать значительный (в теории — бесконечный) объём информации на одно состояние. Генерация незатухающих поляритонных токов может найти применение при разработке поляритонных интерференционных устройств и гироскопов. Управление фазой поляритонных конденсатов внешним оптическим излучением актуально для задач создания квантовых симуляторов и оптимизаторов.

Глава 3.

Азимутальные токи в спиновом поляритонном конденсате

Благодаря широким перспективам применения [192–194], изучение эффектов, вызванных спин-орбитальным взаимодействием, составляет одно из популярных направлений исследований в различных областях современной физики, включая физику твердого тела [195], оптику [196, 197], физику ультрахолодных атомов [198–200], двумерные материалы [201–203] и т. д. Удобной платформой для изучения спин-орбитального взаимодействия являются поляритонные системы, в том числе рассмотренные подробно в предыдущей главе микроцилиндрические резонаторы. Спиновая (псевдоспиновая) степень свободы наследуется поляритонами как от фотонной, так и от экситонной составляющих.

В атомных конденсатах обеспечение спин-орбитального взаимодействия частиц — нетривиальная исследовательская задача, которая недавно была решена путём «одевания» атомных спиновых состояний излучением пары рамановских лазеров [198–200]. В отличие от атомных конденсатов, спин-орбитальное взаимодействие является неотъемлемым свойством поляритонных конденсатов, возникающим ввиду целого набора различных эффектов, включая ТЕ-ТМ-расщепление фотонных мод [35], обменное взаимодействие носителей заряда [204], управляемое магнитоиндуцированное расщепление в псевдоспиновых состояниях экситонов [108] и др. Подробней о механизмах спин-орбитального взаимодействия поляритонов см. параграф 1.2 первой главы.

Согласно импровизированной классификации, приведённой в работах [200, 205], можно условно выделить два типа спин-орбитального взаимодействия. Первый тип — взаимодействие спина поляритонов с их импульсом (квазиимпульсом k), который характеризует распространение квазичастиц в плоскости микрорезонатора. Среди эффектов, вызываемых таким взаимодействием, — оптический спиновый эффект Холла [18, 206] и циттербевергунг (дрожание) полярито-

нов [207,208], которые в той или иной форме будут подробно рассмотрены в последующих главах настоящей диссертации, а также поляритонная поляризационная мультстабильность [209], параметрические [90] и иные спиновые эффекты [116,210]. Второй тип спин-орбитального взаимодействия — это взаимодействие спина с внутренним (не зависящим от начала координат, intrinsic) орбитальным угловым моментом частиц. Наиболее яркими проявлениями такого взаимодействия являются конверсия спинового углового момента в орбитальный [176] и генерация полуквантовых состояний циркуляции (half-quantum circulation states) [191], включая поляритонные полувихри [187,211].

Сведение задачи от двумерной к одномерной [118,212] усиливает роль нелинейности, вызванной взаимодействиями частиц, что ложится в основу различных топологических эффектов. Особый интерес представляет локализация поляритонов в квазиодномерных кольцевых ловушках [191, 213, 214]. В случае, когда локализирующий потенциал имеет форму узкого кольца, и радиальная степень свободы подавлена, описанные ранее типы спин-орбитального взаимодействия становятся неразличимы.

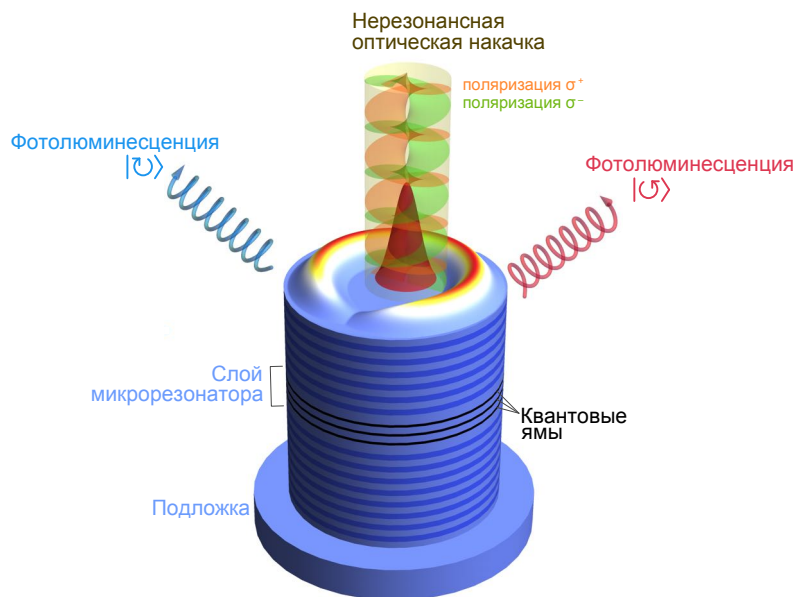


Рисунок 3.1 — Схематичное изображение возбуждения спиринового поляритонного токового состояния в микроцилиндре, вытравленном в планарном микрорезонаторе. Поляритоны возбуждаются непрерывной поляризованной нерезонансной оптической накачкой, смещённой относительно центра микроцилиндра. Поляритонные токи, направленные по часовой стрелке ($|\uparrow\rangle$) и против часовой стрелки ($|\downarrow\rangle$) характеризуются ненулевым орбитальным угловым моментом и могут возникать в разных поляризационных компонентах. Орбитальный угловой момент передаётся фотолюминесценции поляритонного конденсата. Рисунок адаптирован из статьи [215].

В настоящей главе рассматривается эволюция спирного экситон-поляритонного конденсата, возбуждаемого пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачкой в микроцилиндрическом резонаторе. Геометрия возможного эксперимента совпадает с таковой, описанной в предыдущей главе; см. также схематичный рисунок 3.1. Накачка возбуждает резервуар некогерентных экситонов вблизи центра микроцилиндра. Резервуар питает поляритонное состояние посредством процессов вынужденного рассеяния, а также выступает в роли отталкивающего потенциала для конденсата поляритонов: совместно со стационарным потенциалом микроцилиндра он образует кольцевую ловушку. Смещение пятна накачки от центра микроцилиндра нарушает вращательную симметрию системы. Поведение скалярного поляритонного поля в таком потенциале экспериментально и теоретически описано в предыдущей главе. Показано, что нарушение симметрии само по себе не приводит к образованию азимутальных токов поляритонов. Для возникновения токов требуется дополнительный фактор, придающий системе хиральность. Таким фактором может успешно выступать спин-орбитальное взаимодействие поляритонов.

3.1. Модель для описания спирного поляритонного конденсата в кольцевой ловушке

3.1.1. Обобщённое уравнение Гросса-Питаевского со спиновым резервуаром

Для описания поляритонного конденсата используется обобщённое уравнение Гросса-Питаевского для спинора $|\Psi\rangle = [\Psi_+(t, \mathbf{r}), \Psi_-(t, \mathbf{r})]^T$, где $\Psi_{\pm}(t, \mathbf{r})$ – волновые функции правоциркулярно- и левоциркулярно-поляризованных компонент поляритонного состояния:

$$i\hbar\partial_t|\Psi\rangle = [\hat{H}_0 + \hat{V}]|\Psi\rangle + \frac{i\hbar}{2} [\hat{R}_{\text{in}} - \gamma\hat{\sigma}_0]|\Psi\rangle. \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) сходно по форме с уравнением (1.74а). Гамильтониан

$$\hat{H}_0 = \frac{\hbar^2\hat{\mathbf{k}}^2}{2m^*}\hat{\sigma}_0 + \hbar\hat{\Omega} \cdot \hat{\mathbf{S}} \quad (3.2)$$

описывает кинетическую энергию поляритонов с учётом спин-орбитального взаимодействия. Оператор эффективного магнитного поля $\hat{\Omega}$ описывает вклад ТЕ-ТМ расщепления в эволюцию поляритонного спина. Он получен из (1.66) заменой $\mathbf{k} \rightarrow \hat{\mathbf{k}}$ и имеет следующий вид:

$$\hat{\Omega} = [\Delta_{\text{LT}}(\hat{k}_x^2 - \hat{k}_y^2), 2\Delta_{\text{LT}}\hat{k}_x\hat{k}_y, 0], \quad (3.3)$$

где Δ_{LT} – константа ТЕ-ТМ расщепления. Эффективная масса m^* поляритонов в волновом пакете и константа расщепления Δ_{LT} могут быть определены через эффективные массы ТМ (m_l) и ТЕ (m_t) поляритонных мод как $m^* = 2m_l m_t / (m_l + m_t)$ и $\Delta_{\text{LT}} = (\hbar/2)(m_l^{-1} - m_t^{-1})$ соответственно. Оператор потенциальной энергии задаётся следующим образом:

$$\hat{V} = V_c(r)\hat{\sigma}_0 + \sum_{j=\pm} [\alpha_1 |\Psi_j(t, \mathbf{r})|^2 + \alpha_2 |\Psi_{-j}(t, \mathbf{r})|^2 + \alpha_{R1} n_{Rj}(t, \mathbf{r}) + \alpha_{R2} n_{R(-j)}(t, \mathbf{r})] \hat{\sigma}_j, \quad (3.4)$$

где $V_c(r)$ – стационарный цилиндрический потенциал. Второе слагаемое в (3.4) ответственно за отталкивающее взаимодействие поляритонов друг с другом внутри конденсата, а также поляритонов с экситонами в некогерентном резервуаре. Взаимодействие является избирательным по спину и характеризуется константами взаимодействия поляритонов с одинаковыми и противоположными спинами, α_1 и α_2 , соответственно. α_{R1} и α_{R2} – соответствующие константы взаимодействия поляритонов с экситонным резервуаром. $n_{R\pm}(t, \mathbf{r})$ – плотности частиц в двух спиновых компонентах экситонного резервуара. Для удобства записи в (3.4) введены следующие обозначения: $\hat{\sigma}_{\pm} = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_0 \pm \hat{\sigma}_z)$.

Последнее слагаемое в (3.1) описывает баланс накачки и потерь поляритонов в конденсате. Оператор \hat{R}_{in} , отвечающий за приток в поляритонное состояние частиц и резервуара, задаётся как

$$\hat{R}_{\text{in}} = R [n_{R+}(t, \mathbf{r})\hat{\sigma}_+ + n_{R-}(t, \mathbf{r})\hat{\sigma}_-], \quad (3.5)$$

где параметр R сохраняет присвоенный ранее в тексте смысл скорости стимулированного рассеяния поляритонов.

Поляритонный конденсат пополняется из разрешённого по спину экситонного резервуара, плотность которого описывается спинором $|n_R\rangle = [n_{R+}(t, \mathbf{r}), n_{R-}(t, \mathbf{r})]^T$, удовлетворяющим следующему скоростному уравнению:

$$\partial_t |n_R\rangle = |P\rangle - (\gamma_R \hat{\sigma}_0 + \hat{R}_{\text{out}}) |n_R\rangle, \quad (3.6)$$

где $|P\rangle$ описывает разрешённую по спину нерезонансную оптическую накачку:

$$|P\rangle = P(\mathbf{r}) \left[\frac{1}{2}\eta \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + (1 - \eta) \begin{pmatrix} p_+ \\ p_- \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{2}P(\mathbf{r}) \begin{pmatrix} 1 + p - \eta p \\ 1 - p + \eta p \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Поляризация накачки частично теряется в процессе релаксации оптически индуцированных «горячих» экситонов в состояние экситонного резервуара. Параметр η описывает долю накачки с утраченной поляризацией, которая одинаково накачивает обе поляризационные компоненты ре-

зервуара. Параметр p_{\pm} описывает поляризацию оптической накачки, $p_+ + p_- = 1$. Другой подход в описании поляризации накачки состоит в использовании одиночного параметра p , связанного с p_{\pm} следующим образом: $p_+ = 0.5(1 + p)$ и $p_- = 0.5(1 - p)$. Параметр p , изменяющийся в пределах от -1 до $+1$, характеризует правоциркулярную (левоциркулярную) поляризацию при $p = 1$ (-1). Пространственное распределение накачки $P(\mathbf{r})$ задаётся выражением (2.1). Однако, в настоящей главе накачка рассматривается азимутально-симметричной относительно оси пучка (точки \mathbf{r}_p в плоскости микроцилиндра), $w_p = w_{x,y}$. В связи с азимутальной симметричностью накачки, её азимутальное смещение не оказывает влияния на орбитальную степень свободы поляритонного конденсата, в связи с чем без потери общности можно положить $\mathbf{r}_p = (r_p, 0)$. Параметры r_p и p являются управляющими параметрами поведения поляритонного конденсата.

Оператор \hat{R}_{out} описывает отток частиц из резервуара в поляритонное состояние. Выражение для него можно получить из \hat{R}_{in} заменой $n_{R\pm}(t, \mathbf{r}) \rightarrow |\Psi_{\pm}(t, \mathbf{r})|^2$.

На основе подхода, описанного в параграфе 2.1, резервуар исключается из уравнения (3.6) использованием следующего выражения:

$$|n_R\rangle = \frac{|P\rangle}{\gamma_R + \hat{R}_{\text{out}}} \approx \frac{1}{\gamma_R} \left(1 - \frac{1}{\gamma_R} \hat{R}_{\text{out}} \right) |P\rangle. \quad (3.8)$$

3.1.2. Проецированное спинорное уравнения Гросса-Питаевского

Кольцевая геометрия задачи позволяет разделить азимутальную и радиальную компоненты поляритонной волновой функции следующим образом: $|\Psi\rangle = \Upsilon(r) \exp(-iE_r t/\hbar) |\Phi\rangle$, где $|\Phi\rangle = [\Phi_+(t, \theta), \Phi_-(t, \theta)]^T$. $\Phi_{\pm}(t, \theta)$ – поляризационные компоненты азимутальной волновой функции, $\Upsilon(r)$ – радиальная компонента. В рамках подхода, используемого в параграфе 2.1, осуществляется рассмотрение основного радиального состояния, удовлетворяющего следующему уравнению:

$$E_r \Upsilon(r) = \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \left(\partial_{rr}^2 + \frac{1}{r} \partial_r \right) + V_c(r) + (\alpha_{R1} + \alpha_{R2}) \frac{\eta P_s(r)}{2\gamma_R} \right] \Upsilon(r) + i \frac{\hbar}{2} \left[\frac{\eta R P_s(r)}{2\gamma_R} - \gamma \right] \Upsilon(r). \quad (3.9)$$

Усредняя (3.1) по радиальной компоненте $\Upsilon(r)$, можно получить следующее уравнение для азимутальной компоненты волновой функции:

$$i\hbar \partial_t |\Phi\rangle = \left[\hat{H}_1 + \hat{H}_{\text{int}} + i\hat{I} \right] |\Phi\rangle, \quad (3.10)$$

где одномерный одночастичный гамильтониан для спинорного экситон-поляритонного конденсата в кольцеобразной ловушке записывается как

$$\hat{H}_1 = \frac{\hbar^2 \hat{L}^2}{2m^* \rho^2} \hat{\sigma}_0 - \frac{\hbar \Delta_{\text{LT}}}{2} \left(\frac{1}{\rho_1^2} + \frac{\hat{L}^2}{\rho^2} \right) [\cos(2\theta) \hat{\sigma}_x + \sin(2\theta) \hat{\sigma}_y] - \quad (3.11)$$

$$- i \frac{\hbar \Delta_{\text{LT}} \hat{L}}{\rho_2^2} [\sin(2\theta) \hat{\sigma}_x - \cos(2\theta) \hat{\sigma}_y].$$

Первое слагаемое в (3.11) характеризует азимутальную кинетическую энергию. ρ – взвешенный радиус кольцевой ловушки, определяемый как $\rho^{-2} = \langle r^{-2} \rangle_r$, где $\langle \dots \rangle_r$ задаёт усреднение по радиальной координате. Второе и третье слагаемые характеризуют спин-орбитальное взаимодействие. Безразмерные константы $\rho_{1,2}$ возникают в результате усреднения вклада зависящего от пространственного направления ТЕ-ТМ расщепления вдоль радиального направления: $\rho_1^{-2} = \langle \partial_{rr}^2 - r^{-1} \partial_r \rangle_r$, $\rho_2^{-2} = \rho^{-2} - \langle r^{-1} \partial_r \rangle_r$.

Нарушение вращательной симметрии системы содержится в слагаемом, описывающем взаимодействие поляритонов. Спин-расщеплённый резервуар экситонов формируется преимущественно под пятном накачки. Смещение пятна в пределах плоскости микростолбикового резонатора влечёт смещения облака экситонов, вносящего существенный вклад в эффективный потенциал. В результате этого глубина эффективного потенциала меняется с изменением азимутального угла. В результате потенциал приобретает Z_2 симметрию ($x \rightarrow -x$). Азимутальный гамильтониан взаимодействия имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \sum_{j=\pm} [U_1^j(\theta) + U_2^j(\theta) |\Phi_j(t, \theta)|^2 + U_3^{-j}(\theta) |\Phi_{-j}(t, \theta)|^2] \hat{\sigma}_j. \quad (3.12)$$

Функции $U_{1,2,3}^\pm(\theta)$, заданные как

$$U_1^\pm(\theta) = \left\langle \Upsilon(r) \left| (\alpha_{R1} + \alpha_{R2}) \frac{\eta \delta P(\mathbf{r})}{2\gamma_R} + (\alpha_{R1} p_\pm + \alpha_{R2} p_\mp) \frac{(1-\eta) P(\mathbf{r})}{\gamma_R} \right| \Upsilon(r) \right\rangle, \quad (3.13a)$$

$$U_{2,3}^\pm(\theta) = \left\langle \Upsilon(r) \left| \left\{ \alpha_{1,2} - \frac{\alpha_{R1,2} R P(\mathbf{r})}{\gamma_R^2} \left[\frac{1}{2} \eta + (1-\eta) p_\pm \right] \right\} |\Upsilon(r)|^2 \right| \Upsilon(r) \right\rangle, \quad (3.13b)$$

характеризуют азимутальную зависимость вкладов поляритон-поляритонного и поляритон-экситонного взаимодействий в эффективный потенциал. Принято в учёт взаимодействие поляритонов как с одинаковыми, так и с противоположными спинами. В (3.13b) индексы “ \pm ” и численные индексы выбираются независимо друг от друга.

Оператор \hat{I} в (3.10) характеризует баланс азимутального распределения накачки и потерь в конденсате. Он повторяет структуру части гамильтониана \hat{H}_{int} , характеризующей взаимодействие

частиц с одинаковыми спинами, и может быть получен из \hat{H}_{int} путём замены $U_{1,2}^{\pm}(\theta) \rightarrow I_{1,2}^{\pm}(\theta)$ и $U_3^{\pm}(\theta) \rightarrow 0$. Функции $I_j^{\pm}(\theta)$ задаются следующим образом:

$$I_1^{\pm}(\theta) = \frac{\hbar R}{2\gamma_R} \left\langle \Upsilon(r) \left| \frac{\eta \delta P(\mathbf{r})}{2} + (1 - \eta) p_{\pm} P(\mathbf{r}) \right| \Upsilon(r) \right\rangle, \quad (3.14a)$$

$$I_2^{\pm}(\theta) = -\frac{\hbar R^2}{2\gamma_R^2} \left[\frac{1}{2} \eta + (1 - \eta) p_{\pm} \right] \langle \Upsilon(r) | P(\mathbf{r}) |\Upsilon(r)|^2 | \Upsilon(r) \rangle. \quad (3.14б)$$

Для дальнейшего рассмотрения удобно обратиться к азимутальному спектру спинорного поляритонного конденсата, характеризуемому разложением

$$\Phi_{\pm}(t, \theta) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} \psi_m^{\pm}(t) e^{im\theta}, \quad (3.15)$$

аналогичным разложению (2.8) для скалярного поляритонного поля. Для удовлетворения однозначности поляритонной волновой функции азимутальный поляритонный спектр носит дискретный характер. Аналогичным образом выполняется разложение коэффициентов $U_j^{\pm}(\theta)$ и $I_j^{\pm}(\theta)$:

$$U_j^{\pm}(\theta) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} U_{j,m}^{\pm} e^{im\theta}, \quad I_j^{\pm}(\theta) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} I_{j,m}^{\pm} e^{im\theta}. \quad (3.16a,б)$$

Подставление разложений (3.15) и (3.16) в уравнение (3.10) даёт следующую систему дифференциальных уравнений для коэффициентов $\psi_m^{\pm}(t)$:

$$\begin{aligned} i\hbar \partial_t \psi_m^{\pm} = & \frac{\hbar^2}{2m^* \rho^2} m^2 \psi_m^{\pm} + \sum_{m' \in \mathbb{Z}} (U_{1,m'}^{\pm} + iI_{1,m'}^{\pm}) \psi_{m-m'} - \\ & - \frac{\hbar \Delta_{\text{LT}}}{2} \left[\frac{(m \pm 2)^2}{\rho^2} \mp \frac{2(m \pm 2)}{\rho_2^2} + \frac{1}{\rho_1^2} \right] \psi_{m \pm 2}^{\mp} + \\ & + \sum_{m' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'' \in \mathbb{Z}} \sum_{m''' \in \mathbb{Z}} \sum_{m'''' \in \mathbb{Z}} \delta_{m+m'''' , m'+m''+m'''} \times \\ & \times [(U_{2,m'}^{\pm} + iI_{2,m'}^{\pm}) (\psi_{m''''}^{\pm})^* \psi_{m'''}^{\pm} + U_{3,m'}^{\mp} (\psi_{m''''}^{\mp})^* \psi_{m'''}^{\mp}] \psi_{m''}^{\pm}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Населённость и приведённый орбитальный угловой момент поляритонного состояния при этом определяются как

$$N(t) = N_+(t) + N_-(t), \quad \ell(t) = \frac{1}{N(t)} \sum_{j=\pm} \sum_{m \in \mathbb{Z}} m |\psi_m^j(t)|^2, \quad (3.18a,б)$$

где $N_{\pm}(t) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\psi_m^{\pm}(t)|^2$ – населённости спиновых компонент поляритонного конденсата.

В дальнейшем рассмотрении описываются результаты серии численных экспериментов, характеризующих поведение спинорного поляритонного конденсата в реалистичных условиях.

Следующие значения параметров используются для моделирования. Эффективная масса поляритонов $m^* = 5 \cdot 10^{-5} m_e$, скорости релаксации поляритонов и резервуарных экситонов $\gamma = 0.02 \text{ пс}^{-1}$ и $\gamma_R = 0.025 \text{ пс}^{-1}$ соответственно, скорость стимулированного рассеяния $\hbar R = 0.05 \text{ мЭВ} \cdot \text{мкм}^2$, нелинейные коэффициенты $\alpha_1 = \alpha_{R1}/2 = 3 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$, $\alpha_2 = \alpha_{R2}/2 = -0.1\alpha_1$, константа ТЕ-ТМ расщепления $\hbar\Delta_{\text{LT}} = 150 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$, ширина пятна накачки $w_p = 2 \text{ мкм}$. Диаметр микростолбикового резонатора 25 мкм , доля неполяризованной накачки $\eta = 0.7$.

3.1.3. Альтернативная геометрия возможного эксперимента

В параграфе 2.1 указано на альтернативный подход к локализации поляритонов, состоящий в создании оптической ловушки (см. также подпараграф 1.3.2). Последняя представляет собой эффективный отталкивающий потенциал оптически-индуцированного резервуара экситонов, при этом форма потенциала определяется профилем пучка оптической накачки. Очевидными преимуществами такого подхода являются, во-первых, возможность использования в роли поляритонных структур плоских электромагнитных резонаторов без формирования на их основе конструктивных элементов особой формы (микроцилиндров, мез) и, во-вторых, возможность управлять формой ловушки в ходе эксперимента.

Особенно актуальным применение оптической ловушки для захвата поляритонов становится в контексте рассмотрения в настоящей главе, а именно: при изучении поляризационных свойств поляритонных конденсатов. Это продиктовано, в частности, тем, что в системе возникает дополнительный управляющий параметр, связанный с азимутальным распределением поляризации накачки.

В работе [142] продемонстрирована возможность управления состояниями поляритонного конденсата в ловушке путём контролируемого нарушения вращательной симметрии системы. Рассматривалось первое возбуждённое состояние поляритонного конденсата в кольцевой ловушке, см. схематичное изображение на рис. 3.2(а). В азимутально-симметричном потенциале для скалярного поляритонного поля это состояние двукратно вырождено. В случае учёта поляризационной степени свободы при сбалансированной накачке обеих поляризационных компонент состояние является четырёхкратно вырожденным, $(\Psi_{10}^{\pm}, \Psi_{01}^{\pm})$. Придание форме накачки небольшой эллиптичности позволяет снять пространственное вырождение мод ловушки (ΔE_l). В этом случае в зависимости от мощности накачки наблюдается p -состояние, ориентация которого переключается между двумя ортогональными направлениями. Введения дисбаланса в накачку поляризационных компонент снимает спиновое вырождение (ΔE_z). Выявлено, что для ряда значений управляющих параметров (эллиптичности формы и поляризации накачки, а также мощность накачки) состояния с ортого-

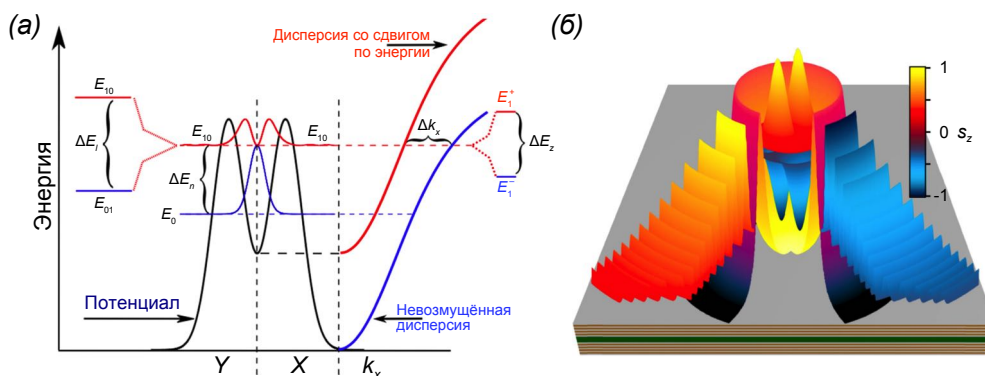


Рисунок 3.2 — (а) Схематичное изображение поляритонных состояний в оптически-индуцированном локализирующем потенциале. В азимутально-симметричной задаче при линейно-поляризованной накачке ($p = 0$) первое возбуждённое состояния ($\Psi_{10}^{\pm}, \Psi_{01}^{\pm}$) является четырёхкратно вырожденным. Придание эллиптичности кольцу накачки снимает вырождение мод Ψ_{10} и Ψ_{01} по энергии (ΔE_l). В случае смещения поляризации накачки в сторону одной из циркулярных компонент ($p \neq 0$) снимается вырождение поляризационных компонент Ψ^+ и Ψ^- поляритонного конденсата (ΔE_z). (б) Схематичное изображение волновой функции спинорного поляритонного конденсата в оптической ловушке. Поляризация поляритонов, туннелировавших за пределы ловушки, определяется ориентацией поляризованной поляритонной моды внутри ловушки. Рисунки адаптированы из статьи [142].

нальными поляризациями ориентированы ортогонально друг другу в ловушке, формируя паттерны интенсивности и поляризации в форме бабочки. Поляритоны способны покидать ловушку, туннелируя через барьер и сохраняя при этом свою поляризацию, см. рис. 3.2(б). В случае ортогонально ориентированных поляризационных компонент конденсата поляризации покидающих ловушку поляритонов также разделяются в пространстве. Изменение ориентации поляризационного паттерна конденсата влечёт и изменение поляризации туннелирующих поляритонов. Это позволяет использовать описанную конфигурацию для реализации спиновой логики и операций спинового демультиплексирования на управляемой оптическими методами твердотельной платформе.

В приведённой работе, иллюстрирующей принципиальную возможность использования оптических ловушек для локализации поляритонов и управления поляризацией поляритонного конденсата, эффективный потенциал принимает форму одиночной потенциальной ямы. Тем не менее, возможность использования этого подхода для создания потенциала кольцевой формы не вызывает сомнений. При этом, в основе центрального максимума потенциала может лежать как конструктивная особенность структуры, так и пространственная компонента оптически-индуцированного экситонного резервуара. Предложенные в предыдущей и настоящей главах модели могут быть легко адаптированы к описанию эволюции поляритонного конденсата в оптически-индуцированной ловушке.

Возможность применения оптической накачки для локализации поляритонного конденсата в кольцевой геометрии рассмотрена также в работе [52]. В ней, однако, выбрана стратегия использования мнимой компоненты эффективного потенциала для локализации короткоживущих поляритонов — см. подробнее об этом подпараграф 1.3.2 вводной главы.

3.2. Спинорный поляритонный конденсат в кольцевой ловушке

Спин-орбитальное взаимодействие нарушает вращательную симметрию системы и наделяет последнюю хиральностью. При этом в системе в разных поляризациях могут возникать поляритонные токи, направленные по часовой стрелке (\odot), характеризуемые отрицательным орбитальным угловым моментом, $\ell < 0$, и против часовой стрелки (\ominus), 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 $|\uparrow\rangle = |\odot\odot\rangle$, состояния с сонаправленными токами по часовой стрелке $|\downarrow\rangle = |\ominus\ominus\rangle$ и состояния с противоположно-направленными токами $|0\rangle = |\odot\ominus\rangle$. ℓ_{\pm} характеризуют приведённые орбитальные угловые моменты в соответствующих поляризациях.

Памятуя о возможных альтернативах обеспечения требуемой геометрии задачи, в дальнейшем изложении, тем не менее, продолжается рассмотрение поляритонных конденсатов, возбуждаемых в микроцилиндрическом резонаторе.

3.2.1. Спонтанное нарушение симметрии поляритонных токовых состояний

В первой серии численных экспериментов отслеживается изменение величины приведённого орбитального углового момента ℓ , характеризующего стационарное состояние поляритонного конденсата, при смещении пятна накачки r_p от центра микроцилиндра вдоль его радиуса в условиях линейно-поляризованной накачки ($p = 0$). Полученная зависимость представлена на рис. 3.3(a). При малом смещении поляритонный конденсат находится в состоянии $|0\rangle$, характеризуемом нулевым орбитальным угловым моментом ($\ell = 0$). С увеличением r_p поляритонный конденсат претерпевает переход в состояние $|\ell \neq 0\rangle$, при этом состояния $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$, отличающиеся направлением поляритонных токов в обеих поляризациях, возникают случайным образом. На вкладке на рис. 3.3(a) показаны токовые состояния поляритонного конденсата во множестве численных

экспериментов, возникающие в одинаковых условиях ($r_p = 1.4$ мкм и $p = 0$). Результаты моделирования случайным образом распределены между состояниями $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$.

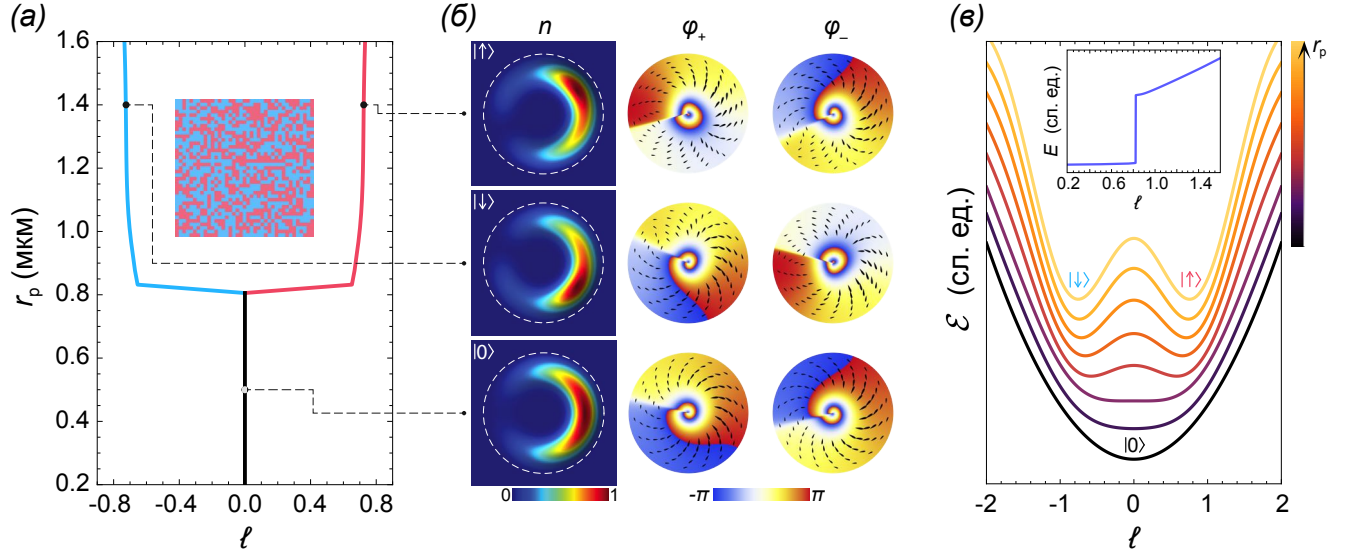


Рисунок 3.3 — (а) Изменение среднего орбитального углового момента поляритонного конденсата ℓ при смещении пятна нерезонансной накачки r_p относительно центра микроцилиндра в условиях линейной поляризации накачки ($p = 0$). На вкладке показан результат серии численных экспериментов при $r_p = 1.4$ мкм. Каждая точка соответствует отдельному численному эксперименту. Розовый и голубой цвета соответствуют состояниям $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$. (б) Пространственное распределение плотности поляритонного конденсата (слева), а также фазы правоциркулярно-поляризованной φ_+ (в центре) и левоциркулярно-поляризованной φ_- (справа) компонент поляритонного конденсата в состояниях $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ и $|0\rangle$. Чёрными каплями на центральных и правых панелях схематично изображены поляритонные токи в соответствующих поляризациях. (в) Изменение функционала энергии $\mathcal{E}(\ell)$ со смещением пятна накачки. На вкладке показано изменение энергии E основного состояния поляритонного конденсата, соответствующего минимумам функционала $\mathcal{E}(\ell)$. Рисунки адаптированы из статьи [215].

Поляризация конденсата характеризуется вектором Стокса $\mathbf{s} = (s_x, s_y, s_z)$, компоненты которого определяются как $s_j = N^{-1}\langle\Phi|\hat{\sigma}_j|\Phi\rangle$, где $j = x, y, z$ и $|\mathbf{s}| = 1$. В описываемой серии численных экспериментов населённость левоциркулярно- и правоциркулярно-поляризованных компонент состояния $|0\rangle$ одинакова, в то время как в состоянии $|\ell \neq 0\rangle$ населённости обеих компонент близки друг другу, так что степень циркулярной поляризации не превышает пяти процентов.

На рис. 3.3(б) проиллюстрированы примеры поляритонных конденсатов в разных состояниях. В состоянии $|0\rangle$ распределение плотности поляритонного конденсата симметрично относительно оси смещения пятна накачки. Левоциркулярно- и правоциркулярно-поляризованные компоненты содержат вихрь и антивихрь вокруг центра микроцилиндра, которые указывают на возникновение поляритонных токов в соответствующих направлениях. Вихри в разных поляризациях

характеризуются числами кручения m_{\pm} , определяемыми в соответствии с (1.33) для каждой поляризации как $m_{\pm} = (2\pi)^{-1} \int \partial_{\theta} \phi_{\pm}(\theta) d\theta$, где $\phi_{\pm}(\theta)$ – азимутальные зависимости фаз конденсатов в соответствующих поляризациях. Числа кручения m_{\pm} квантуются и выполняют роль топологических зарядов. В состоянии $|0\rangle$ фазы циркулярно-поляризованных компонент поляритонного конденсата приобретают за один оборот вокруг центра микроцилиндра набег в 2π по абсолютной величине, результатом чему — величины чисел кручения $m_{\pm} = \mp 1$.

В состоянии $|\ell \neq 0\rangle$ распределение плотности конденсата утрачивает осевую симметрию. Вместе с этим распределения плотности в состояниях $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ зеркально симметричны друг другу. Поляритонные токи в разных циркулярных поляризациях текут в одном направлении. Другая 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 $|\downarrow\rangle$, которое характеризуется величинами $m_{+} = -1$ и $m_{-} = 0$: в нём антивихрь возникает в «+» поляризации.

Распределение плотности спинорных поляритонных конденсатов имеет серповидную форму, благодаря нарушенной вращательной симметрии. Формирование скалярных серповидных конденсатов подробно обсуждено в предыдущей главе. Азимутальное изменение плотности конденсата в дополнение к изменению его фазы является причиной того, что такой конденсат характеризуется дробным средним орбитальным угловым моментом. Для состояний $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$, проиллюстрированных на рис. 3.3(б), величина ℓ составляет приблизительно ± 0.7 . Чёрные капли на распределениях фаз на рис. 3.3(б) изображают токи поляритонов в соответствующих поляризациях.

3.2.2. Совместное влияние спин-орбитального взаимодействия и двухчастичного взаимодействия поляритонов

Следует вновь обратиться к азимутальному спектру поляритонного конденсата (3.15), а также подвергнуть аналогичному разложению оптическую накачку $P(\theta, r_p) = \langle P(\mathbf{r}, \mathbf{r}_p) \rangle_r$:

$$P(\theta, r_p) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} P_m(r_p) e^{im\theta}. \quad (3.19)$$

Как спин-орбитальное взаимодействие, так и зависящие от оптической накачки взаимодействия частиц оказывают влияние на азимутальный спектр поляритонного конденсата. Подставление разложения (3.15) в гамильтониан (3.11) (см. также уравнение (3.17)) показывает, что рассматриваемый в настоящей главе механизм спин-орбитального взаимодействия связывает несимметричные спектральные компоненты в ортогональных циркулярных поляризациях. В частности, связывается компонента m в правоциркулярной поляризации (ψ_m^+) с компонентой $m + 2$ в левоциркулярной поляризации (ψ_{m+2}^-) или, что эквивалентно, компонента m в левоциркулярной поляризации (ψ_m^-) связывается с компонентой $m - 2$ в правоциркулярной поляризации (ψ_{m-2}^+). Это отражается в приобретении системой хиральности в присутствии спин-орбитального взаимодействия.

Другим источником «смешивания» спектральных компонент поляритонного конденсата является оптическая накачка, которая пополняет поляритонный конденсат и определяет форму эффективного потенциала для поляритонов. «Смешивание» поляритонных состояний в результате двухчастичного рассеяния, описываемого нелинейным слагаемым в (3.12), носит сложный характер, при этом, однако, выполняется условие сохранения полного числа кручения в каждом акте рассеяния.

На рис. 3.4 показан вклад трёх центральных компонент разложения (3.15), характеризуемых величинами параметров $m = 0$ и ± 1 , в конечное поляритонное состояние, $W^\Psi = N^{-1} \sum_{j\pm} \sum_{m=-1}^{+1} |\psi_m^j|^2$, а также доля трёх центральных компонент разложения накачки (3.19) во всём спектре, $W^P = (\sum_{m=-1}^{+1} P_m) (\sum_{m\in\mathbb{Z}} P_m)^{-1}$, в зависимости от смещения пятна накачки r_p . При малом смещении r_p азимутальное распределение $P(\theta, r_p)$ с большой точностью описывается выражением $P_0 + P_1 \cos(\theta)$. В этом пределе параметр W^P близок к единице. Это означает, что преимущественным образом накачиваются центральные компоненты спектра с $m = 0, \pm 1$, и эволюция этих компонент определяет эволюцию всего поляритонного конденсата. Индуцированная спин-орбитальным взаимодействием хиральность определяет формирование поляритонного состояния $|0\rangle$ с противоположно направленными токами в ортогональных циркулярных поляризациях. С увеличением смещения r_p вклад компонент накачки P_m с $|m| > 1$ монотонно возрастает (вместе с тем величина W^P уменьшается), что заметно увеличивает роль более высоких компонент спектра волновой функции (3.15). Это стимулирует перераспределение компонент азимутального спектра поляритонного конденсата, благодаря взаимодействиям. Когда вклад индуцированного накачкой «смешивания» спектральных компонент конденсата превышает вклад спин-орбитального взаимодействия, система переключается в состояние $\ell \neq 0$. По достижении критического значения смещения пятна накачки r_p вклад состояний с $|m| > 1$ резко возрастает (см. кинк на чётной кривой на рис. 3.4 вблизи $r_p = 0.85$ мкм), затем следует монотонное убывание

величины W^Ψ с возрастанием r_p . Вклад спектральных компонент волновой функции в состояние конденсата в обеих фазах показан справа от основной зависимости на рис. 3.4.

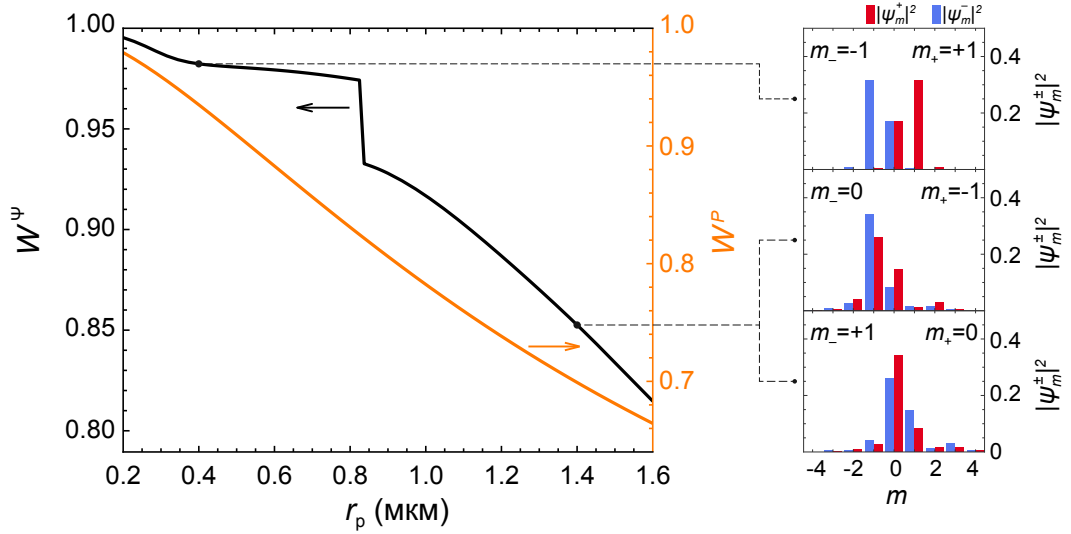


Рисунок 3.4 — Зависимость вклада трёх центральных компонент ($m = 0$ и ± 1) азимутального спектра (3.15) в поляритонное состояние, W^Ψ (чёрная кривая), и вклад трёх центральных компонент оптической накачки W^P (оранжевая кривая). Справа показан вклад спектральных компонент с числами кручения m от -4 до $+4$ в населённость результирующих поляритонных состояний, указанных на основном рисунке. Рисунки адаптированы из статьи [215].

3.2.3. Энергия поляритонного токового состояния

Усредняя гамильтониан $\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_{\text{int}}$, можно найти энергию поляритонного конденсата в приближении среднего поля $E = \langle \Phi | \hat{H} | \Phi \rangle$, соответствующую решениям, представленным на рис. 3.3(a). Энергия основного состояния соответствует минимумам функционала энергии, который в общем виде записывается как

$$\mathcal{E}(\ell) = \mathcal{E}_{\text{SOI}}(\ell) + \mathcal{E}_{\text{int}}(\ell) \quad (3.20)$$

и является функцией орбитального углового момента ℓ . Первое и второе слагаемые в (3.20) характеризуют вклад спин-орбитального взаимодействия и двухчастичного взаимодействия поляритонов соответственно. Как показано ранее в подпараграфе 3.2.1, линейная поляризация оптической накачки ($p = 0$) наследуется поляритонным конденсатом в обоих обнаруженных режимах, так что компоненты классического вектора псевдоспина принимают значения $s_z \simeq 0$ и $s_x \simeq 1$. Гамильтониан \hat{H}_1 в (3.11) в явном виде содержит оператор орбитального углового момента. Структура

функционала $\mathcal{E}_{\text{SOI}}(\ell)$ повторяет структуру \hat{H}_1 , и при $p = 0$ он может быть записан как

$$\mathcal{E}_{\text{SOI}}(\ell) = c_0 + c_1 \ell^2, \quad (3.21)$$

где c_0 и c_1 – константы, возникающие в результате интегрирования по θ . В случае потенциала ловушки, обладающего вращательной симметрией, величины ℓ и m совпадают, и выражение (3.21) описывает квантованный параболический спектр кольцевых поляритонных состояний.

Вклад взаимодействия частиц определяется азимутальным распределением поляритонного конденсата, а также экситонного резервуара, и в общем случае он должен быть вычислен самосогласованным образом. Однако, хорошим приближением для функционала энергии $\mathcal{E}_{\text{int}}(\ell)$ является выражение

$$\mathcal{E}_{\text{int}}(\ell) = E_J \cos(\zeta \ell), \quad (3.22)$$

где E_J – константа. Справедливость такого приближения можно показать следующим образом. Поляритонный конденсат стремится минимизировать свою энергию в ходе эволюции, описываемой уравнением (3.10). Достигнув динамически устойчивого состояния, он занимает минимум энергии и приобретает соответствующий ему орбитальный угловой момент. Чтобы выяснить, каким образом энергия взаимодействия поляритонного конденсата, характеризуемая гамильтонианом \hat{H}_{int} , изменяется с изменением орбитального углового момента ℓ , можно добавить в систему дополнительное вращение конденсата вокруг центра микроцилиндра. Такое вращение описывается слагаемым $\hbar\omega_{\text{rot}}\hat{L}\hat{\sigma}_0$, добавленным в линейный гамильтониан (3.11). Дополнительное вращение заставляет конденсат увеличивать или уменьшать величину его орбитального углового момента, что отражается в изменении энергии взаимодействия. Решая уравнение (3.11) с изменяемой частотой вращения ω_{rot} (величина которой может быть как положительной, так и отрицательной, что характеризует вращение в противоположных направлениях), можно отследить изменение энергии взаимодействия $\langle \Phi | \hat{H}_{\text{int}} | \Phi \rangle$ и орбитального углового момента ℓ . На рис. 3.5 красными точками показана параметрическая зависимость $\langle \Phi | \hat{H}_{\text{int}} | \Phi \rangle$ от ℓ вблизи двух минимумов, соответствующих отсутствию дополнительного вращения ($\omega_{\text{rot}} = 0$). Для моделирования выбран радиальный сдвиг накачки $r_p = 1.1$ мкм и линейная поляризация накачки ($p = 0$). Как видно на рисунке, полученная зависимость хорошо аппроксимируется функцией $\mathcal{E}_{\text{int}}(\ell) \propto \cos(\zeta \ell)$ (чёрная кривая) вблизи её минимумов.

Также можно видеть, что энергия взаимодействия $\mathcal{E}_{\text{int}}(\ell)$ уменьшается с увеличением абсолютной величины орбитального углового момента, и она минимальна при $\ell \neq 0$. Это можно качественно объяснить следующим образом. Оптически возбуждённый резервуар некогерентных экситонов играет в системе две важные роли. Во-первых, он выступает как источник поляритонов

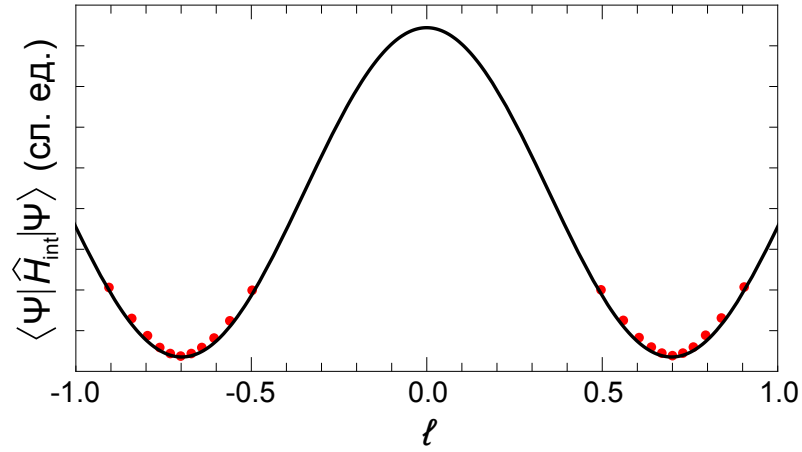


Рисунок 3.5 — Параметрическая зависимость энергии взаимодействия $\langle \Psi | \hat{H}_{\text{int}} | \Psi \rangle$ от величины орбитального углового момента ℓ поляритонного конденсата в присутствии дополнительного вращения последнего. Красные точки соответствуют решениям уравнения (3.10) с гамильтонианом \hat{H}_1 , дополненным слагаемым $\hbar\omega_{\text{rot}}\hat{L}\hat{\sigma}_0$, описывающим вращение. Чёрная кривая соответствует функции $\cos(\zeta\theta)$. Смещение пятна накачки принято равным $r_p = 1.1$ мкм, поляризация накачки принята линейной ($p = 0$). Рисунки адаптированы из статьи [215].

для конденсата. Во-вторых, он отвечает за голубой сдвиг энергии поляритонов из-за отталкивающего поляритон-экситонного взаимодействия. Пространственно локализованное облако экситонов образует потенциальный барьер, обеспечивающий в системе градиент эффективного потенциала. Поляритоны, возникающие в пределах области резервуара, стремятся удалиться от него. Это вызывает уменьшение перекрытия конденсата и резервуара, что приводит к уменьшению индуцированного резервуаром голубого сдвига энергии поляритонов. Этот сценарий реализуется в описываемой системе, когда резервуар экситонов смещён от центра микроцилиндра, что вызывает азимутальную модуляцию эффективного потенциала. В азимутально-симметричной кольцевой геометрии энергия взаимодействия поляритонного конденсата не зависит от его орбитального углового момента.

Эффективный потенциал (3.22) играет ту же роль в квантовании энергии поляритонного конденсата, что и индуцированный джозефсоновскими переходами (Josephson junctions) двухъямный потенциал в квантовании энергии сверхпроводниковых потоковых кубитов [216, 217]. Центральный барьер потенциала изолирует друг от друга два состояния с разными орбитальными угловыми моментами, $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$. Важно отметить, что константа энергии E_J не зависит от ℓ , при этом её величина может изменяться в результате изменения управляющего параметра r_p . ζ – параметр, отвечающий за величину орбитального углового момента ℓ в условиях неоднородности азимутального распределения плотности конденсата. Величина $E_J(r_p)$ возрастает с увеличени-

ем r_p , что в результате приводит к нарушению симметрии поляритонного конденсата. Это проявляется как переключение поляритонной системы из одиночного состояния с противоположно-направленными токами в ортогональных циркулярных поляризациях в вырожденные по энергии состояния с сонаправленными токами. Это нарушение симметрии иллюстрирует серия численных экспериментов, результаты которых суммированы на рис. 3.3(а). На рис. 3.3(в) схематично показано изменение зависимости функционала энергии (3.20) от орбитального углового момента при изменении величины управляющего параметра r_p . Минимумы представленных зависимостей $\mathcal{E}(\ell)$ соответствуют энергиям E основных состояний поляритонного конденсата, которые являются состояниями $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ и $|0\rangle$. Зависимость E от r_p показана на вкладке на рис. 3.3(в).

3.3. Вклад поляризации накачки в нарушение симметрии поляритонных токовых состояний

В следующей серии численных экспериментов изучаются состояния спинорного поляритонного конденсата в условиях изменения обоих управляющих параметров: и смещения пятна накачки r_p , и поляризации накачки p . Для предварительного обзора возникающих состояний поляритонного конденсата используется метод стохастического вложения соседей с t -распределением (t-distributed stochastic neighbor embedding, t-SNE) [218,219]. Этот метод машинного обучения позволяет визуализировать внутреннюю структуру массива данных высокой размерности, проецируя его на пространство более низкой размерности (в данном случае двумерное), известное также как пространство особенностей (feature space), с сохранением структуры данных. В качестве входных данных для метода t-SNE использовался массив значений орбитальных угловых моментов ℓ_{\pm} циркулярно-поляризованных компонент поляритонного конденсата на сетке 100×100 в плоскости управляющих параметров (r_p, p) при 56 численных экспериментах в каждой точке сетки. Решения, принадлежащие одинаковым состояниям поляритонного конденсата, группируются вместе, образуя различные кластеры в пространстве особенностей, см. рис. 3.6. Обнаружены три типа состояний: $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ и $|0\rangle$. В отличие от результатов, изложенных в предыдущем параграфе, в случае поляризации накачки, отличной от линейной ($p \neq 0$), состояния $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ хорошо различимы.

Метод t-SNE даёт качественное представление об ожидаемых состояниях поляритонного конденсата в рассматриваемых условиях. Связывая положение результатов численных экспериментов в пространстве особенностей с координатами в плоскости управляющих параметров (p, r_p) , можно построить распределение на ней состояний поляритонного конденсата, см. рис. 3.7(а). Соответствующее распределение степени циркулярной поляризации в плоско-

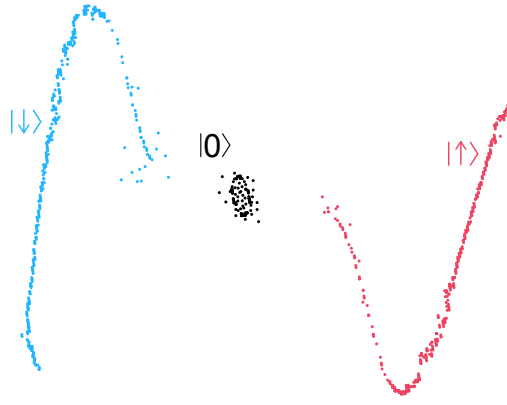


Рисунок 3.6 — Визуализация состояний спинорного поляритонного конденсата в кольцевой ловушке при помощи метода t-SHE. Обнаруженные состояния более подробно описаны на рис. 3.7.

сти (p, r_p) приведено на рис. 3.7(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 $|\downarrow\rangle$ при $\ell \neq 0$. В частности, когда превалирует правоциркулярно-поляризованная компонента накачки («+»), поляритонный конденсат занимает состояние $|\uparrow\rangle$, в котором поддерживаются поляритонные токи против часовой стрелки в обеих поляризациях. Напротив, при левоциркулярно-поляризованной накачке («-») конденсат занимает состояние $|\downarrow\rangle$ с поляритонными токами по часовой стрелке. Выбор направления токов поляритонным конденсатом при разных поляризациях накачки определяется описанным в параграфе 3.1 нарушением симметрии, которое индуцировано спин-орбитальным взаимодействием.

Спиновая (поляризационная) степень свободы вносит вклад в энергию поляритонного конденсата, $\mathcal{E}(\ell) \rightarrow \mathcal{E}(\ell, s_z)$. Описывающая спин-орбитальное взаимодействие компонента функционала энергии сохраняет свою форму (3.21), при этом константы модифицируются следующим образом: $c_0 \rightarrow c_0 s_x$ и $c_1 \rightarrow c_1 + c_2 s_x$. Структура функционала $\mathcal{E}_{\text{SOI}}(\ell, s_z)$ повторяет структуру гамильтониана (3.11) после унитарного преобразования $\hat{A}\hat{H}_0\hat{A}^{-1}$, где $\hat{A} = \cos(\theta)\hat{\sigma}_0 + i\sin(\theta)\hat{\sigma}_z$. Компоненты вектора спина связаны друг с другом как $s_x = (1 - s_z^2)^{1/2}$.

Вклад спиновой степени свободы в компоненту функционала (3.21), отвечающую за взаимодействия, носит более сложный характер, однако он может быть выявлен подгонкой результатов численных экспериментов, представленных на рис. 3.7(а). Феноменологический множитель $E_J(r_p, p, s_z)$ зависит от s_z , что описывает уменьшение критического значения управляющего параметра r_p с увеличением вклада циркулярной поляризации накачки. Аргумент функции косинуса

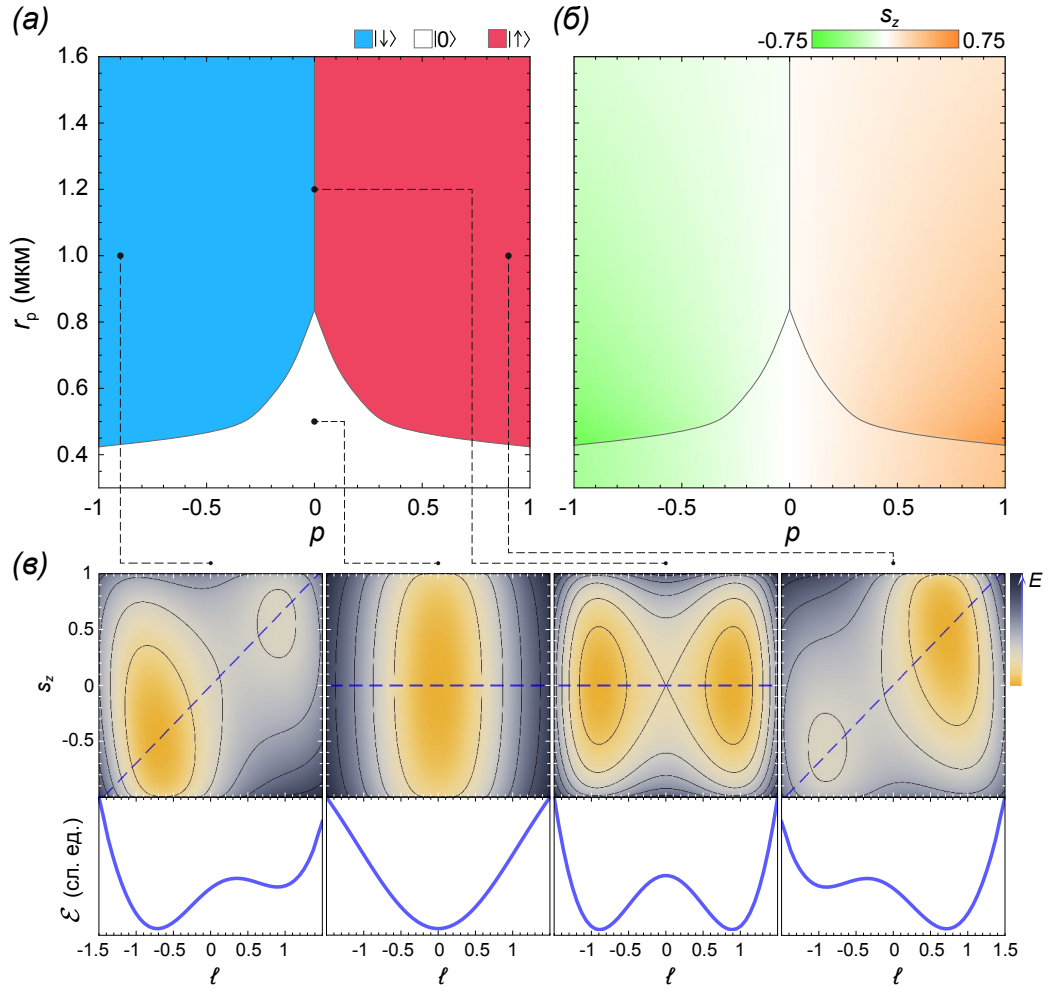


Рисунок 3.7 — (а) Распределение состояний поляритонного конденсата $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ и $|0\rangle$ в плоскости управляющих параметров (p, r_p) . (б) Зависимость поляризации поляритонного конденсата от r_p и p . (в) Изменение функционала энергии \mathcal{E} с изменением параметров ℓ и s_z поляритонных состояний, указанных на панели (а). Верхние панели показывают изменение \mathcal{E} в плоскости (ℓ, s_z) . Нижние панели показывают изменение \mathcal{E} с изменением ℓ вдоль пунктирной кривой на соответствующей верхней панели. Рисунки адаптированы из статьи [215].

$\zeta\ell$ преобразуется как $\zeta\ell + \zeta_1 p + f(p)s_z$, где второе слагаемое характеризует снятие вырождения состояний $|\uparrow\rangle$ и $|\downarrow\rangle$ по энергии с возрастанием $|p|$. Последнее слагаемое отвечает за степень циркулярной поляризации поляритонного конденсата в токовом состоянии $|\ell\rangle$. $f(p)$ – чётная функция управляющего параметра p . На рис. 3.7(в) показано характерное изменение функционала энергии в фазовой плоскости (ℓ, s_z) в указанных точках распределения на рис. 3.7(а). Каждое изображение подкреплено изменением функционала энергии вдоль линии на плоскости (ℓ, s_z) , которая связывает минимумы, соответствующие состояниям $|\ell \neq 0\rangle$, либо вдоль линии $s_z = 0$ для состояний $|0\rangle$. Диаграммы 3.7(б) и 3.7(в) могут быть получены минимизацией функционала энергии по переменным ℓ и s_z .

3.4. Краткие итоги главы 3

— В главе предсказано спонтанное нарушение симметрии в системе незатухающих азимутальных токов в кольцевом спинорном конденсате экситонных поляритонов в условиях спин-орбитального взаимодействия, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод, а также поляритон-поляритонного взаимодействия и взаимодействия поляритонов с экситонами некогерентного резервуара. В рамках используемого подхода к локализации поляритонов, основанного на сочетании стационарного удерживающего потенциала и оптически индуцированного отталкивающего потенциала экситонов, возможно управлять симметрией эффективного потенциала ловушки. Смещение пятна накачки от центра микроцилиндра понижает симметрию ловушки до Z_2 , в то время как спин-орбитальное взаимодействие наделяет систему хиральностью. Нарушение симметрии возникает при увеличении смещения пятна накачки в момент, когда вклад взаимодействия частиц начинает доминировать над вкладом спин-орбитального взаимодействия в азимутальную динамику поляритонов. При переходе состояние с противоположно-направленными поляритонными токами в ортогональных циркулярных поляризациях сменяется состоянием с сонаправленными токами, при этом направлением токов можно управлять, изменяя поляризацию накачки.

— Обнаруженные в кольцевой ловушке с нарушенной вращательной симметрией состояния поляритонов относятся к состояниям с полуцелым числом кручения наравне с поляритонными полувихрями. Такие состояния спинорного конденсата характеризуются наличием азимутальных поляритонных токов в обеих циркулярных поляризациях, однако только одна из поляризационных компонент содержит вихрь. Токи поддерживаются азимутальной неоднородностью локализующего потенциала, что также лежит в основе серповидной формы поляритонного конденсата. Наличие провала в азимутальном распределении плотности поляритонного конденсата позволяет управлять изменением фазы конденсата, так что условие однозначности волновой функции оказывается выполненным.

— Нарушение симметрии характеризуется изменением формы функционала энергии $\mathcal{E}(\ell)$ с одноямы на двухъямный. Для описания токовых состояний спинорного поляритонного конденсата в рассматриваемой системе можно использовать подход, аналогичный тому, который успешно применяется для описания потоковых кубитов в сверхпроводниковых контурах, содержащих джозефсоновские переходы.

— Ожидается, что эффекты, обсуждаемые в настоящей главе, присущи всему классу поляритонных систем, характеризуемых кольцевой геометрией, независимо от её происхождения. В частности, в качестве альтернативной геометрии возможного эксперимента может быть рассмотрена полностью оптически индуцированная кольцевая ловушка.

Глава 4.

Поляризационная динамика экситонных поляритонов в микрорезонаторе

Спин-орбитальное взаимодействие в исконной трактовке для заряженных квантово-механических частиц есть взаимодействие движения частицы, характеризуемое орбитальным угловым моментом, со спином этой частицы. Однако, для поляритонов, представляющих собой связанную форму когерентного оптического излучения, удобно определить спин-орбитальное взаимодействие аналогично классическому свету как взаимное влияние спиновой и пространственной степеней свободы. Ввиду гибридной природы экситонных поляритонов спин их экситонной компоненты неотделим от поляризации фотонной компоненты, что позволяет определить спин-орбитальное взаимодействие поляритонов ещё проще — как взаимное влияние траектории света и его поляризации [220–222]. В основе спин-орбитального взаимодействия света лежат фундаментальные свойства уравнений Максвелла [222] аналогично тому, как свойства уравнений Дирака лежат в основе спин-орбитального взаимодействия релятивистских электронов [223].

В параграфе 1.2, содержащем общие сведения о спиновых (поляризационных) свойствах поляритонов и подходах к их описанию, отдельного рассмотрения удостоился оптический спиновый эффект Холла в микрорезонаторе — пожалуй, основополагающий эффект спиновой поляритоники. Благодаря гибридной природе поляритонов, открытие эффекта имело предпосылки как со стороны фотонной составляющей, так и со стороны материальной составляющей. Так в работе [101] было показано, что спиновые токи могут возникать в кристалле в отсутствии внешних магнитных полей, а лишь благодаря спин-орбитальному взаимодействию. В этом состоит спиновый эффект Холла для носителей заряда. В работе [224] теоретически предсказан спиновый эффект Холла для поляризованного светового пучка, заключающийся в том, что на границе двух оптически прозрачных сред с разными показателями преломления пучок претерпевает смещение вдоль границы в направлении,

зависящем от поляризации света. Для поляритонов оптический спиновый эффект Холла был теоретически предложен в работе [18], и вскоре он обрёл ряд экспериментальных подтверждений, в том числе в присутствии нелинейных эффектов [119, 206, 225, 226]. В поляритонной структуре двумерного оптического микрорезонатора оптический спиновый эффект Холла проявляется разделением в реальном и сопряжённом пространстве в плоскости микрорезонатора поляритонов с разными поляризациями. Спин-орбитальное взаимодействие составляет основу эффекта.

Каждый исследователь, вступающий на путь изучения поляризационных (спиновых) свойств экситонных поляритонов в полупроводниковых гетероструктурах, так или иначе в своей работе обращается к оптическому спиновому эффекту Холла, каждый раз характеризуя его с новой стороны. Отступать от этой традиции было бы плохим тоном. Так в настоящей главе изучена эволюция поляризации (спина) поляритонов в условиях оптического спинового эффекта Холла. Рассмотрена как оригинальная конфигурация эксперимента, предполагающая упругое рассеяние поляритонов на неоднородности образца, так и возбуждение поляритонов пространственно-локализованным лазерным пучком. Изучена поляризационная динамика поляритонов в условиях совместного действия эффективного магнитного поля, описывающего вклад оптических особенностей структуры, и внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости микрорезонатора.

4.1. Поляризационная динамика поляритонов в условиях оптического спинового эффекта Холла

В оригинальной теоретической работе [18] предложенная возможная конфигурация эксперимента для наблюдения оптического спинового эффекта Холла предполагает резонансное возбуждение поляритонов с ненулевым волновым вектором в плоскости микрорезонатора линейно-поляризованным наклонным лазерным пучком. Направление волнового вектора накачки выбирается таким образом, что поток поляритонов оказывается направлен на оптическую неоднородность структуры, в результате упругого рассеяния на которой поляритоны меняют направление распространения. В результате сочетание упругого рассеяния и эффективного магнитного поля, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод, приводит к разделению поляритонных спиновых компонент в плоскости микрорезонатора.

Изложение в настоящем параграфе удобно начать с описания эксперимента, посвящённого изучению эволюции во времени поляризации (спина) поляритонов в условиях спин-орбитального взаимодействия. Эксперимент выполнен в Техническом университете Дортмунда (Technische Universität Dortmund) в группе проф. Марка Ассманна (Marc Abmann). Исполнители: Д. Шмидт

(D. Schmidt), Б. Бергер (B. Berger). В эксперименте, использующем конфигурацию, предложенную в [18], выполнены поляризационные измерения возникших в результате упругого рассеяния поляритонных состояний в пространстве волновых векторов с временным разрешением. Заметный вклад во временную динамику спина вносят начальная поляризация поляритонов, а также нелинейные эффекты, вызванные поляритон-поляритонным взаимодействием. Вклад первого учитывается в начальных условиях модели на основе уравнения прецессии (1.67). Вклад второго может быть учтён непосредственно в структуре эффективного магнитного поля, вызывающего прецессию спина.

4.1.1. Экспериментальное наблюдение оптического спинового эффекта Холла

Исследуемый образец представляет собой плоский микрорезонатор с GaAs резонаторным слоем толщины λ , в который встроены шесть $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ квантовых ям. Верхнее и нижнее брэгговские зеркала сформированы из 26 и 30 пар слоёв GaAs/AlAs соответственно. Энергия расщепления Раби в структуре принимает значение 6 мэВ. Добротность резонатора оценивается как приблизительно 6000. Ширина центрального слоя микрорезонатора линейно меняется в одном из направлений, так что экситон-фотонная отстройка в плоскости резонатора варьируется в плоскости резонатора в пределах от -10 мэВ до 20 мэВ. Для эксперимента выбран участок микрорезонатора, обеспечивающий отстройку -5.3 мэВ. На рис. 4.1(а) приведена дисперсия поляритонов, экспериментально измеренная в условиях нерезонансной накачки.

В фокусе рассмотрения в настоящем параграфе лежит поляризационная динамика поляритонов после рассеяния на неоднородности образца. Для визуализации эффекта рассеяния на рис. 4.1(б,в) приведено распределение поляритонов в реальном (б) и квазиимпульсном (в) пространстве (пространстве волновых векторов) в условиях непрерывной резонансной накачки. В реальном пространстве хорошо видна стационарная картина стоячей волны, возникшей в результате самоинтерференции падающих на дефект и рассеянных частиц. В пространстве квазиимпульсов (см. рис. 4.1(в)) возникает кольцевое распределение, характерное для упругого рэлеевского рассеяния.

В эксперименте по наблюдению спиновой эволюции поляритоны возбуждались пикосекундным импульсом титан-сапфирового лазера резонансно нижней (ТМ) поляритонной ветви. Мощность накачки составляла 15 мВт, ширина гауссова пятна — 20 мкм. Возбуждались поляритоны с энергией 1.4606 эВ (длина волны 848.86 нм) и квазиимпульсом $k \approx 0.73 \text{ мкм}^{-1}$. Измерения проводились при температуре 15 К. Распределение степени циркулярной поляриза-

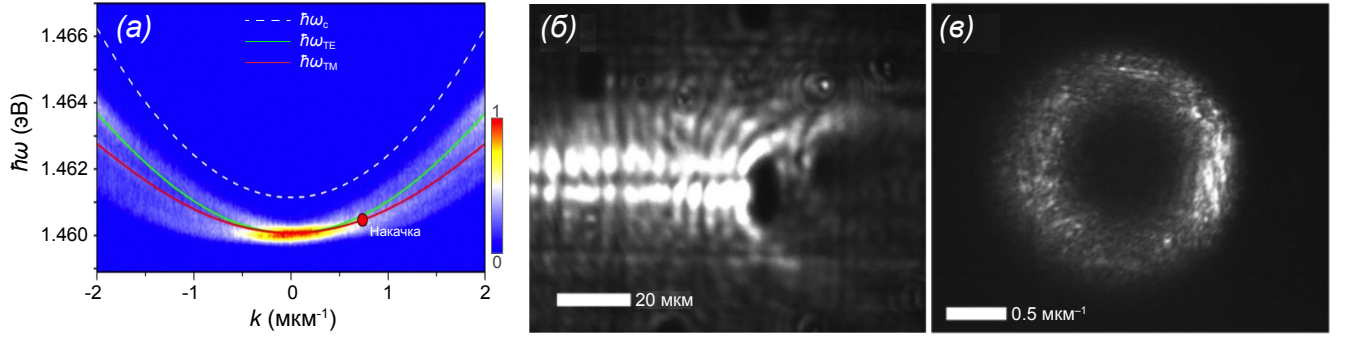


Рисунок 4.1 — (а) Спектр фотолюминесценции поляритонов в условиях нерезонансной оптической накачки. Красной точкой обозначены параметры резонансной накачки, используемой для наблюдения эволюции поляризации поляритонов. Распределение поляритонов (б) в реальном пространстве и (в) в пространстве квазиимпульсов в результате рассеяния на неоднородности образца в условиях резонансной накачки. Рисунки адаптированы из статьи [227].

ции в k -пространстве получено на основе измерения интенсивностей правоциркулярно- (I_{σ^+}) и левоциркулярно-поляризованных (I_{σ^-}) компонент излучения из поляритонного состояния:

$$s_z = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}}. \quad (4.1)$$

Интегрированное по времени распределение представлено на рис. 4.2(а). Такое распределение является характерным проявлением оптического спинового эффекта Холла. Для выявления временной эволюции степени циркулярной поляризации выбраны две области в k -пространстве под углами $+45^\circ$ и -45° по отношению к направлению накачки. Результаты наблюдения представлены на рис. 4.2(б). Наблюдаются осцилляции степени циркулярной поляризации поляритонов в ходе эволюции, при этом поляризации обладают разными знаками.

На рис. 4.2(в) приведено распределение степени циркулярной поляризации в поляритонном импульсе в пространстве волновых векторов в разные моменты времени в ходе эволюции. Так в момент времени $t_1 = 87$ пс поляритонный импульс преимущественно левоциркулярно-поляризован ($s_z < 0$): это относится к обеим областям в пространстве волновых векторов, за которыми ведётся наблюдение. Быстрое перераспределение поляритонов в k -пространстве с сохранением поляризации характерно для резонансного рэлеевского рассеяния [228, 229]. В обсуждаемом эксперименте оно имеет место в момент прихода поляритонного импульса в область оптической неоднородности структуры, визуализированной на рис. 4.1(а). В момент времени $t_2 = 129$ пс поляритонный импульс обладает преимущественно правоциркулярной поляризацией ($s_z > 0$). Кроме этого, распределение уже не обладает кольцевой формой: центральная часть кольца также заполняется в результате потерь энергии в ходе неупругих процессов рассеяния. В момент времени

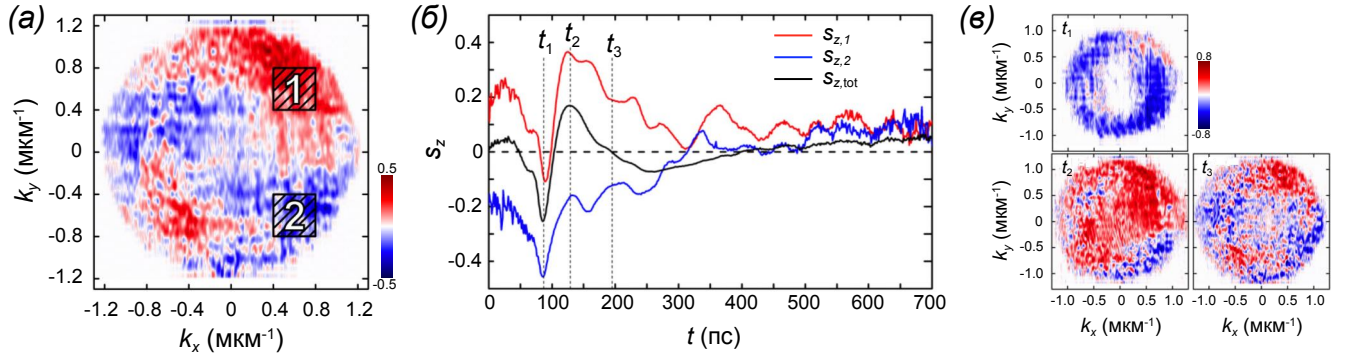


Рисунок 4.2 — (а) Интегрированное по времени распределение степени циркулярной поляризации s_z поляритонного импульса в пространстве волновых векторов. (б) Эволюция во времени степени циркулярной поляризации поляритонов с волновыми векторами, принадлежащими заштрихованным областям на панели (а). Чёрная кривая описывает эволюцию степени циркулярной поляризации импульса, интегрированную по пространству волновых векторов. (в) Распределение степени циркулярной поляризации поляритонного импульса в моменты времени, отмеченные на панели (б): $t_1 = 87$ пс, $t_2 = 129$ пс и $t_3 = 195$ пс. Рисунки адаптированы из статьи [227].

$t_3 = 195$ пс усреднённая степень циркулярной поляризации поляритонного импульса обращается в ноль, однако, распределение поляризации в k -пространстве окончательно приобретает черты, характерные для оптического спинового эффекта Холла, а именно: сегментирование распределения на чередующиеся области с правоциркулярной ($s_z > 0$) и левоциркулярной ($s_z < 0$) поляризациями.

4.1.2. Моделирование эволюции поляризации поляритонов

Для описания эволюции спина (поляризации) поляритонов в состоянии \mathbf{k} удобно воспользоваться уравнением (1.67). Однако эффективное магнитное поле $\Omega_{\mathbf{k}}$ в описываемом эксперименте представляет собой комбинацию трёх эффективных полей разной природы:

$$\Omega_{\mathbf{k}} = \Omega_{\text{LT},\mathbf{k}} + \Omega_{\text{an},\mathbf{k}} + \Omega_{\text{NL},\mathbf{k}}. \quad (4.2)$$

Ключевой вклад в (4.2) вносит компонента $\Omega_{\text{LT},\mathbf{k}}$, описывающая эффективное поле, индуцированное ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод. Выражение для неё в приближении эффективной массы поляритонов задано ранее как (1.66).

Компонента эффективного поля $\Omega_{\text{an},\mathbf{k}} = (\delta_{\text{an},\mathbf{k}}, 0, 0)$ характеризует расщепление поляритонных мод, поляризованных вдоль двух перпендикулярных направлений в плоскости резонатора в результате анизотропии оптических свойств структуры [19, 20, 87, 230]. В данной модели ось

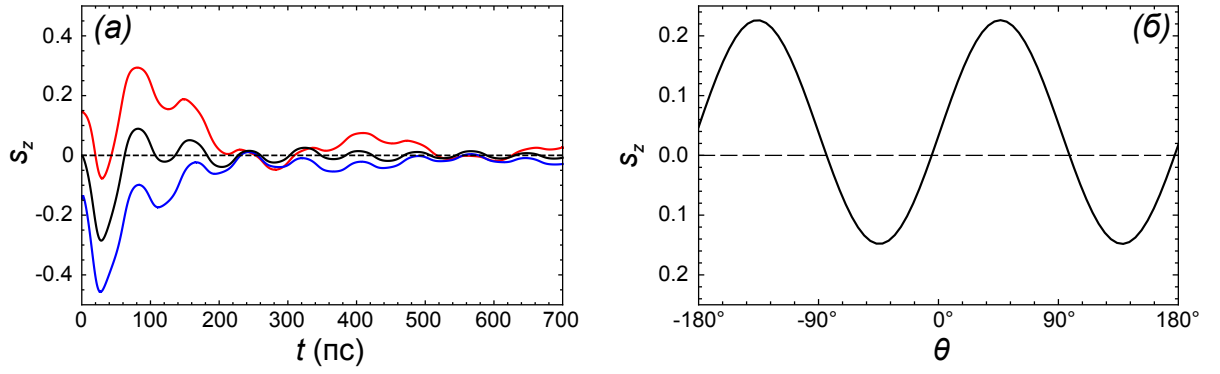


Рисунок 4.3 — (а) Описываемая уравнением (1.67) эволюция степени циркулярной поляризации поляритонов, распространяющихся под углами $+45^\circ$ (красная кривая) и -45° (синяя кривая) к направлению накачки. Чёрная кривая описывает степень циркулярной поляризации, интегрированную по волновому вектору вдоль кольца упругого рассеяния. Поляритоны характеризуются волновым числом $k = 0.73 \text{ мкм}^{-1}$. (б) Азимутальное распределение интегрированной по времени степени циркулярной поляризации поляритонного импульса. Рисунки адаптированы из статьи [227].

анизотропного расщепления полагается параллельной оси x ; $\delta_{\text{an},k}$ – константа расщепления k -состояния.

В то время как $\Omega_{\text{LT},k}$ и $\Omega_{\text{an},k}$ вызывают расщепление линейно-поляризованных компонент, эффективное поле $\Omega_{\text{NL},k} = (0, 0, \alpha S_z(t)/\hbar)$, ориентированное нормально к плоскости микрорезонатора, ведёт к расщеплению циркулярно-поляризованных поляритонных состояний. Оно возникает в системе, описываемой уравнением (1.67), благодаря нелинейным эффектам в результате поляритон-поляритонного взаимодействия и вызывает так называемую самоиндуцированную ларморовскую прецессию поляритонного псевдоспина [20, 231]. Вклад $\Omega_{\text{NL},k}$ в эволюцию спина поляритонов снижается со временем ввиду потерь в системе.

На рис. (4.3)(а) показан результат моделирования эволюции степени циркулярной поляризации двух поляритонных состояний, соответствующих таковым в эксперименте (рис. (4.2)). Примечательно очень хорошее качественное соответствие результатов измерений и моделирования. Для моделирования использованы следующие значения параметров: константы расщепления $\hbar\Delta_{\text{LT}} = 18 \text{ мкэВ} \cdot \text{мкм}^2$ и $\hbar\delta_{\text{an},k} = 15 \text{ мкэВ}$, характерные времена $\tau = 5 \text{ пс}$ и $\tau_1 = 40 \text{ пс}$. Как видно на рис. 4.2(б) и 4.3(а), степень циркулярной поляризации поляритонов в наблюдаемых состояниях осциллирует в ходе эволюции. Поведение поляризации поляритонов в общем соответствует поведению, предсказанному в оригинальной теоретической работе об оптическом спиновом эффекте Холла [18]. Однако, в начале эволюции степень циркулярной поляризации обоих наблюдаемых поляритонных состояний приобретает отрицательные значения. Это является следствием того, что изначально линейная поляризация излучения накачки претерпевает слабые изменения в ре-

зультате прохождения фокусирующей системы, а также верхнего брэгговского зеркала образца. В результате поляризация накачки трансформируется в эллиптическую, что отражается в поляризации поляритонных состояний. В используемой модели такая особенность поляризационной динамики учитывается выбором соответствующих начальных условий для резонансно возбуждаемого состояния.

На рис. 4.3(б) показано азимутальное распределение степени циркулярной поляризации поляритонов, характеризующихся абсолютным значением квазиимпульса $|\mathbf{k}_0|$. Зависимость $s_z(\theta)$ носит периодический характер, при этом, однако, она не симметрична относительно $\theta = 0^\circ$ в отличие от таковой в работе [18]. Еще одно отличие состоит в том, что распределение смещено в сторону $s_z > 0$. Оба отличия можно объяснить влиянием z -компоненты эффективного магнитного поля, индуцированной спин-зависимым поляритон-поляритонным взаимодействием. Похожее влияние z -компоненты магнитного поля, однако, приложенного извне, было теоретически предсказано в работе [115].

4.2. Управление эволюцией поляризации поляритонов при помощи магнитного поля в геометрии Фойгта

В случае когда в основе эффективного магнитного поля лежит ТЕ-ТМ расщепление поляритонных мод, в линейном режиме для поляритонов с заданным волновым вектором \mathbf{k} частота прецессии спина $\Omega_{\mathbf{k}}$ неизменна. Для потенциальных поляритонных устройств, в которых поляризация поляритонов является ключевым параметром, важной является возможность управления частотой прецессии, а также конфигурацией эффективного магнитного поля. Одним из подходов к решению этой проблемы является дополнение эффективного магнитного поля внешним магнитным полем. Как правило, в поляритонных экспериментах магнитное поле прикладывается в геометрии Фарадея, т.е., по нормали к плоскости микрорезонатора, $\mathbf{B} \parallel \hat{\mathbf{e}}_z$. Так было изучено влияние магнитного поля на дисперсию поляритонов [232], их когерентные свойства [233], а также особенности формирования поляризационных текстур [115, 130]. В этой геометрии, однако, магнитное поле непосредственно воздействует на поляритонные спины, стремясь сделать поляритонное состояние циркулярно-поляризованным [234–236], тем самым, подавляя оптический спиновый эффект Холла.

В свою очередь, геометрию Фойгта, когда магнитное поле приложено в плоскости микрорезонатора, $\mathbf{B} \perp \hat{\mathbf{e}}_z$, исследователи обходят своим вниманием. Вероятно, это связано с тем, что магнитное поле в плоскости не взаимодействует напрямую со спином поляритона, и ожидается,

что его влияние будет незначительным. Воздействие внешнего поля на поляритонный спин осуществляется опосредованно, за счёт смещения светлых и тёмных экситонных состояний — см. подробней об этом механизме в подпараграфе 1.2.3 первой главы. В работе, результаты которой описаны в настоящем параграфе, показана возможность усиления и ослабления влияния на эволюцию поляризации поляритонов эффективного магнитного поля, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением, внешним магнитным полем в плоскости резонатора. Продемонстрировано ослабление и даже полное подавление осцилляций степени циркулярной поляризации возбуждённых резонансно баллистическим образом распространяющихся поляритонов. Изучено влияние внешнего магнитного поля на проявление оптического спинового эффекта Холла в плоскости резонатора. При этом выбрана схема возбуждения поляритонов пространственно-локализованным пучком нерезонансной оптической накачки [119]. Выявлена деформация поляризационных текстур в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля.

4.2.1. Детали эксперимента и особенности структуры

Эксперимент по изучения влияния внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта на эволюцию поляризации поляритонов выполнен в Институте нанотехнологий CNR-NANOTEC в группе проф. Даниэле Санвитто (Daniele Sanvitto). Исполнители: Д. Капуто (D. Caputo), Д. Балларини (D. Ballarini). На рис. 4.4 приведена схема экспериментальной установки для возбуждения поляритонов. Поляритоны инжектируются в исследуемый образец узкополосным титан-сапфировым лазером со стабилизированной выходной частотой. В экспериментах, описываемых в настоящем параграфе, используются как резонансная, так и нерезонансная схемы накачки. Измерения осуществляются при температуре приблизительно 10 К.

Исследуемый образец представляет собой плоский микрорезонатор с центральным GaAs/AlGaAs слоем толщины $3\lambda/2$, выращенным вдоль оси $z \parallel [001]$. В резонатор встроены три кластера квантовых ям по четыре ямы шириной 7 нм в каждом кластере, помещённых в пучности локализованного электрического поля. Верхнее и нижнее зеркала сформированы соответственно их 34 и 40 пар слоёв AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As. В резонаторе обеспечивается вакуумная энергия расщепления Раби 16 мэВ при экситон-фотонной отстройке приблизительно -2 мэВ. Дисперсия поляритонов, рассчитанная по приведённым параметрам в рамках модели связанных осцилляторов, изображена на рис. 4.5(а). Микрорезонатор обладает высокой добротностью — порядка 10^5 , — которая обеспечивает время жизни поляритонов порядка 100 пс.

Высокая добротность микрорезонаторной структуры в числе прочего подразумевает, что последняя характеризуется слабым беспорядком: это выражается в малой плотности субмикрон-

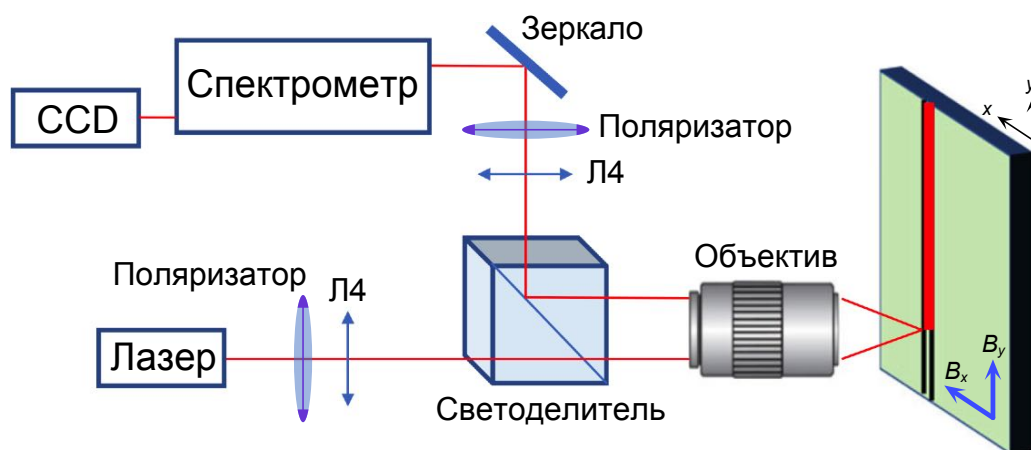


Рисунок 4.4 — Схема оптической установки. Накачка осуществляется непрерывным лазерным излучением. Поляризатор и четвертьволновая пластинка (Л4) используются для управления поляризацией излучения накачки. Детектирование сигнала от образца осуществляется CCD камерой, расположенной после спектрометра. Рисунок адаптирован из статьи [94].

ных точечных дефектов. Тем не менее, структура не освобождена от дефектов другого типа, а именно: линейных дефектов, вызванных естественными дислокациями на границе слоёв разных материалов [237, 238]. Как схематично показано на рис. 4.6(а), дислокация образуется в результате несовпадения постоянных кристаллической решётки материалов слоёв. Хотя для используемых материалов несовпадение составляет не больше десятой доли процента, всё же толщина образца и его размеры в направлении, перпендикулярном оси роста, значительны, что непременно ведёт к появлению дислокаций. Рисунок 4.6(б) схематично изображает линейный дефект в многослойной гетероструктуре.

Добротность резонатора в области дислокации отлична от таковой вокруг неё. Как следствие, в области дислокации фотоны и поляритоны обладают меньшей энергией, в связи с чем дислокация выступает для них локализирующим потенциалом. Также поляритоны, инжектированные с ненулевым волновым вектором, могут распространяться вдоль дислокации: в этом случае последняя играет роль квазиодномерного волновода. Именно последнее свойство дислокации использовалось в описываемой в настоящем параграфе серии экспериментов для наблюдения одномерной поляризационной динамики экситон-поляритонов в условиях спин-орбитального взаимодействия. Изображение дислокации в исследуемом образце, используемой в роли волновода, приведено на рис. 4.6(в). Дислокация сформирована вдоль кристаллической оси y $|| [1\bar{1}0]$. Благодаря подавлению расплывания поляритонных волновых пакетов в поперечном направлении дислокация обеспечивает возможность наблюдения баллистического распространения поляритонов на расстояние до 400 мкм.

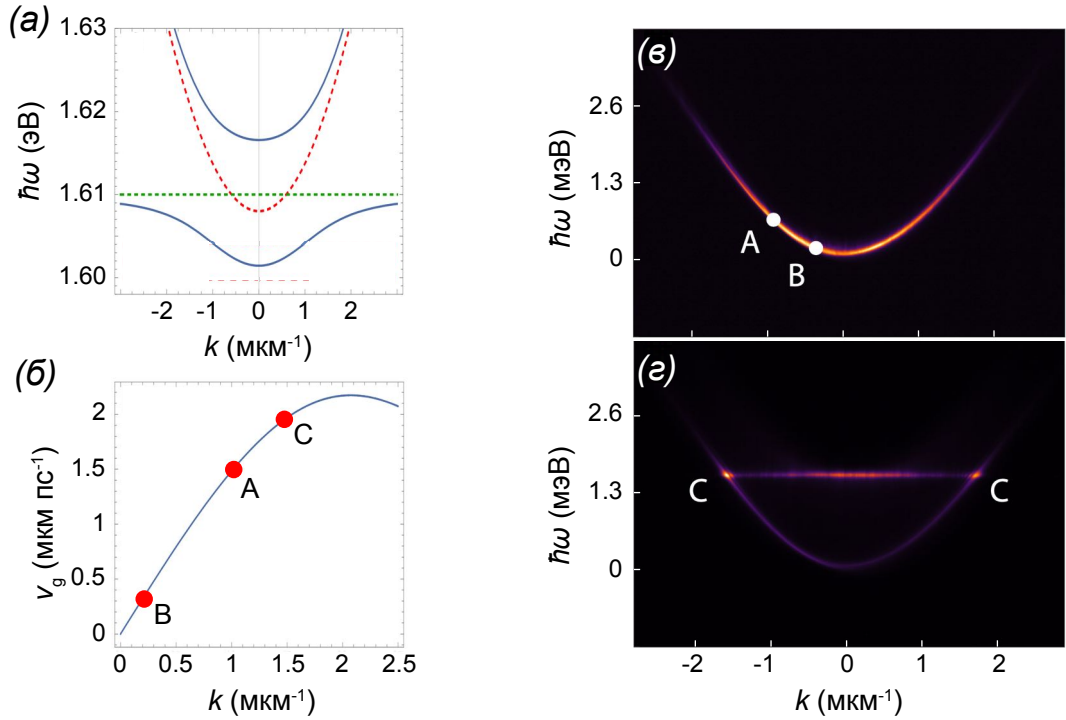


Рисунок 4.5 — (а) Дисперсия поляритонов (синие кривые), экситонов в квантовых ямах (зелёная пунктирная прямая) и фотонов в резонаторе (красная пунктирная кривая). (б) Зависимость групповой скорости поляритонов нижней ветви от модуля волнового вектора. Спектр фотолюминесценции поляритонов, измеренный при (в) резонансном и (г) нерезонансном возбуждении. Маркерами А и В обозначены значения энергии и волнового вектора резонансной накачки на (в), а также групповой скорости поляритонов на (б). Маркером С обозначен радиус кольцевого распределения в k -пространстве на (г), а также групповая скорость поляритонов с соответствующим волновым вектором на (б) при нерезонансной накачке. Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [94].

4.2.2. Усиление и подавление осцилляций поляризации магнитным полем

Наблюдение влияния магнитного поля на поляризационную динамику поляритонов

Первая серия экспериментов посвящена наблюдению поляризационной динамики поляритонов, балистически распространяющихся в заданном направлении в присутствии магнитного поля. Поляритоны инжектируются резонансной правоциркулярно-поляризованной (σ^+) накачкой в область линейного дефекта вдоль оси y . Для расчёта степени циркулярной поляризации в соответствии с выражением (4.1) измеряются интенсивности правоциркулярно- (I_{σ^+}) и левоциркулярно-поляризованных (I_{σ^-}) компонент фотолюминесценции.

В первом эксперименте магнитное поле приложено перпендикулярно направлению распространения поляритонов, $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$. Поляритоны инжектируются вдоль оси y , $\mathbf{k} \parallel \hat{\mathbf{e}}_y$, с квазиимпульсом $k \approx 1 \text{ мкм}^{-1}$. Групповая скорость поляритонов при этом оценивается как

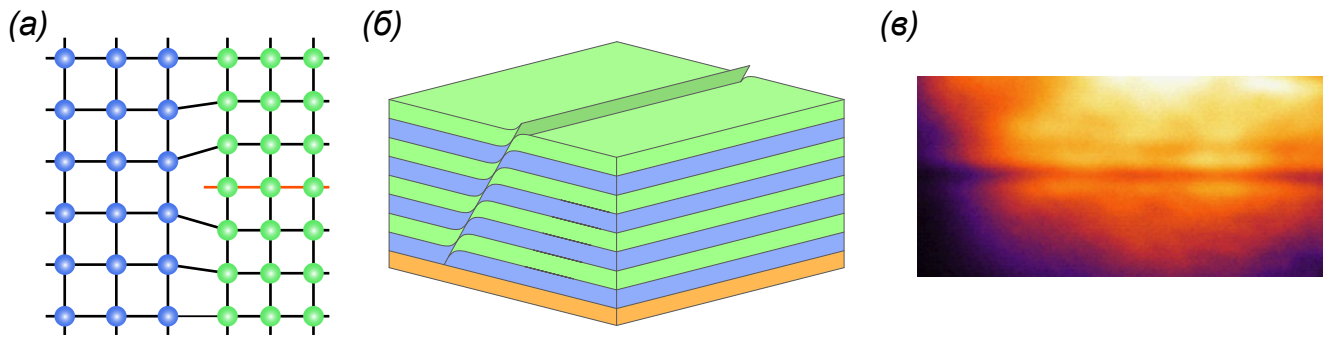


Рисунок 4.6 — (а) Схематичное изображение дислокации на границе слоёв из двух материалов с разными параметрами кристаллической решётки. (б) Схематичное изображение линейного дефекта в гетероструктуре. (в) Изображение дислокации в исследуемом образце. Рисунок (в) адаптирован из дополнительных материалов к статье [94].

$v_g \approx 1.5 \text{ мкм} \cdot \text{пс}^{-1}$. На рис. 4.5(б,в) значения указанных параметров отмечены маркером А. На рис. 4.7(а,б) приведено распределение степени циркулярной поляризации поляритонов $s_z(y)$ вдоль направления их распространения при величине индукции магнитного поля 0 Тл (а) и 9 Тл (б). Для зависимости $s_z(y)$ характерны ярко выраженные колебания, вызванные спин-орбитальным взаимодействием в структуре. Распределения интенсивностей правоциркулярно- и левоциркулярно-поляризованных компонент фотолюминесценции приведены на рис. 4.7(в) при индукции приложенного магнитного поля 9 Тл. Расстояние между максимумами распределения на панелях (в) совпадает с пространственным периодом колебаний на панели (б). На рис. 4.7(г) приведена зависимость пространственной частоты колебаний κ от магнитной индукции: как видно, частота κ возрастает квадратично с увеличением B .

Рисунок 4.8 иллюстрирует влияние на поляризационную динамику поляритонов внешнего магнитного поля, приложенного сонаправленно с направлением распространения поляритонов, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$. Поляритоны инжектируются с квазиимпульсом $k \approx 0.25 \text{ мкм}^{-1}$, групповая скорость поляритонов оценивается как $v_g \approx 0.35 \text{ мкм} \cdot \text{пс}^{-1}$. Значения указанных параметров на рис. 4.5(б,в) отмечены маркером В. Меньшее значение волнового вектора в данном эксперименте выбрано с той целью, чтобы вклад зависящего от k эффективного магнитного поля был сравним по величине с вкладом внешнего магнитного поля. На рис. (4.8)(а–е) приведено распределение степени циркулярной поляризации поляритонов вдоль направления распространения при разных значениях индукции магнитного поля. В основе эффективного магнитного поля в большей степени лежит ТЕ-ТМ расщепление, величина которого пропорциональна квадрату квазиимпульса поляритонов. В связи с этим, период колебаний степени циркулярной поляризации в данном эксперименте при слабом внешнем магнитном поле или в отсутствии такового существенно меньше периода осцилляций в эксперименте, проиллюстрированном на рис. 4.7. Так на рис. 4.8(а) в случае $B = 0 \text{ Тл}$

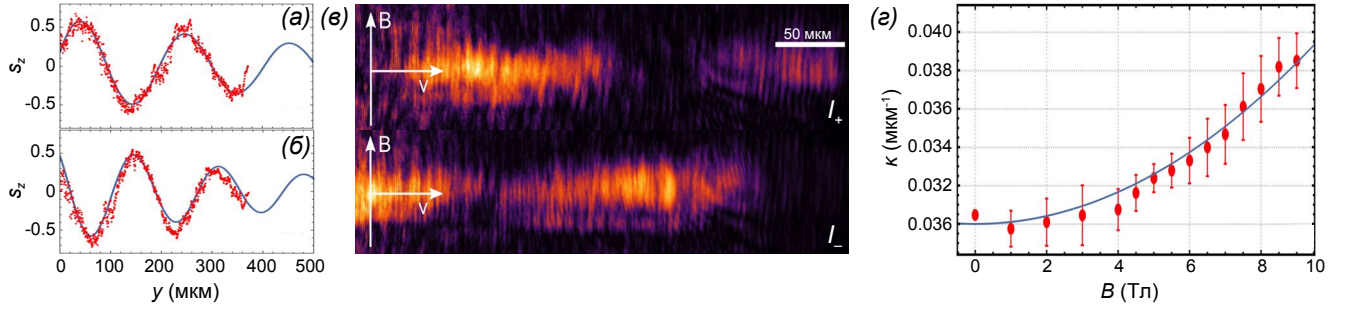


Рисунок 4.7 — Изменение степени циркулярной поляризации поляритонов $s_z(y)$ вдоль направления их распространения при индукции внешнего магнитного поля $B = 0$ Тл (а) и $B = 9$ Тл (б), приложенного перпендикулярно направлению распространения, $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$. Красные точки — результат измерения в эксперименте, синие кривые — результат численного моделирования. Пятно накачки находится в пятидесяти микрометрах позади точки, выбранной за начало координат $y = 0$. (в) Пространственное распределение интенсивностей правоциркулярно-поляризованной ($I_{\sigma+}$) и левоциркулярно-поляризованной ($I_{\sigma-}$) компонент фотолюминесценции поляритонного состояния при $B = 9$ Т. (г) Зависимость пространственной частоты колебаний степени циркулярной поляризации от индукции магнитного поля $\kappa(B)$. Значения используемых при моделировании параметров: $\hbar\Delta_{\text{LT}}k^2 = 30$ мкэВ, $\hbar\eta = 0.1$ мкэВ \cdot Тл $^{-2}$. Рисунки адаптированы из статьи [94].

область наблюдения, составляющая чуть меньше 500 мкм, вмещает меньше половины периода колебания, вызванного эффективным магнитным полем. С усилением индукции внешнего магнитного поля период колебаний сначала увеличивается, а затем по достижении некоторого критического значения B_{crit} начинает уменьшаться: так на рис. 4.8(е) при $B = 9$ Тл область наблюдения вмещает по крайней мере один целый период колебания степени циркулярной поляризации. Распределения интенсивностей правоциркулярно- и левоциркулярно-поляризованных компонент фотолюминесценции при индукции внешнего магнитного поля 9 Тл приведены на рис. 4.8(ж).

Моделирование поляризационной динамики поляритонов в магнитном поле

Для описания эволюции поляризации поляритонов в рамках псевдоспиновой модели вновь используется уравнение (1.67). Эффективное магнитное поле для описания обсуждаемых экспериментов задаётся в виде

$$\Omega_{\mathbf{k}} = \Omega_{\text{LT},\mathbf{k}} + \Omega_{\text{M}} + \Omega_{\text{NL},\mathbf{k}}, \quad (4.3)$$

где компонента $\Omega_{\text{M}} = [-\eta(B_x^2 - B_y^2), -2\eta B_x B_y, 0]$ описывает вклад внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта. η – размерный коэффициент, характеризующий величину расщепления линейно-поляризованных поляритонных состояний. В общем случае η зависит от \mathbf{k} как $\eta = \eta_V X_k^2$, где константа η_V введена ранее в подпараграфе 1.2.3. В основе расщепления лежит магнито-

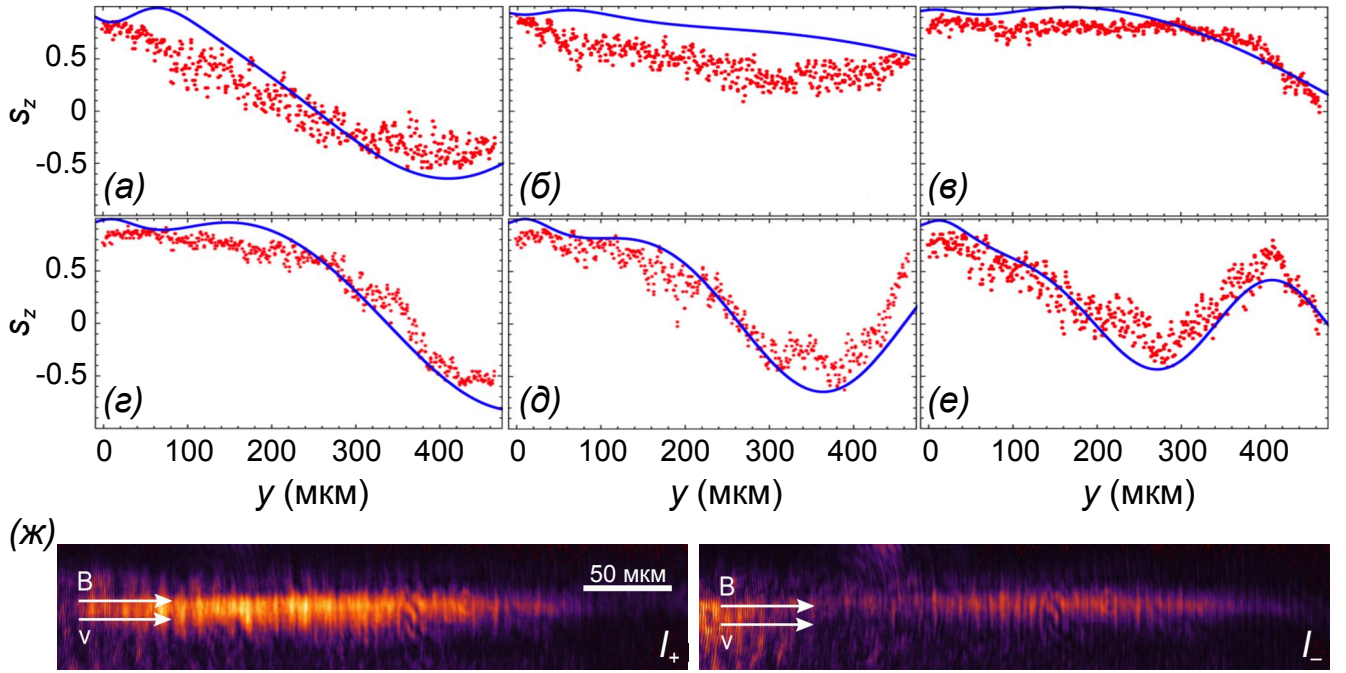


Рисунок 4.8 — Изменение степени циркулярной поляризации поляритонов $s_z(y)$ вдоль направления их распространения при индукции внешнего магнитного поля (а) $B = 0$ Тл, (б) $B = 3$ Тл, (в) $B = 5.5$ Тл, (г) $B = 6.5$ Тл, (д) $B = 7.5$ Тл, (е) $B = 8.5$ Тл, приложенного вдоль направления распространения, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$. (ж) Пространственное распределение интенсивностей правоциркулярно-поляризованной (I_{σ^+}) и левоциркулярно-поляризованной (I_{σ^-}) компонент фотолюминесценции поляритонного состояния при $B = 9$ Т. Значения используемых при моделировании параметров: $\hbar\Delta_{\text{LT}}k^2 = 2$ мкэВ, $\hbar\eta = 0.1$ мкэВ · Тл $^{-2}$, $\alpha n(0) = 30$ мкэВ, $\tau = 250$ пс. Рисунки адаптированы из статьи [94].

индуцированное смешивание тёмных и светлых экситонных состояний в квантовых ямах. Подробнее о влиянии внешнего магнитного поля на спин экситонов см. подпараграф 1.2.3 первой главы настоящей диссертации.

В линейном приближении ($\Omega_{\text{NL},\mathbf{k}} = 0$) для поляритонов, распространяющихся вдоль оси y ($k_x = 0$, $k_y = k$), можно записать аналитическое решение уравнения (1.67) в обоих описанных случаях ориентации внешнего магнитного поля (в работе [94] получено М. М. Глазовым):

$$S_z(y) = S_{z0} \cos[\kappa(k, B_{x,y})y] e^{-y/l_s}, \quad (4.4)$$

где константа распространения (или пространственная частота распространения) $\kappa(k, B_{x,y})$ задаётся как

$$\kappa(k, B_{x,y}) = \frac{\hbar k}{m^*} [\Delta_{\text{LT}}k^2 + \eta(B_x^2 - B_y^2)]. \quad (4.5)$$

В (4.4) $l_s = \hbar k \tau / m^*$ – длина затухания спина поляритонов. Степень циркулярной поляризации определяется как $s_z(y) = S_z(y) / S(y)$.

При $\eta > 0$ и $\mathbf{V} \perp \mathbf{k}$ ($B_x = B$, $B_y = 0$) выражение (4.5) описывает монотонное возрастание пространственной частоты с квадратом индукции магнитного поля B^2 , что в полной мере согласуется с экспериментальными наблюдениями, обобщёнными на рис. 4.7(г).

При $\mathbf{V} \parallel \mathbf{k}$ ($B_x = 0$, $B_y = B$) зависимость $\kappa(B)$ при фиксированном k носит более сложный характер. С возрастанием B пространственная частота колебаний уменьшается, в теории устремляясь к нулевому значению при достижении некоторой критической индукции магнитного поля, $B_{\text{crit}} = \sqrt{\Delta_{\text{LT}} k^2 / \eta}$. При этом колебания степени циркулярной поляризации поляритонов подавляются в результате компенсации внешним магнитным полем эффективного магнитного поля, индуцированного ТЕ-ТМ расщеплением. При заданных значениях параметров, характеризующих эксперимент, критическая индукция магнитного поля оценивается в величину 4 Тл. При $B > B_{\text{crit}}$ пространственная частота колебаний степени циркулярной поляризации заданного поляритонного состояния возрастает пропорционально квадрату магнитной индукции.

Приведённые рассуждения в рамках линейной модели и полученные выражения (4.4)–(4.5) хорошо качественно описывают зависимости, представленные на рис. 4.8(а–е). Количественного согласия эксперимента и теории позволяет добиться учёт нелинейных эффектов спин-зависимого взаимодействия поляритонов, характеризуемых компонентой $\Omega_{\text{NL},k}$ эффективного магнитного поля. В эксперименте, описанном на рис. 4.8, роль нелинейной компоненты эффективного поля оказывается более заметной на фоне остальных компонент, чем в эксперименте, описанном на рис. 4.7, из-за меньшего значения квазиимпульса инжектированных поляритонов и, как следствие, меньшей (пропорционально k^2) величины ТЕ-ТМ расщепления. Также роль нелинейности в эволюции спина существенно возрастает при $B \approx B_{\text{crit}}$, поскольку нелинейная компонента эффективного поля становится доминирующей. Синие кривые на 4.8(а–е) описывают решение уравнения (1.67) с учётом нелинейных эффектов. Так учёт нелинейности позволяет воспроизвести сложный характер спиновой динамики поляритонов в начале эволюции, а также смещение зависимости $s_z(y)$ в сторону положительных значений. Похожие эффекты наблюдались в эксперименте, описанном в параграфе 4.1 настоящей главы.

4.2.3. Деформация поляризационных текстур в присутствии магнитного поля в плоскости микрорезонатора

Для обобщения картины действия внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта на поляризацию поляритонов выполнен ставший классическим [119, 239] эксперимент по возбуждению пространственно-локализованной нерезонансной оптической накачкой экситон-поляритонного конденсата в плоскости микрорезонатора. Использована та же экспериментальная установка

(рис. 4.4(a)), что и в уже описанных экспериментах. Основное отличие состоит в том, что энергия лазера настроена существенно выше поляритонного резонанса. Возникший в пределах пятна накачки экситонный резервуар обеспечивает локальный голубой сдвиг, оцениваемый в величину приблизительно 4 мэВ. Поляритоны рождаются в области резервуара и с ускорением, обусловленным градиентом эффективного потенциала, покидают её, баллистически распространяясь в радиальном направлении. Средняя скорость баллистического распространения поляритонов оценивается приблизительно в 2 мкм пс^{-1} — см. рис. 4.5(б,г). Излучение накачки является циркулярно-поляризованным, при этом существенная доля поляризации накачки (по крайней мере, около 40%) наследуется конденсатом.

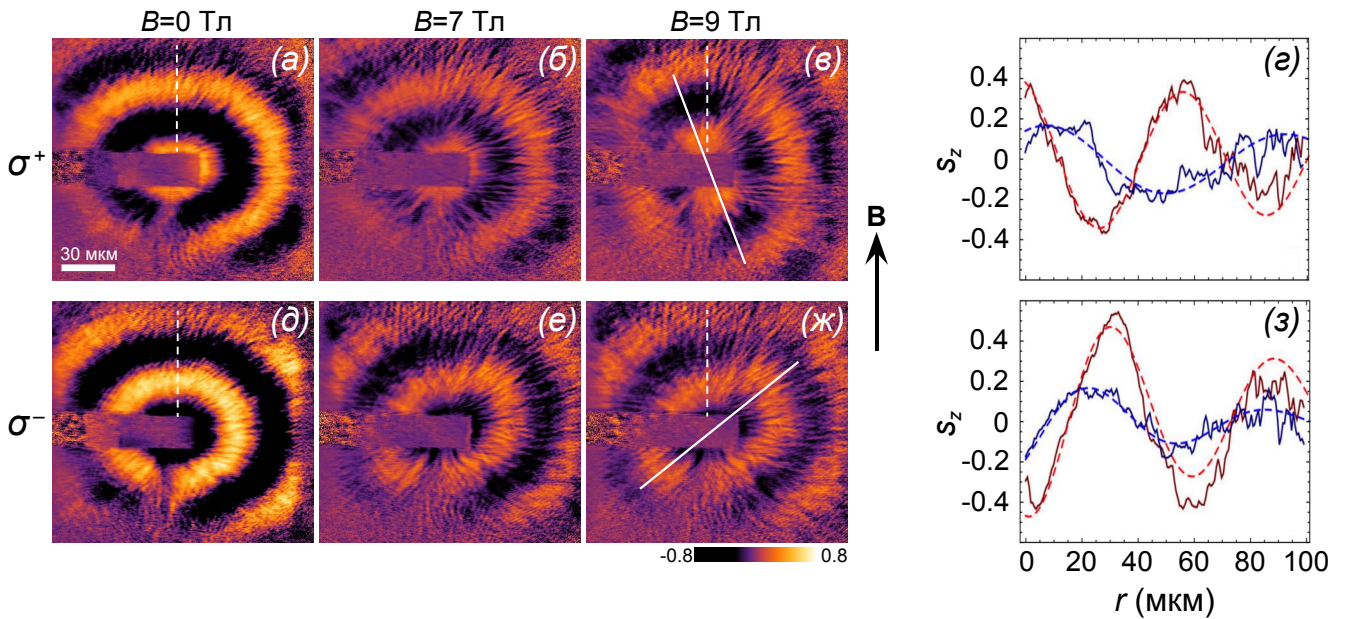


Рисунок 4.9 — (а–в, д–ж) Полученное в эксперименте распределение степени циркулярной поляризации поляритонного конденсата в плоскости микрорезонатора при разных значениях индукции магнитного поля и разной поляризации накачки (указаны на рисунке). Направление внешнего магнитного поля указано чёрной стрелкой. (г, з) Изменение степени циркулярной поляризации в направлениях, выделенных пунктиром на (а,в,д,ж). Синие и красные кривые указывают распределение при $B = 0 \text{ Тл}$ и $B = 9 \text{ Тл}$ соответственно. Рисунки адаптированы из статьи [94].

На рис. 4.9 показано пространственное распределение степени циркулярной поляризации поляритонного конденсата при разных значениях магнитной индукции и разных циркулярных поляризациях накачки (σ^+ для (а–г) и σ^- для (д–з)). Так при поляризации накачки σ^+ в отсутствие внешнего магнитного поля (рис. 4.9(а)) формируется поляризационная текстура эллиптической формы. Против ожидания, в основе которого лежит работа [119], текстура не обладает азимутальной симметрией, а вытянута в одном из направлений. Причиной этому является слабая эллиптичность поляризации накачки, приобретаемая излучением при прохождении фокусирующей систе-

мы и верхнего зеркала образца. С приложением и последующим усилением внешнего магнитного поля эллиптичность текстуры сначала уменьшается (рис. 4.9(б)), а затем увеличивается, при этом ось эллипса поворачивается относительно исходной ориентации (рис. 4.9(в)). Наклон оси поляризации текстуры также определяется степенью эллиптичности накачки. Изменение поляризации накачки с правоциркулярной на левоциркулярную (рис. 4.9(д–ж)) приводит к изменению ориентации оси эллиптической текстуры, а также к инверсии чередования областей с $s_z > 0$ и $s_z < 0$. Последнее хорошо видно на рисунках 4.9(г,з), содержащих изменение степени циркулярной поляризации вдоль выделенных направлений на рис. 4.9(а,в,д,ж).

Для теоретического описания влияния внешнего магнитного поля в геометрии Фойгта на формирование поляризационных текстур были использованы два независимых подхода. В первом подходе распределение степени поляризации поляритонов было смоделировано посредством численного решения обобщённого уравнения Гросса-Питаевского (1.74а), в котором слагаемое $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ описывает слабый потенциал беспорядка, характерного для полупроводниковых гетероструктур. Результат моделирования приведён на рис. 4.10. Второй подход, который позволяет качественно описать наблюдаемое в эксперименте распределение степени циркулярной поляризации, состоит в решении уравнения прецессии псевдоспина (1.67) для поляритонных состояний с волновыми векторами, принадлежащими кольцу радиусом k в пространстве квазиимпульсов. Результат решения уравнения представлен на рис. 4.11.

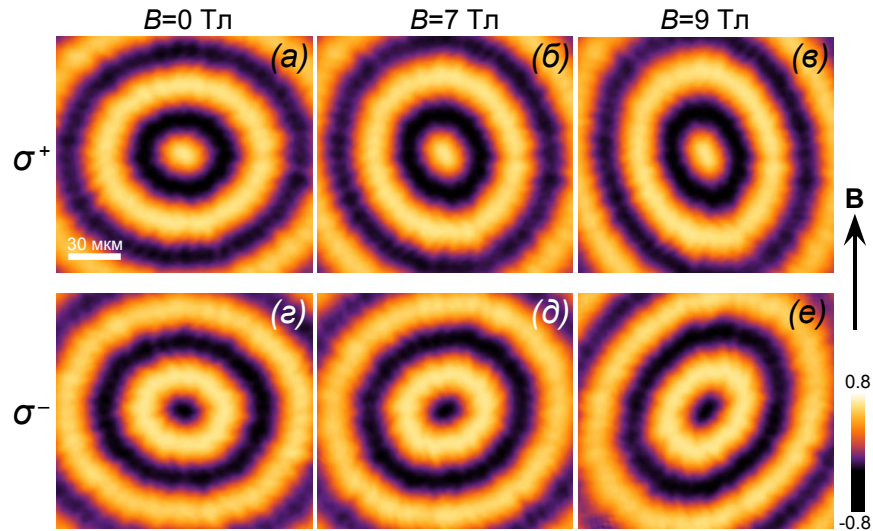


Рисунок 4.10 — Распределение степени циркулярной поляризации поляритонов, полученное в результате численного решения уравнений (1.74). При моделировании использовались следующие значения параметров: $\hbar\Delta_{\text{LT}}k^2 = 200$ мкэВ, $\hbar\eta = 0.65$ мкэВ · Тл⁻², $\alpha = 1$ мкэВ · мкм², $|X_0|^2 = 0.5$, $\hbar R_{s,0} = 0.05$ мэВ · мкм², $\gamma = 0.17$ пс⁻¹, $\gamma_R = 1$ пс⁻¹. Отношение интенсивностей поляризационных компонент накачки составляет $p_{+(-)}/p_{-(+)}$ = 17 для верхних (нижних) панелей. Рисунки адаптированы из статьи [94].

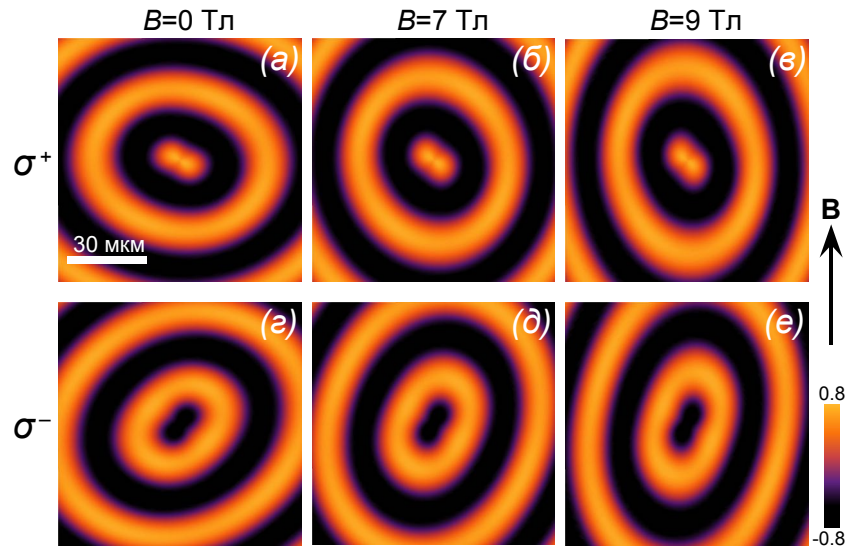


Рисунок 4.11 — Распределение степени циркулярной поляризации поляритонов, полученное в результате численного решения уравнения (1.67) для значений магнитной индукции и начальной поляризации аналогичных таковым на рис. 4.10. Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [94].

Оба используемых подхода очень хорошо качественно воспроизводят все особенности результатов наблюдения. Так в обоих случаях при моделировании в начальные условия была введена слабая эллиптичность поляризации. Выявлено, что она способна приводить к деформации поляризационных текстур в том числе при отсутствии внешнего магнитного поля. При чисто циркулярной накачке получающиеся при моделировании поляризационные текстуры обладают азимутальной симметрией при $B = 0$ и осевой симметрией при $B \neq 0$.

4.3. Краткие итоги главы 4

— Изучена временная эволюция поляризации экситонных поляритонов в плоскости микрорезонатора в условиях оптического спинового эффекта Холла. Поляритонные состояния формируются в результате упругого рассеяния инжектированного резонансным лазерным излучением поляритонного импульса на оптической неоднородности структуры. Получены характерные для присутствия данного эффекта поляризационные текстуры степени циркулярной поляризации в пространстве волновых векторов, носящие, однако, ряд нетипичных изменений. Так степень циркулярной поляризации смещена в сторону положительных значений, характеризующих правополярную поляризацию. Кроме того поляризационная текстура, представляющая собой азимутальные домены с противоположно-направленными поляризациями, повёрнут на некоторый угол. Выполнено наблюдение за изменением во времени степени циркулярной поляризации поляритонов, распространяющихся в плоскости резонатора в двух ортогональных направлениях.

Выявлены осцилляции степени циркулярной поляризации поляритонных состояний в ходе эволюции.

— Выполнено моделирование эволюции поляризации наблюдаемых поляритонных состояний в рамках псевдоспинового формализма, описывающего поляризацию трёхкомпонентным вектором псевдоспина. Эволюция поляризации описывается как прецессия вектора псевдоспина в эффективном магнитном поле, индуцируемом сочетанием механизмов спин-орбитального взаимодействия поляритонов. Помимо ТЕ-ТМ расщепления поляритонных мод, вносящего ключевой вклад в эффективное магнитное поле, учитывались анизотропное расщепление линейных поляризаций в выделенном пространственном направлении, а также нелинейные эффекты, лежащие в основе самоиндуцированного зеемановского расщепления циркулярных поляризаций. Соотнесение результатов моделирования с результатами наблюдения позволило выявить вклад каждого эффекта, а также характер начальной поляризации поляритонных состояний в эволюцию их поляризации и объяснить искажения наблюдаемых поляризационных текстур.

— Изучено влияние внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фойгта, на эволюцию поляризации экситонных поляритонов в микрорезонаторе в условиях спин-орбитального взаимодействия. В одномерной геометрии эксперимента при распространении резонансно-возбуждённых поляритонов вдоль естественной дислокации кристаллической решётки, выполняющей роль поляритонного волновода, продемонстрирована возможность управления частотой осцилляций степени циркулярной поляризации поляритонов при помощи внешнего магнитного поля. Показана возможность подавления осцилляций в результате компенсации порождённого ТЕ-ТМ расщеплением эффективного магнитного поля внешним магнитным полем.

— Изучено влияние внешнего магнитного поля на пространственное распределение степени циркулярной поляризации поляритонного конденсата в плоскости микрорезонатора в условиях пространственно-локализованной циркулярно-поляризованной нерезонансной оптической накачки. В присутствии магнитного поля в плоскости резонатора концентрические текстуры испытывают деформацию, приобретая эллиптическую форму. Направление осей эллипса текстур зависит от ориентации магнитной индукции, а также начальных условий.

— Исследования, описанные в настоящей главе, расширяют выбор подходов к контролю поляризационных свойств когерентного оптического излучения в гибридизованной форме экситонных поляритонов в оптических микрорезонаторах, что является важным при разработке новых устройств спиновой оптоэлектроники. Внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости резонатора, позволяет компенсировать нежелательный вклад спин-орбитального взаимодействия в динамику поляритонов, равно как и усиливать спин-орбитальные эффекты, что делает его эффективным инструментом для управления поляритонной поляризацией.

Глава 5.

Циттербеvegунг экситонных поляритонов

В большинстве исследований в поляритонике спин-орбитальное взаимодействие рассматривается как механизм или точнее как совокупность механизмов, ведущих к изменению поляризации (спина) поляритонов в ходе эволюции. Однако, следует подчеркнуть, что взаимодействие носит обоюдный характер, и изменению подвергается не только внутренняя — спиновая, — но и внешняя — орбитальная, связанная с траекторией распространения, — степень свободы. Ярким эффектом, подчёркивающим обоюдность спин-орбитального взаимодействия, является эффект циттербеvegунга (от нем. *zitterbewegung* — «дрожащее движение»), проявляющийся как колебание квантовой частицы или квазичастицы, движущейся по баллистической траектории, в направлении, перпендикулярном направлению её движения. Впервые этот эффект описан Эрвином Шрёдингером для свободных дираковских электронов [240], осцилляции траектории которых возникают в результате интерференции решений уравнения Дирака с положительной и отрицательной энергиями.

Впоследствии было показано, что эффект может быть обнаружен и в других физических системах, которые объединяет одна общая черта, а именно: наличие щели в характеризующем их спектре собственных энергий. Так циттербеvegунг был обнаружен в бозе-эйнштейновских конденсатах ультрахолодных атомов [241, 242], ионах [243], фотонных решётках [244], фотонных кристаллах [245], графене и углеродных нанотрубках [246], а также акустических кристаллах [247]. Схожий эффект обнаружен для траекторий световых пучков в присутствии спин-орбитального взаимодействия [221, 248]. Требованию расщепления спектра удовлетворяют и системы со спиновым расщеплением. Так циттербеvegунг был предсказан для электронов в кристаллах в присутствии эффектов Рашбы и Дрессельхауса [249–251]. Работы [252, 253] описывают свидетельства циттербеvegунга электронов в твёрдом теле — в кристалле n -InGaAs. В качестве одного из таких свидетельств авторы приводят колебания амплитуды переменного тока с характерной частотой

несколько гигагерц. Тем не менее, непосредственного наблюдения осцилляций траектории выполнено не было.

В настоящей главе описан эффект циттербеверунга в спинорном конденсате экситонных поляритонов в двумерном микрорезонаторе со встроенным ансамблем квантовых ям. Такие структуры позволяют напрямую наблюдать осциллирующие траектории поляритонов посредством детектирования когерентного люминесцентного оптического излучения поляритонного конденсата. Продемонстрирована возможность управлять циттербеверунгом поляритонов при помощи внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости микрорезонатора. Вклад магнитоиндуцированного расщепления экситонной компоненты позволяет испытывать циттербеверунг поляритонам с большими волновыми векторами — в области более плоской экситоноподобной дисперсии, где расплывание поляритонного волнового пакета, препятствующее наблюдению эффекта, менее выражено.

5.1. Аналитическая модель для описания циттербеверунга поляритонов в приближении эффективной массы

На рис. 5.1 представлена возможная схема эксперимента, который позволит наблюдать циттербеверунг поляритонов. Расщепление продольных (ТМ) и поперечных (ТЕ) экситон-поляритонных мод в микрорезонаторе вызывает прецессию псевдоспина поляритонов [18]. Величина расщепления напрямую зависит от отстройки фотонной моды резонатора от центральной частоты брегговской запрещённой зоны (стоп-зоны). При этом характеристики фотонной моды определяются толщиной резонатора [35]. В этом отношении, возможная экспериментальная конфигурация на рис. 5.1 схожа с таковой, предложенной в работе [89] для наблюдения сверхтекучего поведения экситонных поляритонов.

Распространение поляризованных экситонных поляритонов в плоскости микрорезонатора описывается эффективным гамильтонианом \hat{H}_0 . Гамильтониан определён ранее выражением (3.2), и он характеризует кинетическую энергию поляритонов в условиях эффективного магнитного поля, описываемого оператором $\hat{\Omega}$ и характеризующего в свою очередь индуцированное ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод спин-орбитальное взаимодействие. Операторы координат $\hat{x}(t)$ и $\hat{y}(t)$ эволюционируют в соответствии с уравнениями Гейзенберга:

$$\frac{d\hat{x}}{dt} = \frac{\hbar}{m^*} \hat{k}_x + 2\Delta_{\text{LT}}(\hat{k}_x \hat{S}_x + \hat{k}_y \hat{S}_y), \quad (5.1 \text{ a})$$

$$\frac{d\hat{y}}{dt} = \frac{\hbar}{m^*} \hat{k}_y - 2\Delta_{\text{LT}}(\hat{k}_y \hat{S}_x - \hat{k}_x \hat{S}_y). \quad (5.1 \text{ б})$$

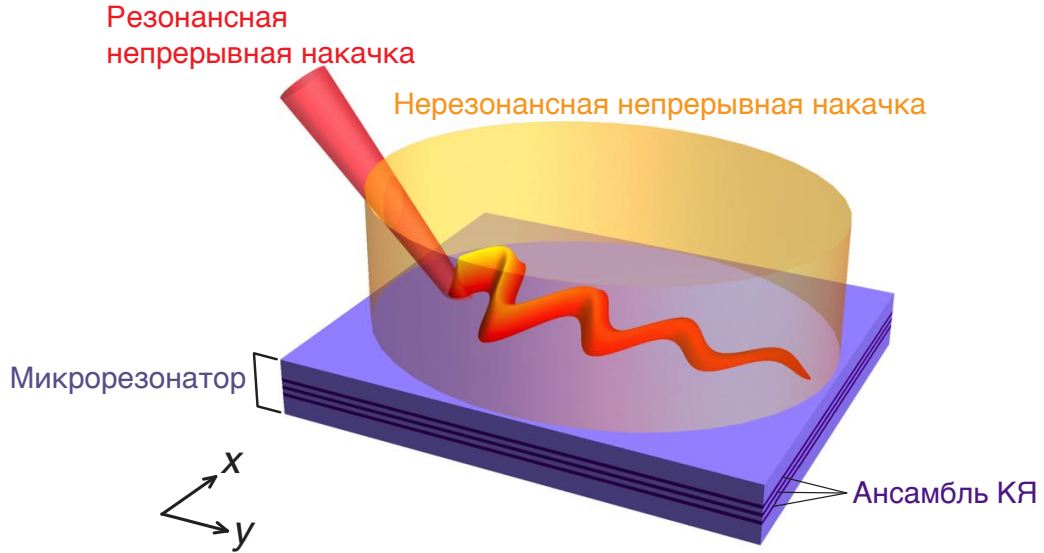


Рисунок 5.1 — Схематичное изображение возможной конфигурации эксперимента. Экситон-поляритонный конденсат возбуждается непрерывной резонансной накачкой в микрорезонаторе со встроенным ансамблем квантовых ям в присутствии непрерывной нерезонансной накачки. Рисунок адаптирован из статьи [207].

Эволюция псевдоспина описывается следующим уравнением прецессии:

$$d_t \hat{\mathbf{S}} = \hat{\mathbf{\Omega}} \times \hat{\mathbf{S}}. \quad (5.2)$$

Рассматривается поляритонная волновая функция в форме $|\Psi\rangle = \Psi(\mathbf{r})|\psi\rangle$, где $\Psi(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-1} \int \Psi(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{k}$ описывает пространственное распределение поляритонов. В случае баллистического движения вдоль оси y , $\mathbf{k}_0 \parallel \hat{\mathbf{e}}_y$, эффект циттербеверунга проявляет себя как возникновение отличных от нуля смещения $X(t) = \langle \Psi | \hat{x}(t) | \Psi \rangle$ и скорости распространения $v_x(t) = \langle d\hat{x}/dt \rangle$ поляритонного волнового пакета в направлении, перпендикулярном направлению его распространения. В случае, когда начальная поляризация поляритонного волнового пакета выбрана циркулярной, $|\psi\rangle = (1, 0)^T$, смещение определяется следующим выражением:

$$X(t) = \int \frac{k_y}{k^2} |\Psi(\mathbf{k} - k_{y0})|^2 [1 - \cos(\Delta_{\text{LT}} k^2 t)] d\mathbf{k}. \quad (5.3)$$

Поляритонный волновой пакет достаточно большой ширины, удовлетворяющей неравенству $d \gg \lambda = 2\pi/k_0$, обладает узким пространственным спектром $\Psi(\mathbf{k} - k_{y0})$ с центром в \mathbf{k}_0 . Величина смещения волнового пакета X в зависимости от координаты $Y = \langle \Psi | \hat{y}(t) | \Psi \rangle$ в этом случае принимает простую форму

$$X(Y) = A [1 - \cos(2\pi Y L^{-1})], \quad (5.4)$$

где амплитуда и период колебаний определяются как

$$A = \frac{1}{k_0}, \quad L = \frac{2\pi\hbar}{\Delta_{\text{ЛГ}}k_0m^*}. \quad (5.5 \text{ а,б})$$

Уравнение (5.4) описывает незатухающие пространственные колебания, амплитуда которых составляет порядка длины волны света, $d \sim \lambda$. Важно отметить, что в соответствии с (5.5) параметры A и L могут принимать как отрицательные, так и положительные значения. Знак величин отвечает лишь за фазу колебаний траектории центра масс. В дальнейшем рассмотрении при обсуждении амплитуды и периода осцилляций траектории будут подразумеваться абсолютные значения A и L .

В квазиклассическом приближении для нахождения траектории центра масс поляритонного конденсата может быть использован альтернативный подход [130]. Он состоит в выделении уравнений для траектории $\mathbf{R} = (X, Y)$ из уравнения Паули

$$i\hbar\partial_t|\Psi\rangle = \hat{H}_0|\Psi\rangle \quad (5.6)$$

для спинорной волновой функции $|\Psi\rangle$ в результате преобразования $|\Psi\rangle = e^{i\Theta}\hat{D}|\tilde{\Psi}\rangle$, где оператор $\hat{D} = \exp[i(\mathbf{K}\hat{\mathbf{r}} - \hat{\mathbf{k}}\mathbf{R})]$ описывает смещение волновой функции $|\tilde{\Psi}\rangle$ относительно траектории центра масс. Смещение сопровождается появлением дополнительного фазового множителя с фазой $\Theta(t)$. $\mathbf{K} = (k_x, k_y)$ – волновой вектор центра масс. Подробнее о подходе см. также работы [254–256]. В результате для спектрально узкого волнового пакета уравнения для компонент траектории центра масс (X, Y) совпадают с уравнениями (5.1) с учётом замен $\hat{\mathbf{r}} \rightarrow \mathbf{R}$, $\hat{\mathbf{k}} \rightarrow \mathbf{K}$, $\hat{\mathbf{S}} \rightarrow \mathbf{S}$.

В плоском микрорезонаторе в отсутствии внешнего потенциала волновой вектор центра масс полярионного волнового пакета \mathbf{K} совпадает с начальным волновым вектором. В работе [130] рассмотрен случай клиновидного микрорезонатора, который характеризуется линейным градиентом толщины резонаторного слоя в одном из пространственных направлений (см. также подпараграф 1.3.1). Такая особенность структуры оказывает на поляритоны действие, аналогичное действию силы гравитации на массивную частицу: она индуцирует ускорение поляритонов F_G/m^* вдоль градиента (в направлении увеличения толщины резонатора). В этом случае соответствующая компонента волнового вектора линейно возрастает со временем: $K_y = k_0 + F_G t/\hbar$. В соответствии с (5.5а) это сопровождается подавлением амплитуды циттербеверунга, и при анализе поляризационных свойств поляритонного состояния вдали от точки инжектирования последний может быть исключён из рассмотрения.

5.2. Циттербевергунг экситон-поляритонного волнового пакета в результате ТЕ-ТМ расщепления

Чтобы проанализировать возникновение эффекта циттербевергунга в реалистичных экспериментальных условиях, была проведена серия численных экспериментов на основе макроскопической модели в приближении среднего поля, описывающей динамику экситон-поляритонного конденсата. В основе модели лежит обобщённое уравнение Паули для спинора $|\Psi\rangle = [\Psi_+(t, \mathbf{r}), \Psi_-(t, \mathbf{r})]^T$ [119, 257]

$$i\hbar\partial_t|\Psi\rangle = \left[\hat{H}_0 + \frac{i\hbar}{2} (\hat{R} - \hat{\gamma}) \right] |\Psi\rangle + i|F\rangle, \quad (5.7)$$

в котором приняты в учёт неконсервативные процессы накачки и потерь. $\hat{\gamma} = \gamma\hat{\sigma}_0$ описывает потери в поляритонном конденсате со скоростью затухания γ . Поляритоны возбуждаются резонансной накачкой $|F\rangle = F(\mathbf{r})|f\rangle$, где функция $F(\mathbf{r})$, взятая в гауссовой форме как $F(\mathbf{r}) \sim \exp[-\mathbf{r}^2/(2w_p^2)] \exp[i(\mathbf{k}_p\mathbf{r} - \omega_p t)]$, описывает пространственное распределение накачки. $|f\rangle = (f_+, f_-)^T$ характеризует поляризацию резонансной накачки. \mathbf{k}_p и ω_p – центральный волновой вектор и частота резонансной накачки соответственно, w_p – ширина пятна накачки. Параметры \mathbf{k}_p и ω_p не являются независимыми: при моделировании их величины выбираются таким образом, что они лежат на дисперсионной поверхности поляритонов нижней ветви.

Резонансная накачка рассматривается достаточно слабой, чтобы исключить влияние нелинейных эффектов. Для поддержки формирования поляритонного конденсата в микрорезонаторе вводится нерезонансная оптическая накачка поляритонного состояния, опосредованная экситонным резервуаром. Оператор $\hat{R} = R[n_{R+}(t, \mathbf{r})(\hat{\sigma}_0 + \hat{\sigma}_z) + n_{R-}(t, \mathbf{r})(\hat{\sigma}_0 - \hat{\sigma}_z)]/2$ описывает приток частиц из резервуара в поляритонное состояние, благодаря стимулированному рассеянию со скоростью R . $n_{R+}(t, \mathbf{r})$ и $n_{R-}(t, \mathbf{r})$ – плотности экситонных резервуаров соответствующих поляризаций. Эволюция резервуара, характеризуемого спинором $|n_R\rangle = [n_{R+}(t, \mathbf{r}), n_{R-}(t, \mathbf{r})]^T$, описывается следующим скоростным уравнением:

$$\partial_t|n_R\rangle = |P\rangle - (\gamma_R + \hat{W})|n_R\rangle, \quad (5.8)$$

где оператор \hat{W} описывает отток частиц из резервуара в поляритонное состояние. Он связан с оператором \hat{R} следующей подстановкой: $n_{R\pm}(t, \mathbf{r}) \rightarrow |\Psi_{\pm}(t, \mathbf{r})|^2$. $|P\rangle = (P_+, P_-)^T$ описывает нерезонансную накачку экситонного резервуара. Рассматривается пространственно-однородная накачка, работающая в допороговом режиме и не приводящая сама по себе к формированию поляритонно-

го конденсата: $P_{\pm} < P_{\text{th}}$, $P_{\text{th}} = \gamma\gamma_{\text{R}}/R$. В проведённых численных экспериментах рассмотрены правоциркулярная резонансная и линейная нерезонансная накачки.

Для численного моделирования использованы следующие значения параметров системы: эффективная масса поляритонов $m^* = 7 \cdot 10^{-5}m_0$, константа ТЕ-ТМ расщепления $\hbar\Delta_{\text{LT}} = 300 \text{ мкэВ} \cdot \text{мкм}^2$, скорость релаксации поляритонов $\gamma = 0.02 \text{ пс}^{-1}$, скорость релаксации экситонов резервуара $\gamma_{\text{R}} = 0.025 \text{ пс}^{-1}$, скорость стимулированного рассеяния из резервуара в поляритонное состояние $\hbar R = 0.05 \text{ мэВ} \cdot \text{мкм}^2$. Мощность пространственно-однородной нерезонансной накачки $P_{\pm} = 0.95P_{\text{th}}$. Резонансная накачка взята правоциркулярно-поляризованной, $|f\rangle = (1, 0)^{\text{T}}$, ширина пятна резонансной накачки $w_{\text{p}} = 10 \text{ мкм}$.

На рис. 5.2 представлен результат одного из численных экспериментов, состоящих в численном решении системы уравнений (5.7)–(5.8). На рис. 5.2(а) приведено распределение плотности поляритонов в плоскости микрорезонатора $I(\mathbf{r}) = \Psi^{\dagger}(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}) = |\Psi_{+}(\mathbf{r})|^2 + |\Psi_{-}(\mathbf{r})|^2$ в стационарном состоянии. Как видно на рис. 5.2(б), иллюстрирующем временную зависимость средней интенсивности поляритонов $I(t) = \langle \Psi(t, \mathbf{r}) | \Psi(t, \mathbf{r}) \rangle$, при заданных параметрах стационарное состояние в системе достигается за время приблизительно 400 пс. В результате циттербеверунга поляритонное состояние характеризуется осцилляциями распределения плотности поляритонов в пространстве. Траектория центра масс поляритонного волнового пакета в стационарном состоянии $X(Y) = \langle \Psi(\mathbf{r}) | x | \Psi(\mathbf{r}) \rangle / \langle \Psi(\mathbf{r}) | \Psi(\mathbf{r}) \rangle$ как ориентир изображена на рис. 5.2(а), а также приведена отдельно на рис. 5.2(в). Траектория осциллирует в пространстве с периодом $L \approx 35 \text{ мкм}$, при этом колебания носят затухающий характер. Красная кривая на рис. 5.2(в) демонстрирует уменьшение амплитуды колебаний поляритонного волнового пакета в пространстве.

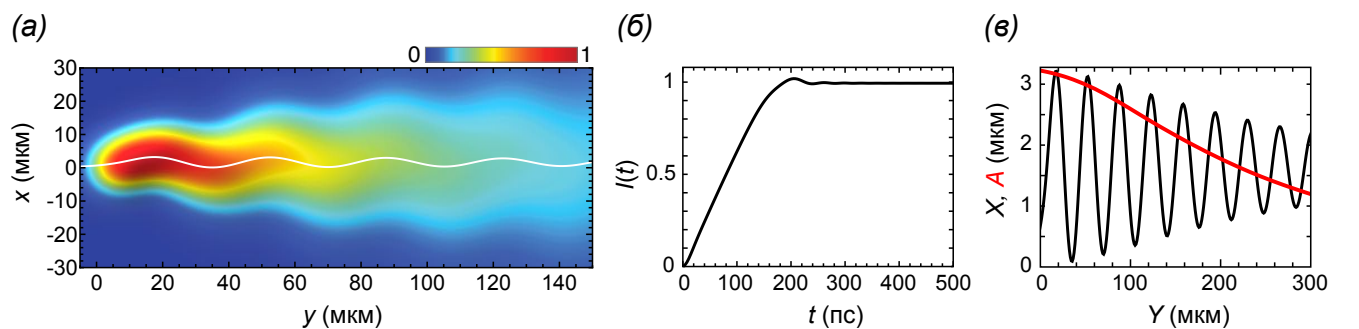


Рисунок 5.2 — (а) Пространственное распределение плотности экситон-поляритонного конденсата в плоскости микрорезонатора. Белая кривая описывает траекторию центра масс поляритонного волнового пакета. (б) Эволюция интенсивности поляритонного конденсата во времени. (в) Осцилляции центра масс экситон-поляритонного волнового пакета в направлении, перпендикулярном направлению распространения поляритонов (чёрная кривая) и изменение амплитуды осцилляций с отдалением от пятна возбуждения поляритонов (красная кривая). Рисунки адаптированы из статьи [207].

Циттербеvegунг является результатом взаимного влияния спиновой (поляризационной) и орбитальной степени свободы поляритонов. Рисунок 5.3 иллюстрирует пространственное распределение поляризации поляритонного волнового вектора, характеризуемой нормированным вектором Стокса $s_{x,y,z}(\mathbf{r}) = 2\Psi^\dagger \hat{S}_{x,y,z} \Psi(\mathbf{r}) / I(\mathbf{r})$. Поляризационные компоненты s_y и s_z характеризуются осцилляциями в направлении распространения поляритонов, при этом период осцилляций совпадает с периодом циттербеvegунга.

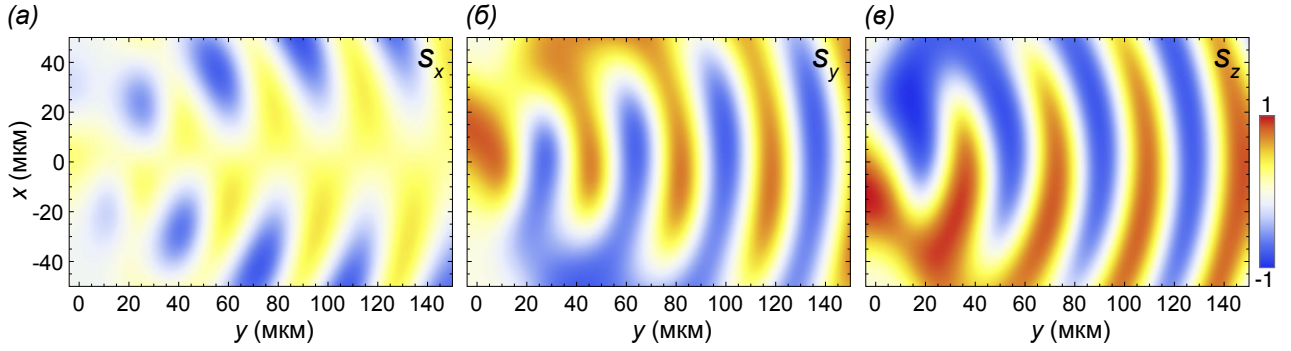


Рисунок 5.3 — Пространственное распределение нормированных параметров Стокса $s_{x,y,z}(\mathbf{r})$, характеризующих поляризацию поляритонного волнового пакета. Рисунки адаптированы из статьи [207].

На рис. 5.4 приведены зависимости амплитуды A и периода L циттербеvegунга поляритонного волнового пакета от управляющих параметров, в роли которых выступают константа ТЕ-ТМ расщепления $\Delta_{\text{ЛТ}}$ и модуль волнового вектора накачки k_p . Поскольку амплитуда осцилляций траектории волнового пакета конечной ширины уменьшается ввиду его расплывания по мере распространения, за оцениваемую в численном эксперименте величину A принимается максимальное отклонение траектории вдоль оси x на первом периоде осцилляций. Для того чтобы циттербеvegунг был наблюдаем, необходимо, чтобы его амплитуда была как можно большей, при этом период должен быть достаточно маленьким и по крайней мере не превышать области наблюдения. Области предпочтительных значений параметров на рис. 5.4 окрашены красным. На рис. 5.4(б) видно, что период осцилляций L уменьшается с увеличением $\Delta_{\text{ЛТ}}$ и k_p , при этом обе зависимости близки к гиперболическим. Именно такой характер зависимостей предсказывает аналитическое выражение (5.5б). Выражение (5.5а) предсказывает гиперболическую зависимость амплитуды циттербеvegунга A от волнового числа накачки k_p . Рисунок 5.4(а) подтверждает это в общем случае.

Следует отметить, что эффект циттербеvegунга в поляритонной системе нельзя наблюдать в двух противоположных пределах бесконечно большого и бесконечно малого ТЕ-ТМ расщепления. В первом случае с уменьшением $\Delta_{\text{ЛТ}}$ период осцилляций бесконечно возрастает. Во втором случае увеличение $\Delta_{\text{ЛТ}}$ приводит к уменьшению длины затухания осцилляций. Аналогично, циттербеvegунг остаётся ненаблюдаем при малых и больших значениях волнового числа резонансной

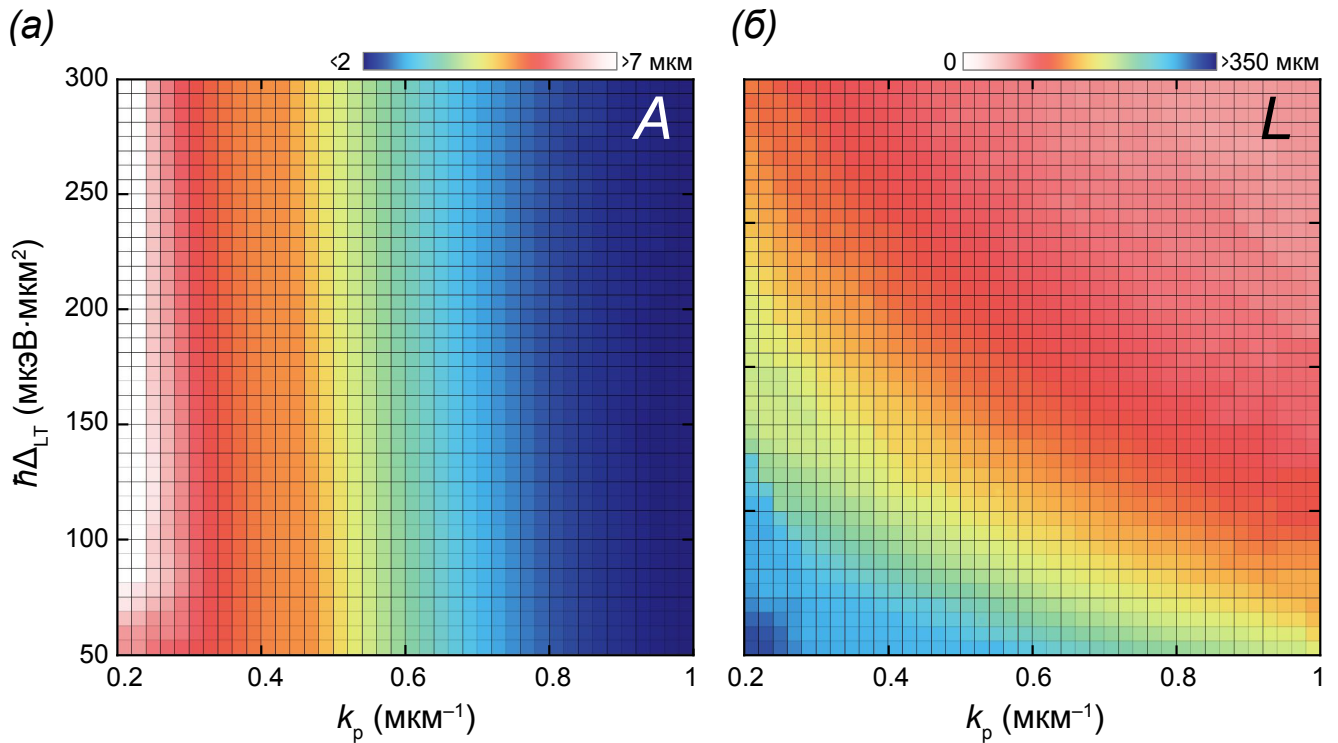


Рисунок 5.4 — (а) Амплитуда A и (б) период L циттербеvegунга в зависимости от величины константы ТЕ-ТМ расщепления Δ_{LT} и модуля волнового вектора накачки k_p . Каждый квадрат на фазовых диаграммах соответствует отдельному численному эксперименту.

накачки k_p . В первом случае, хотя амплитуда осцилляций возрастает, также возрастает период осцилляций. Во втором случае амплитуда осцилляций устремляется к нулю вместе с увеличением k_p .

5.3. Расщепление экситонных спиновых состояний как причина циттербеvegунга экситонных поляритонов

В предыдущем параграфе описан циттербеvegунг макроскопического волнового пакета экситонных поляритонов, возникающий в результате расщепления оптических ТЕ и ТМ мод микрорезонатора. Степень проявления и наблюдаемость эффекта циттербеvegунга в этом случае ограничены тем фактом, что период осцилляций траектории поляритонов возрастает квадратично с величиной модуля их волнового вектора k , при этом амплитуда осцилляций обратно пропорциональна k . Ещё один фактор, препятствующий проявлению циттербеvegунга, вызванного расщеплением фотонных мод, состоит в том, что с увеличением k вклад фотонной компоненты в поляритонное состояние ослабевает, заменяясь вкладом экситонной компоненты. Этот фактор не учитывается в рамках приближения эффективной массы, используемого в начале главы. Таким образом, эффект проявляется лишь в узком диапазоне волновых векторов вблизи дна нижней ветви дисперсионной

кривой поляритонов. Кроме того, параболический характер дисперсионной кривой способствует быстрому расплыванию поляритонного волнового пакета, что также препятствует наблюдению эффекта циттербеверунга.

В продолжении текущей главы будет показано, что использование преимуществ, даваемых гибридной природой экситонных поляритонов, позволяет существенно расширить условия, пригодные для проявления эффекта циттербеверунга. Так учёт расщепления экситонных состояний по энергии в дополнение к расщеплению фотонных мод позволяет компенсировать ослабление циттербеверунга с увеличением волнового вектора. Целый ряд механизмов приводит к расщеплению спиновых состояний экситонов в поляритонной структуре. Встроенное или наведённое анизотропное расщепление возникает как следствие пониженной трансляционной или точечной симметрии в квантовых ямах или на границе раздела слоёв гетероструктуры. Яркая иллюстрация этому содержится в работе [258], посвящённой изучению энергетического расщепления экситонных состояний в квантовых ямах флуктуирующей ширины. Эти флуктуации состоят во фрагментации квантовой ямы на прямоугольные островки, ориентированные в некотором направлении. Для островков с соотношением сторон от 1.5 до 2 расщепление экситонного дублета оценивается в несколько десятков микроэлектронвольт.

В основу расщепления экситонных состояний могут лечь обменные механизмы [259, 260]. В квантовых ямах формируются экситоны, которые можно условно разделить на три группы [261]. Лёгкие экситоны образованы электронами с проекциями их спинов на направление роста структуры (псевдоспинами) $\pm 1/2$ и лёгкими дырками также с псевдоспинами $\pm 1/2$. Результирующий псевдоспин лёгких экситонов составляет ± 1 . Тяжёлые дырки с псевдоспинами $\pm 3/2$ в сочетании с электронами образуют тяжёлые экситоны с псевдоспинами ± 1 и ± 2 . В соответствии с правилами отбора фотоны с правой и левой циркулярными поляризациями способны избирательно возбуждать экситонные состояния ± 1 : такие состояния называют светлыми. Состояния с псевдоспинами ± 2 , называемые тёмными состояниями, оптически неактивны и напрямую не взаимодействуют со светом. Благодаря локализации в направлении роста гетероструктуры, лёгкие и тяжёлые дырки в квантовых ямах расщеплены по энергии, при этом уровень энергии тяжёлых дырок лежит ниже, чем уровень энергии лёгких дырок. Поэтому основное состояние формируется экситонами, которые образованы электронами и тяжёлыми дырками.

Подмешивание состояний, слабо участвующих или вовсе не участвующих в оптических взаимодействиях, к светлым состояниям позволяет снять для последних вырождение по энергии. Следствием пониженной симметрии на границах раздела квантовых ям по сравнению с объёмным кристаллом является возникновение внутреннего электрического поля. Это поле смешивает тяжёлые и лёгкие дырки, при этом новые экситонные состояния, в формировании которых они

участвуют, расщеплены по энергии. Причиной нарушения симметрии могут стать, например, деформация, приобретённая структурой на стадии роста, встроенное электрическое поле, шероховатость границ раздела слоёв [262–264]. Величина расщепления в этом случае, как правило, составляет десятки микроэлектронвольт. Расщепление в 100 мкэВ, вызванное деформацией, было продемонстрировано в работе [265]. Перемешивание тяжёлых и лёгких дырок также может быть вызвано внешним воздействием. В работе [154] авторы прикладывают давление к образцу и достигают впечатляющих величин расщепления экситонных состояний — до 1 мэВ. Хотя в конкретных экспериментах [154, 266] давление прикладывалось локально при помощи острого штифта, обеспечение квазиоднородного расщепления в достаточно широкой области образца является исключительно инженерной задачей.

В рамках настоящей диссертации интерес представляет расщепление экситонных (и в конечном итоге поляритонных) состояний в присутствии внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фойгта. В параграфе 4.2 предыдущей главы описано совместное влияние ТЕ-ТМ расщепления и магнитоиндуцированного расщепления поляритонов на их спиновую степень свободы, изучена поляризационная динамика поляритонов в реальном пространстве. В продолжении настоящей главы рассмотрено влияние внешнего магнитного поля, опосредованное спин-орбитальным взаимодействием, на орбитальную степень свободы поляритонов и проявление эффекта циттербеверунга.

5.4. Аналитическая модель для описания циттербеверунга вне приближения эффективной массы

Рассматривается поляритонная система, аналогичная таковой, представленной на рис. 5.1, дополненная внешним магнитным полем с индукцией \mathbf{B} , приложенным в плоскости микрорезонатора. Для описания поведения спин-расщеплённых экситонных поляритонов в плоскости микрорезонатора используется гамильтониан \hat{H}_0 в общем виде (1.70), где для краткости записи опущен верхний индекс «eff» в обозначении эффективного магнитного поля $\hat{\Omega}$. В отличие от (3.2), в гамильтониане (1.70) кинетическая энергия поляритонов, описываемая оператором \hat{T} , анизотропна и учитывает непараболичность нижней поляритонной ветви:

$$\hat{T} = \frac{\hbar}{2} \left[\hat{\delta} - \hat{\Omega}_R \right] \hat{\sigma}_0, \quad (5.9)$$

где $\hat{\delta} = \Delta + \hbar k^2/2m_c$ описывает зависящую от k экситон-фотонную отстройку. Пользуясь тем фактом, что эффективная масса экситона в плоскости микрорезонатора превышает эффективную

массу фотона на несколько порядков, в выражении (5.9) пренебрегается зависимостью от k энергии экситонов. Δ – постоянная экситон-фотонная отстройка. $\hat{\Omega}_R = (\hat{\delta}^2 + 4g_0^2)^{1/2}$ – зависящее от k расщепление поляритонных ветвей, g_0 вакуумная частота Раби.

Эффективное магнитное поле $\hat{\Omega}$ учитывает вклад как фотонной, так и экситонной составляющих и может быть записано в виде

$$\hat{\Omega} = \hat{\Omega}_c + \hat{\Omega}_x. \quad (5.10)$$

Фотонная компонента эффективного поля $\hat{\Omega}_c$ характеризует вклад ТЕ-ТМ расщепления фотонов в микрорезонаторе и может быть записана как

$$\hat{\Omega}_c = \left[\beta_c \hat{C}_k^2 (\hat{k}_x^2 - \hat{k}_y^2), 2\beta_c \hat{C}_k^2 \hat{k}_x \hat{k}_y, 0 \right], \quad (5.11)$$

где β_c – константа расщепления резонаторных мод, $\hat{C}_k^2 = (1 - \hat{\delta}/\hat{E}_R)/2$ – коэффициент Хопфилда, определяющий вклад фотонной компоненты в поляритонное состояние. Экситонная компонента эффективного поля $\hat{\Omega}_x$ описывает вклад внешнего магнитного поля, характеризуемого вектором магнитной индукции $\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$, приложенного в плоскости микрорезонатора:

$$\hat{\Omega}_x = -[\eta_V \hat{X}_k^2 (B_x^2 - B_y^2), 2\eta_V \hat{X}_k^2 B_x B_y, 0]. \quad (5.12)$$

Константа расщепления η_V , введённая в подпараграфе 1.2.3, характеризует вызванное магнитным полем смещение светлых и тёмных экситонных состояний и является характеристикой заданной структуры [94, 105, 107, 108]. Весовой коэффициент $\hat{X}_k^2 = 1 - \hat{C}_k^2$ определяет вклад экситонной компоненты в поляритонное состояние.

Для дальнейшего рассмотрения удобно принять магнитное поле направленным вдоль оси y , $\mathbf{B} \uparrow\uparrow \hat{e}_y$, т. е. $B_y = B$, $B_{x,z} = 0$. Эквиэнергетические контуры в плоскости (k_x, k_y) , характеризующие собственные значения гамильтониана \hat{H}_0 при разной величине индукции магнитного поля B , приведены на рис. 5.5. В отсутствие внешнего магнитного поля, $B = 0$ Тл (рис. 5.5(а)), дисперсионные поверхности поляритонов обеих поляризаций азимутально-симметричны. Расщепление ветвей при $k = 0$ отсутствует. При $k \neq 0$ ТМ-поляризованная ветвь (сплошные кривые) находится ниже ТЕ-поляризованной ветви (пунктирные кривые).

В присутствии магнитоиндуцированного расщепления экситонной компоненты в дополнение к ТЕ-ТМ расщеплению фотонной компоненты поляритонная дисперсия наделяется C_{2v} симметрией, при этом дисперсионные поверхности поляритонов ортогональных поляризаций приобретают разную форму. На рисунках 5.5(б) и 5.5(в) показаны эквиэнергетические контуры при

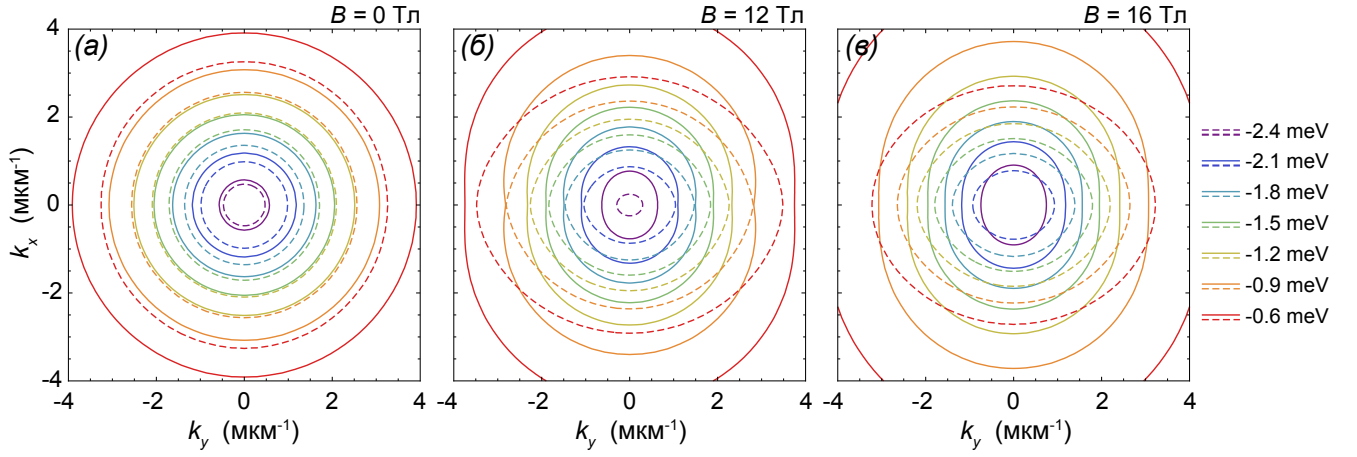


Рисунок 5.5 — Эквэнергетические контуры дисперсии поляритонов при разных значениях индукции магнитного поля, направленного вдоль оси x . Сплошные и пунктирные контуры соответствуют нижней и верхней из двух спин-расщеплённых дисперсионных ветвей. Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [208].

$B = 12$ Тл и $B = 16$ Тл соответственно. Поскольку величина расщепления экситонной компоненты не зависит от направления k , контуры, характеризующие ортогональные поляризации поляритонов, сжимаются в ортогональных направлениях. Ввиду деформации дисперсионные поверхности могут претерпевать пересечение одна с другой. Для поляритонного состояния с волновым вектором \mathbf{k} в точке пересечения экситонная и фотонная компоненты эффективного магнитного поля компенсируют друг друга.

Используя обобщённые коммутационные соотношения, на основе гамильтониана (1.70) можно записать уравнения для операторов координат, характеризующих траекторию поляритонов:

$$\partial_t \hat{x} = \hbar^{-1} \partial_{\hat{k}_x} \hat{H}_0, \quad \partial_t \hat{y} = \hbar^{-1} \partial_{\hat{k}_y} \hat{H}_0. \quad (5.13 \text{ а,б})$$

Уравнение прецессии для оператора псевдоспина при этом сохраняет свою форму (5.2) вне зависимости от формы оператора эффективного магнитного поля $\hat{\Omega}$.

В аналогичном рассмотренному в подпараграфе 5.1 (квазиклассическом) пределе для изначально правоциркулярно-поляризованного состояния траектория поляритонов описывается уже известным выражением (5.4). Однако, выражения для амплитуды и периода осцилляций траектории принимают более сложный вид:

$$A = -\frac{\Omega'_{y0}}{\Omega_{x0}}, \quad L = \frac{2\pi \hbar k_0}{m^* \Omega_{x0}}, \quad (5.14 \text{ а,б})$$

где $\Omega_{x0,y0}$ описывают компоненты эффективного магнитного поля Ω_0 , полученного из оператора $\hat{\Omega}$ подстановкой $\hat{\mathbf{k}} \rightarrow \mathbf{k}_0$:

$$\Omega_{x0} = \Omega_x|_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}_0} = -\beta_c C_{k_0}^2 k_0^2 + \eta_V X_{k_0}^2 B^2, \quad \Omega'_{y0} = (\partial_{k_x} \Omega_y)|_{\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}_0} = 2\beta_c C_{k_0}^2 k_0. \quad (5.15 \text{ а,б})$$

Эффективная масса поляритонов в выражении (5.14б) определяется как $m^* \simeq m_c C_{k_0}^{-2}$. В отсутствии внешнего магнитного поля ($B = 0$) выражение (5.14а) для амплитуды осцилляций сводится к выражению (5.5а). Приняв весовой коэффициент $C_{k_0}^2$ константой, можно свести полученный результат к таковому в приближении эффективной массы.

На рис. 5.6 представлены зависимости амплитуды A (5.6а) и периода L (5.6б) циттербеверунга от индукции магнитного поля B и квазиимпульса поляритонов k_0 при заданном значении константы ТЕ-ТМ расщепления фотонных мод в резонаторе $\hbar\beta_c = 140 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$. Согласно аналитическому выражению (5.14а), амплитуда циттербеверунга A может быть бесконечно большой. Это происходит, когда компоненты эффективного магнитного поля, вызванные ТЕ-ТМ расщеплением резонаторных мод и магнитоиндуцированным расщеплением экситонных спиновых состояний, компенсируют друг друга, так что компонента Ω_{x0} обращается в ноль. Такое соотношение параметров $B = B_{\text{crit}}$ и $k = k_{\text{crit}}$ на рис. 5.6(а) обозначено штрихпунктирной кривой. Однако, при тех же условиях вместе с возрастанием A возрастает также и период осцилляций $L \sim \Omega_{x0}$ — см. рис. 5.6(б). В противоположном пределе, когда период циттербеверунга L достаточно мал, амплитуда также мала, что препятствует наблюдаемости эффекта. Тем не менее, на фазовой плоскости (k_0, B) существует область, в которой осцилляции траектории поляритонов обладают достаточно большой амплитудой (несколько микрометров), существенно превышающей длину волны света, и достаточно малым периодом (несколько десятков и сотен микрометров), что делает эффект циттербеверунга хорошо различимым.

В общем случае период осцилляций траектории поляритона в результате циттербеверунга обратно пропорционален частоте прецессии его псевдоспина вокруг эффективного магнитного поля: $L \sim 1/|\Omega|$. В рассматриваемом частном случае распространения вдоль оси x , когда $\Omega_{y,z} = 0$, справедливо упрощение $L \sim 1/|\Omega_x|$. Фаза осцилляций определяется направлением эффективного поля Ω .

Рисунки 5.7 и 5.8 позволяют проследить зависимость характеристик эффективного магнитного поля Ω от волнового числа k_y и индукции внешнего магнитного поля B . Так на рис. 5.7 схематично показано угловое распределение эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k}, B)$ при разных значениях k и фиксированном значении $B = 12 \text{ Тл}$. На дне дисперсионных поверхностей ($k = 0$) ТЕ-ТМ-расщепление отсутствует, поэтому единственный вклад в эффективное поле вносит маг-

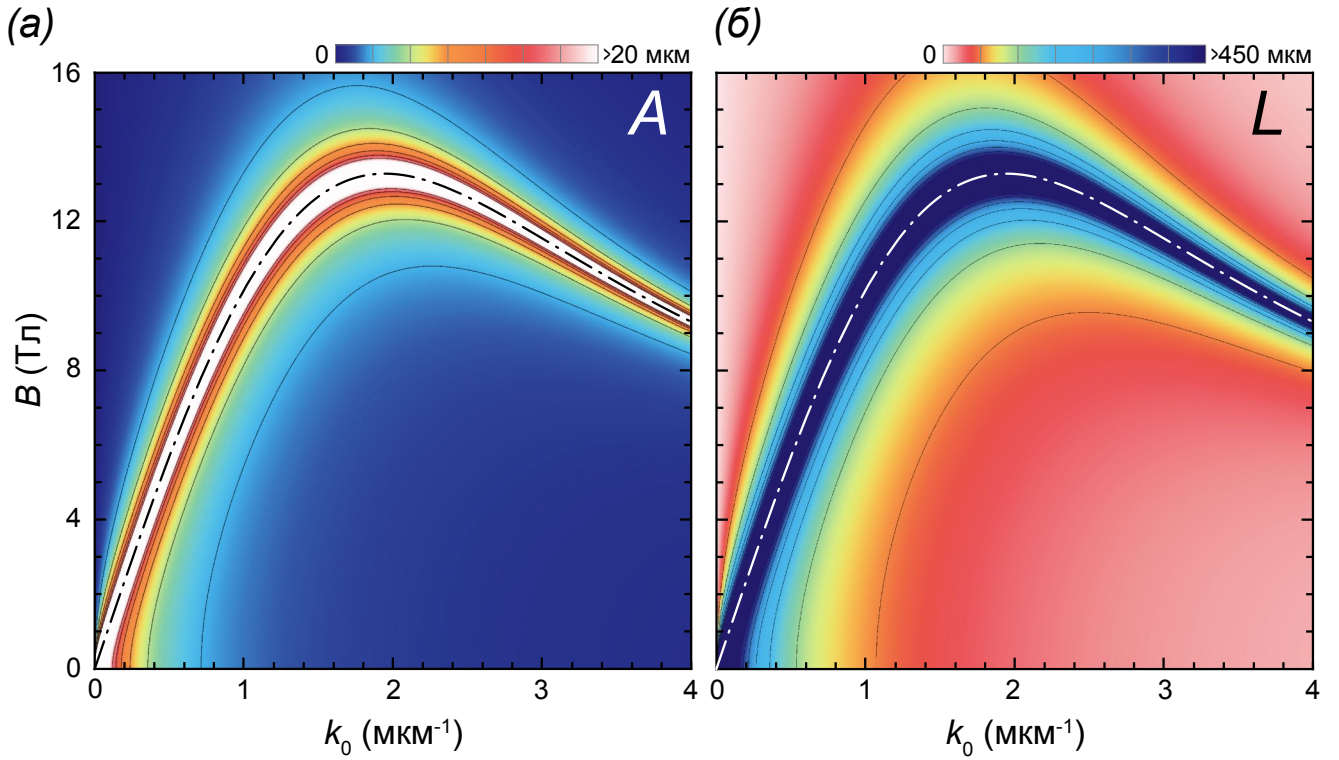


Рисунок 5.6 — (а) Амплитуда A и (б) период L циттербеверунга поляритонов в зависимости от амплитуды магнитной индукции B и волнового числа k_0 , полученные в квазиклассическом пределе из выражений (5.4), (5.14) и (5.15). Константа ТЕ-ТМ расщепления резонаторных мод принята равной $\beta_c = 140 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$. Палитра на рисунках (а) и (б) выбрана таким образом, чтобы область с предпочтительными значениями параметров (большие A и малые L) была окрашена в тёплые тона. Штрихпунктирными кривыми (чёрная на (а) и белая на (б)) отмечена область, в которой эффективные магнитные поля, индуцированные расщеплением фотонной и экситонной компонент, компенсируют друг друга: $\Omega_c = \Omega_x$. Рисунки адаптированы из статьи [208].

нитоиндуцированное расщепление. Поскольку последнее не зависит от направления распространения поляритонов, эффективное магнитное поле постоянно и ориентировано в одном направлении (вдоль оси x) — см. рис. 5.7(а). Здесь важно подчеркнуть, что направления внешнего магнитного поля B и индуцированного им эффективного магнитного поля Ω в общем случае могут не совпадать. При $k \neq 0$ фотонная компонента эффективного поля Ω_c начинает играть роль — см. рис. 5.7(б). В направлении, в котором эффективные магнитные поля Ω_c и Ω_x оказываются сонаправлены, результирующее эффективное поле Ω усиливается. Напротив, в направлениях, где компоненты эффективного поля оказываются противоположно-направлены, эффективное поле Ω ослабляется. В настоящем рассмотрении это направление совпадает с осью y . Ориентация эффективного поля для поляритонов, распространяющихся в положительном направлении вдоль оси y , указана красной стрелкой на рис. 5.7(б).

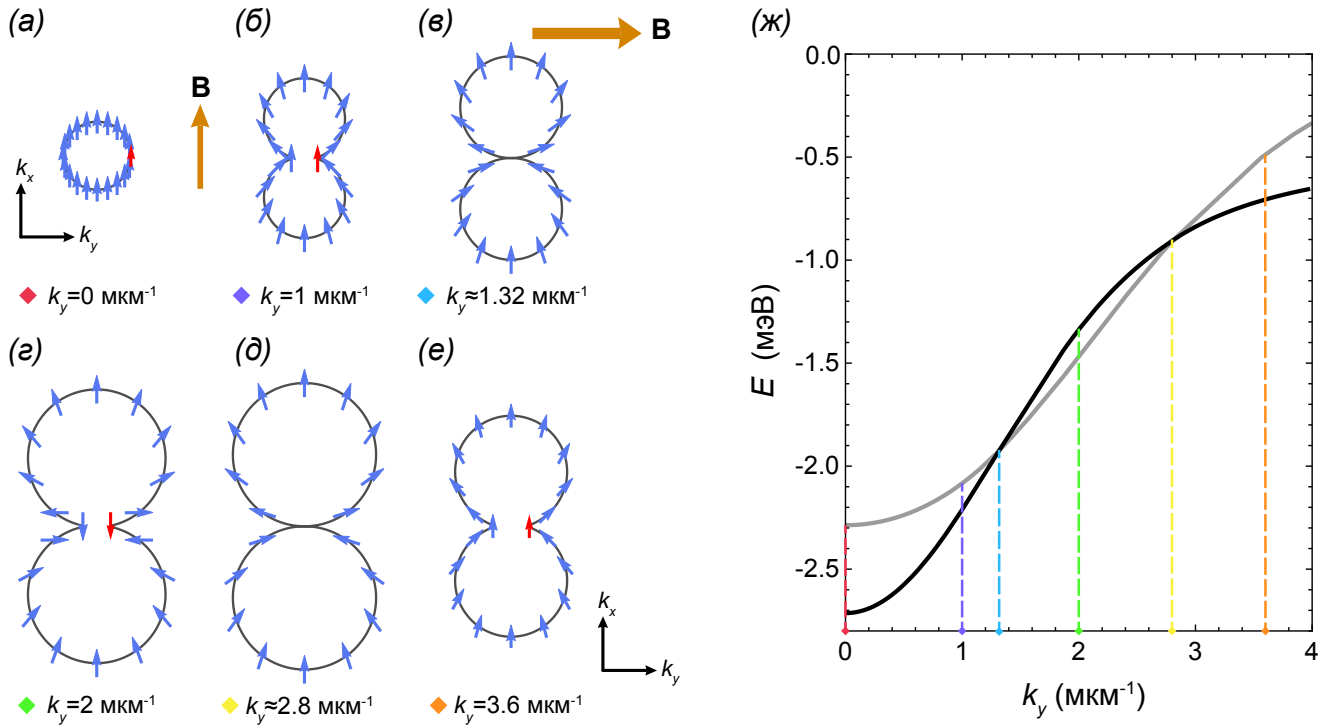


Рисунок 5.7 — (а–е) Схематичное изображение азимутального распределения эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k}, B)$ в k -пространстве при разных значениях волнового числа k_y и фиксированной величине индукции магнитного поля $B = 12$ Тл, направленного вдоль оси y . Синие стрелки указывают направление эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k}, B)$ для разных волновых векторов поляритонов. Чёрные кривые обозначают абсолютное значение $\Omega(\mathbf{k}, B)$. Красные стрелки обозначают направление эффективного магнитного поля, которое действует на спин поляритонов, распространяющихся вдоль оси y ($k_x = 0, k_y > 0$). Большая оранжевая стрелка обозначает направление внешнего магнитного поля. (ж) Зависимость энергии ортогональных линейно-поляризованных поляритонных состояний от волнового числа k_y . Цвет маркеров на (а–е) и (ж) совпадает для построений с одинаковыми значениями k . Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [208].

С увеличением k_y вклад фотонной компоненты Ω_c возрастает, и при некотором значении k_y величина Ω_c сравнивается с величиной Ω_x . В этом случае, в направлении y компоненты Ω_c и Ω_x компенсируют друг друга — см. 5.7(в). Поляритонные дисперсии испытывают пересечение при данном значении k_y — см. рис. 5.7(ж). При дальнейшем увеличении k_y компонента Ω_c начинает доминировать над Ω_x , и вектор эффективного поля переворачивается — ср. красные стрелки на рисунках 5.7(б) и 5.7(г).

С удалением от дна поляритонной дисперсии вклад фотонной компоненты в поляритонное состояние снижается, сменяясь вкладом экситонной компоненты. По достижении некоторого значения k_y величина фотонной компоненты поля Ω_c начинает уменьшаться с k_y , и в один момент Ω_c вновь сравнивается с Ω_x — см. рис. 5.7(д). С дальнейшим увеличением k_y магнитоиндуциро-

ванная экситонная компонента поля Ω_x начинает доминировать над фотонной компонентой Ω_c и определять ориентацию результирующего эффективного магнитного поля Ω — см. рис. 5.7(е).

На рис. 5.8 схематично показано угловое распределение эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k}, B)$ при разных значениях магнитной индукции B при фиксированном значении k_y . В отсутствии внешнего поля (см. рис. 5.8(а)) как амплитуда, так и направление эффективного поля Ω определяются исключительно фотонной компонентой Ω_c . Вектор эффективного магнитного поля в k пространстве делает два полных оборота при обходе по контуру радиусом k в плоскости (k_y, k_x) . Во внешнем магнитном поле начинает играть роль экситонная компонента Ω_x , и её вклад возрастает с увеличением B . Амплитуда эффективного поля становится зависима от направления распространения поляритонов — см. рис. 5.8(б,в). При достижении некоторого критического значения индукции внешнего магнитного поля B_{crit} фотонная (Ω_c) и экситонная (Ω_x) компоненты сравниваются по абсолютной величине. В том направлении, в котором Ω_c и Ω_x направлены в противоположные стороны, расщепления фотонной и экситонной компонент поляритонного состояния компенсируют друг друга — см. рис. 5.8(г). Дальнейшее увеличение индукции B ведёт к возрастанию доминирования экситонной компоненты Ω_x над фотонной Ω_c — см. рис. 5.8(д,е). На рис. 5.8(ж) приведены зависимости энергии расщеплённых линейных поляритонных мод от индукции внешнего магнитного поля. Как видно на рисунке, расщепление линейно-поляризованных компонент тем меньше, чем ближе B к критической величине B_{crit} , при этом состояние, которое было ниже по энергии при меньших значениях B , при $B > B_{\text{crit}}$ становится выше по энергии.

5.5. Циттербевергунг волновых пакетов экситонных поляритонов во внешнем магнитном поле

В предыдущем параграфе описан квазиклассический консервативный предел баллистически распространяющихся поляритонов с квазиимпульсом k_0 . В случае распространения реальных поляритонных волновых пакетов конечной ширины необходимо принять во внимание дисперсионные эффекты и неконсервативные процессы накачки и потерь. Для этого в серии численных экспериментов вновь решается обобщённое уравнение Паули (5.7) для спинора $|\Psi\rangle = [\Psi_+(t, \mathbf{r}), \Psi_-(t, \mathbf{r})]^T$ совместно со скоростным уравнением для плотности некогерентного резервуара (5.8). Однако в первом уравнении в качестве гамильтониана \hat{H}_0 используется гамильтониан (1.70), учитывающий сложный непараболический характер поляритонной дисперсии (5.9) и гибридную структуру эффективного магнитного поля (5.10). Потери в поляритонном конденсате описываются оператором

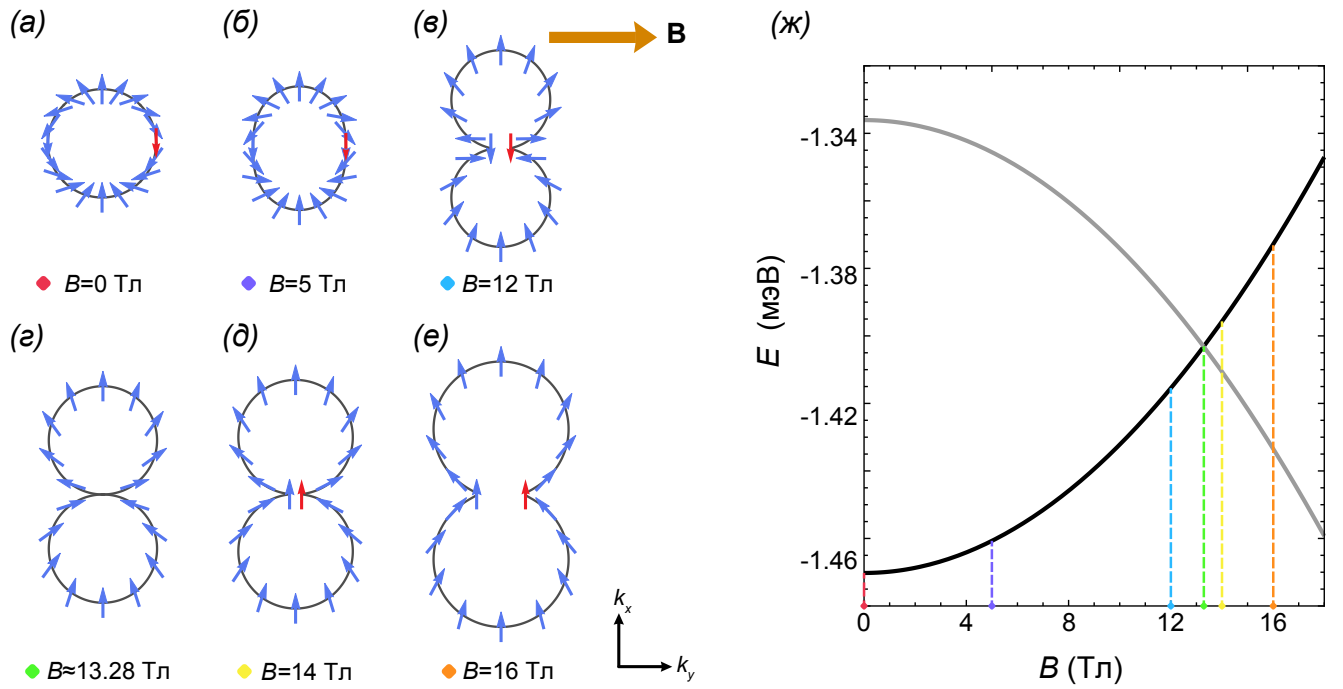


Рисунок 5.8 — (а–е) Схематичное изображение азимутального распределения эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k}, B)$ в k -пространстве при разных значениях магнитной индукции B и фиксированном значении волнового числа $k = 2 \text{ мкм}^{-1}$. Обозначения стрелок аналогичны таковым на рис. 5.7. (ж) Зависимость энергии ортогональных линейно-поляризованных поляритонных состояний, характеризующихся волновым вектором $\mathbf{k} = (0, 2 \text{ мкм}^{-1})$, от индукции магнитного поля B . Цвет маркеров на (а–е) и (ж) совпадает для построений с одинаковыми значениями B . Рисунки адаптированы из дополнительных материалов к статье [208].

$\hat{\gamma} = \hat{C}_k^2 \gamma_c + \hat{X}_k^2 \gamma_x$, учитывающим изменение соотношения вклада потерь фотонной (γ_c) и экситонной (γ_x) составляющих в зависимости от волнового числа k .

Следующие значения параметров использовались для численного эксперимента: эффективная масса фотона в резонаторе $m_c = 5 \cdot 10^{-5} m_0$, экситон-фотонная отстройка $\Delta = 0$, энергия расщепления Раби $2\hbar g_0 = 5 \text{ мэВ}$, константа магнитоиндуцированного расщепления $\hbar \eta_V = 1 \text{ мкэВ} \cdot \text{Тл}^{-2}$, константа ТЕ-ТМ расщепления фотонной моды $\hbar \beta_c = 140 \text{ мкэВ} \cdot \text{мкм}^2$, скорости затухания фотонов и экситонов $\gamma_c = 0.02 \text{ пс}^{-1}$, $\gamma_x = 0.025 \text{ пс}^{-1}$, скорость стимулированного рассеяния из резервуара $\hbar R = 0.05 \text{ мэВ} \cdot \text{мкм}^2$, мощность пространственно-однородной нерезонансной накачки $P_{\pm} = 0.95 P_{\text{th}}$. Резонансная накачка взята правоциркулярно-поляризованной $|f\rangle = (1, 0)^T$, ширина пятна накачки $w_p = 10 \text{ мкм}$.

На рис. 5.9 представлен результат проведённых численных экспериментов: приведены зависимости амплитуды A (а) и периода L (б) циттербеугунга экситон-поляритонного волнового пакета в от индукции магнитного поля B и квазиимпульса резонансной накачки k_p . Ввиду ограничений численного эксперимента, связанных с конечными размерами вычислительной сет-

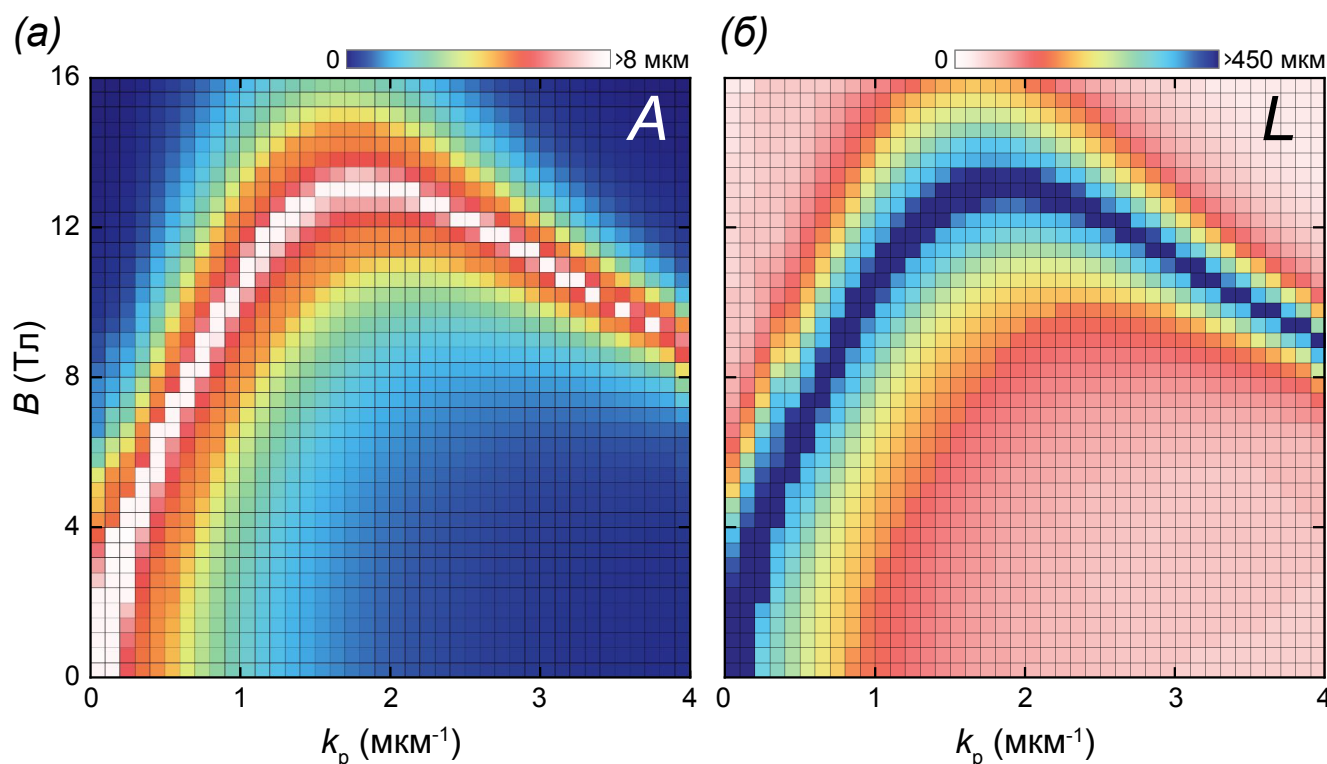


Рисунок 5.9 — (а) Амплитуда A и (б) период L циттербеверунга поляритонов в зависимости от амплитуды магнитной индукции B и волнового числа резонансной накачки k_p , полученные в результате численного решения уравнения (5.7). Ширина пятна резонансной накачки взята равной $w_p = 10$ мкм. Каждый квадрат на фазовых диаграммах соответствует отдельному численному эксперименту. Квадраты покрашены белым на (а) и тёмно-синим на (б) для численных экспериментов, в которых корректная оценка величин параметров невозможна ввиду ограничений расчёта. Рисунки адаптированы из статьи [208].

ки, невозможно достоверно оценить величину параметров A и L в случае, когда период L достаточно большой в сравнении с размерами расчётной области. Соответствующие области на рис. 5.9(а,б) окрашены белым и синим цветами соответственно. Результаты численных экспериментов на рис. 5.9 очень хорошо качественно согласуются с результатами аналитических оценок на рис. 5.6. Это позволяет заключить, что выводы, сделанные для квазиклассического предела, могут быть экстраполированы на случай реального поляритонного волнового пакета. Для периода циттербеверунга L примечательно даже количественное соответствие численных оценок аналитическим: в приведённом диапазоне величин параметров B и k_p расхождение оценок не превышает 10%. Что касается амплитуды циттербеверунга поляритонного волнового пакета, то расхождение оценок более значительно, и оно тем больше, чем ближе параметры (k_p, B) к критическим значениям (k_{crit}, B_{crit}).

Как видно на рис. 5.9, в присутствии магнитного поля в плоскости микрорезонатора можно наблюдать циттербеверунг при больших волновых векторах накачки, в том числе выше точки

перегиба дисперсионной кривой поляритонов. При используемых параметрах дисперсия поляритонов, распространяющихся вдоль оси y , имеет точку перегиба при $k = k_{\text{infl}} \approx 1.61 \text{ мкм}^{-1}$ и $\hbar\omega = \hbar\omega_{\text{infl}} \approx -1.7 \text{ мэВ}$. Для демонстрации влияния внешнего магнитного поля на проявление эффекта циттербеверунга поляритонов на рис. 5.10(а–е) показано пространственное распределение плотности поляритонных конденсатов $I(\mathbf{r})$ в стационарном состоянии при разных значениях индукции магнитного поля B . Параметры резонансной накачки выбраны такими, что она возбуждает поляритоны выше точки перегиба дисперсионной кривой, а именно $k_p = 2 \text{ мкм}^{-1}$ и $\hbar\omega_p \approx -1.4 \text{ мэВ}$. Одна из наиболее примечательных особенностей, отражённых на всех указанных изображениях, состоит в том, что расплывание поляритонных волновых пакетов чрезвычайно слабое в сравнении с таковым на рис. 5.2(а), благодаря тому, что волновые пакеты поляритонов возбуждаются в более пологой — экситоноподобной — области поляритонной дисперсии. В результате волновой пакет сохраняет свою форму и ширину, что позволяет наблюдать эффект циттербеверунга поляритонов на больших расстояниях.

На рис. 5.10(ж) изображены траектории центров масс поляритонных волновых пакетов, представленных на рис. 5.10(а–е). На рис. 5.10(з,и) приведены зависимости амплитуды A и периода L циттербеверунга от индукции магнитного поля B при заданной величине волнового числа накачки $k_p = 2 \text{ мкм}^{-1}$. При используемых в рассмотрении параметрах в теории ТЕ-ТМ расщепление компенсируется магнитоиндуцированным расщеплением при $B = B_{\text{crit}} \approx 13.28 \text{ Тл}$. На рис. 5.10(з,и) амплитуда и период циттербеверунга одновременно возрастают при приближении B к величине B_{crit} . При этом видно, что L возрастает с B быстрее, чем A .

Как видно на рис. 5.10(г,д), в случае когда индукция магнитного поля B близка к критической величине B_{crit} , пространственное распределение плотности поляритонов в конденсате фрагментируется. На рис. 5.11 приведено пространственное распределение компонент приведённого вектора Стокса $s_{x,y,z}(\mathbf{r})$, характеризующих поляризацию экситон-поляритонного конденсата при $B = 10 \text{ Тл}$ (рис. 5.10(а)) и $B = 13 \text{ Тл}$ (рис. 5.10(б)). При $B = 10 \text{ Тл}$ поляризационные компоненты $s_y(\mathbf{r})$ и $s_z(\mathbf{r})$ носят осциллирующий характер в направлении y . Период осцилляций поляризации совпадает с периодом циттербеверунга. При $B = 13 \text{ Тл}$ картина существенно меняется. Как показано на рис. 5.8(ж), при B близком к B_{crit} расщепление линейно-поляризованных поляритонных мод уменьшается, что приводит к их смешиванию. В результате вместо осцилляций в направлении распространения y происходит формирование поляризационных доменов, разделённых вдоль y . Рисунок. 5.12 иллюстрирует предельный случай $B = B_{\text{crit}}$, в котором поляритонный волновой пакет разделяется на два ортогонально поляризованных волновых пакета. При этом осцилляции поляризации в направлении распространения полностью подавлены.

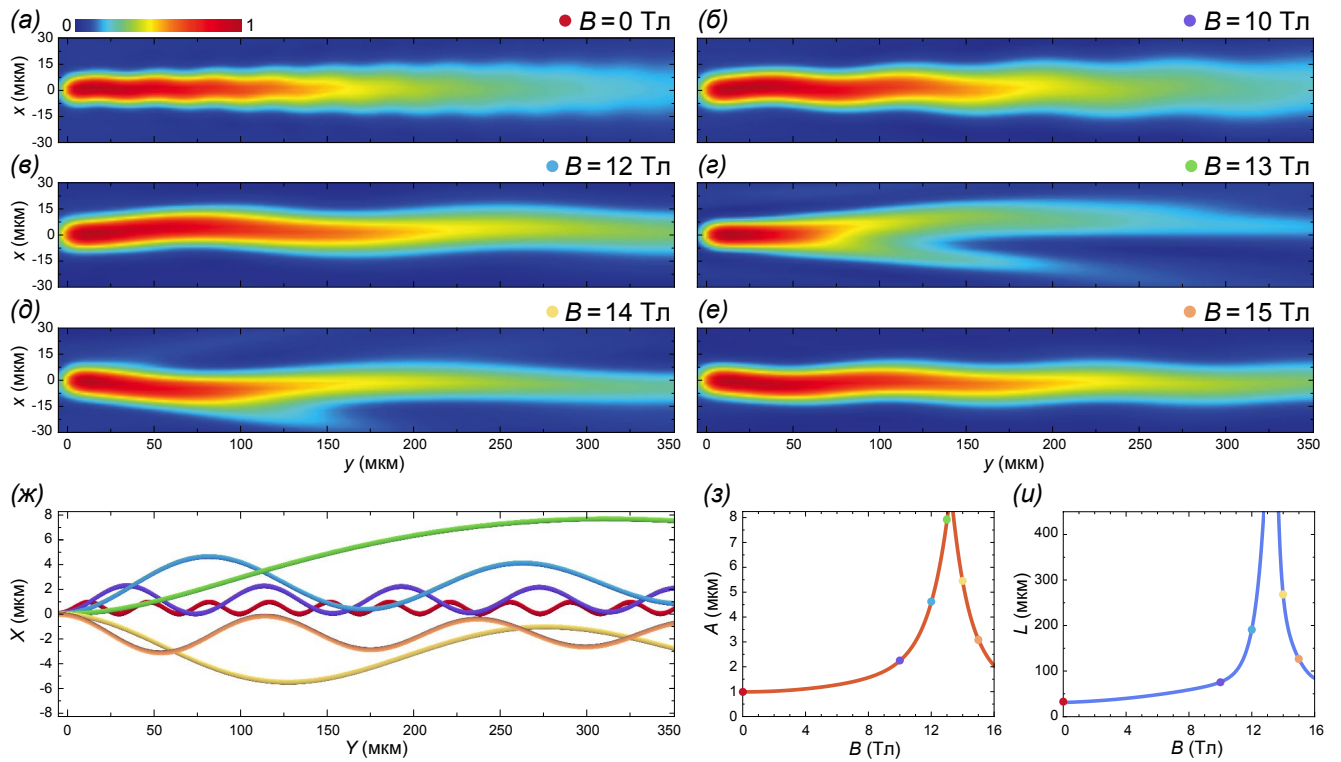


Рисунок 5.10 — (а–е) Пространственное распределение плотности экситон-поляритонных конденсатов в стационарном состоянии при разных значениях величины магнитной индукции. Поляритонный конденсат возбуждается резонансным оптическим пучком шириной $w_p = 10 \mu\text{m}$ с модулем волнового вектора $k_p = 2 \mu\text{m}^{-1}$. (ж) Траектории центров масс поляритонных волновых пакетов на (а–е). Зависимость (з) амплитуды A и (и) периода L циттербеверунга поляритонного волнового пакета от магнитной индукции при квазиимпульсе накачки $k_p = 2 \mu\text{m}^{-1}$. Параметры построений, отмеченных цветными маркерами на (а–е) и (з–и), соответствуют параметрам кривых соответствующих цветов на (ж). Рисунки адаптированы из статьи [208].

Как показывают приведённые ранее оценки, амплитуда циттербеверунга поляритонного волнового пакета конечной ширины заметно меньше таковой в квазиклассическом пределе. На рис. 5.13 проиллюстрировано влияние ширины пучка резонансной накачки w_p на амплитуду циттербеверунга поляритонов A . Траектории центров масс поляритонных волновых пакета $X(Y)$ при $w_p = 5 \mu\text{m}$, $w_p = 10 \mu\text{m}$ и $w_p = 35 \mu\text{m}$ при $B = 12$ Тл изображены на рис. 5.13(а). На зависимости 5.13 отчётливо видно, что с увеличением ширины накачки w_p амплитуда циттербеверунга возрастает, приближаясь к величине, оцененной в квазиклассическом пределе. Следует отметить, что на период циттербеверунга L изменение ширины пятна накачки оказывает пренебрежимо слабое влияние.

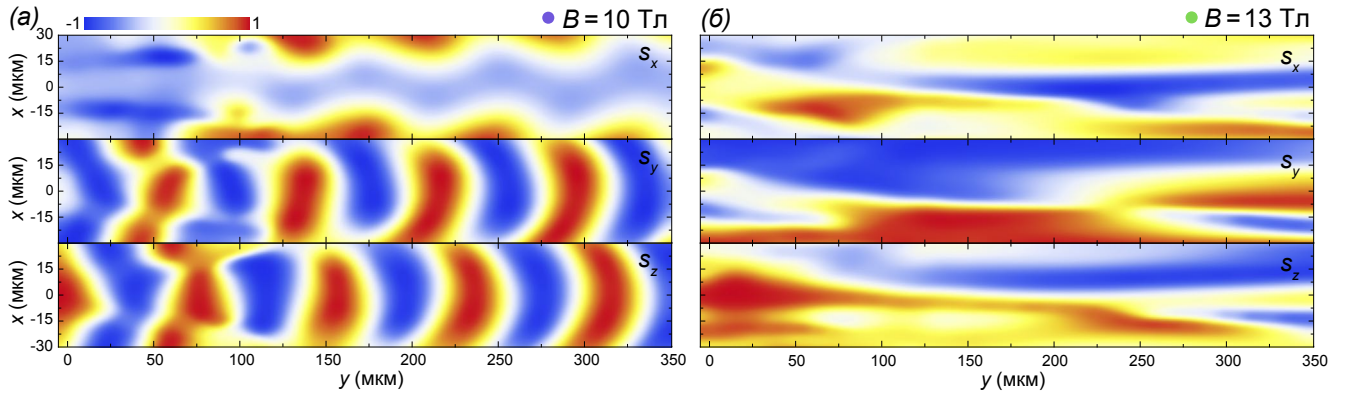


Рисунок 5.11 — Пространственное распределение поляризационных компонент экситон-поляритонного конденсата при (а) $B = 10$ Тл и (б) $B = 13$ Тл. Рисунки адаптированы из статьи [208].

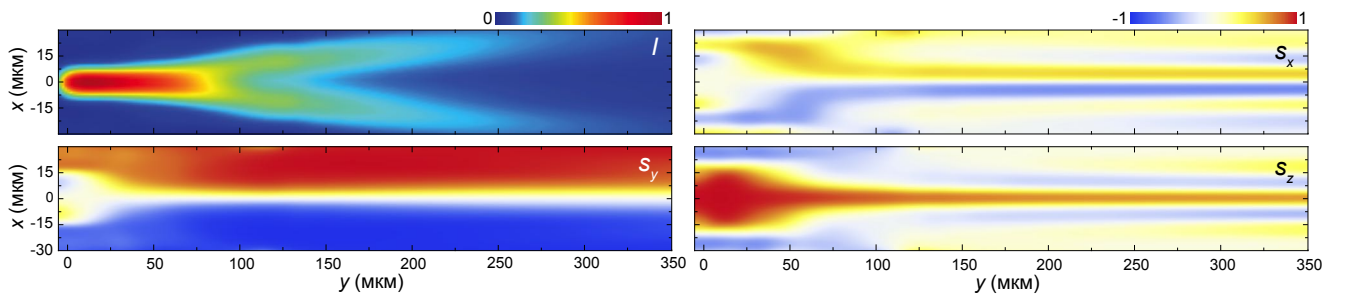


Рисунок 5.12 — (а) Распределение плотности и (б–г) поляризации поляритонного конденсата при напряжённости магнитного поля $B = B_{\text{crit}} \approx 13.28$ Тл.

5.6. Краткие итоги главы 5

— Теоретически предсказан эффект циттербеверунга экситонных поляритонов, состоящий в том, что поляритоны распространяются в плоскости микрорезонатора вдоль траекторий, осциллирующих в направлении, перпендикулярном направлению распространения. В основе эффекта лежит спин-орбитальное взаимодействие поляритонов, а именно: влияние их поляризационной степени свободы на траекторию распространения.

— Осцилляции траектории поляритонов в реальном пространстве сопровождаются осцилляциями поляризационных компонент, описываемых вектором псевдоспина поляритонов. Эффект спин-орбитального взаимодействия на псевдоспин поляритонов может быть описан как прецессия последнего в некотором эффективном магнитном поле, вызванном расщеплением поляризационных поляритонных мод ввиду тех или иных механизмов. Период осцилляций поляризационных компонент совпадает с периодом осцилляций траектории поляритонов и определяется частотой ларморовской прецессии поляритонного псевдоспина в эффективном магнитном поле.

— Показано, что в основе спин-орбитального взаимодействия, ведущего к возникновению циттербеверунга, может лежать расщепление как фотонной, так и экситонной компонент поляри-

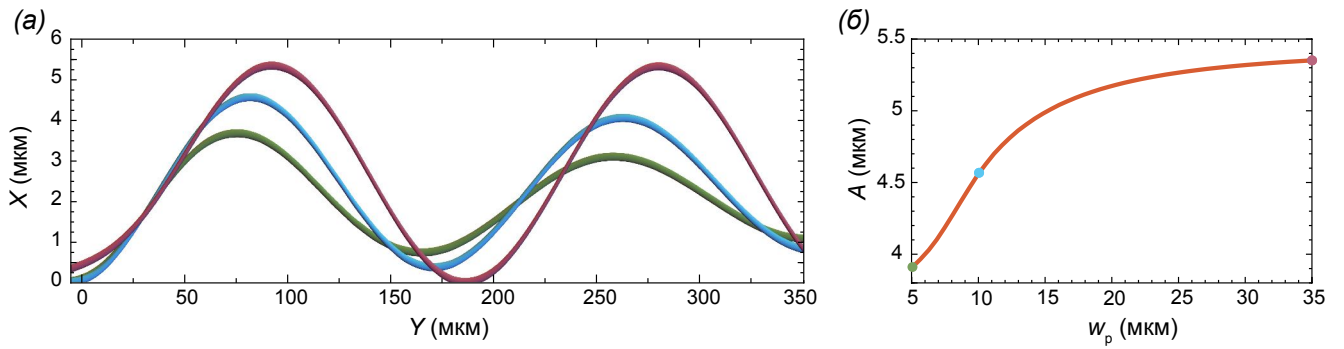


Рисунок 5.13 — (а) Траектории центра масс волнового пакета поляритонов $X(Y)$ при разных значениях ширины пучка резонансной накачки: $w_p = 5 \mu\text{м}$ (зелёная кривая), $w_p = 10 \mu\text{м}$ (голубая кривая) и $w_p = 35 \mu\text{м}$ (красная кривая). (б) Зависимость амплитуды циттербеверунга поляритонного волнового пакета A от ширины пучка резонансной накачки w_p . Квазиимпульс накачки взят равным $k_p = 2 \mu\text{м}^{-1}$. Индукция внешнего магнитного поля: $B = 12 \text{ Тл}$. Параметры, используемые для построения кривых на (а), соответствуют таковым, отмеченным маркерами соответствующих цветов на (б). Рисунки адаптированы из статьи [208].

тонов. Изучен циттербеверунг поляритонов в условиях ТЕ-ТМ расщепления поляритонных мод, вызванный расщеплением фотонных мод в полупроводниковом резонаторе. Получено выражение для траектории поляритонов в квазиклассическом приближении. Выполнена серия численных экспериментов для изучения свойств циттербеверунга в экспериментально-реализуемых условиях при резонансном возбуждении поляритонов с учётом неконсервативной природы последних. Получены зависимости амплитуды и пространственного периода колебаний траекторий поляритонных волновых пакетов от квазиимпульса резонансной накачки и энергии расщепления поляризационных мод. Показано, что в условиях циттербеверунга, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод, амплитуда спадает обратно пропорционально квазиимпульсу поляритонов. Пространственная частота осцилляций линейно возрастает с квазиимпульсом и частотой расщепления. Конечные пространственные размеры поляритонного волнового пакета ведут к затуханию амплитуды циттербеверунга при распространении.

— Изучен циттербеверунг поляритонов в условиях спин-орбитального взаимодействия, вызванного совместным расщеплением как фотонной, так и экситонной компонент поляритонов. Расщепление экситонной компоненты возникает в условиях воздействия внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости микрорезонатора вдоль направления распространения поляритонов. Показано, что изменяя модуль индукции магнитного поля, можно управлять амплитудой и периодом осцилляций траектории поляритонов. Данный подход также позволяет наблюдать циттербеверунг для поляритонов с большими волновыми векторами, находящимися за точкой перегиба поляритонной дисперсии, где последняя носит более плоский — экситоноподобный — ха-

рактар. В таких условиях поляритонный волновой пакет меньше подвержен расплыванию, что положительно сказывается на наблюдаемости осцилляций траектории.

— Результаты описанных в главе исследований имеют фундаментальное и прикладное значение. Так поляритонная платформа даёт возможность напрямую наблюдать проявление квантовомеханического эффекта в макроскопическом масштабе. Эффект циттербеверунга должен учитываться при планировании и постановке поляритонного эксперимента, а также при анализе результатов наблюдения, в особенности, в случае использования структур и материалов, обеспечивающих существенное расщепление поляритонных поляризационных мод, а также значительное время жизни и дистанцию распространения поляритонов. С практической точки зрения магнитное управление характеристиками циттербеверунга, а также поляризационными свойствами поляритонного состояния позволяет рассматривать описываемую систему как оптический аналог спинового транзистора Датта-и-Даса. Формирование доменных структур с чётко выраженной поляризацией позволяет использовать предложенную систему в качестве поляризатора для когерентного оптического излучения.

Глава 6.

Управление распределением поляризации поляритонов в гармоническом потенциале

Среди устоявшихся методов управления поляризацией когерентных поляритонных состояний важное место занимает создание внешнего удерживающего потенциала. Так широкому изучению подвергались сформированные в плоских полупроводниковых микрорезонаторах одиночные [118] и связанные [124, 267] поляритонные волноводы для управляемого возбуждения спиновых поляритонных конденсатов и солитонных поляритонных импульсов [268], а также наблюдения сопутствующих эффектов, включая черенковское излучение [212], формирование поляризационных доменов [269] и др. С недавнего времени кольцевая геометрия снискала популярность при изучении поляризационного поведения поляритонов [17, 213, 214, 270]. В этой геометрии эффективное магнитное поле в плоскости резонатора, действующее на псевдоспин поляритона, вращается по мере движения поляритона вокруг оси симметрии кольцевого потенциала, характеризуемого частотой ω_{tr} . Это заметно обогащает эволюцию поляризации поляритонов, усложняя характер прецессии псевдоспина.

Обычно изучение эволюции поляритонов и поляризационных свойств в спин-расщеплённых системах осуществляется в адиабатическом пределе, подразумевающим, что ширина спектра поляритонного состояния $\Delta\omega$ не превышает характерных масштабов частот системы, $\Delta\omega < \omega_{tr}, \Omega_k$, а также величины расщепления собственных состояний удерживающего потенциала. Кроме того, предел, при котором частота ларморовской прецессии в эффективном магнитном поле является наибольшей среди характерных частот, $\Omega_k \gg \Delta\omega, \omega_{tr}$, используется для разделения временных масштабов колебаний [17]. При таком подходе особенности поведения поляритонов и поляритонной поляризации внутри волнового пакета, а также взаимодействие соседних поляритонных мод адиабатически исключаются из рассмотрения, а макроскопическая

динамика поляритонов описывается эффективным одномерным гамильтонианом для классической вращающейся частицы [271]. Ситуация кардинально меняется, когда поведение поляритонов в пределах волнового пакета не подавляется полностью, и возможно заметное макроскопическое перераспределение поляритонов внутри волнового пакета в зависимости от их волновых векторов и поляризации. Этот сценарий может быть реализован в широких локализирующих потенциалах, включая гармонический потенциал.

В настоящей главе изучена поляризационная динамика макроскопических состояний поляритонов и фотонов в гармонической ловушке, созданной в плоском диэлектрическом микрорезонаторе, в условиях спин-орбитального взаимодействия. В первом параграфе рассмотрен импульсный режим резонансного возбуждения поляритонов. На основе серии численных экспериментов продемонстрирована трансформация поляритонных импульсов с произвольной поляризацией в линейно-поляризованные импульсы в ходе эволюции. Показано, что неполяризованный поляритонный импульс приобретает линейную поляризацию, распространяясь в гармонической ловушке. Во втором параграфе исследовано макроскопическое поведение фотонов в гармонической ловушке в условиях непрерывной резонансной накачки. Предложен подход к формированию полигональных фотонных текстур в реальном пространстве, использующий комбинированный эффект спин-орбитального взаимодействия и локализации света в плоскости микрорезонатора. Продemonстрирована возможность возбуждения полигональных текстур с управляемым (как чётным, так и нечётным) числом узлов.

6.1. Эволюция поляризации поляритонного импульса в гармонической ловушке

В данном параграфе рассмотрена поляризационная динамика когерентных поляритонных импульсов в гармоническом потенциале за пределами адиабатического приближения. Геометрия возможного эксперимента схематично приведена на рис. 6.1(а). Структура представляет собой оптический микрорезонатор со встроенным ансамблем квантовых ям. Экситонные поляритоны в структуре удерживаются в плоскости микрорезонатора гармоническим потенциалом ловушки. Захват поляритонов может осуществляться воздействием как на экситонную компоненту путём точечного прикладывания давления к образцу [3, 273], так и на фотонную компоненту путём создания микрорезонаторов особой геометрии [22, 126]. Подробней об управлении пространственным распределением поляритонов в плоскости микрорезонатора см. параграф 1.3 первой главы настоящей диссертации. Локализация поляритонного волнового пакета в сопряжённом пространстве схема-

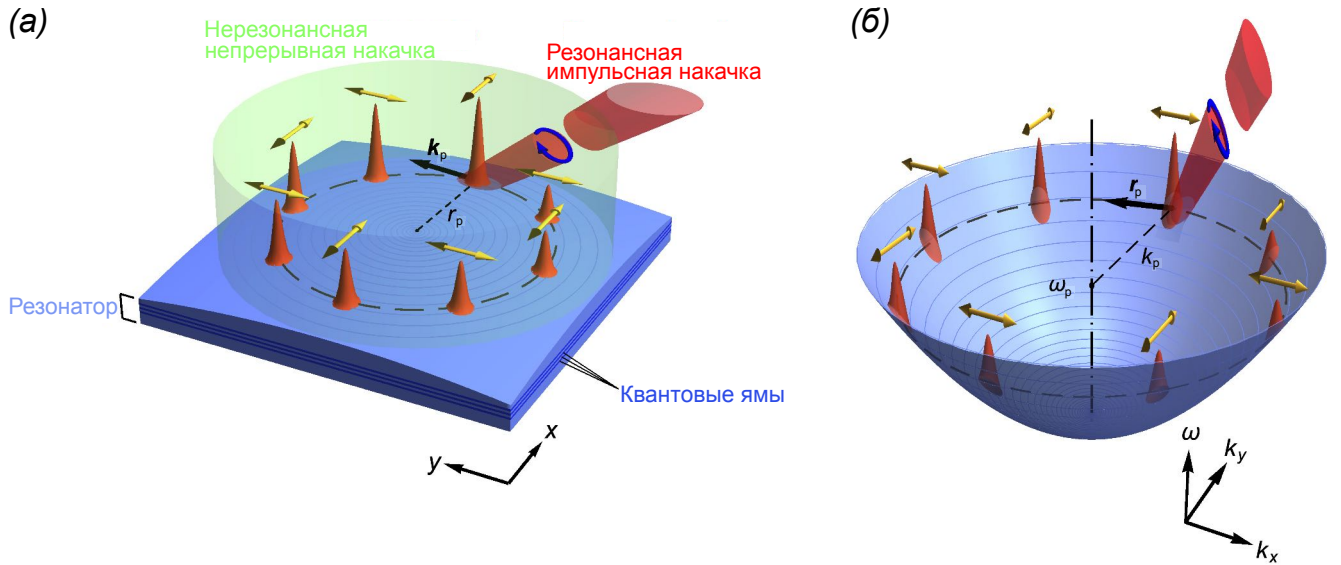


Рисунок 6.1 — (а) Схема возможной экспериментальной конфигурации. Поляритонный конденсат возбуждается импульсом резонансной оптической накачки с волновым вектором k_p и энергией $\hbar\omega_p$ на расстоянии r_p от центра гармонической ловушки. Допороговая нерезонансная непрерывная накачка используется для увеличения времени жизни поляритонного импульса. (б) Потенциал гармонической ловушки в сопряжённом пространстве. Жёлтые стрелки на обоих рисунках указывают ориентацию плоскости линейной поляризации поляритонного импульса в разных точках вдоль траектории распространения. Поляризация импульса накачки может быть выбрана произвольно. На рисунках для примера показана циркулярная поляризация. Рисунки адаптированы из статьи [272].

точно проиллюстрирована рисунком 6.1(б). Поляритоны возбуждаются импульсом резонансной оптической накачки с энергией $\hbar\omega_p$ и волновым вектором k_p тангенциально к поверхности потенциала ловушки на расстоянии r_p от его центра. Чтобы увеличить время жизни поляритонного импульса, предлагается также использоваться пространственно-однородную нерезонансную оптическую накачку в допороговом режиме.

6.1.1. Спин-орбитальное взаимодействие поляритонов в гармонической ловушке

В консервативном приближении система описывается следующим гамильтонианом:

$$\hat{H}_0 = \frac{\hbar^2 \hat{\mathbf{k}}^2}{2m^*} + V(\mathbf{r}) + \hbar \hat{\Omega} \cdot \hat{\mathbf{S}}, \quad (6.1)$$

который отличается от гамильтониана (3.2) наличием гармонического потенциала в реальном пространстве $V(\mathbf{r}) = m^* \omega_{tr}^2 (x^2 + y^2)/2$, характеризуемого частотой ω_{tr} . Рассмотрение спин-

орбитальных эффектов также ограничено только ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод, в связи с чем, оператор эффективного поля $\hat{\Omega}$ совпадает с таковым, заданным выражением (3.3).

В спин-вырожденном случае ($\Delta_{\text{LT}} = 0$) гамильтониан (6.1) описывает двумерный квантовый гармонический осциллятор и является интегрируемым. Согласно принципу соответствия [274], при высоких энергиях квантовая трактовка поведения волновой функции сливается с классической трактовкой поведения отдельной частицы. Эволюция поляритонного импульса в этом случае описывается классическими уравнениями для траектории его центра масс:

$$d_t \langle \mathbf{r} \rangle (t) = \langle \mathbf{k} \rangle (t) / m^*, \quad d_t \langle \mathbf{k} \rangle (t) = -m^* \omega_{\text{tr}}^2 \langle \mathbf{r} \rangle (t). \quad (6.2 \text{ а, б})$$

Импульс распространяется по замкнутой эллиптической орбите, которая вырождается в круговую в случае, когда начальные условия $\mathbf{r}_0 = \langle \mathbf{r} \rangle (0)$ и $\mathbf{k}_0 = \langle \mathbf{k} \rangle (0)$ удовлетворяют условию равенства кинетической и потенциальной энергий: $\hbar^2 k_0^2 / 2m^* = V(r_0)$.

В присутствии ТЕ-ТМ расщепления гамильтониан (6.1) перестаёт быть интегрируемым, и подавляющее большинство полуклассических траекторий перестают быть замкнутыми. Остаётся, однако, два типа точных решений, описывающих движение поляритонов вдоль замкнутых кольцевых орбит: при этом поляритоны остаются ТЕ- или ТМ-поляризованы в ходе распространения. Энергии этих решений определяются следующим равенством: $\hbar^2 k_{\text{t},\text{t}}^2 / 2m_{\text{t},\text{t}} = V(r_0)$, — в соответствии с которым волновые векторы решений с одинаковыми радиусами орбит оказываются разными. На рис. 6.2(а) приведены энергии двух поляритонных мод $\hbar\omega_{\text{TM,TE}}(k, r_0) = V(r_0) + \hbar^2 k^2 / 2m_{\text{t},\text{t}}$ с радиусом траектории $r_0 = 70$ мкм. Круговая траектория радиусом r_0 присуща поляритонам, принадлежащим ТМ (верхняя красная кривая) и ТЕ (нижняя синяя кривая) ветвям, возбуждённым с энергией $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_{\text{TM}}(k_1, r_0) = \hbar\omega_{\text{TE}}(k_t, r_0)$ и волновыми числами k_1 и k_t соответственно.

Возбуждённые резонансным импульсом гауссовой формы ТЕ- и ТМ-поляризованные волновые пакеты поляритонов 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. Это означает, что электрическое поле колеблется в тангенциальном направлении для продольной (ТМ) моды и в радиальном направлении для поперечной (ТЕ) моды. Ориентация псевдоспина поляритонов в ходе распространения схематически показана на вставке рисунка 6.2(б) в сравнении с ориентацией эффективного магнитного поля. Резонансно возбуждённый поляритонный импульс конечной ширины и длительности характеризуется спектром энергий и волновых векторов, который перекрывается с собственными состояниями системы. Это означает,

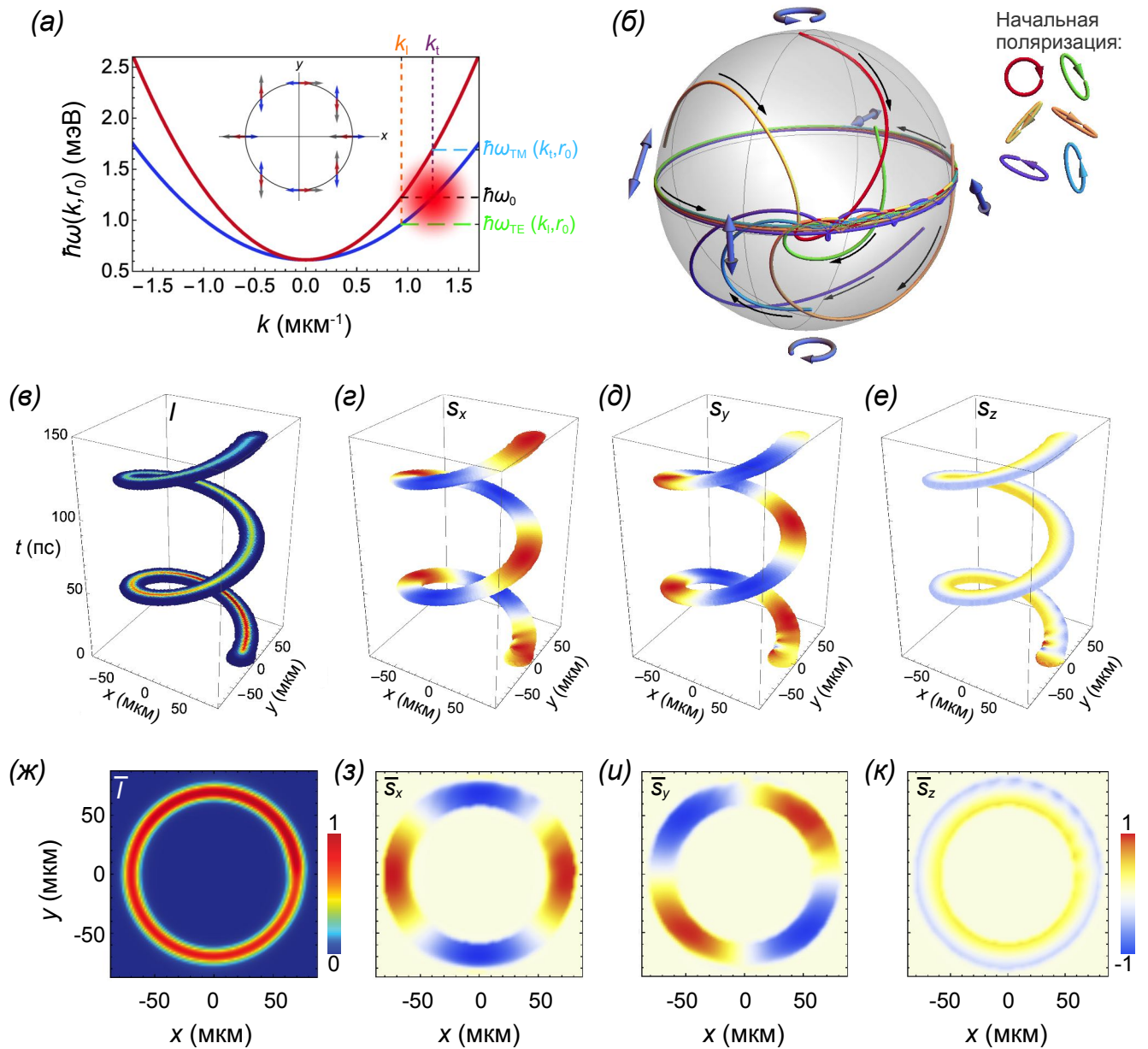


Рисунок 6.2 — Эволюция поляризации поляритонного импульса, возбуждаемого резонансно ТЕ ветви. (а) Дисперсия двух спин-расщеплённых поляритонных мод $\hbar\omega_{\text{TE, TM}}(k, r_0)$ в точке $r_0 = 70$ мкм. Нулевое значение энергии соответствует $\hbar\omega(0, 0)$. Красным облаком схематично указано положение и спектр импульса резонансной накачки. Накачка осуществляется резонансно ТЕ моде, $k_p = k_t, \omega_p = \omega_0$. Длительность импульса накачки составляет 5 пс. На вставке схематично показана ориентация в реальном пространстве эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k})$ (серые стрелки) и псевдоспина поляритонов, принадлежащих ТЕ (синие стрелки) и ТМ (красные стрелки) ветвям. (б) Траектории векторов Стокса на сфере Пуанкаре, характеризующие эволюцию поляризации поляритонных импульсов при разных поляризациях импульсов накачки (указаны на рисунке). Эволюция во времени (в) интенсивности и (г–е) поляризационных компонент поляритонного импульса. Интегрированное по времени пространственное распределение (ж) нормированной интенсивности и (з–к) поляризации поляритонного импульса. Для рисунков (в–к) выбрана правоциркулярная поляризация импульса накачки. Рисунки адаптированы из статьи [272].

что в ходе эволюции независимо от начальной поляризации импульс поляритона стремится занять собственные состояния и приобрести характерную для них линейную поляризацию.

6.1.2. Модель для описания эволюции поляризации поляритонов в гармонической ловушке

Для описания динамики поляритонного импульса используется обобщённое уравнение Паули для спинора $|\Psi\rangle = [\Psi_+(t, \mathbf{r}), \Psi_-(t, \mathbf{r})]^T$, где $\Psi_{\pm}(t, \mathbf{r})$ — волновые функции правоциркулярно- и левоциркулярно-поляризованных поляритонных компонент:

$$i\hbar\partial_t|\Psi\rangle = \left[\hat{H}_0 + V(\mathbf{r}) + \frac{i\hbar}{2} (Rn_R - \gamma) \right] |\Psi\rangle + i|F(t, \mathbf{r})\rangle. \quad (6.3)$$

В уравнении (6.3) в дополнение к консервативным процессам, описываемым заданным выражением (6.1) гамильтонианом \hat{H}_0 , учтены неконсервативные процессы накачки и потерь. Поляритоны возбуждаются резонансной накачкой $|F(t, \mathbf{r})\rangle = F_t(t)F_{\mathbf{r}}(\mathbf{r})|f\rangle$. Пространственная компонента накачки имеет гауссову форму:

$$F_{\mathbf{r}} \sim \exp[-(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p)^2/2w^2] \exp(i\mathbf{k}_p\mathbf{r}), \quad (6.4)$$

где $w = \sqrt{\hbar/m^*\omega_{\text{tr}}}$ — ширина пятна накачки. Импульс сдвинут в реальном и сопряжённом пространствах на \mathbf{r}_p и \mathbf{k}_p соответственно — см. рис. 6.1. Временная компонента импульса накачки задаётся как

$$F_t \sim \exp(-t^2/2w_t^2) \exp(-i\omega_p t), \quad (6.5)$$

где w_t — длительность импульса, ω_p — частота накачки. Вектор $|f\rangle = (f_+, f_-)^T$ определяет поляризацию накачки. В обсуждаемых в настоящем параграфе численных экспериментах параметры накачки r_p , k_p и ω_p выбираются, исходя из следующих условий: $r_p = r_0$, $\omega_p = \omega_0$ и $k_p = k_{1,t}$, — которые обеспечивают распространение поляритонных импульсов по траектории, наиболее близкой к круговой.

Для увеличения времени жизни поляритонного импульса введена нерезонансная накачка, опосредованная экситонным резервуаром, эволюция которого подчиняется уравнению (1.74б). Рассматривается однородная накачка в допороговом режиме, $P < P_{\text{th}} = \gamma\gamma_R/R$. В случае слабоинтенсивной резонансной накачки можно положить плотность резервуара равной $n_{R\pm} \approx P_{\pm}/\gamma_R$, а также пренебречь эффектами взаимодействия.

В численных экспериментах использованы следующие значения параметров. Эффективная масса поляритонов $m^* = 7 \cdot 10^{-5}m_0$, константа ТЕ-ТМ расщепления $\hbar\Delta_{\text{LT}} = 300 \text{ мкЭВ} \cdot \text{мкм}^2$,

скорости затухания поляритонов и экситонов в резервуаре $\gamma = 0.02 \text{ пс}^{-1}$ и $\gamma_R = 0.025 \text{ пс}^{-1}$ соответственно. Скорость стимулированного рассеяния $\hbar R = 0.05 \text{ мэВ} \cdot \text{мкм}^2$. Мощность допороговой накачки $P = 0.95 P_{\text{th}}$. Частота гармонической ловушки $\omega_{\text{tr}} = 25 \text{ ГГц}$.

6.1.3. Поляризационная динамика поляритонных импульсов

Возбуждение резонансно ТЕ-поляризованной ветви

В первом численном эксперименте рассматривается поведение когерентного поляритонного импульса, возбуждённого гауссовым импульсом оптической накачки длительностью $w_t = 5 \text{ пс}$ резонансно ТЕ ветви. Частота и волновой вектор накачки выбраны равными $\omega_p = \omega_0$ и $\mathbf{k}_p = (0, k_t)$ соответственно. Спектр возбуждения в сравнении с поляритонной дисперсией схематично представлен на рис. 6.2(а). Пятно накачки смещено от центра ловушки вдоль оси x на расстояние $r_0 = 70 \text{ мкм}$. Чтобы кинетическая энергия поляритонов была близка к потенциальной, и поляритонный импульс следовал вдоль круговой траектории, волновое число выбрано равным $k_t \approx 1.245 \text{ мкм}^{-1}$.

На рис. 6.2(в) показана эволюция во времени пространственного распределения плотности поляритонов $I(t, \mathbf{r})$ в импульсе, возбуждённом правоциркулярно-поляризованным импульсом резонансной накачки, $|f\rangle = (1, 0)^T$. $I(t, \mathbf{r})$ определяется выражением (1.71). На рис. 6.2(ж) представлено кольцевое распределение интегрированной по времени плотности поляритонов $\bar{I}(\mathbf{r}) \sim \int I(t, \mathbf{r}) dt$. Кольцо распределения обладает слабым утолщением в области инжектирования поляритонов вблизи \mathbf{r}_0 . На рисунках 6.2(г–е) и 6.2(з–к) соответственно приведены временная эволюция поляризационных компонент поляритонного импульса $s_j(t, \mathbf{r})$ ($j = x, y, z$), а также интегрированное по времени распределение поляризации $\bar{s}_j(\mathbf{r}) = 2 \int S_j(t, \mathbf{r}) dt / \bar{I}(\mathbf{r})$. Зависимости $s_j(t, \mathbf{r})$ и $S_j(t, \mathbf{r})$ определяются выражениями (1.73) и (1.72) соответственно.

Обобщая основные особенности поведения поляризации поляритонного импульса, отражённые на рисунках, можно утверждать, что циркулярная поляризация, с которой возбуждался поляритонный импульс, утрачивается в ходе его эволюции. Поляритонный импульс приобретает линейную поляризацию, причём плоскость поляризации дважды обращается вокруг центра гармонической ловушки, следуя за направлением эффективного магнитного поля $\Omega(\mathbf{k})$. Мелкие осцилляции пространственного распределения поляризационных компонент с частотой $\Delta_{\text{LT}} k_0^2$ возникают вблизи области накачки, однако они быстро затухают в ходе эволюции поляритонного импульса.

Более важный результат состоит в том, что в рассматриваемых условиях возбуждения импульс поляритона приобретает линейную поляризацию независимо от поляризации импульса накачки. На рис. 6.2(б) показаны траектории вектора Стокса $\mathbf{s}(t) = 2\langle\Psi|\hat{\mathbf{S}}|\Psi\rangle/\langle\Psi|\Psi\rangle$ на сфере Пу-

анкаре для различных начальных условий. Во всех представленных численных экспериментах степень циркулярной поляризации в поляритонном импульсе уже после одного оборота вокруг центра гармонической ловушки не превышает половины процента.

Возбуждение резонансно ТМ-поляризованной ветви

В следующем численном эксперименте рассматривается импульсная оптическая накачка, резонансная ТМ ветви поляритонов: энергия и квазиимпульс накачки приняты равными $\hbar\omega_p = \hbar\omega_0$ и $k_p = k_l$ соответственно. Спектр возбуждения поляритонов приведён на рис. 6.3(а). Также выбрана правоциркулярная поляризация накачки. Динамика поляритонного импульса, а также поляризационных компонент импульса представлены на рис. 6.3(в–е). Рисунки 6.3(ж–к) иллюстрируют интегрированные по времени плотность и поляризацию поляритонов. В отличие от ранее описанного случая, в настоящем рассмотрении одиночный поляритонный импульс в ходе эволюции распадается на две пространственно-разделённые компоненты с ортогональными поляризациями: траектории отдельных компонент импульса приведены на рис. 6.3(в–е). Более интенсивная компонента волнового пакета относится к резонансно-возбужденной ТМ-ветви, а менее интенсивная — к ТЕ-ветви.

Поведение двух компонент поляритонного импульса различается. На вставке рис. 6.3(а) изображена зависимость групповой скорости поляритонов ТЕ и ТМ ветвей от квазиимпульса, $v_g^{(\text{TE, TM})}(k, r_0) = \partial_k \omega_{\text{TE, TM}}(k, r_0)$. Видно, что при одинаковой энергии накачки $\hbar\omega_p = \hbar\omega_0$ групповая скорость ТМ компоненты импульса $v_g^{(\text{TM})}(k_l, r_0)$ больше групповой скорости ТЕ компоненты $v_g^{(\text{TE})}(k_t, r_0)$: $v_g^{(\text{TM})} > v_g^{(\text{TE})}$.

Рассмотренный случай примечателен ещё и тем, что ортогональные линейные поляризации поляритонного волнового пакета разделены в радиальном направлении: компонента $\bar{s}_x > 0$ сосредоточена во внешней области распределения, а $\bar{s}_x < 0$ — во внутренней (см. рис. 6.3(з)). Пунктирная и сплошная замкнутые кривые на рис. 6.3(ж) обозначают траектории ТЕ- и ТМ-поляризованных компонент поляритонного импульса, описываемые параметрическими зависимостями $Y_j(X_j)$, в которых $X_j(t) = \int_{A_j} I(t, \mathbf{r}) x d\mathbf{r} / \int_{A_j} I(t, \mathbf{r}) d\mathbf{r}$ и $Y_j(t) = \int_{A_j} I(t, \mathbf{r}) y d\mathbf{r} / \int_{A_j} I(t, \mathbf{r}) d\mathbf{r}$, где $j = \text{TE, TM}$; A_{TE} и A_{TM} описывают области в плоскости резонатора, занимаемые соответствующими компонентами поляритонного импульса. Траектория ТМ-поляризованной компоненты импульса близка к круговой, поскольку возбуждение симметрично относительно квазиимпульса резонансной накачки $k_p = k_l$, а кинетическая энергия соответствует потенциальной энергии волнового пакета. Напротив, ТЕ-поляризованная компонента импульса распространяется по эллиптической траектории с большой осью, ориентированной вдоль оси x : это связано с тем, что компонента,

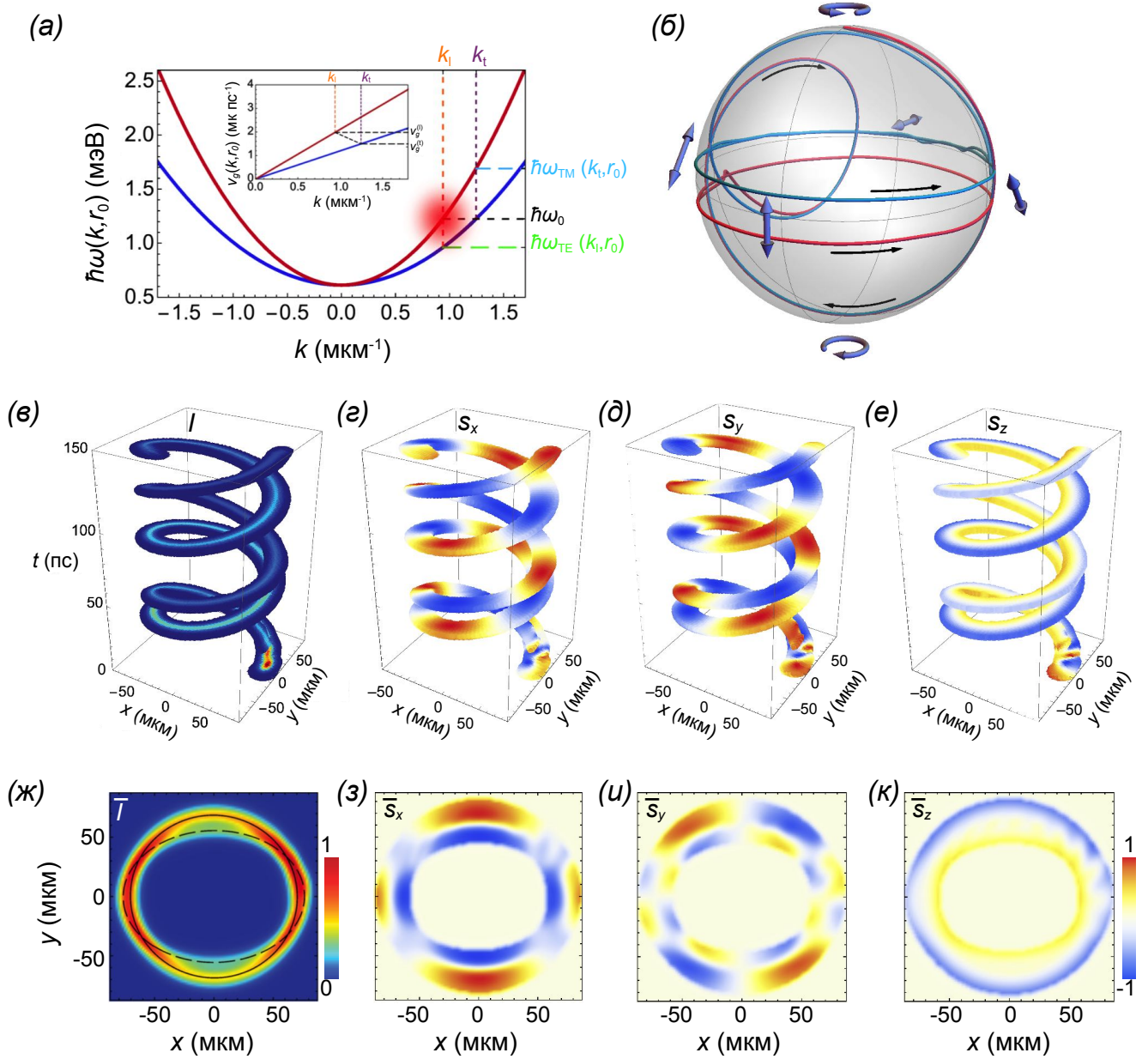


Рисунок 6.3 — Эволюция поляризации поляритонного импульса, возбуждаемого резонансно ТМ ветви. (а) Дисперсия двух спин-расщеплённых поляритонных мод $\hbar\omega_{\text{TE, TM}}(k, r_0)$ в точке $r_0 = 70$ мкм. Накачка осуществляется резонансно ТМ моде, $k_p = k_1$, $\omega_p = \omega_0$. Длительность импульса накачки составляет 5 пс. На вставке показана зависимость групповой скорости поляритонов от их волнового вектора, $v_g^{\text{TE, TM}}(k)$. (б) Траектории векторов Стокса на сфере Пуанкаре, характеризующие изменение во времени поляризации двух пространственных компонент поляритонного импульса, расщеплённого в ходе эволюции. Эволюция во времени (в) интенсивности и (г–е) поляризационных компонент поляритонного импульса. Интегрированное по времени пространственное распределение (ж) нормированной интенсивности и (з–к) поляризации поляритонного импульса. Сплошная и пунктирная кривые на (ж) обозначают траектории ТЕ и ТМ компонент поляритонного импульса соответственно. Для рисунков (в–к) выбрана правополярная поляризация импульса накачки. Рисунки адаптированы из статьи [272].

удалённая от волнового вектора накачки на $(k_t - k_p)$, возбуждается с квазиимпульсом k на периферии импульса накачки, $k_p < k$. Как следствие, центральный волновой вектор ТЕ-поляризованной компоненты поляритонного импульса смещается в сторону меньших k относительно k_t , и для него не выполняется условие согласования кинетической и потенциальной энергий. Это приводит к эллиптической форме траектории распространения.

На рис. 6.3(б) приведены траектории вектора Стокса $s(t)$ двух компонент поляритонного импульса на сфере Пуанкаре. В обеих компонентах циркулярная поляризация представлена слабо (менее пяти процентов). Остаточная циркулярная поляризация является правой для ТЕ компоненты импульса и левой для ТМ компоненты.

Для дальнейшего изучения резонансного возбуждения поляризованных поляритонных импульсов на рис. 6.4(а) построена интегрированная по времени зависимость суммарной интенсивности обеих компонент поляритонного импульса от квазиимпульса накачки k_p при двух значениях энергии накачки: $\hbar\omega_p = \hbar\omega_0$ (чёрная кривая) и $\hbar\omega_{\text{ТМ}}(k_t, r_0)$ (синяя кривая). Последнее значение принадлежит ТМ-ветви при квазиимпульсе k_t . На рис. 6.4(б) представлено отношение интегрированных по времени интенсивностей двух компонент импульса в зависимости от квазиимпульса накачки при энергии накачки $\hbar\omega_p = \hbar\omega_0$.

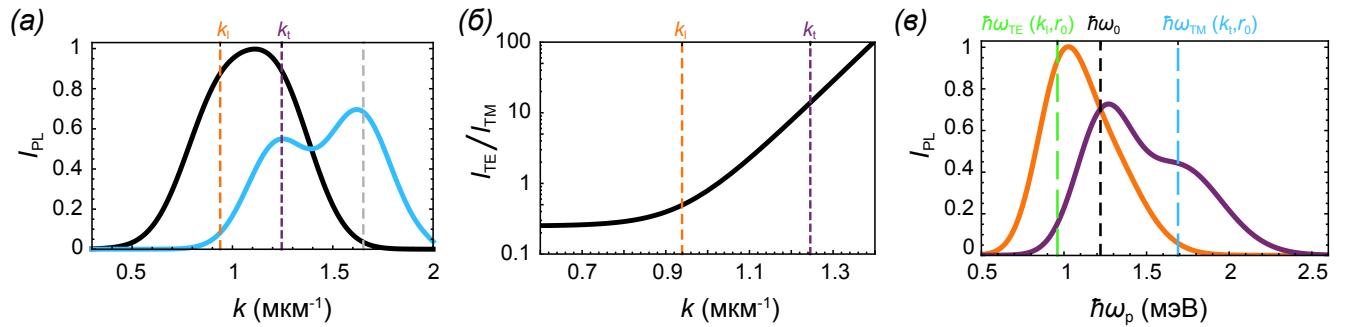


Рисунок 6.4 — (а) Зависимость интегрированной по времени интенсивности поляритонного импульса от квазиимпульса накачки k_p при разных энергиях резонансной накачки: $\hbar\omega_p = \hbar\omega_0$ (чёрная кривая) и $\hbar\omega_p = \hbar\omega_{\text{ТЕ}}(k_1, r_0)$ (голубая кривая). (б) Отношение интегрированных по времени интенсивностей двух пространственно-разделённых компонент поляритонного волнового пакета, $I_{\text{ТЕ}}$ и $I_{\text{ТМ}}$, в зависимости от квазиимпульса резонансной накачки при энергии накачки $\hbar\omega_p = \hbar\omega_0$. (в) Интегрированная во времени интенсивность поляритонного импульса в зависимости от $\hbar\omega_p$ при разных значениях квазиимпульса накачки: $k_p = k_1$ (оранжевая кривая) и $k_p = k_t$ (фиолетовая кривая). Рисунки адаптированы из статьи [272].

Рисунок 6.4(а) показывает, что полная интенсивность поляритонного волнового пакета почти одинакова при двух резонансных значениях квазиимпульса накачки, k_1 и k_t , соответствующих численным экспериментам, проиллюстрированным на рисунках 6.2 и 6.3. Однако, ключевое различие описанных случаев подчёркивается на рис. 6.4(б): оно состоит в том, что одна компонента

поляритонного импульса значительно преобладает над другой при $k_p = k_t$. Интенсивность доминирующей компоненты при $k = k_t$ превышает интенсивность другой компоненты более чем на полтора порядка, в то время как при $k = k_l$ преобладание составляет менее чем в три раза. На рис. 6.4(в) показана интегрированная по времени полная интенсивность волнового пакета в зависимости от энергии резонансной накачки $\hbar\omega_p$ при двух значениях квазиимпульса накачки, k_l (оранжевая кривая) и k_t (фиолетовая кривая). На обеих зависимостях максимум интенсивности наблюдается вблизи резонанса с ТЕ-поляризованной ветвью: вблизи ω_t при $k_p = k_l$ и вблизи ω_0 при $k_p = k_t$ (см. дисперсию на рис. 6.3(а)).

Возбуждение ультракоротким лазерным импульсом

Приведённые расчёты выполнены в адиабатическом пределе, подразумеваемом, что разделение уровней энергии в результате ТЕ-ТМ расщепления ($\Delta_{LT}k_p^2$) велико в сравнении с иными характерными масштабами энергий системы, включая ширину спектра поляритонного импульса. Далее рассмотрению подвергается динамика поляритонного импульса, обладающего широким спектром, с запасом охватывающим как ТЕ, так и ТМ дисперсионные ветви. Поляритоны возбуждаются импульсом накачки длительностью $w_t = 200$ фс резонансно ТЕ ветви; частота, волновой вектор и положение накачки выбраны как $\omega_p = \omega_0$, $\mathbf{k}_p = (0, k_t)$ и $x_p = x_0$ соответственно. Поляризация накачки также выбрана правоциркулярной. Спектр возбуждения схематично показан на рис. 6.5(а). В рассматриваемом режиме возбуждения волновой пакет поляритонов предсказуемо расщепляется на две пространственные компоненты с ортогональными поляризациями, см. рис. 6.5(в–к). Интегрированные по времени интенсивности и поляризации компонент волнового пакета на рис. 6.5(ж–к) показывают четкое разделение траекторий компонент. ТЕ-поляризованная компонента поляритонного импульса, резонансная возбуждению накачки, следует по круговой (внутренней) траектории радиуса r_0 (пунктирная кривая на рис. 6.5(ж)), а ТМ-поляризованная компонента распространяется по эллиптической (внешней) траектории с длиной малой оси эллипса, близкой к $2r_0$ (сплошная кривая на рис. 6.5(ж)). Траектории векторов Стокса на сфере Пуанкаре, характеризующие эволюцию поляризации компонент поляритонного волнового пакета, показаны на рис. 6.5(б). Сделанный ранее вывод справедлив и за пределами адиабатического приближения: доля циркулярной поляризации становится пренебрежимо малой в обеих компонентах волнового пакета поляритонов в ходе эволюции.

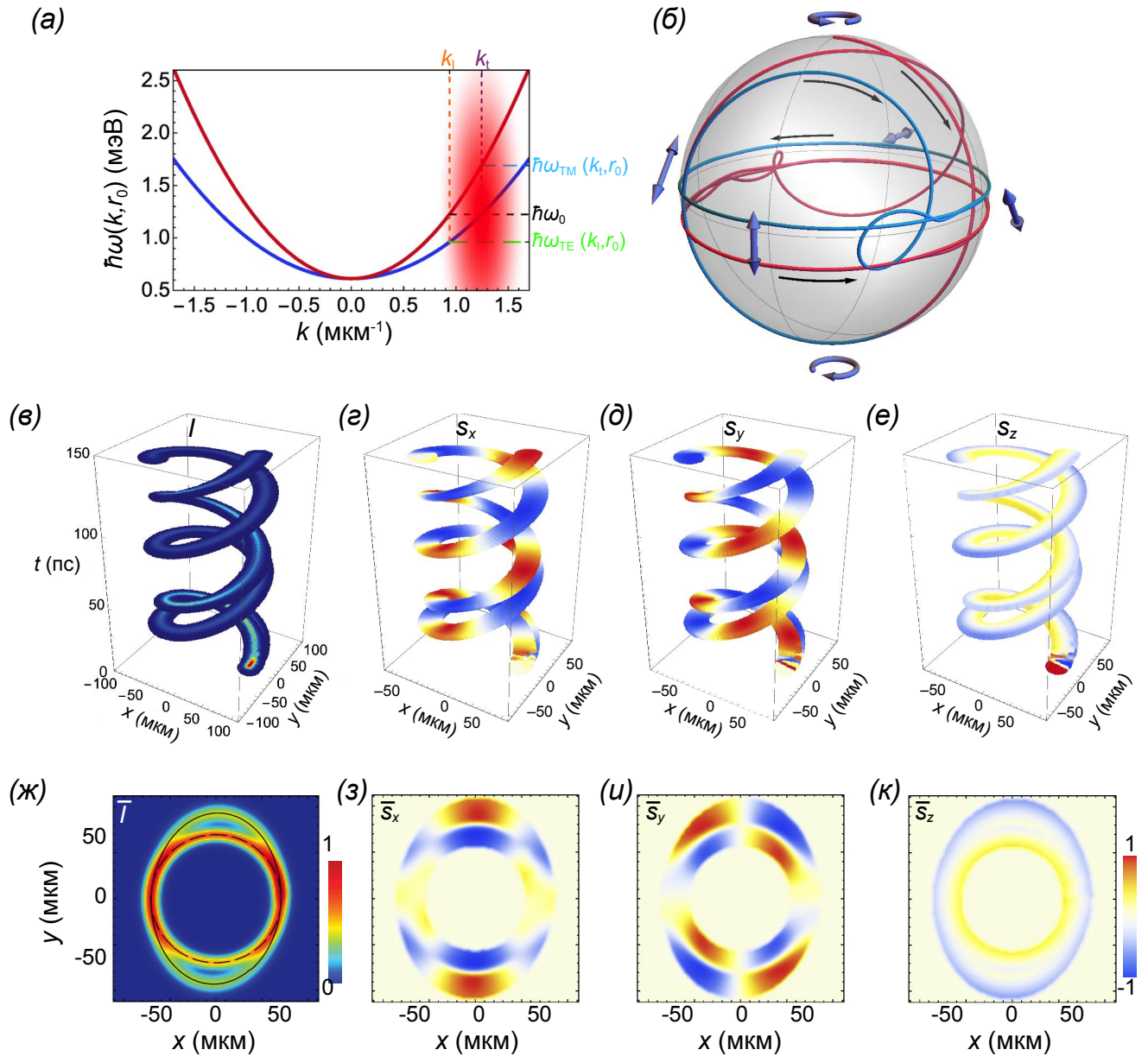


Рисунок 6.5 — Эволюция поляризации поляритонного импульса, возбуждённого ультракоротким импульсом накачки. (а) Дисперсия двух спин-расщеплённых поляритонных мод $\hbar\omega_{TE, TM}(k, r_0)$ в точке $r_0 = 70$ мкм. Накачка осуществляется субпикосекундным импульсом длительностью 200 фс резонансно ТЕ моде, $k_p = k_t$, $\omega_p = \omega_0$. (б) Траектории векторов Стокса на сфере Пуанкаре, характеризующие изменение во времени поляризации двух пространственных компонент поляритонного импульса, расщеплённого в ходе эволюции. Эволюция во времени (в) интенсивности и (г–е) поляризационных компонент поляритонного импульса. Интегрированное по времени пространственное распределение (ж) нормированной интенсивности и (з–к) поляризации поляритонного импульса. Сплошная и пунктирные кривые на (ж) обозначают траектории ТЕ и ТМ компонент поляритонного импульса соответственно. Для рисунков (в–к) выбрана правополярная поляризация импульса накачки. Рисунки адаптированы из статьи [272].

Возбуждение неполяризованной накачкой

Примечательной особенностью рассматриваемой системы является то, что импульс поляритонов, возбуждаемый неполяризованной оптической накачкой, в ходе распространения приобретает линейную поляризацию. Результаты численного моделирования, подтверждающие это утверждение, показаны на рис. 6.6. Траектория вектора Стокса на сфере Пуанкаре вырождается в замкнутую траекторию, см. рис. 6.2(б). Таким образом, рассматриваемая система может также выступать в роли поляризатора для поляритонных импульсов.

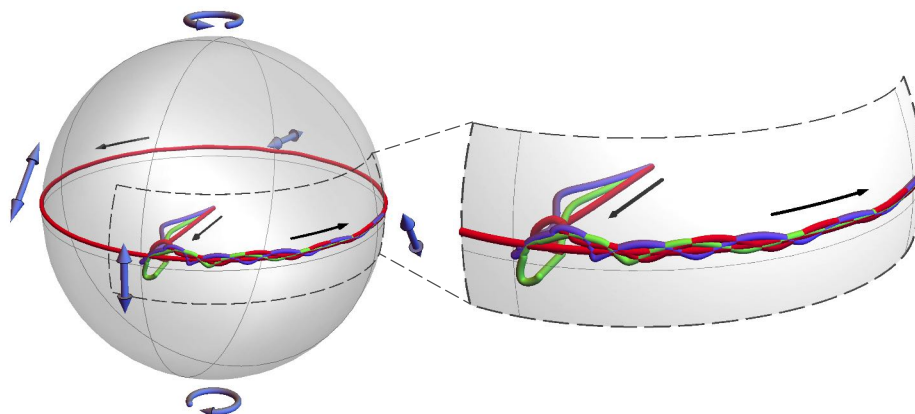


Рисунок 6.6 — Три траектории на сфере Пуанкаре — результат трёх численных экспериментов с начальными условиями, представляющими собой случайное распределение во времени и пространстве поляризации импульса накачки. Рисунок адаптирован из статьи [272].

Общие замечания о полученных результатах

В настоящем параграфе описана поляритонная система, в которой свет находится в условиях сильной связи с экситонами. Однако, описываемый эффект преобразования поляризации импульса может наблюдаться в том числе в чистой фотонной структуре, представляющей собой пустой оптический микрорезонатор с локализирующим потенциалом. Тем не менее, поляритонная система имеет два преимущества в сравнении с фотонной с точки зрения возможного практического применения.

Так в чисто фотонной системе время жизни оптического импульса полностью определяется добротностью резонатора. Как было уже многократно указано, современные резонаторы позволяют обеспечить время жизни фотонов в сотни пикосекунд. В описанной поляритонной схеме предлагается использовать эффект вынужденного рассеяния некогерентных экситонов из резервуара в когерентное поляритонное состояние. Резервуарные экситоны создаются нерезонансной оптической накачкой в допороговом режиме, подразумевающем, что сама по себе накачка не создаёт поляритонный конденсат. Когда поляритоны с заданным модулем волнового вектора k инжектируются резонансным импульсом, плотность поляритонов с этим k локально возрастает, что инду-

цирует процесс вынужденного рассеяния в k -состояние в области нахождения импульса. Чем ближе мощность нерезонансной накачки к порогу конденсации и чем слабее поляритонный импульс, тем эффективнее пополняется поляритонное состояние. Примечательно, что в предложенной схеме время жизни импульса определяется не столько добротностью микрорезонатора, сколько притоком из экситонного резервуара. Таким образом, время жизни поляритонного импульса может существенно превышать время жизни поляритонов и фотонов даже в низкодобротных структурах.

Еще одно преимущество поляритонной системы перед чисто фотонной состоит в её управляемости. Благодаря чувствительности экситонной компоненты к внешним воздействиям (см., например, работы [28, 130, 275, 276]), можно настраивать резонансную частоту структуры, величину расщепления поляризационных мод, форму дисперсионных кривых. При этом, настройку можно осуществлять как на этапе создания структуры, так и в ходе последующих экспериментов.

6.2. Полигональные фотонные текстуры в гармонической ловушке

В отличие от предыдущего изложения, в настоящем параграфе рассматривается чисто фотонная система, представляющая собой диэлектрический микрорезонатор с оптически однородным — без встроенных квантовых ям — центральным слоем. Гармонический потенциал локализует фотоны в плоскости микрорезонатора. Рассматривается совместное влияние на пространственное распределение и поляризацию фотонов спин-орбитального взаимодействия и локализирующего потенциала в условиях непрерывной резонансной оптической накачки (см. рис. 6.7(а)). Хотя в предыдущем параграфе совместное действие указанных эффектов рассматривалось в поляритонной системе — в условиях сильной экситон-фотонной связи, — ключевая особенность поляритонов, состоящая в наличии существенной нелинейности, оказалась вне фокуса внимания. Таким образом, упрощение системы путём исключения из неё экситонной компоненты позволит провести дальнейшее исследование без потери общности.

Среди механизмов, связывающих орбитальные и спиновые (поляризационные) свойства света, — оптическая анизотропия и неоднородность оптических структур [278, 279], нелинейность [280], поверхностные и интерфейсные эффекты [281]. Эффекты, вызванные спин-орбитальным взаимодействием, становятся более выраженными, когда свет ограничивается мультиинтерфейсной структурой: именно такой структурой является рассматриваемый диэлектрический микрорезонатор. Формирующие его брэгговские зеркала, действуя как оптические фильтры, сводят задачу описания электромагнитного поля в структуре к описанию двух оптических мод

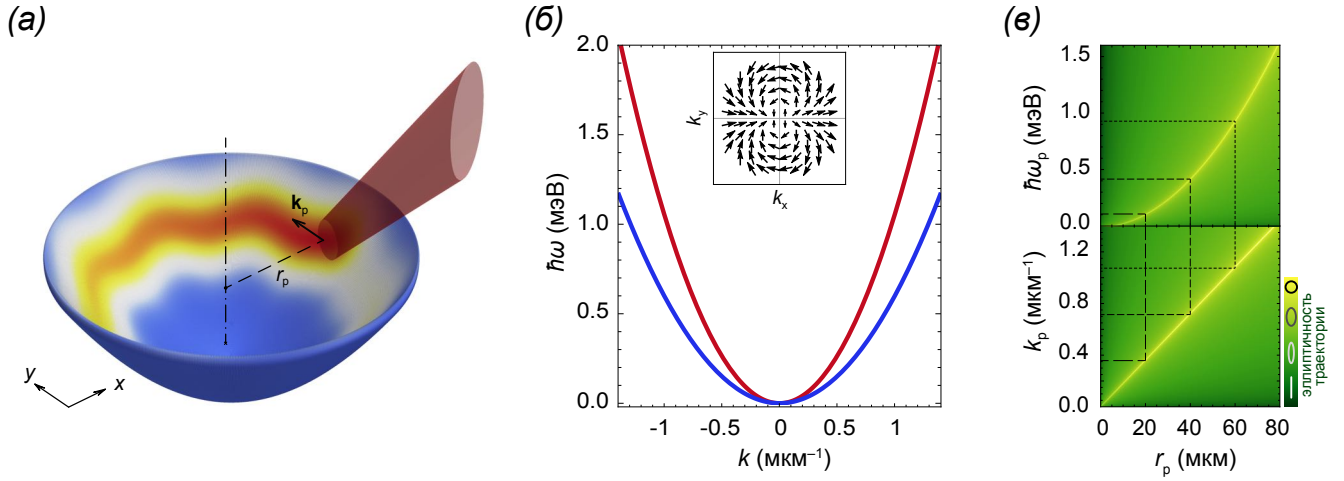


Рисунок 6.7 — (а) Схема возбуждения полигональных фотонных тестур в гармонической ловушке. Пучок непрерывной резонансной накачки с энергией $\hbar\omega_p$ инжектирует фотоны с волновым вектором k_p в структуру на расстоянии r_p от центра ловушки. (б) Схематичное изображение дисперсий ТЕ- и ТМ-поляризованных оптических мод в структуре. На вставке изображено эффективное магнитное поле $\Omega_{LT,k}^c$ в сопряжённом пространстве. (в) Иллюстрация к специфике выбора параметров резонансной накачки, r_p , k_p и $\hbar\omega_p$. Накачка выбирается резонансной нижней (ТЕ) оптической моде так, чтобы фотонные волновые пакеты описывали замкнутые траектории, близкие к круговым (жёлтая область на рисунках). Рисунки адаптированы из статьи [277].

с ортогональными (ТЕ и ТМ) поляризациями [4, 35]. ТЕ и ТМ моды невырождены, и они претерпевают сильное расщепление энергии, выступающее предпосылкой спин-орбитального взаимодействия света в такой системе (подробней см. подпараграф 1.2.4 первой главы настоящей диссертации).

В настоящем параграфе спин-орбитальное взаимодействие рассматривается как инструмент управляемого распределения интенсивности фотонов в структуре. Продемонстрировано, что в результате влияния прецессии спина фотонов на траекторию их баллистического распространения в гармонической ловушке формируются полигональные текстуры плотности и поляризации фотонов с контролируемым числом узлов.

6.2.1. Подход к описанию поляризационных свойств фотонов в ловушке

Для описания фотонного поля в микрорезонаторе в присутствии гармонической ловушки можно использовать тот же подход, что и для описания поляритонов. Так можно ввести спинор $[\Psi_+(\mathbf{r}), \Psi_-(\mathbf{r})]^T$, где $\Psi_{\pm}(\mathbf{r})$ – циркулярно-поляризованные компоненты поля. Гамильтониан по

форме полностью совпадает с (6.1):

$$\hat{H}_0 = \hat{T} + V(\mathbf{r}) + \hbar\hat{\Omega}_{\text{LT}}^{\text{c}} \cdot \hat{\mathbf{S}}. \quad (6.6)$$

Для фотонной системы в выражениях для оператора кинетической энергии $\hat{T} = \hbar^2\hat{\mathbf{k}}^2/2m_{\text{c}}$ и потенциала ловушки $V(\mathbf{r})$ используется эффективная масса фотонов m_{c} . Эффективное магнитное поле (1.63), описывающее вклад ТЕ-ТМ расщепления в поляризацию фотонов, получается из выражения (1.63) заменой $\mathbf{k} \rightarrow \hat{\mathbf{k}}$, и по форме он совпадает с эффективным полем для поляритонов в приближении эффективной массы (3.3); β_{c} – константа расщепления.

В главе 5 настоящей диссертации описан эффект циттербеверунга поляритонов, состоящий в том, что траектория центра масс поляритонного волнового пакета в плоскости микрорезонатора претерпевает осцилляции в присутствии спин-орбитального взаимодействия. Этот эффект имеет место и в фотонной системе, проявляясь с учётом особенностей её геометрии — наличия ловушки в плоскости микрорезонатора. Эволюция поляризации фотона описывается уже известным уравнением прецессии для псевдоспинового оператора (5.2): поляризационные компоненты испытывают осцилляции с частотой $\Omega_{\text{LT}}^{\text{c}}$. Изменение поляризации в ходе эволюции оказывает опосредованное спин-орбитальным взаимодействием воздействие на траекторию распространения фотона в ловушке, вызывая её осцилляции с той же частотой. В уравнениях

$$d_t\hat{r}_j = i\hbar^{-1}[\hat{T} + \hat{V}, \hat{r}_j] + i\hbar^{-1}[\hbar\hat{\Omega}_{\text{LT}}^{\text{c}} \cdot \hat{\mathbf{S}}, \hat{r}_j] \quad (6.7)$$

для операторов координат фотона $\hat{r}_j = \hat{x}, \hat{y}$ возникает осциллирующий член. Уравнение для траектории (6.7) совпадает по форме с уравнениями (5.1). Вклад потенциала ловушки учитывается в уравнениях для операторов квазиимпульса: $d_t\hat{k}_j = -m_{\text{c}}\omega_{\text{tr}}^2\hat{r}_j$.

Для выявления эффекта совместного действия спин-орбитального взаимодействия и гармонического потенциала ловушки на локализованное поле фотонов, проводится серия численных экспериментов, состоящих в решении обобщённого уравнения Шрёдингера для спинора электрического поля $|\Psi\rangle = [\Psi_+(t, \mathbf{r}), \Psi_-(t, \mathbf{r})]^{\text{T}}$ в базисе циркулярных поляризации [176]:

$$i\partial_t|\Psi\rangle = \left[\hbar^{-1}\hat{H}_0 - (\omega_{\text{p}} + i\gamma_{\text{c}}) \right] |\Psi\rangle + |F\rangle. \quad (6.8)$$

Последнее слагаемое в (6.8), задаваемое как $|F\rangle = F(\mathbf{r})|f\rangle$, описывает непрерывную резонансную оптическую накачку, пространственное распределение которой совпадает с таковым, заданным выражением (6.4). Ширина луча накачки определяется как $w = \sqrt{\hbar/m_{\text{c}}\omega_{\text{tr}}}$. Возбуждение осуществляется резонансно нижней (ТЕ) фотонной дисперсионной ветви, возбуждаются фотоны

с волновым вектором $\mathbf{k}_p = (0, k_p)$ и энергией $\hbar\omega_p$, выбранными таким образом, чтобы траектория центра масс фотонного волнового пакета была близка к круговой. Для выбора параметров вводятся следующие условия: $\hbar\omega_p/2 = \hbar^2 k_p^2 / 2m_{TE} = V(r_p)$, где $m_{TE} = \hbar m_c / (\hbar - \beta_c m_c)$ – эффективная масса фотонов нижней (TE) ветви. Иллюстрация к выбору параметров накачки приведена на рис. 6.7(в).

В численных экспериментах использованы следующие значения параметров. Эффективная масса фотонов в резонаторе $m_c = 7 \cdot 10^{-5} m_0$, константа TE-ТМ расщепления фотонных мод $\hbar\beta_c = 300 \text{ мкэВ} \cdot \text{мкм}^2$, время жизни фотонов $\gamma_c^{-1} = 150 \text{ пс}$. Поляризация накачки выбрана правополярной, $|f\rangle = (1, 0)^T$. Частота гармонической ловушки взята равной $\omega_{tr} = 24 \text{ ГГц}$, если явно не указано иное.

6.2.2. Формирование полигональных фотонных текстур

В серии численных экспериментов осуществляется наблюдение за траекторией центра масс фотонного волнового пакета в динамически устойчивом состоянии. На рисунке 6.8 приведена зависимость числа периодов осцилляций траектории фотонного волнового пакета за один оборот вокруг центра ловушки в зависимости от положения пятна накачки r_p и частоты гармонического потенциала ω_{tr} . Для классической вращающейся частицы, следующей по траектории, описанной уравнением (6.7), в котором операторы заменяются их математическими ожиданиями, число периодов за один обход можно оценить как $n = \Delta M k_p r_p / \hbar^2$. В возможном эксперименте поведение фотона наиболее близко к поведению классической частицы при высоких энергиях и, как следствие, на больших расстояниях r_p от центра гармонической ловушки. Зависимость претерпевает искажения для фотонного волнового пакета конечной ширины, сравнимой с периодом колебаний.

На рисунках 6.9 и 6.10 показаны примеры полигональных текстур плотности фотонов $I(\mathbf{r})$, а также «зубчатых» текстур степени циркулярной поляризации $s_z(\mathbf{r})$, формирующихся в гармонической ловушке. Приведённые текстуры можно разделить на два типа. В текстурах первого типа, представленных на рис. 6.9, узлы (вершины) более ярко выражены, чем для в текстурах второго типа (рис. 6.10). Эта особенность имеет простое объяснение. Большое время жизни фотонов в структуре позволяет волновому пакету распространяться на расстояния, превышающие длину замкнутой траектории в ловушке. Это приводит к самоинтерференции света, когда едва инжектированные накачкой фотоны интерферируют с фотонами, совершившими один или несколько последовательных оборотов вокруг центра ловушки. Фазовый сдвиг между различными частями поля самоинтерферирующих фотонов изменяется в зависимости от смещения пятна накачки r_p , что приводит либо к усилению, либо к ослаблению эффекта из-за конструктивной или деструктивной

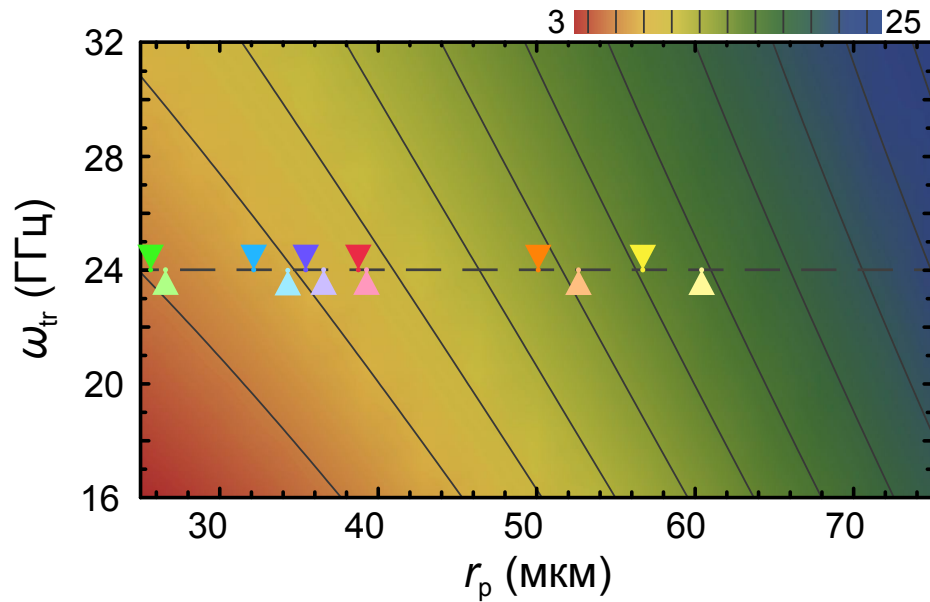


Рисунок 6.8 — Число периодов осцилляций траектории центра масс фотонного волнового пакета, укладываемыхся на одном обходе вокруг центра ловушки в зависимости от положения пятна ловушки r_p и частоты локализирующего потенциала ω_{tr} . Пунктирной линией обозначено значение частоты $\omega_{tr} = 24$ ГГц, которое используется в описанных далее численных экспериментах. Треугольные маркеры указывают значения параметров, используемые для численных экспериментов, описанных на рисунках 6.9 и 6.10. Рисунок адаптирован из статьи [277].

ной интерференции. В обоих описанных режимах степень циркулярной поляризации фотонного волнового пакет осциллирует по мере изменения азимутальной координаты. Однако, во втором режиме наблюдается чёткое разделение в радиальном направлении левоциркулярной (обозначенной синим) и правоциркулярной (обозначенной красным) поляризационных компонент электрического поля. Одним из проявлений эффекта самоинтерференции является наличие щели в распределении интенсивности вблизи пятна накачки в первом режиме. Как показывает серия дополнительных численных экспериментов, не обсуждаемых в настоящей диссертации, когда время жизни фотона достаточно мало для подавления самоинтерференции, существует только один тип текстур, характеризующийся ярко выраженными вершинами и интенсивностью, быстро уменьшающейся с азимутальным углом. Значительное увеличение времени жизни фотона делает эффекты самоинтерференции доминирующими и приводит к формированию текстур распределения интенсивности и поляризации сложной структуры.

На рис. 6.11 показана зависимость амплитуды осцилляций траектории центра масс фотонного волнового пакета A от положения пятна накачки r_p в ловушке заданной частоты ω_{tr} . Зависимость $A(r_p)$ существенно немонотонная. Тем не менее, в среднем амплитуда осцилляций уменьшается с возрастанием r_p и, как следствие, возрастанием квазиимпульса накачки k_p , что находит-

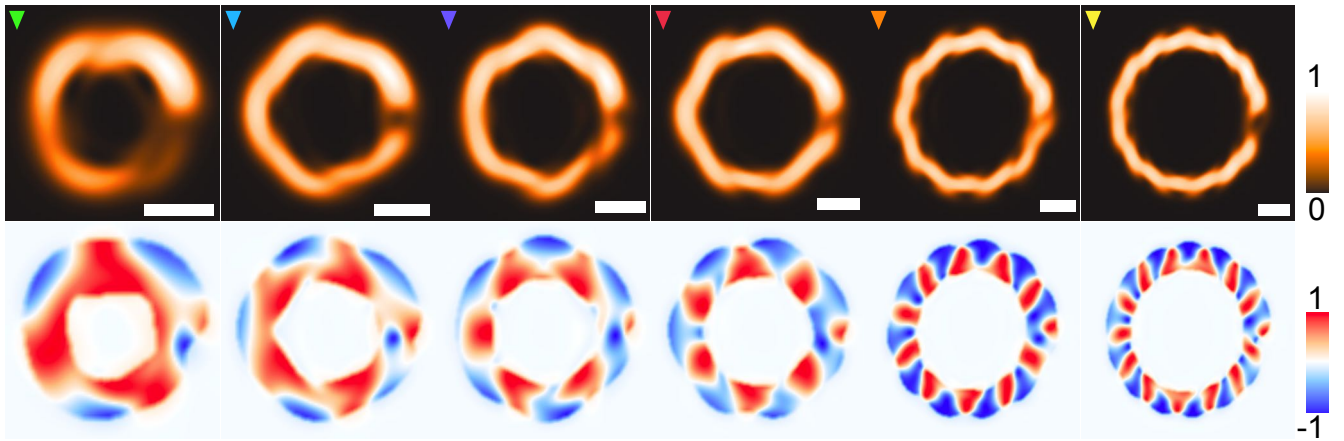


Рисунок 6.9 — Пространственное распределение плотности фотонов $I(\mathbf{r})$ (верхние панели) и циркулярной поляризации фотонного волнового пакета $s_z(\mathbf{r})$ (нижние панели) в динамически устойчивом состоянии при разных положениях накачки r_p . Представлены полигональные текстуры с щелью в распределении плотности фотонов. Цветные маркеры в левом верхнем углу каждой пары изображений совпадают по цвету с маркерами на рис. 6.8, указывающими значения используемых управляющих параметров. Размерный отрезок в правом нижнем углу верхнего изображения каждой пары соответствует 25 мкм. Рисунки адаптированы из статьи [277].

ся в полном соответствии с трактованием обнаруженного эффекта формирования полигональных текстур как циттербеверунга фотонов. Зависимость $A(r_p)$ носит более сложный характер при малых r_p , когда период колебаний сравним с длиной траектории распространения и шириной фотонного волнового пакета. Цветными маркерами на рис. 6.11 указаны значения параметров, используемые для построения полигональных текстур на рисунках 6.9 и 6.10. Хорошо видно, что локальные максимумы изменения амплитуды соответствуют текстурам с выраженными узлами и щелью в пространственном распределении интенсивности, представленными на рис. 6.9. В то же время амплитуда колебаний траектории для текстур без щели соответствует локальным минимумам зависимости $A(r_p)$. Система очень чувствительна к смещению пятна накачки из-за указанного ранее эффекта самоинтерференции.

На рисунках 6.12(а–в) представлены восьмиугольные текстуры интенсивностей $I(\mathbf{r})$ и поляризационных компонент $s_{x,y,z}(\mathbf{r})$ фотонных волновых пакетов, полученные при разных значениях управляющего параметра r_p . Четко очерченные области линейной поляризации электрического поля выделяются на рисунках 6.12(б,в), для которых характерно плавное изменение плотности вдоль азимутального угла. Плоскость линейной поляризации дважды вращается вокруг центра гармонической ловушки, следуя направлению эффективного поля Ω . Траектории вектора Стокса таких состояний расположены вблизи экватора сферы Пуанкаре — см. рис. 6.12(г). Простран-

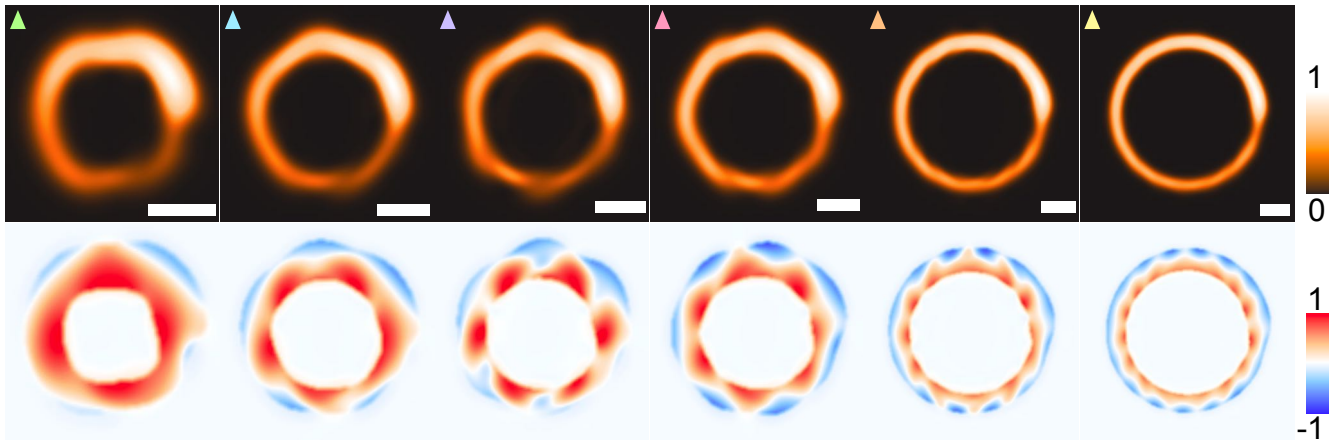


Рисунок 6.10 — Пространственное распределение плотности фотонов $I(\mathbf{r})$ (верхние панели) и циркулярной поляризации фотонного волнового пакета $s_z(\mathbf{r})$ (нижние панели) в динамически устойчивом состоянии при разных положениях накачки r_p . Представлены полигональные текстуры без щели в распределении плотности фотонов. Цветные маркеры в левом верхнем углу каждой пары изображений совпадают по цвету с маркерами на рис. 6.8, указывающими значения используемых управляющих параметров. Размерный отрезок в правом нижнем углу верхнего изображения каждой пары соответствует 25 мкм. Рисунки адаптированы из статьи [277].

ственное разделение линейных поляризациях позволяет рассматривать предложенную систему как «выпрямитель» поляризации непрерывного света, по аналогии с «выпрямителем» поляризации поляритонных импульсов, обсуждённым в первом параграфе данной главы.

В настоящем параграфе предложен подход к созданию полигональных оптических паттернов с использованием эффекта воздействия поляризации света на его орбитальное поведение. Альтернативный подход к созданию полигональных текстур в оптических микрорезонаторах обсуждался в работе [282]. В подходе используется параметрическая неустойчивость в нелинейной поляритонной системе. О формировании полигональных поляритонных состояний (так называемых фотонных молекул) сообщалось в работе [283]: формирование требуемого распределения интенсивности осуществлялось в режиме конденсации экситон-поляритонов в кластере микростолбиковых резонаторов, расположенных в форме шестиугольника. Важной особенностью подхода, предложенного в настоящем параграфе, является то, что формирование полигональных паттернов может осуществляться в чисто фотонной системе, функционирующей в линейном режиме. Тем не менее, предложенный подход может быть с лёгкостью перенесён на поляритонные системы, функционирующие в условиях сильной связи когерентного оптического излучения с веществом.

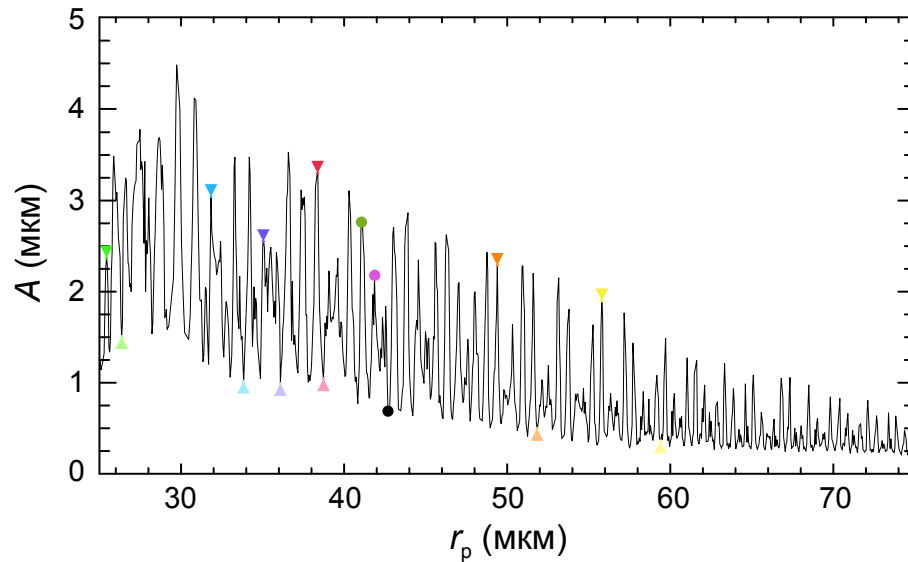


Рисунок 6.11 — Зависимость амплитуды осцилляций траектории центра масс фотонного волнового пакета в ловушке A от положения пятна накачки r_p . Рисунок адаптирован из статьи [277].

6.3. Краткие итоги главы 6

— Изучена спиновая динамика поляритонных импульсов в гармонической ловушке, сформированной в плоскости микрорезонатора, в условиях спин-орбитального взаимодействия, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением поляритонных мод. Показано, что поляритонный импульс, инжектированный в структуру резонансным лазерным излучением заданной поляризации, в общем случае расщепляется в реальном пространстве на два импульса с разной интенсивностью, распространяющихся вдоль замкнутых эллиптических траекторий. При этом импульсы обладают ортогональными (ТЕ и ТМ) поляризациями, не изменяющимися в ходе эволюции. Показано, что поляризация результирующих импульсов не зависит от поляризации импульса накачки. Поляритонный импульс, инжектированный случайно поляризованным лазерным излучением, приобретает линейную поляризацию в ходе эволюции.

— Интенсивность пространственных компонент импульса зависит от ширины пространственного спектра импульса резонансной накачки в сравнении с величиной расщепления ТЕ и ТМ поляризационных компонент, а также от энергии и волнового вектора накачки по отношению к дисперсии собственных мод структуры. Так в случае циркулярной поляризации накачки большей интенсивностью обладает компонента импульса, принадлежащая той дисперсионной ветви, ближе к резонансу с которой находится накачка. Однако, при используемых параметрах в случае накачки в резонансе с верхней (ТМ-поляризованной) ветвью интенсивность ТМ-поляризованной компоненты импульса превышает интенсивность ТЕ-поляризованной компоненты менее чем в три раза. В то же время, в случае накачки в резонансе с нижней (ТЕ-поляризованной) ветвью

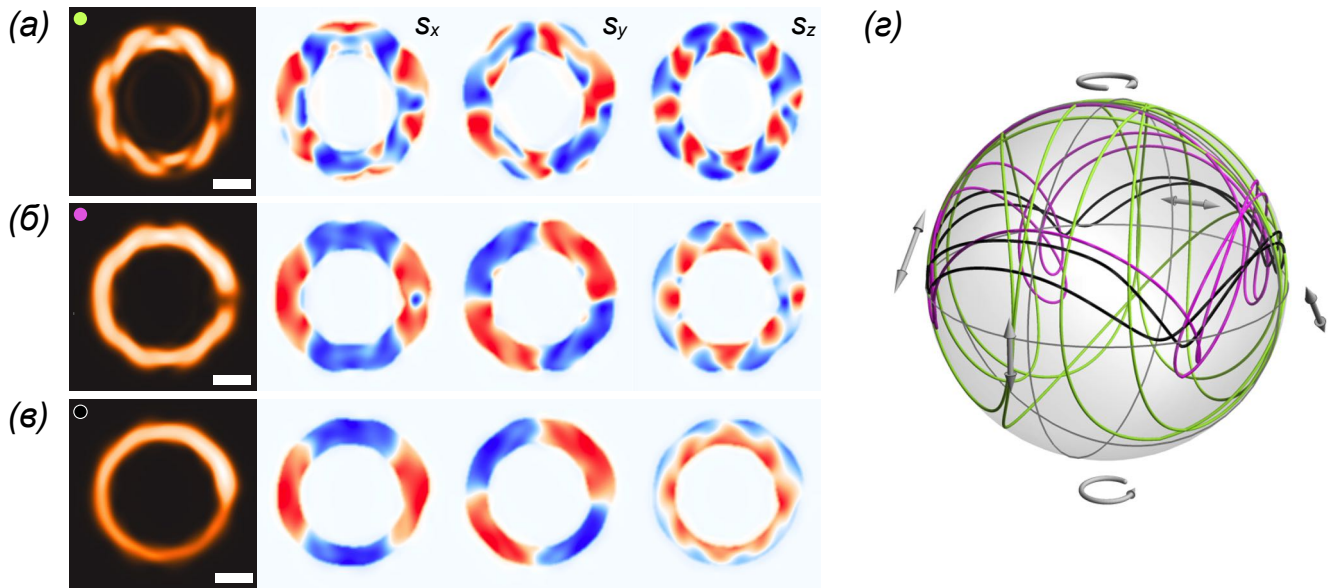


Рисунок 6.12 — (а–в) Пространственное распределение плотности фотонов $I(\mathbf{r})$ а также поляризационных компонент фотонного волнового пакета $s_{x,y,z}(\mathbf{r})$ в форме восьмиугольника. Цветные маркеры в левом верхнем углу изображений совпадают по цвету с маркерами на рис. 6.11, указывающими соответствующие значения. Размерный отрезок соответствует 25 мкм. (г) Траектории на сфере Пуанкаре параметров Стокса, характеризующих изменение поляризации фотонного волнового пакета вдоль траектории центра масс. Цвета маркеров на (а–в) совпадают с цветами соответствующих линий на (г). Рисунки адаптированы из статьи [277].

интенсивность ТЕ-поляризованной компоненты импульса преобладает над интенсивностью ТМ-поляризованной компоненты более чем на полтора порядка.

— Предложен подход к увеличению времени жизни слабых поляритонных импульсов, основанный на совместном использовании импульсной резонансной накачки и допороговой пространственно-однородной накачки. В таком режиме чем меньше интенсивность поляритонного импульса и чем ближе мощность нерезонансной накачки к порогу, тем дольше время жизни обеспечивается для поляритонного импульса.

— Предложен подход к возбуждению полигональных оптических текстур в реальном пространстве, который основан на совместном использовании эффекта спин-орбитального взаимодействия и локализации света в гармонической ловушке в плоскости диэлектрического оптического микрорезонатора. Спин-орбитальное взаимодействие, возникающее в результате ТЕ-ТМ расщепления фотонных мод, ведёт к проявлению эффекта циттербеверунга для фотонов. Для резонансно возбуждённых фотонных волновых пакетов, локализованных в гармонической ловушке, проявление эффекта циттербеверунга отражается в приобретении распределением плотности фотонов в структуре полигональной формы. Наравне с полигональными текстурами плотности фор-

мируются регулярные текстуры циркулярной поляризации. Числом узлов формирующихся текстур можно управлять, изменяя положение пятна накачки относительно центра гармонической ловушки, а также волновой вектор и энергию накачки. Результаты изучения формирования полигональных текстур в чисто фотонной системе могут быть легко обобщены на случай режима сильной экситон-фотонной связи в поляритонной системе, что позволяет рассматривать их в канве изложения настоящей диссертации.

— Результаты работы, описанной в настоящей главе, могут быть использованы при разработке устройств оптоэлектроники для управления поляризацией когерентного оптического излучения, в частности, для трансформации оптических импульсов со случайной исходной поляризацией в линейно-поляризованные импульсы.

Глава 7.

Брэгговские поляритоны в структуре с гиперболической дисперсией

Примечательное сходство особенностей распространения электромагнитных волн в оптически-неоднородных средах, описываемого уравнениями Максвелла, и распространения фотонов в искривлённом пространстве-времени, описываемого законами общей теории относительности, лежит в основе проектирования искусственных структур, в которых свет распространяется по заранее заданным искривлённым траекториям. Эта концепция, известна как трансформационная оптика [284]. Она не только позволяет моделировать в лабораторных условиях некоторые гравитационные эффекты, такие как гравитационное линзирование [285], горизонт событий [286] и др., но также ведёт к ряду практически значимых приложений, таких как оптическая маскировка [287] и получение оптических изображений сверхвысокого разрешения [288]. Искусственные оптические структуры с заданными профилями электрической и магнитной проницаемостей известны как метаматериалы [289]. Их оптические свойства определяются как электромагнитным откликом отдельных элементов структуры, так и геометрией структуры в целом. Отдельную группу метаматериалов представляют гиперболические метаматериалы — анизотропные среды, обладающие гиперболической дисперсией. Они представляют собой сильно анизотропную разновидность обычных одноосных кристаллов. В гиперболических метаматериалах одна из диагональных компонент тензоров диэлектрической ($\hat{\epsilon}$) или магнитной ($\hat{\mu}$) проницаемостей имеет противоположный знак по отношению к двум другим диагональным компонентам.

Традиционные метаматериалы представляют собой композитные структуры «металл-диэлектрик», при этом требуемые свойства тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ обеспечиваются особой формой и взаимным расположением металлических элементов [290–293]. Были созданы гиперболические метаматериалы на основе металлических проволок и расщеплённых кольцевых резонато-

ров [294, 295], работающие в микроволновом диапазоне, а также ближнем инфракрасном и видимом диапазонах частот [296–298]. Отрицательное преломление электромагнитного излучения [291, 295, 299, 300] является одним из примечательных эффектов, наблюдаемых в гиперболических метаматериалах.

Как отмечено в работе [299], отрицательное преломление может наблюдаться не только в гиперболических метаматериалах, но и в одномерных фотонных кристаллах. Основное различие этих структур состоит в том, что первые в подавляющем большинстве случаев можно рассматривать как квазиоднородные среды, в то время как последние сформированы из структурных элементов, размеры которых составляют порядка длины волны излучения. Как показано в работе [301], гиперболическая дисперсия световых мод может быть достигнута в фотоннокристаллических структурах, все компоненты тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ которых положительны. Возможность отрицательного преломления в полностью диэлектрических структурах показана в работах [302–304]. Как в металл-диэлектрических метаматериалах, так и в фотоннокристаллических структурах распространение света определяется характеристиками самой структуры, и управление распространением света в них при помощи внешнего воздействия как правило невозможно. Однако, возможность настройки оптических свойств структуры является важным условием для её практического применения. Логичным подходом к решению этой задачи является внедрение в структуру оптически-активных элементов, откликающихся на воздействие извне. В роли таких элементов могли бы выступать, например, ультрахолодные двухуровневые атомы [305], квантовые точки [306], центры вакансий азота в алмазе [307] или контейнеры куперовских пар (cooper pair boxes).

В настоящей главе описана структура, в полной мере удовлетворяющая указанным требованиям. Она представляет собой модифицированное полупроводниковое брэгговское зеркало, содержащее периодически расположенные квантовые ямы. Собственными модами такой структуры являются так называемые брэгговские поляритоны, возникающие в результате гибридизации экситонов в квантовых ямах и брэгговской фотонной моды в фотонном кристалле [41]. Предложенная в этой главе 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 прикладывания внешних электрических и магнитных полей, оказывающих влияние на время жизни экситонов и, как следствие, силу экситон-фотонной связи.

7.1. Отрицательная эффективная масса поляритонов в резонансном брэгговском зеркале

7.1.1. Характеристики структуры

Рассматривается структура, схематично изображённая на рис. 7.1. Она представляет собой брэгговское зеркало, сформированное цепочкой пар чередующихся слоёв 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. Структура полагается цилиндрически-симметричной, в связи с чем, все направления в плоскости квантовой ямы эквивалентны.

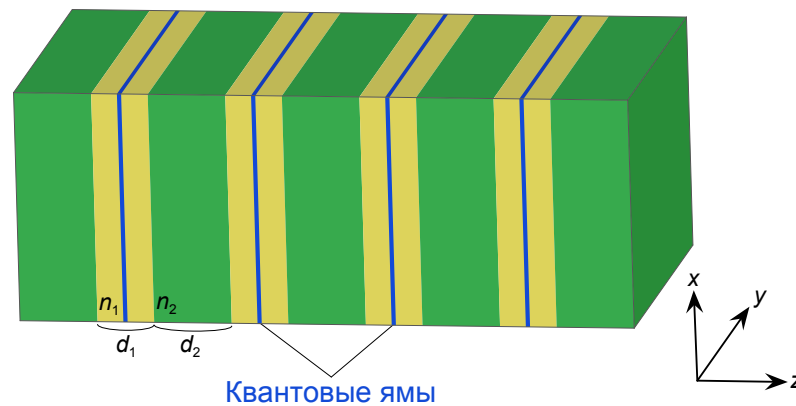


Рисунок 7.1 — Схематичное изображение резонансного брэгговского зеркала, сформированного цепочкой пар чередующихся слоёв с разными толщинами и показателями преломления. В слои одного типа встроены квантовые ямы.

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. Толщины и показатели преломления слоёв: $d_1 = 64.8$ нм, $n_1 = 2.55$ и $d_2 = 115.3$ нм, $n_2 = 2.15$. При заданных параметрах структуры в отсутствие квантовых ям энергия центра второй фотонной запрещённой зоны составляет $\hbar\omega_{\text{Br}2} \approx 3$ эВ. Энергия экситонного резонанса в квантовых ямах $\hbar\omega_x$ настроена на нижнюю границу запрещённой зоны: $\hbar\omega_x \approx 2.95$ эВ. Скорость нерадиационной рекомбинации экситонов принята равной $\hbar\Gamma = 0.1$ мэВ. Скорость радиационной рекомбинации Γ_0 — управляющий параметр, величина которого может быть изменена в ходе возможного эксперимента внешним воздействием.

7.1.2. Метод матриц переноса

Для описания дисперсионных свойств структуры используется метод матриц переноса [4,30]. Вводится вектор $\Phi = [E(t, \mathbf{r}), cB(t, \mathbf{r})]^T$, где $E(t, \mathbf{r})$ и $B(t, \mathbf{r})$ — напряжённости электрического и маг-

нитного поля. Структура является периодической с периодом $D = d_1 + d_2$. Рассматривая распространение излучения в направлении z , совпадающем с осью роста структуры, можно связать вектор $\Phi_{z_i} = \Phi|_{z=z_i}$, характеризующий излучение, падающее на слой i , с вектором $\Phi_{z_i+D} = \Phi|_{z=z_i+D}$, характеризующим излучение, покидающее этот слой:

$$\hat{T}_D \Phi_{z_i} = \Phi_{z_i+D}, \quad (7.1)$$

где \hat{T}_D – матрица переноса через период структуры. Один период сформирован четырьмя разными слоями, в том числе: половина слоя первого типа, квантовая яма, вновь половина слоя первого типа и слой второго типа. Результирующая матрица переноса через период \hat{T}_D записывается как произведение матриц переноса через каждый из указанных слоёв: $\hat{T}_D = \hat{T}_{d_2} \hat{T}_{d_1/2} \hat{T}_{QW} \hat{T}_{d_1/2}$. Вид матриц переноса зависит от поляризации излучения. В дальнейшем будет рассмотрено распространение излучения ТЕ-поляризации в плоскости (x, z) . Матрицы переноса через указанные слои имеют следующий вид:

$$\hat{T}_{d_j} = \begin{pmatrix} \cos(k_{zj}d_j) & \frac{ik_0}{k_{zj}} \sin(k_{zj}d_j) \\ \frac{ik_{zj}}{k_0} \sin(k_{zj}d_j) & \cos(k_{zj}d_j) \end{pmatrix}, \quad \hat{T}_{QW} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 2\frac{k_{z1}r_{QW}}{k_0t_{QW}} & 1 \end{pmatrix}, \quad (7.2 \text{ а,б})$$

где $j = 1, 2$. $k_0 = \omega/c$ – модуль волнового вектора волны с частотой ω в вакууме, $k_{z1,2} = \sqrt{n_{1,2}^2 k_0^2 - k_x^2}$ и k_x – компоненты волнового вектора вдоль оси роста структуры и в плоскости границ раздела слоёв соответственно. При расчётах квантовые ямы полагаются бесконечно тонкими. r_{QW} и $t_{QW} = 1 + r_{QW}$ – амплитудные коэффициенты отражения и пропускания квантовых ям. В соответствии с [4, 308], коэффициент отражения определяется как

$$r_{QW} = \frac{in_1 k_0 k_{z1}^{-1} \Gamma_0}{\omega_x - \omega - i(\Gamma + n_1 k_0 k_{z1}^{-1} \Gamma_0)}. \quad (7.3)$$

В бесконечной периодической структуре в соответствии с теоремой Блоха уравнение (7.1) можно переписать в следующем виде [4]:

$$\hat{T}_D \Phi_{z_i} = e^{iKD} \Phi_{z_i}, \quad (7.4)$$

где K – блоховский волновой вектор. При этом величина $\exp(iKD)$ является собственным значением матрицы \hat{T}_D , в связи с чем можно записать дисперсионное уравнение для собственных мод структуры:

$$\det \left(\hat{T}_D - e^{iKD} \hat{\sigma}_0 \right) = 0. \quad (7.5)$$

7.1.3. Брэгговское зеркало без квантовых ям

На рис. 7.2(а) показана дисперсия собственных фотонных мод брэгговской структуры без квантовых ям вблизи второй фотонной запрещённой зоны (в направлении K). Дисперсия нижней фотонной ветви (обозначена на рисунке как C_1) носит гиперболический характер: зависимость $\omega(k_x, K)$ выпуклая вдоль K и вогнутая вдоль k_x . Таким образом, нижняя дисперсионная ветвь имеет седловую точку при $K, k_x = 0$. Следуя подходу, предложенному в [302], можно получить аналитическое выражение для частоты седловой точки. В чисто фотонной структуре без квантовых ям уравнение (7.5) упрощается к виду

$$\cos(KD) = \cos(k_{z1}d_1) \cos(k_{z2}d_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_{z1}}{k_{z2}} + \frac{k_{z2}}{k_{z1}} \right) \sin(k_{z1}d_1) \sin(k_{z2}d_2). \quad (7.6)$$

В общем случае компоненты тензора эффективной массы квазичастиц с дисперсией $\omega_j(k_x, K)$ определяются как $m_{j,x}^*(k_x, K) = \hbar (\partial_{k_x}^2 \omega_j)^{-1}$ и $m_{j,z}^*(k_x, K) = \hbar (\partial_K^2 \omega_j)^{-1}$. Индекс j обозначает номер дисперсионной ветви. В отсутствие квантовых ям $j = 1, 2$. Аналитические выражения для эффективных масс фотонов в точке дисперсии $(k_x, K) = (0, 0)$ имеют следующий вид:

$$m_{j,z}^c(0, 0) = \frac{\hbar}{D^2 c} \left[\sin(q_2) \cos(q_1) \left(d_2 n_2 + \frac{d_1(n_1^2 + n_2^2)}{2n_2} \right) + \sin(q_1) \cos(q_2) \left(d_1 n_1 + \frac{d_2(n_1^2 + n_2^2)}{2n_1} \right) \right], \quad (7.7a)$$

$$m_{j,x}^c(0, 0) = \frac{D^2 \omega_{0j}}{c} m_{j,z}^c \left[\sin(q_2) \cos(q_1) \left(\frac{d_2}{n_2} + \frac{d_1(n_1^2 + n_2^2)}{2n_1^2 n_2} \right) + \sin(q_1) \cos(q_2) \left(\frac{d_1}{n_1} + \frac{d_2(n_1^2 + n_2^2)}{2n_1 n_2^2} \right) - \sin q_1 \sin q_2 \frac{c(n_1^2 - n_2^2)^2}{2n_1^3 n_2^3 \omega_{0j}} \right]^{-1}, \quad (7.7b)$$

где для краткости записи введён параметр $q_{1,2} = \omega_{0j} n_{1,2} d_{1,2} / c$, $\omega_{0j} = \omega_j(0, 0)$.

Для фотонных мод с $k_x \ll 1/D$ в структуре возникает фотонная запрещённая зона, центр которой характеризуется брэгговской частотой $\omega_B = 2\pi c / (n_1 d_1 + n_2 d_2)$. Чтобы оценить ширину последней, удобно ввести два малых параметра. Первый — $\zeta = \frac{n_1 d_1}{n_2 d_2} - 1$ — характеризует относительную длину оптического пути в слоях структуры. Чем меньше контраст показателей преломления структуры, тем ближе величина параметра ζ к нулю. Второй — $\delta = \omega_{01} / \omega_B - 1$ — характеризует относительную частоту центра нижней фотонной дисперсионной ветви. Подставив ζ и δ в дисперсионное уравнение (7.6) и выполнив разложение по ним до второго порядка, в результате можно получить для δ следующее выражение: $\delta = \pm \frac{(n_1 - n_2)\zeta}{2(n_1 + n_2)}$. При этом половина

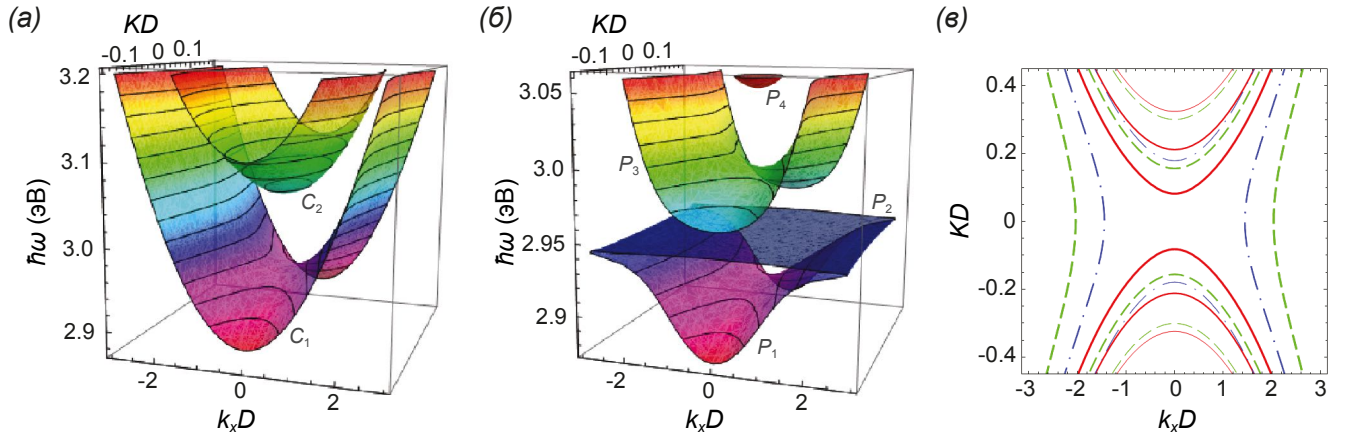


Рисунок 7.2 — Дисперсия собственных мод брэгговского зеркала (а) без квантовых ям и (б) со встроенными квантовыми ямами, характеризуемыми скоростью излучательной рекомбинации экситонов $\hbar\Gamma_0 = 2$ мэВ. (в) Эквичастотные контуры в пространстве волновых векторов, характеризующие собственные моды структуры, принадлежащие нижней дисперсионной ветви, при $\hbar\Gamma_0 = 0$ мэВ (красные сплошные кривые), $\hbar\Gamma_0 = 2$ мэВ (зелёные пунктирные кривые) и $\hbar\Gamma_0 = 10$ мэВ (синие штрихпунктирные кривые). Разные толщины кривых соответствуют разным значениям энергии $\hbar\omega$ (от самой толстой до самой тонкой): 2.94 эВ, 2.89 эВ и 2.84 эВ. Характеристики структуры, используемые для построений, приведены в тексте. Рисунки адаптированы из статьи [28].

ширины фотонной запрещённой зоны оценивается как $\Delta\omega_B = \omega_B|\delta|$. В результате, собственная частота нижней фотонной ветви в точке $(K, k_x) = (0, 0)$ находится как $\omega_{01} \simeq \omega_B - \Delta\omega_B$.

7.1.4. Резонансное брэгговское зеркало с квантовыми ямами

На рис. 7.2(б) показана дисперсия мод резонансного брэгговского зеркала с квантовыми ямами. Скорость излучательной рекомбинации экситонов принята равной $\hbar\Gamma_0 = 2$ мэВ. Присутствие квантовых ям ведёт к важным изменениям дисперсии собственных мод структуры. Первое изменение состоит в том, что на смену двум фотонным дисперсионным ветвям приходят четыре ветви (обозначены на рисунке как P_1, P_2, P_3 и P_4). Плоская ветвь P_2 соответствует экситонному резонансу в квантовых ямах на частоте ω_x . Ветви P_1 и P_3 возникают в результате вакуумного расщепления Раби в условиях сильной связи фотонной моды C_1 с экситонами в квантовых ямах. Таким образом, ветви P_1 и P_3 описывают дисперсии нижней и верхней мод брэгговских экситонных поляритонов. Верхняя ветвь P_4 есть фотонная ветвь C_2 , сдвинутая вверх по энергии в результате отталкивания от нижней ветви в условиях сильного экситон-фотонного взаимодействия. Второе изменение состоит в формировании трёхмерной поляритонной запрещённой зоны. Важно отметить, что присутствие квантовых ям в структуре смещает нижнюю дисперсионную ветвь P_1 в сторону меньших энергий, причем сдвиг тем больше, чем больше значение Γ_0 .

На рис. 7.2(в) показаны эквифазаговые контуры в плоскости (K, k_x) дисперсии нижней поляритонной ветви при разных значениях Γ_0 . Рисунок наглядно подтверждает гиперболический характер поляритонной дисперсии, унаследованный от фотонной компоненты. Видно, что с возрастанием Γ_0 противоположные ветви эквифазагового 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 . Таким образом, структура ведёт себя аналогично гиперболическому метаматериалу в частотном диапазоне вблизи этой точки.

Для структуры с квантовыми ямами следует также использовать дисперсионное уравнение (7.6), в правую часть которого добавлено следующее слагаемое:

$$i \frac{r_{\text{QW}}}{t_{\text{QW}}} \left\{ \cos(k_{z2}d_2) \sin(k_{z1}d_1) + \left[\frac{k_{z1}}{k_{z2}} \cos^2 \left(\frac{k_{z1}d_1}{2} \right) - \frac{k_{z2}}{k_{z1}} \sin^2 \left(\frac{k_{z1}d_1}{2} \right) \right] \sin(k_{z2}d_2) \right\}. \quad (7.8)$$

Выражения для эффективных масс поляритонов также могут быть получены аналитически, однако, их вид чрезвычайно громоздок, и приведение выражений здесь является избыточным.

Изменение обратных компонент тензора эффективной массы поляритонов нижней ветви $m_{x,z}^* \equiv m_{1,(x,z)}^*$ в плоскости (k_x, K) приведено на рис. 7.3. Видно, что эффективные массы поляритонов в разных направлениях имеют разные знаки: $m_x^* > 0$ и $m_z^* < 0$. Также следует отметить, что в структуре с заданными параметрами величина m_x^* по крайней мере на один порядок по модулю превышает величину m_z^* . Так, например, в седловой точке отношение $|m_x^*/m_z^*|$ составляет приблизительно 20.1 для структуры без квантовых ям, 21.6 для структуры с квантовыми ямами при $\hbar\Gamma_0 = 2$ мэВ, и возрастает до 30.7 при $\hbar\Gamma_0 = 10$ мэВ.

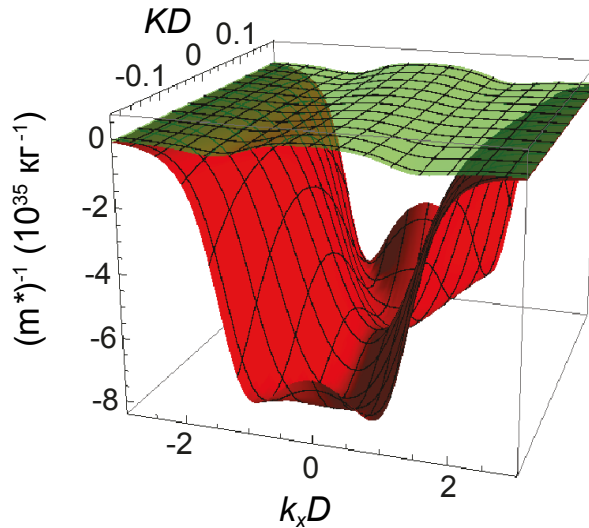


Рисунок 7.3 — Обратные компоненты тензора эффективной массы собственных мод структуры резонансного брэгговского зеркала: $(m_z^*)^{-1}$ (красная поверхность) и $(m_x^*)^{-1}$ (зелёная поверхность). Параметры для построения аналогичны таковым на рис. 7.2(б). Рисунок адаптирован из статьи [28].

7.2. Управление групповой скоростью оптических импульсов в резонансном брэгговском зеркале

Рассматривается распространение субпикосекундного когерентного оптического импульса в толще структуры в направлении её роста при нормальном падении. Импульс имеет гауссову форму:

$$E(t, z) = E_0 e^{-\frac{t^2}{2w_t^2}} e^{i(k_p z - \omega_p t)}, \quad (7.9)$$

где ω_p , k_p и E_0 – центральная частота, волновое число и амплитуда импульса соответственно, $k_z = k_p$, $k_x = 0$. w_t – длительность импульса. В расчётах используются следующие значения параметров: $w_t = 50$ фс, $\hbar\omega_p = 0.95\hbar\omega_x \approx 2.8$ эВ.

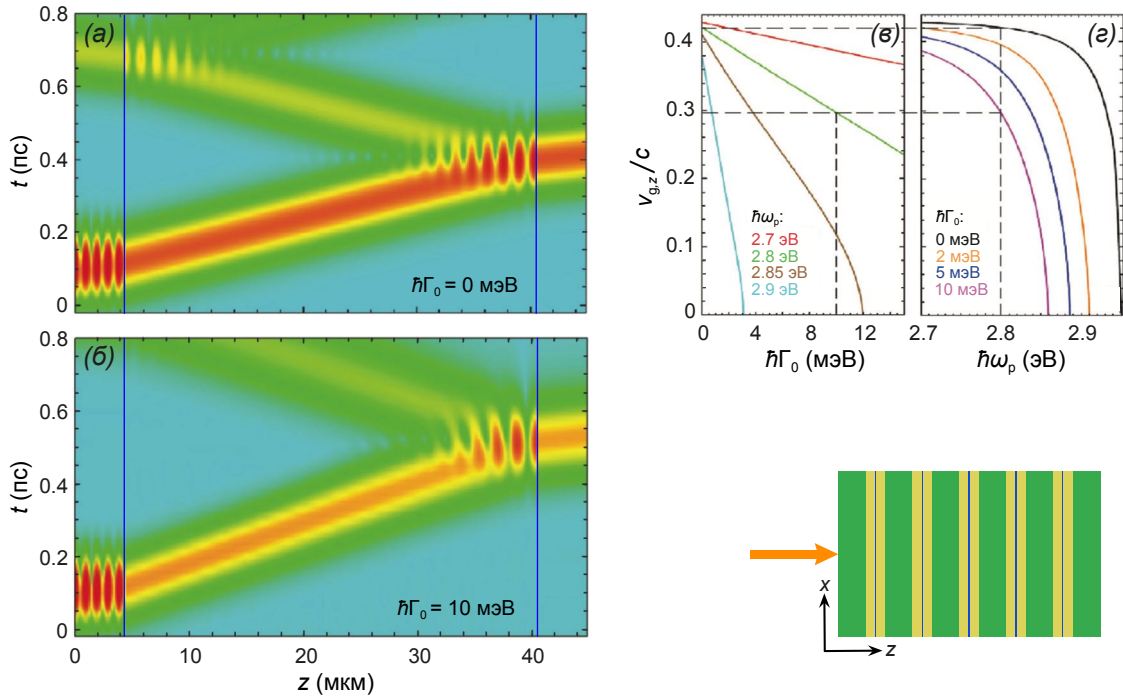


Рисунок 7.4 — Распространение ультракороткого когерентного оптического импульса в структуре брэгговского зеркала (а) без квантовых ям, что эквивалентно $\hbar\Gamma_0 = 0$ мэВ, и (б) в присутствии квантовых ям, характеризуемых $\Gamma_0 = 10$ мэВ. (в) Зависимость групповой скорости $v_{g,z}$ распространяющегося вдоль оси z светового импульса с центральной частотой ω_p от Γ_0 при разных значениях ω_p . (г) Зависимость групповой скорости импульса от ω_p при разных значениях Γ_0 . Значения $v_{g,z}$ даны в единицах скорости света в вакууме c . Вертикальная пунктирная линия на (в) соответствует значению Γ_0 на (б). Вертикальная пунктирная линия на (г) соответствует значению ω_p на (а,б). Горизонтальные пунктирные линии на (в,г) отмечают групповые скорости импульсов на (а,б). Рисунки адаптированы из статьи [28]. В правом нижнем углу рисунка приведена схема падения импульса на структуру.

На рисунках 7.4(а,б) проиллюстрировано распространение импульса в структуре, рассчитанное при разных значениях скорости излучательной рекомбинации экситонов. Так для рис. 7.4(а) $\Gamma_0 = 0$ мэВ, что соответствует чисто фотонной структуре без квантовых ям. Действительно, матрица переноса через квантовую яму (7.2б) преобразуется в единичную матрицу и не вносит сдвиг в фазу распространяющегося импульса. На рис. 7.4(б) показано распространение импульса через брэгговское зеркало с квантовыми ямами, характеризующимися величиной параметра излучательной рекомбинации экситонов $\hbar\Gamma_0 = 10$ мэВ. Моделировалось распространение импульса в структуре, состоящей из 200 периодов, обрамлённой с обеих сторон слоями воздуха. Хорошо видно, что групповая скорость импульса $v_{g,z}$ заметно уменьшается с возрастанием Γ_0 . Периодические паттерны перед границей раздела «воздух–зеркало» в обоих случаях возникают в результате интерференции излучения, падающего и отражённого от границы. Аналогичных паттернов на границе раздела «зеркало–воздух» нет, поскольку присутствует только излучение, вышедшее из структуры. На рис. 7.4(в) показана зависимость групповой скорости от Γ_0 для импульсов с разными частотами ω_p , в то время как на рис. 7.4(г) показана зависимость групповой скорости от частоты импульса ω_p в структурах с разными значениями скорости излучательной рекомбинации экситонов Γ_0 .

При падении импульса под углом к границе раздела слоёв групповая скорость импульса зависит от Γ_0 аналогичным образом. Рисунок 7.5 помогает объяснить изменение групповой скорости следующим образом. Пусть некоторое поляритонное состояние возбуждается с энергией $\hbar\omega_0$ и проекцией волнового вектора на границу раздела слоёв k_{x0} . Это состояние распространяется в толще структуры с волновым вектором K_0 . При увеличении параметра Γ_0 поляритонная дисперсионная ветвь опускается по оси энергий. Поскольку дисперсия $\omega(K)$ при фиксированном k_{x0} носит выпуклый характер, для сохранения кинетической энергии волновое число K_0 и, как следствие, групповая скорость поляритонного импульса уменьшаются с увеличением Γ_0 — ср. рисунки 7.5(а) и 7.5(б). Важно отметить, что такое поведение справедливо при частоте импульса, не превышающей частоты на дисперсионной поверхности в седловой точке $(k_x, K) = (0, 0)$.

7.3. Отрицательное преломление в резонансном брэгговском зеркале

В настоящем параграфе рассматривается иная геометрия возможного эксперимента. Так монохроматический пространственно-локализованный пучок когерентного оптического излучения падает на структуру не со стороны границы раздела слоёв (как рассмотрено в предыдущем параграфе), а

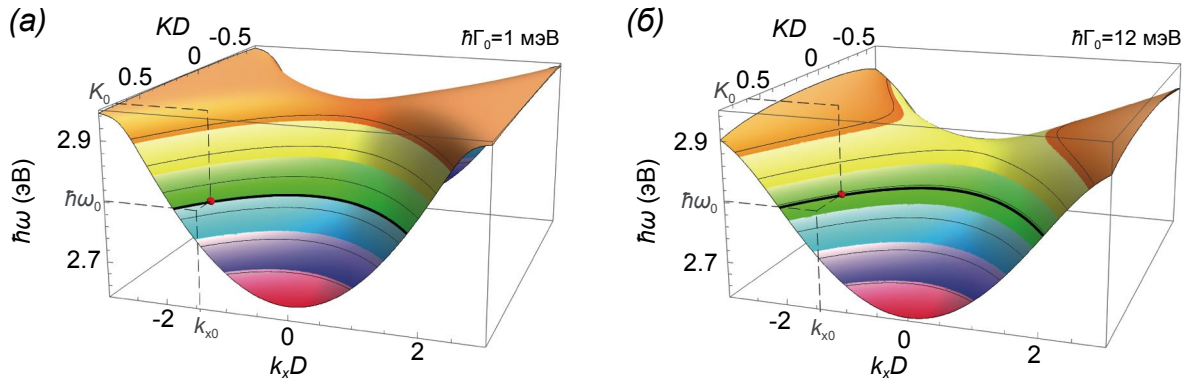


Рисунок 7.5 — Дисперсионные поверхности нижней поляритонной ветви при (а) $\hbar\Gamma_0 = 1$ мэВ и (б) $\hbar\Gamma_0 = 12$ мэВ. Чёрные кривые обозначают уровень энергии $\hbar\omega_0 = 0.95\hbar\omega_x \approx 2.8$ эВ. Красные точки характеризуют состояние, возбуждаемое с энергией $\hbar\omega_0$ и компонентой волнового вектора в плоскости границы раздела слоёв k_{x0} .

со стороны чередования слоёв — см. вкладку в правом нижнем углу рисунка 7.6. Чтобы имелась возможность использовать метод матриц переноса для моделирования распространения света в толще структуры, последняя рассматривается в приближении оптически однородной среды, характеризуемой дисперсией, приведённой на рисунках (7.2)(а,б), а также тензорной эффективной массой фотонов и поляритонов. Это приближение справедливо для пучков, ширина w_z которых существенно превышает период структуры, $w_z \gg D$. Лазерный пучок описывается следующим выражением:

$$E(t, z, x) = E_0 e^{-\frac{z^2}{2w_z^2}} e^{i(k_{p,z}z + k_{p,x}x - \omega_p t)}. \quad (7.10)$$

В расчётах используются следующие значения параметров: $w_z = 12D$, $\omega_p = 0.95\omega_x$, $k_{p,z}D = 0.6$. Рассматривается распространение в структуре шириной $30D$ вдоль оси x , обрамлённой воздухом с обеих сторон.

На рис. 7.6(а,б) показано распространение светового пучка в плоскости (z, x) в брэгговском зеркале без квантовых ям и с квантовыми ямами соответственно. В последнем случае скорость излучательной рекомбинации экситонов принята равной $\hbar\Gamma_0 = 15$ мэВ. Как видно на рисунках, в рассматриваемой геометрии световой пучок испытывает отрицательное преломление. Более того, поскольку эффективная масса вдоль z по абсолютной величине существенно (на порядок) меньше эффективной массы вдоль x , отрицательное преломление проявляется чрезвычайно сильно. Углом преломления светового пучка в резонансном брэгговском зеркале можно управлять, изменяя внешним воздействием величину Γ_0 . Так на рис. 7.6(в) показана зависимость угла преломления от Γ_0 при разных значениях частоты пучка ω_p . На рис. 7.6(г) показана зависимость угла преломления от частоты пучка ω_p в структурах, характеризующихся разными значениями Γ_0 . Как видно, угол преломления уменьшается по абсолютной величине с увеличением Γ_0 . Такой характер зависимости

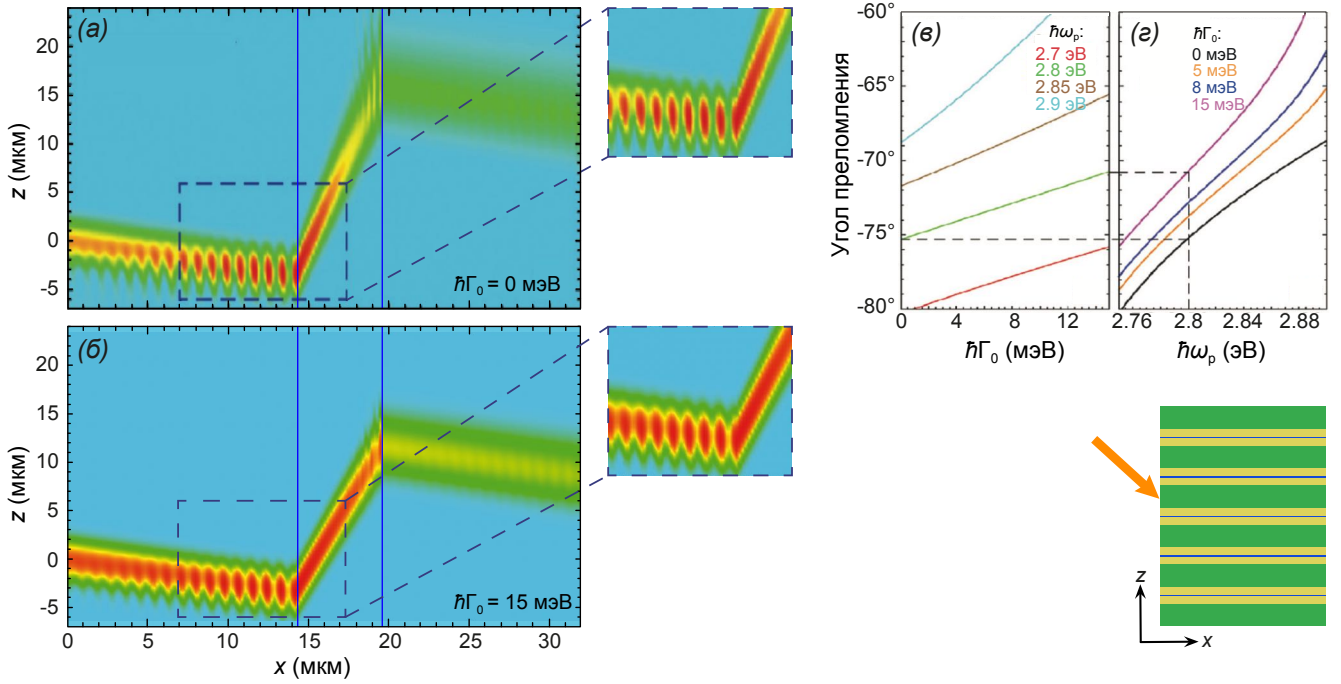


Рисунок 7.6 — Распространение монохроматического светового пучка под углом в плоскости (x, z) структуры, характеризуемой (а) $\hbar\Gamma_0 = 0$ мэВ и (б) $\hbar\Gamma_0 = 15$ мэВ. (в) Зависимость угла преломления пучка с частотой ω_p от Γ_0 при разных значениях ω_p . (г) Зависимость угла преломления пучка от ω_p при разных значениях Γ_0 . Вертикальная пунктирная линия на (г) соответствует значению ω_p на (а,б). Горизонтальные пунктирные линии на (в,г) отмечают углы преломления пучков на (а,б). Рисунки адаптированы из статьи [28]. В правом нижнем углу рисунка приведена схема падения импульса на структуру.

сохраняется до тех пор, пока частота ω_p не превышает частоты на дисперсионной поверхности в седловой точке $(k_x, K) = (0, 0)$. Когда это условие нарушается, некоторые значения k_x становятся запрещены, что оказывает существенное влияние на форму и угловую дисперсию светового пучка. Также следует отметить, что с увеличением Γ_0 уменьшается расплывание светового пучка, ввиду того, что пространственный спектр последнего приближается к седловой точке, где дисперсия меньше (пропорционально k^2). Это утверждение также справедливо при $\omega_p < \omega(0, 0)$.

7.4. Краткие итоги главы 7

— Предложена структура резонансного брэгговского зеркала с управляемой гиперболической дисперсией. Структура представляет собой брэгговское зеркало, сформированное чередующимися слоями из двух разных материалов, при этом в центры слоёв из одного материала встроены тонкие квантовые ямы. Энергия экситонов настроена близко к резонансу с нижним краем второй фотонной запрещённой зоны брэгговского зеркала. В условиях сильной связи с экситонами брэг-

говские фотонные моды трансформируются в брэгговские поляритонные моды, при этом нижняя дисперсионная ветвь поляритонов наследует от фотонной компоненты гиперболический характер.

— Показана возможность управления дисперсией брэгговских поляритонов нижней ветви путём воздействия извне на их экситонную компоненту. Продемонстрировано смещение нижней дисперсионной ветви вниз по шкале энергии с увеличением скорости излучательной рекомбинации экситонов, сопровождающееся изменением формы дисперсионной поверхности. Существует ряд подходов к изменению скорости излучательной рекомбинации, среди которых прикладывание внешних электрического или магнитного полей к структуре. Изменение дисперсионных свойств структуры оказывает влияние на особенности распространения поляритонов в ней. Продемонстрирована возможность управления групповой скоростью оптических импульсов путём изменения скорости излучательной рекомбинации экситонов.

— Продемонстрировано отрицательное преломление светового пучка, падающего под углом на плоскость структуры, параллельную оси её роста. Показано изменение угла преломления пучка с изменением скорости излучательной рекомбинации экситонов в структуре.

— Не являясь метаматериалом, тем не менее структура имитирует свойства гиперболического метаматериала, обладая при этом важными преимуществами: она не содержит металлических элементов, ведущих к омическим потерям, и её оптические свойства подвластны настройке воздействием извне. Управляемость дисперсионных свойств структуры делает её перспективной для практического использования в области фотоники и оптоинформатики при разработке устройств и элементов устройств для управления когерентным оптическим излучением, хранения и передачи информации оптическими методами.

Заключение

Исследования, описанные в настоящей диссертации, направлены на решение проблемы разработки подходов к управлению когерентным электромагнитным излучением на основе полупроводниковых поляритонных систем для возможного использования результатов исследования при создании элементной базы новых оптоэлектронных устройств.

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 харак-

теризуется 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 спиринового 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.

тонов 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. Циттербеверунг присущ физическим системам, характеризующимся расщеплением энергетического спектра. Благодаря гибридной природе поляритонов, циттербеверунг 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 циттербеверунга. Внешнее магнитное поле, приложенное в геометрии Фойгта, обеспечивает управляемое расщепление экситонной компоненты поляритонов. Изменяя величину индукции магнитного поля, можно управлять амплитудой и периодом циттербеверунга.

В диссертации изучено влияние гармонической ловушки на спиновую 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 высокодобротного оптического микрорезонатора с гармоническим потенциалом. Рассмотрение тем не менее может быть обобщено и на случай поляритонов. Показано, что в результате циттербеверунга в ловушке формируются полигональные текстуры пространственного распределения плотности фотонов. Число узлов (вершин) текстур определяется числом периодов осцилляций траектории центра масс, укладываемых 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 слои 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.

Автор диссертации выражает глубокую благодарность своему научному консультанту Сергею Мартиросовичу Аракеляну за многолетнюю поддержку в научной деятельности и своему наставнику Алексею Витальевичу Кавокину за предоставляемую возможность заниматься интересным делом без оглядки на обстоятельства. Автор благодарит коллег, в ходе совместной работы

с которыми появились на свет труды, лёгшие в основу настоящей диссертации. Отдельная благодарность В. К. Калевичу, В. А. Лукошкину, М. М. Афанасьеву (ФТИ им. А. Ф. Иоффе), Д. Капуто, Д. Балларини, Д. Санвитто (CNR-NANOTEC, Istituto di Nanotecnologia), Д. Шмидту, Б. Бергеру, М. Ассманну (Technische Universität Dortmund) за реализацию экспериментов, а также М. М. Глазову, Е. Д. Черотченко (ФТИ им. А. Ф. Иоффе), И. Ю. Честнову, И. В. Иоршу, А. П. Алоджанцу (Университет ИТМО), Ю. Г. Рубо (Universidad Nacional Autónoma de México) за участие в построении физических моделей описываемых эффектов и плодотворное обсуждение получаемых результатов.

Публикации автора диссертации

Публикации 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, №1. — 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 № 182626 U1 Российская Федерация, МПК G02F 1/017, B82Y 20/00. Устройство резонансного фотонного кристалла для управления распространением электромагнитного излучения: № 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 ФГБОУ ВО «Владимирский Государственный Университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых» (ВлГУ).

Другие публикации по теме диссертации

- [B1] Седова, И. Е. Циттербевергунг экситон-поляритонов в анизотропных микрорезонаторах / И. Е. Седова, **Е. С. Седов**, С. М. Аракелян, А. В. Кавокин // *Фундаментальные исследования и инновации: нанооптика, фотоника и когерентная спектроскопия: Сборник тезисов XV международной научной школы-семинара, Йошкар-Ола, 15–18 августа 2020 года.* – Москва: Издательство «Тривант», 2020. — С. 56.
- [B2] Лукошкин, В. А. Дробный орбитальный угловой момент в серповидном конденсате экситонных поляритонов / В. А. Лукошкин, В. К. Калевич, **Е. С. Седов**, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, А. В. Кавокин // *Нанопизика и наноэлектроника. Труды XXIV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.) В 2 т. Том 2.* — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2020. — С. 651.
- [B3] Sedova, I. E. Control of propagation of spatially localized polariton wave packets in a Bragg mirror with embedded quantum wells / I. E. Sedova, I. Yu. Chestnov, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin, **E. S. Sedov** // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2018. — Vol. 951. — P. 012009.
- [B4] **Sedov, E.** Zitterbewegung of exciton-polaritons in microcavities / **E. Sedov**, Y. Rubo, A. Kavokin // *19th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures. Abstract Book. Chengdu, 14–19 May 2018.* — P. 28.
- [B5] **Sedov, E.** Manipulation of the propagation of light in tunable nonlinear Bragg mirrors with embedded quantum wells / **E. Sedov**, I. Sedova, I. Chestnov, S. Arakelian, A. V. Kavokin // *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2018 – Proceedings, San Jose, CA, 13–18 May 2018.* — P. 8427370.
- [B6] Schmidt, D. Oscillation of the degree of circular polarization: Dynamics of the optical spin Hall effect in GaAs microcavities / D. Schmidt, B. Berger, M. Aßmann, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling, **E. Sedov**, A. Kavokin, M. Bayer // *18th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures. Book of abstracts. Würzburg, 9–14 July 2017.* — P. 132.
- [B7] **Sedov, E.** Long-living polaritons in microcavity wedges: chaos, attractors and Berry phase / **E. Sedov**, A. Kavokin // *18th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures. Book of abstracts. Würzburg, 9–14 July 2017.* — P. 55.

- [B8] **Sedov, E. S.** Magnetic field control of the polariton spin dynamics / **E. S. Sedov**, A. V. Kavokin // Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства : Материалы 6-й Международной конференции, Владимир-Суздаль, 09–13 ноября 2017 года. – Владимир-Суздаль: Владимирский государственный университет им. Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых, 2018. — С. 41–43.
- [B9] **Sedov, E. S.** Spin-polarization dynamics of exciton polaritons under the artificial gravitation effect in wedged microcavities / **E. S. Sedov**, A. P. Alodjants, R.-K. Lee, A. V. Kavokin // Progress in Electromagnetics Research Symposium — Spring (PIERS), St Petersburg, Russia, 22–25 May 2017. — St. Petersburg: Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 2017. — P. 3609–3614.
- [B10] **Sedov, E. S.** Light propagation in semiconductor resonant exciton-polariton hyperbolic metamaterials / **E. S. Sedov**, E. D. Cherotchenko, A. V. Kavokin, I. E. Sedova, S. M. Arakelian // Progress in Electromagnetics Research Symposium — Spring (PIERS), St Petersburg, Russia, 22–25 May 2017. — St. Petersburg: Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 2017. — P. 2804–2808.
- [B11] **Sedov, E. S.** Control of light propagation in modified semiconductor Bragg mirrors with embedded quantum wells / **E. S. Sedov**, E. D. Cherotchenko, A. V. Kavokin, I. E. Sedova, S. M. Arakelian // 2017 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena, Metamaterials 2017 : 11, Marseille, 28 August – 02 September 2017. — Marseille, 2017. — P. 307–309.
- [B12] **Sedov, E. S.** Artificial gravitation effect on spin-polarized exciton-polaritons in wedged microcavities / **E. S. Sedov**, A. V. Kavokin // «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства»: Программа и тезисы докладов, Владимир – Суздаль, 12–15 ноября 2016 года. — Владимир – Суздаль: Владимирский государственный университет им. Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых, 2016. — С. 143–144.
- [B13] Sedova, I. E. Light propagation in tunable exciton-polariton hyperbolic metamaterials / I. E. Sedova, **E. S. Sedov**, E. D. Cherotchenko, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin // «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства»: Программа и тезисы докладов, Владимир – Суздаль, 12–15 ноября 2016 года. — Владимир – Суздаль: Владимирский государственный университет им. Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых, 2016. — С. 156–157.

- [B14] Alodjants, A. Bose-Einstein condensates as quantum nonlinear hyperbolic ‘metamaterials’ / A. P. Alodjants, **E. S. Sedov**, M. Charukhchyan, A. V. Kavokin, I. V. Iorsh // 2015 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2015 : 9, Oxford, 07–12 September 2015. — Oxford, 2015. — P. 10–12.
- [B15] **Седов, Е. С.** Экситон-поляритонные осциллоны в пространственно-периодических структурах с гиперболической дисперсией / **Е. С. Седов**, И. В. Иорш, С. М. Аракелян, А. П. Алоджанц, А. В. Кавокин // Сборник трудов IX Международной конференции молодых учёных и специалистов «Оптика-2015» / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. — СПб: Университет ИТМО, 2015. — С. 179–181.
- [B16] **Sedov, E.** Linear and non-linear optical effects in semiconductor resonant hyperbolic metamaterials / **E. Sedov**, E. Cherotchenko, I. Iorsh, A. Alodjants, S. Arakelian, A. Kavokin // The Eighth International Conference on Spontaneous Coherence in Excitonic Systems. Edinburgh, 25–29 April 2016. — P. 81.
- [B17] **Sedov, E. S.** Quantum hyperbolic metamaterials with exciton-polaritons in semiconductor Bragg mirrors / **E. S. Sedov**, A. P. Alodjants, I. V. Iorsh, A. V. Kavokin // Proceedings of the International Conference Days on Diffraction 2015, DD 2015, St. Petersburg, 25–29 May 2015. — St. Petersburg: Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc. (IEEE), 2015. — P. 285–288.

Иные публикации автора, цитируемые в диссертации

- [C1] Chestnov, I. Yu. One-dimensional Tamm plasmons: spatial confinement, propagation, and polarization properties / I. Yu. Chestnov, **E. S. Sedov**, S. V. Kutrovskaya, A. O. Kucherik, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin // Physical Review B. — 2017. — Vol. 96, №24. — P. 245309.
- [C2] Myers, D. M. Superlinear increase of photocurrent due to stimulated scattering into a polariton condensate / D. M. Myers, B. Ozden, M. Steger, **E. Sedov**, A. Kavokin, K. West, L. N. Pfeiffer, D. W. Snoke // Physical Review B. — 2018. — Vol. 98, №4. — P. 045301.
- [C3] Sich, M. Spin domains in one-dimensional conservative polariton solitons / M. Sich, L. E. Tapia-Rodriguez, H. Sigurdsson, P. M. Walker, E. Clarke, I. A. Shelykh, B. Royall, **E. S. Sedov**, A. V. Kavokin, D. V. Skryabin, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii // ACS Photonics. — 2018. — Vol. 5, №12. — P. 5095–5102.

- [C4] Askitopoulos, A. All-optical quantum fluid spin beam splitter / A. Askitopoulos, A. V. Nalitov, **E. S. Sedov**, L. Pickup, E. D. Cherotchenko, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin, P. G. Lagoudakis // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, №23. — P. 235303.
- [C5] Lundt, N. Optical valley Hall effect for highly valley-coherent exciton-polaritons in an atomically thin semiconductor / N. Lundt, Ł. Dusanowski, **E. Sedov**, P. Stepanov, M. M. Glazov, S. Klemmt, M. Klaas, J. Beierlein, Y. Qin, S. Tongay, M. Richard, A. V. Kavokin, S. Höfling, C. Schneider // *Nature Nanotechnology*. — 2019. — Vol. 14, №8. — P. 770 – 775.
- [C6] Lundt, N. Magnetic field induced splitting and polarization of monolayer-based valley exciton-polaritons / N. Lundt, **E. Sedov**, M. Waldherr, M. Klaas, H. Knopf, S. Tongay, S. Klemmt, U. Schulz, A. Kavokin, S. Höfling, F. Eilenberger, C. Schneider // *Physical Review B*. — 2019. — Vol. 100, №12. — P. 121303(R).
- [C7] Rupprecht, C. Manipulation of room-temperature Valley-Coherent Exciton Polaritons in atomically thin crystals by real and artificial magnetic fields / C. Rupprecht, **E. Sedov**, M. Klaas, H. Knopf, M. Blei, N. Lundt, S. Tongay, T. Taniguchi, K. Watanabe, U. Schulz, A. Kavokin, F. Eilenberger, S. Höfling, C. Schneider // *2D Materials*. — 2020. — Vol. 7, №3. — P. 035025.
- [C8] Sedova, I. Polarization conversion in a polariton three-waveguide coupler / I. Sedova, **E. Sedov** // *Results in Optics*. — 2021. — Vol. 4. — P. 100105.
- [C9] Anton-Solanas, C. Bosonic condensation of exciton-polaritons in an atomically thin crystal / C. Anton-Solanas, M. Waldherr, M. Klaas, H. Suchomel, H. Cai, **E. Sedov**, A. V. Kavokin, S. Tongay, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Höfling, C. Schneider // *Nature Materials*. — 2021. — Vol. 20, №9. — P. 1233–1239.
- [C10] Shan, H. Spatial coherence of room-temperature monolayer WSe₂ exciton-polaritons in a trap / H. Shan, L. Lackner, Bo Han, **E. Sedov**, C. Rupprecht, H. Knopf, F. Eilenberger, J. Beierlein, N. Kunte, M. Esmann, K. Yumigeta, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Klemmt, S. Höfling, A. V. Kavokin, S. Tongay, C. Schneider, C. Anton-Solanas // *Nature Communications*. — 2021. — Vol. 12, №1. — P. 6406.
- [C11] **Sedov, E.** Spin-selective currents of Tamm polaritons / **E. Sedov**, M. Glazov, A. Kavokin // *Physical Review Applied*. — 2022. — Vol. 17, №2. — P. 024037.

Список литературы

1. Kim, S. Coherent Polariton Laser / S. Kim, B. Zhang, Z. Wang, J. Fischer, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling, H. Deng // *Physical Review X*. — 2016. — Vol. 6, №1. — P. 011026.
2. Ballarini, D. All-optical polariton transistor / D. Ballarini, M. De Giorgi, E. Cancellieri, R. Houdré, E. Giacobino, R. Cingolani, A. Bramati, G. Gigli, D. Sanvitto // *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, L. Pfeiffer, K. West // *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, Y // *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, D. Ballarini, M. De Giorgi, D. Colas, E. Cancellieri, B. Silva Fernández, A. Bramati, G. Gigli, A. Kavokin, F. Laussy, D. Sanvitto // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6. — P. 8993.
7. Steger, M. Long-range ballistic motion and coherent flow of long-lifetime polaritons / M. Steger, G. Liu, B. Nelsen, C. Gautham, D. W. Snoke, R. Balili, L. Pfeiffer, K. West // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 88, №23. — P. 235314.
8. Nelsen, B. Dissipationless Flow and Sharp Threshold of a Polariton Condensate with Long Lifetime / B. Nelsen, G. Liu, M. Steger, D. W. Snoke, R. Balili, K. West, L. Pfeiffer // *Physical Review X*. — 2013. — Vol. 3, №4. — P. 041015.
9. Steger, M. Slow reflection and two-photon generation of microcavity exciton–polaritons / M. Steger, C. Gautham, D. W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West // *Optica*. — 2015. — Vol. 2, №1. — P. 1–5.
10. Imamoğlu, A. Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers / A. Imamoğlu, R. J. Ram, S. Pau, Y. Yamamoto // *Physical Review A*. — 1996. — Vol. 53, №6. — P. 4250–4253.

11. Deng, H. Spatial Coherence of a Polariton Condensate / H. Deng, G. Weihs, D. Snoke, J. Bloch, Y. Yamamoto // *Proceedings of the National Academy of Science of the United States of America*. — 2003. — Vol. 100, №26. — P. 15318–15323.
12. Bhattacharya, P. Solid State Electrically Injected Exciton-Polariton Laser / P. Bhattacharya, B. Xiao, A. Das, S. Bhowmick, J. Heo // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 110, №20. — P. 206403.
13. Molina-Terriza, G. Twisted photons / G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner // *Nature Physics*. — 2007. — Vol. 3, №5. — P. 305–310.
14. Kavokin, K. V. Quantum Theory of Spin Dynamics of Exciton-Polaritons in Microcavities / K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, G. Malpuech, P. Bigenwald // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 92, №1. — P. 017401.
15. 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.
16. Shelykh, I. A. Optically and electrically controlled polariton spin transistor / I. A. Shelykh, R. Johne, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 82, №15. — P. 153303.
17. 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.
18. Kavokin, A. Optical spin Hall effect / A. Kavokin, G. Malpuech, M. Glazov // *Physical Review Letters*. — 2005. — Vol. 95, №13. — P. 136601.
19. Kłopotowski, Ł. Optical anisotropy and pinning of the linear polarization of light in semiconductor microcavities / Ł. Kłopotowski, M. D. Martín, A. Amo, L. Viña, I. A. Shelykh, M. M. Glazov, G. Malpuech, A. V. Kavokin, R. André // *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, M. M. Glazov, G. Malpuech, D. D. Solnyshkov, A. Kavokin, S. Ceccarelli, M. S. Skolnick, J. S. Roberts // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, №7. — P. 073303.
21. Dufferwiel, S. Spin Textures of Exciton-Polaritons in a Tunable Microcavity with Large TE-TM Splitting / S. Dufferwiel, Feng Li, E. Cancellieri, L. Giriunas, A. A. P. Trichet, D. M. Whittaker, P. M. Walker, F. Fras, E. Clarke, J. M. Smith, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 115, №24. — P. 246401.
22. Kaitouni, R. Engineering the spatial confinement of exciton polaritons in semiconductors / R. Idrissi Kaitouni, O. El Daïf, A. Baas, M. Richard, T. Paraiso, P. Lugan, T. Guillet, F. Morier-Genoud,

- J. D. Ganière, J. L. Staehli, V. Savona, B. Deveaud // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 74, №15. — P. 155311.
23. Leosson, K. Comparing resonant photon tunneling via cavity modes and Tamm plasmon polariton modes in metal-coated Bragg mirrors / K. Leosson, S. Shayestehaminzadeh, T. K. Tryggvason, A. Kossoy, B. Agnarsson, F. Magnus, S. Olafsson, J. T. Gudmundsson, E. B. Magnusson, I. A. Shelykh // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, №19. — P. 4026–4028.
24. Wurdack, M. Observation of hybrid Tamm-plasmon exciton-polaritons with GaAs quantum wells and a MoSe₂ monolayer / M. Wurdack, N. Lundt, M. Klaas, V. Baumann, A. V. Kavokin, S. Höfling, C. Schneider // *Nature Communications*. — 2017. — Vol. 8. — P. 259.
25. Chestnov, I. Yu. One-dimensional Tamm plasmons: spatial confinement, propagation, and polarization properties / I. Yu. Chestnov, **E. S. Sedov**, S. V. Kutrovskaya, A. O. Kucherik, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 96, №24. — P. 245309.
26. Kaliteevski, M. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror / M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 76, №16. — P. 165415.
27. **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.
28. **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.
29. **Sedov, E.** Spin-selective currents of Tamm polaritons / **E. Sedov**, M. Glazov, A. Kavokin // *Physical Review Applied*. — 2022. — Vol. 17, №2. — P. 024037.
30. Chuan, S. L. *Physics of Photonic Devices*. — 2nd ed. — Hoboken: Wiley, 2009. — 821 p. — ISBN 978-0-470-29319-5.
31. Myers, D. M. Superlinear increase of photocurrent due to stimulated scattering into a polariton condensate / D. M. Myers, B. Ozden, M. Steger, **E. Sedov**, A. Kavokin, K. West, L. N. Pfeiffer, D. W. Snoke // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 98, №4. — P. 045301.
32. Mott, N. F. Conduction in polar crystals. II. The conduction band and ultra-violet absorption of alkali-halide crystals // *Transactions of the Faraday Society*. — 1938. — Vol. 34. — P. 500–506.
33. Wannier, G. H. The Structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals // *Physical Review*. — 1937. — Vol. 52, №3. — P. 191–197.

34. Houdré, R. Measurement of Cavity-Polariton Dispersion Curve from Angle-Resolved Photoluminescence Experiments / R. Houdré, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, M. Ilegems // *Physical Review Letters*. — 1994. — Vol. 73, №15. — P. 2043–2046.
35. Panzarini, G. Exciton-light coupling in single and coupled semiconductor microcavities: Polariton dispersion and polarization splitting / G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. S. Roberts, A. V. Kavokin, M. R. Vladimirova, M. A. Kaliteevski // *Physical Review B*. — 1999. — Vol. 59, №7. — P. 5082–5089.
36. Tsintzos, S. I. Room temperature GaAs exciton-polariton light emitting diode / S. I. Tsintzos, P. G. Savvidis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos, N. T. Pelekanos // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 94, №7. — P. 071109.
37. Cristofolini, P. Optical Superfluid Phase Transitions and Trapping of Polariton Condensates / P. Cristofolini, A. Dreismann, G. Christmann, G. Franchetti, N. G. Berloff, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 110, №18. — P. 186403.
38. **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.
39. **Седов, Е. С.** О превращениях фотонов и управлении светом в слоистой полупроводниковой структуре // *Вестник РФФИ*. — 2017. — Т. 96, №4. — С. 11–19.
40. Sedova, I. E. Control of propagation of spatially localized polariton wave packets in a Bragg mirror with embedded quantum wells / I. E. Sedova, I. Yu. Chestnov, S. M. Arakelian, A. V. Kavokin, **E. S. Sedov** // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 951. — P. 012009.
41. Askitopoulos, A. Bragg Polaritons: Strong Coupling and Amplification in an Unfolded Microcavity / A. Askitopoulos, L. Mouchliadis, I. Iorsh, G. Christmann, J. J. Baumberg, M. A. Kaliteevski, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 106, №7. — P. 076401.
42. Kasprzak, J. Bose–Einstein condensation of exciton polaritons / J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jembrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, Le Si Dang // *Nature*. — 2006. — Vol. 443, №7110. — P. 409–414.
43. Ciuti, C. Role of the exchange of carriers in elastic exciton-exciton scattering in quantum wells / C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, P. Schwendimann // *Physical Review B*. — 1998. — Vol. 58, №12. — P. 7926–7933.
44. Ramon, G. Theory of neutral and charged exciton scattering with electrons in semiconductor quantum wells / G. Ramon, A. Mann, E. Cohen // *Physical Review B*. — 2003. — Vol. 67, №4. — P. 045323.

45. Gribakin, B. F. Exciton-exciton and exciton–charge carrier interaction and exciton collisional broadening in GaAs/AlGaAs quantum wells / B. F. Gribakin, E. S. Khramtsov, A. V. Trifonov, I. V. Ignatiev // *Physical Review B*. — 2021. — Vol. 104, №20. — P. 205302.
46. Anderson, M. H. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor / M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell // *Science*. — 1995. — Vol. 269, №5221. — P. 198–201.
47. Davis, K. B. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms / K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle // *Physical Review Letters*. — 1995. — Vol. 75, №22. — P. 3969–3973.
48. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. V. Статистическая физика. Ч. I. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 616 с. — ISBN 5-9221-0054-8.
49. Kosterlitz, J. M. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems / J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. — 1973. — Vol. 6, №7. — P. 1181–1203.
50. Fisher, D. S. Dilute Bose gas in two dimensions / D. S. Fisher, P. C. Hohenberg // *Physical Review B*. — 1988. — Vol. 37, №10. — P. 4936–4943.
51. Kavokin, A. V. Polariton laser and polariton superfluidity in microcavities / G. Malpuech, F. P. Laussy // *Physics Letters A*. — 2003. — Vol. 306, №4. — P. 187-199.
52. 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.
53. Ostrovskaya, E. A. Dissipative solitons and vortices in polariton Bose-Einstein condensates / E. A. Ostrovskaya, J. Abdullaev, A. S. Desyatnikov, M. D. Fraser, Yu. S. Kivshar // *Physical Review A*. — 2012. — Vol. 86, №1. — P. 013636.
54. Li, G. Stability of persistent currents in open dissipative quantum fluids / G. Li, M. D. Fraser, A. Yakimenko, E. A. Ostrovskaya // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, №18. — P. 184518.
55. El-Ganainy, R. Non-Hermitian physics and PT symmetry / R. El-Ganainy, K. G. Makris, M. Khajavikhan, Z. H. Musslimani, S. Rotter, D. N. Christodoulides // *Nature Physics*. — 2010. — Vol. 14, №1. — P. 11–19.
56. Gao, T. Observation of non-Hermitian degeneracies in a chaotic exciton-polariton billiard / T. Gao, E. Estrecho, K. Y. Bliokh, T. C. H. Liew, M. D. Fraser, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling, Y. Yamamoto, F. Nori, Y. S. Kivshar, A. G. Truscott, R. G. Dall, E. A. Ostrovskaya // *Nature*. — 2015. — Vol. 526, №7574. — P. 554–558.

57. Savvidis, P. G. Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier / P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, J. S. Roberts // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 84, №7. — P. 1547–1550.
58. Stevenson, R. M. Continuous Wave Observation of Massive Polariton Redistribution by Stimulated Scattering in Semiconductor Microcavities / R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, M. Emam-Ismael, A. I. Tartakovskii, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, J. S. Roberts // *Physical Review Letters*. — 2020. — Vol. 85, №17. — P. 3680–3683.
59. Wertz, E. Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates / E. Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov, R. Johne, D. Sanvitto, A. Lemaître, I. Sagnes, R. Grousson, A. V. Kavokin, P. Senellart, G. Malpuech, J. Bloch // *Nature Physics*. — 2010. — Vol. 6, №11. — P. 860–864.
60. Deng, H. Spatial Coherence of a Polariton Condensate / H. Deng, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog, Y. Yamamoto // *Physical Review Letters*. — 2007. — Vol. 99, №12. — P. 126403.
61. Baumberg, J. J. Spontaneous Polarization Buildup in a Room-Temperature Polariton Laser / J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, S. Christopoulos, A. J. D. Grundy, R. Butté, G. Christmann, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, G. Baldassarri Höger von Högersthal, E. Feltin, J.-F. Carlin, N. Grandjean // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 101, №13. — P. 136409.
62. Kasprzak, J. Formation of an Exciton Polariton Condensate: Thermodynamic versus Kinetic Regimes / J. Kasprzak, D. D. Solnyshkov, R. André, Le Si Dang, G. Malpuech // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 101, №14. — P. 146404.
63. Anton-Solanas, C. Bosonic condensation of exciton-polaritons in an atomically thin crystal / C. Anton-Solanas, M. Waldherr, M. Klaas, H. Suchomel, H. Cai, **E. Sedov**, A. V. Kavokin, S. Tongay, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Höfling, C. Schneider // *Nature Materials*. — 2021. — Vol. 20, №9. — P. 1233–1239.
64. Shan, H. Spatial coherence of room-temperature monolayer WSe₂ exciton-polaritons in a trap / H. Shan, L. Lackner, Bo Han, **E. Sedov**, C. Rupprecht, H. Knopf, F. Eilenberger, J. Beierlein, N. Kunte, M. Esmann, K. Yumigeta, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Klemmt, S. Höfling, A. V. Kavokin, S. Tongay, C. Schneider, C. Anton-Solanas // *Nature Communications*. — 2021. — Vol. 12, №1. — P. 6406.
65. Solnyshkov, D. D. Dispersion of interacting spinor cavity polaritons out of thermal equilibrium / D. D. Solnyshkov, I. A. Shelykh, N. A. Gippius, A. V. Kavokin, G. Malpuech // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 77, №4. — P. 045314.
66. Vasilevskiy, M. I. Exciton polaritons in two-dimensional dichalcogenide layers placed in a planar microcavity: Tunable interaction between two Bose-Einstein condensates / M. I. Vasilevskiy,

- D. G. Santiago-Pérez, C. Trallero-Giner, N. M. R. Peres, A. Kavokin // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 92, №24. — P. 245435.
67. Onsager, L. Statistical hydrodynamics // *Nuovo Cimento*. — 1949. — Vol. 6, №2. — P. 279–287.
68. Packard, R. E. Observations on Single Vortex Lines in Rotating Superfluid Helium / R. E. Packard, T. M. Sanders, Jr. // *Physical Review A*. — 1972. — Vol. 6, №2. — P. 799–807.
69. Lagoudakis, K. G. Quantized vortices in an exciton-polariton condensate / K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, Le Si Dang, B. Deveaud-Plédran // *Nature Physics*. — 2008. — Vol. 4, №9. — P. 706–710.
70. Keeling, J. Going with the flow / J. Keeling, N. G. Berloff // *Nature*. — 2009. — Vol. 457, №7227. — P. 273–274.
71. Sanvitto, D. Persistent currents and quantized vortices in a polariton superfluid / D. Sanvitto, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska, G. Tosi, M. Baudisch, F. P. Laussy, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, L. Marrucci, A. Lemaître, J. Bloch, C. Tejedor, L. Viña // *Nature Physics*. — 2010. — Vol. 6, №7. — P. 527–533.
72. Metelmann, A. Nonreciprocal Photon Transmission and Amplification via Reservoir Engineering / A. Metelmann, A. Clerk // *Physical Review X*. — 2015. — Vol. 5, №2. — P. 021025.
73. Keck, M. Persistent currents by reservoir engineering / M. Keck, D. Rossini, R. Fazio // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. 98, №5. — P. 053812.
74. Wang, C. Autonomous quantum state transfer by dissipation engineering / C. Wang, J. M. Gertler // *Physical Review Research*. — 2019. — Vol. 1, №3. — P. 033198.
75. Aßmann, M. All-optical control of quantized momenta on a polariton staircase / M. Aßmann, F. Veit, M. Bayer, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 85, №15. — P. 155320.
76. Kalinin, K. P. Toward Arbitrary Control of Lattice Interactions in Nonequilibrium Condensates / K. P. Kalinin, N. G. Berloff // *Advanced Quantum Technologies*. — 2020. — Vol. 3, №2. — P. 1900065.
77. Eckel, S. Interferometric Measurement of the Current-Phase Relationship of a Superfluid Weak Link / S. Eckel, F. Jendrzejewski, A. Kumar, C. J. Lobb, G. K. Campbell // *Physical Review X*. — 2014. — Vol. 4, №3. — P. 031052.
78. Berman, O. L. Spontaneous formation and nonequilibrium dynamics of a soliton-shaped Bose-Einstein condensate in a trap / O. L. Berman, R. Y. Kezerashvili, G. V. Kolmakov, L. M. Pomirchi // *Physical Review E*. — 2015. — Vol. 91, №6. — P. 062901.

79. Umlauff, M. Direct observation of free-exciton thermalization in quantum-well structures / M. Umlauff, J. Hoffmann, H. Kalt, W. Langbein, J. M. Hvam, M. Scholl, J. Söllner, M. Heuken, B. Jobst, D. Hommel // *Physical Review B*. — 1998. — Vol. 57, №3. — P. 1390–1393.
80. Pau, S. Stimulated emission of a microcavity dressed exciton and suppression of phonon scattering / S. Pau, G. Björk, J. Jacobson, H. Cao, Y. Yamamoto // *Physical Review B*. — 1995. — Vol. 51, №11. — P. 7090–7100.
81. Tassone, F. Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons / F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann // *Physical Review B*. — 1997. — Vol. 56, №12. — P. 7554–7563.
82. Tartakovskii, A. I. Relaxation bottleneck and its suppression in semiconductor microcavities / A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg, J. S. Roberts // *Physical Review B*. — 2000. — Vol. 62, №4. — P. R2283–R2286.
83. Porras, D. Polariton dynamics and Bose-Einstein condensation in semiconductor microcavities / D. Porras, C. Ciuti, J. J. Baumberg, C. Tejedor // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 66, №8. — P. 085304.
84. Wouters, M. Excitations in a Nonequilibrium Bose-Einstein Condensate of Exciton Polaritons / M. Wouters, I. Carusotto // *Physical Review Letters*. — 2007. — Vol. 99, №14. — P. 140402.
85. Keeling, J. Spontaneous Rotating Vortex Lattices in a Pumped Decaying Condensate / J. Keeling, N. G. Berloff // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100, №25. — P. 250401.
86. Amo, A. Polariton Superfluids Reveal Quantum Hydrodynamic Solitons / A. Amo, S. Pigeon, D. Sanvitto, V. G. Sala, R. Hivet, I. Carusotto, F. Pisanello, G. Leménager, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, A. Bramati // *Science*. — 2011. — Vol. 332, №6034. — P. 1167–1170.
87. Amo, A. Anisotropic optical spin Hall effect in semiconductor microcavities / A. Amo, T. C. H. Liew, C. Adrados, E. Giacobino, A. V. Kavokin, A. Bramati // *Physical Review B*. — 2009. — Vol. 80, №16. — P. 165325.
88. Adrados, C. Motion of Spin Polariton Bullets in Semiconductor Microcavities / C. Adrados, T. C. H. Liew, A. Amo, M. D. Martín, D. Sanvitto, C. Antón, E. Giacobino, A. Kavokin, A. Bramati, and L. Viña // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 107, №14. — P. 146402.
89. Amo, A. Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities / A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino, A. Bramati // *Nature Physics*. — 2009. — Vol. 5. — P. 805–810.

90. Flayac, H. Parametric inversion of spin currents in semiconductor microcavities / H. Flayac, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, I. A. Shelykh // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 87, №7. — P. 075316.
91. Kittel, C. *Introduction to Solid State Physics*. — 8th ed. — Hoboken: Wiley, 2004. — 704 p. — ISBN 978-0-471-41526-8.
92. Fox, M. *Optical Properties of Solids*. — 2nd ed. — Oxford: Oxford University Press, 2010. — 416 p. — ISBN 978-0-199-57337-0.
93. 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.
94. 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.
95. Winkler, R. *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*. — Berlin: Springer-Verlag, 2003. — xii+194 p. — ISBN 3-540-01187-0.
96. Glazov, M. *Electron & Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures*. Series on Semiconductor Science and Technology. — Oxford University Press: Oxford, 2018. — 304 p. — ISBN 978-0-198-80730-8.
97. Агранович В.М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург . — Москва: Наука, 1965. — 374 с.
98. Dresselhaus, G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures // *Physical Review*. — 1955. — Vol. 100, №2. — P. 580–586.
99. Ganichev, S. D. Interplay of Rashba/Dresselhaus spin splittings probed by photogalvanic spectroscopy – A review / S. D. Ganichev, L. E. Golub // *Physica Status Solidi B*. — 2014. — Vol. 251, №9. — P. 1801–1823.
100. Elliott, R. J. Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors // *Physical Review*. — 1954. — Vol. 96, №2. — P. 266–279.
101. Dyakonov, M. I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M. I. Dyakonov, V. I. Perel. // *Physics Letters*. — 1971. — Vol. 35, №6. — P. 459–460.
102. Bir, G. L. Spin relaxation of electrons due to scattering by holes / G. L. Bir, A. G. Aronov, G. E. Pikus // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 1975. — Vol. 42, №4. — P. 705–712.
103. Maialle, M. Z. Exciton spin dynamics in quantum wells / M. Z. Maialle, E. A. deAndrada e Silva, L. J. Sham // *Physical Review B*. — 1993. — Vol. 47, №23. — P. 15776–15788.

104. Kavokin, A. Ballistic spin transport in exciton gases / A. V. Kavokin, M. Vladimirova, B. Jouault, T. C. H. Liew, J. R. Leonard, L. V. Butov // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 88, №19. — P. 195309.
105. Bayer, M. Spectroscopic study of dark excitons in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ self-assembled quantum dots by a magnetic-field-induced symmetry breaking / M. Bayer, O. Stern, A. Kuther, A. Forchel // *Physical Review B*. — 2000. — Vol. 61, №11. — P. 7273–7276.
106. Bayer, M. Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/(\text{Al})\text{GaAs}$ quantum dots / M. Bayer, G. Ortner, O. Stern, A. Kuther, A. A. Gorbunov, A. Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Klopff, F. Schäfer // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 65, №19. — P. 195315.
107. Glazov, M. M. Diamagnetic contribution to the effect of in-plane magnetic field on a quantum-dot exciton fine structure / M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, O. Krebs, K. Kowalik, P. Voisin // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 76, №19. — P. 193313.
108. Stevenson, R. M. Magnetic-field-induced reduction of the exciton polarization splitting in InAs quantum dots / R. M. Stevenson, R. J. Young, P. See, D. G. Gevaux, K. Cooper, P. Atkinson, I. Farrer, D. A. Ritchie, A. J. Shields // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, №3. — P. 033306.
109. Liew, T. C. H. Excitation of vortices in semiconductor microcavities / T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75, №24. — P. 241301.
110. Dzhioev, R. I. Determination of interface preference by observation of linear-to-circular polarization conversion under optical orientation of excitons in type-II GaAs/AlAs superlattices / R. I. Dzhioev, H. M. Gibbs, E. L. Ivchenko, G. Khitrova, V. L. Korenev, M. N. Tkachuk, B. P. Zakharchenya // *Physical Review B*. — 1997. — Vol. 56, №20. — P. 13405–13413.
111. Shelykh, I. Semiconductor microcavity as a spin-dependent optoelectronic device / I. Shelykh, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin, G. Malpuech, P. Bigenwald, H. Deng, G. Weihs, Y. Yamamoto // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 70, №3 — P. 035320.
112. Theocaris, P. S. *Matrix Theory of Photoelasticity* / P. S. Theocaris, E. E. Gdoutos. — Berlin: Springer-Verlag, 1979. — 365 p. — ISBN 978-3-662-15807-4.
113. Goldstein, D. H. *Polarized Light*. — 3rd ed. — Boca Raton: CRC Press, 2010. — 808 p. — ISBN 978-1-439-83040-6.
114. Дьяконом, М. И. О возможности ориентации электронных спинов током / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // *Письма в ЖЭТФ*. — 1971. — Vol. 13, №11. — P. 657–660.
115. Morina, S. Magnetic field control of the optical spin Hall effect / S. Morina, T. C. H. Liew, I. A. Shelykh // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 88, №3. — P. 035311.

116. Shelykh, I. A. Polariton polarization-sensitive phenomena in planar semiconductor microcavities / I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, T. C. H. Liew, G. Malpuech // *Semiconductor Science and Technology*. — 2009. — Vol. 25, №1. — P. 013001.
117. Askitopoulos, A. Nonresonant optical control of a spinor polariton condensate / A. Askitopoulos, K. Kalinin, T. C. H. Liew, P. Cilibrizzi, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, N. G. Berloff, P. G. Lagoudakis // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 93, №20. — P. 205307.
118. Antón, C. Optical control of spin textures in quasi-one-dimensional polariton condensates / C. Antón, S. Morina, T. Gao, P. S. Eldridge, T. C. H. Liew, M. D. Martín, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, I. A. Shelykh, L. Viña // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, №7. — P. 075305.
119. Kammann, E. Nonlinear optical spin Hall effect and long-range spin transport in polariton lasers / E. Kammann, T. C. H. Liew, H. Ohadi, P. Cilibrizzi, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin, P. G. Lagoudakis // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 109, №3. — P. 036404.
120. Del Valle-Inclan Redondo, Y. Stochastic spin flips in polariton condensates: nonlinear tuning from GHz to sub-Hz / Y. del Valle-Inclan Redondo, H. Ohadi, Y. G. Rubo, O. Beer, A. J. Ramsay, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg // *New Journal of Physics*. — 2018. — Vol. 20, №7. — P. 075008.
121. Del Valle-Inclan Redondo, Y. Observation of inversion, hysteresis, and collapse of spin in optically trapped polariton condensates / Y. del Valle-Inclan Redondo, H. Sigurdsson, H. Ohadi, I. A. Shelykh, Y. G. Rubo, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg // *Physical Review B*. — 2019. — Vol. 99, №16. — P. 165311.
122. Klein, T. Polariton lasing in high-quality selenide-based micropillars in the strong coupling regime / T. Klein, S. Klemmt, E. Durupt, C. Kruse, D. Hommel, M. Richard // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 107, №7. — P. 071101.
123. Bajoni, D. Excitonic Polaritons in Semiconductor Micropillars / D. Bajoni, E. Wertz, P. Senellart, A. Miard, E. Semenova, A. Lemaître, I. Sagnes, S. Bouchoule, J. Bloch // *Acta Physica Polonica A*. — 2008. — Vol. 114, №5. — P. 933–943.
124. Beierlein, J. Propagative Oscillations in Codirectional Polariton Waveguide Couplers / J. Beierlein, E. Rozas, O. A. Egorov, M. Klaas, A. Yulin, H. Suchomel, T. H. Harder, M. Emmerling, M. D. Martín, I. A. Shelykh, C. Schneider, U. Peschel, L. Viña, S. Höfling, S. Klemmt // *Physical Review Letters*. — 2021. — Vol. 126, №7. — P. 075302.
125. Kuznetsov, A. S. Quantum confinement of exciton-polaritons in a structured (Al,Ga)As microcavity / A. S. Kuznetsov, P. L. J. Helgers, K. Biermann, P. V. Santos // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, №19. — P. 195309.

126. El Daïf, O. Polariton quantum boxes in semiconductor microcavities / O. El Daïf, A. Baas // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 88, №6. — P. 061105.
127. Gao, T. Polariton condensate transistor switch / T. Gao, P. S. Eldridge, T. C. H. Liew, S. I. Tsintzos, G. Stavriniadis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 85, №23. — P. 235102.
128. Antón, C. Dynamics of a polariton condensate transistor switch / C. Antón, T. C. H. Liew, G. Tosi, M. D. Martín, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. S. Eldridge, P. G. Savvidis, L. Viña // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 101, №26. — P. 261116.
129. Antón, C. Operation speed of polariton condensate switches gated by excitons / C. Antón, T. C. H. Liew, D. Sarkar, M. D. Martín, Z. Hatzopoulos, G. S. Eldridge, P. G. Savvidis, L. Viña // *Physical Review B*. — 2014. — Vol. 89, №23. — P. 235312.
130. **Sedov, E. S.** Artificial gravity effect on spin-polarized exciton-polaritons / **E. S. Sedov**, A. V. Kavokin // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, №1. — P. 9797.
131. Sermage, B. Polariton acceleration in a microcavity wedge / B. Sermage, G. Malpuech, A. V. Kavokin, V. Thierry-Mieg // *Physical Review B*. — 2001. — Vol. 64, №8. — P. 081303.
132. Dolan, P. R. Femtoliter tunable optical cavity arrays / P. R. Dolan, G. M. Hughes, F. Grazioso, B. R. Patton, J. M. Smith // *Optics Letters*. — 2010. — Vol. 35, №21. — P. 3556–3558.
133. Dufferwiel, S. Strong exciton-photon coupling in open semiconductor microcavities / S. Dufferwiel, F. Fras, A. Trichet, P. M. Walker, F. Li, L. Giriunas, M. N. Makhonin, L. R. Wilson, J. M. Smith, E. Clarke, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 104, №19. — P. 192107.
134. Colombe, Y. Strong atom–field coupling for Bose–Einstein condensates in an optical cavity on a chip / Y. Colombe, T. Steinmetz, G. Dubois, F. Linke, D. Hunger, J. Reichel // *Nature*. — 2007. — Vol. 45, №7167. — P. 272–276.
135. Muller, A. Ultrahigh-finesse, low-mode-volume Fabry–Perot microcavity / A. Muller, E. B. Flagg, J. R. Lawall, G. S. Solomon // *Optics Letters*. — 2010. — Vol. 35, №13. — P. 2293–2295.
136. Hunger, D. A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse / D. Hunger, T. Steinmetz, Y. Colombe, C. Deutsch, T. W. Hänsch, J. Reichel // *New Journal of Physics*. — 2010. — Vol. 12, №6. — P. 065038.
137. Ramanathan, A. Gain-Induced Trapping of Microcavity Exciton Polariton Condensates / G. Roumpos, W. H. Nitsche, S. Höfling, A. Forchel, Y. Yamamoto // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 104, №12. — P. 126403.
138. Siegman, A. E. Propagating modes in gain-guided optical fibers // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2003. — Vol. 20, №8. — P. 1617–1628.

139. Zezyulin D. A. Solitons in a medium with linear dissipation and localized gain / D. A. Zezyulin, Y. V. Kartashov, V. V. Konotop // *Optical Letters*. — 2011. — Vol. 36, №7. — P. 1200–1202.
140. Alyatkin, S. Optical Control of Couplings in Polariton Condensate Lattices / S. Alyatkin, J. D. Töpfer, A. Askitopoulos, H. Sigurdsson, P. G. Lagoudakis // *Physical Review Letters*. — 2020. — Vol. 124, №20. — P. 207402.
141. Askitopoulos, A. Polariton condensation in an optically induced two-dimensional potential / A. Askitopoulos, H. Ohadi, A. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, P. G. Lagoudakis // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 88, №4. — P. 041308.
142. Askitopoulos, A. All-optical quantum fluid spin beam splitter / A. Askitopoulos, A. V. Nalitov, **E. S. Sedov**, L. Pickup, E. D. Cherotchenko, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin, P. G. Lagoudakis // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, №23. — P. 235303.
143. Toropov, A. A. Revealing and Characterizing Dark Excitons through Coherent Multidimensional Spectroscopy / J. O. Tollerud, S. T. Cundiff, J. A. Davis // *Physical Review Letters*. — 2016. — Vol. 117, №9. — P. 097401.
144. Richard, M. Consequences of strong coupling between excitons and microcavity leaky modes / M. Richard, R. Romestain, R. André, Le Si Dang // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Vol. 86, №7. — P. 071916.
145. Wouters, M. Influence of a nonradiative reservoir on polariton spin multistability / M. Wouters, T. K. Paraíso, Y. Léger, R. Cerna, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli, B. Deveaud-Plédran // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 87, №4. — P. 045303.
146. Schneider, C. Exciton-polariton trapping and potential landscape engineering / C. Schneider, K. Winkler, M. D. Fraser, M. Kamp, Y. Yamamoto, E. A. Ostrovskaya, S. Höfling // *Reports on Progress in Physics*. — 2017. — Vol. 80, №1. — P. 016503.
147. Lai, C. W. Coherent zero-state and π -state in an exciton-polariton condensate array / C. W. Lai, N. Y. Kim, S. Utsunomiya, G. Roumpos, H. Deng, M. D. Fraser, T. Byrnes, P. Recher, N. Kumada, T. Fujisawa, Y. Yamamoto // *Nature*. — 2007. — Vol. 450, №7169. — P. 529–532.
148. Symonds, C. High quality factor confined Tamm modes / C. Symonds, S. Azzini, G. Lheureux, A. Piednoir, J. M. Benoit, A. Lemaitre, P. Senellart, J. Bellessa // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, №1. — P. 3859.
149. Stroeve, N. Managing the flow of liquid light / N. Stroeve, N. G. Berloff // *Physical Review B*. — 2020. — Vol. 102, №20. — P. 201114.
150. Hofstetter, D. Quantum-well intermixing for fabrication of lasers and photonic integrated circuits / D. Hofstetter, B. Maisenholder, H. P. Zappe // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 1998. — Vol. 4, №4. — P. 794–802.

151. Lie, J. T. Semiconductor Quantum Well Intermixing Material Properties and Optoelectronic Applications. — Boca Raton: CRC Press, 2000. — 695 p. — ISBN 978-0-367-44747-2.
152. Sanvitto, D. The road towards polaritonic devices / D. Sanvitto, S. Kéna-Cohen // *Nature Materials*. — 2016. — Vol. 15, №10. — P. 1061–1073.
153. Nelsen, B. Lasing and polariton condensation: Two distinct transitions in GaAs microcavities with stress traps / B. Nelsen, R. Balili, D. W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West // *Journal of Applied Physics*. — 2009. — Vol. 105, №12. — P. 122414.
154. Balili, R. Huge splitting of polariton states in microcavities under stress / R. Balili, B. Nelsen, D. W. Snoke, R. H. Reid, L. Pfeiffer, K. West // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 81, №12. — P. 125311.
155. Deák, L. Reciprocity in quantum, electromagnetic and other wave scattering / L. Deák, T. Fülöp // *Annals of Physics*. — 2012. — Vol. 327, №4. — P. 1050–1077.
156. Ramanathan, A. Superflow in a Toroidal Bose-Einstein Condensate: An Atom Circuit with a Tunable Weak Link / A. Ramanathan, K. C. Wright, S. R. Muniz, M. Zelan, W. T. Hill, C. J. Lobb, K. Helmerson, W. D. Phillips, G. K. Campbell // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 106, №13. — P. 130401.
157. Cominotti, M. Optimal Persistent Currents for Interacting Bosons on a Ring with a Gauge Field / M. Cominotti, D. Rossini, M. Rizzi, F. Hekking, A. Minguzzi // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113, №2. — P. 025301.
158. Aghamalyan, D. Coherent superposition of current flows in an atomtronic quantum interference device / D. Aghamalyan, M. Cominotti, M. Rizzi, D. Rossini, F. Hekking, A. Minguzzi, L.-C. Kwek, L. Amico // *New Journal of Physics*. — 2015. — Vol. 17, №4. — P. 045023.
159. Dalibard, J. Colloquium: Artificial gauge potentials for neutral atoms / J. Dalibard, F. Gerbier, G. Juzeliūnas, P. Öhberg // *Review of Modern Physics*. — 2011. — Vol. 83, №4. — P. 1523–1543.
160. Goldman, N. Light-induced gauge fields for ultracold atoms / N. Goldman, G. Juzeliūnas, P. Öhberg, I. B. Spielman // *Reports on Progress in Physics*. — 2014. — Vol. 77, №12. — P. 126401.
161. Fetter, A. L. Rotating trapped Bose-Einstein condensates // *Review of Modern Physics*. — 2009. — Vol. 81, №2. — P. 647–691.
162. Hafezi, M. Optomechanically induced non-reciprocity in microring resonators / M. Hafezi, P. Rabl // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20, №7. — P. 7672–7684.
163. Yu, Z. Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions / Z. Yu, S. Fan // *Nature Photonics*. — 2009. — Vol. 3, №2. — P. 91–94.
164. Soljačić, M. Nonlinear photonic crystal microdevices for optical integration / M. Soljačić, C. Luo, J. D. Joannopoulos, S. Fan // *Optics Letters*. — 2003. — Vol. 28, №8. — P. 637–639.

165. Berry, M. V. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2004. — Vol. 6, №2. — P. 259–268.
166. Leach, J. Observation of the vortex structure of a non-integer vortex beam / J. Leach, E. Yao, M. J. Padgett // *New Journal of Physics*. — 2004. — Vol. 7, №1. — P. 71.
167. Vyas, S. Fractional vortex lens / S. Vyas, R. Kumar, S. P. Senthilkumaran // *Optics & Laser Technology*. — 2010. — Vol. 42, №6. — P. 878–882.
168. Oemrawsingh, S. S. R. Production and characterization of spiral phase plates for optical wavelengths / S. S. R. Oemrawsingh, J. A. W. van Houwelingen, E. R. Eliel, J. P. Woerdman, E. J. K. Verstegen, J. G. Kloosterboer, G. W. 't Hooft // *Applied Optics*. — 2013. — Vol. 43, №3. — P. 688–694.
169. **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.
170. Meijer, F. E. One-dimensional ring in the presence of Rashba spin-orbit interaction: Derivation of the correct Hamiltonian / F. E. Meijer, A. F. Morpurgo, T. M. Klapwijk // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 66, №3. — P. 033107.
171. Bargi, S. Persistent currents in Bose gases confined in annular traps / S. Bargi, F. Malet, G. M. Kavoulakis, S. M. Reimann // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 82, №4. — P. 043631.
172. Kalevich, V. K. Controllable structuring of exciton-polariton condensates in cylindrical pillar microcavities / V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, V. A. Lukoshkin, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, K. V. Kavokin, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, №4. — P. 045305.
173. Schmutzler, J. All-optical flow control of a polariton condensate using nonresonant excitation / J. Schmutzler, P. Lewandowski, M. Aßmann, D. Niemietz, S. Schumacher, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling, M. Bayer // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, №19. — P. 195308.
174. Berger, B. Formation dynamics of exciton-polariton vortices created by nonresonant annular pumping / B. Berger, D. Schmidt, X. Ma, S. Schumacher, C. Schneider, S. Höfling, M. Aßmann // *Physical Review B*. — 2020. — Vol. 101, №24. — P. 245309.
175. Deng, D. Precision Measurement of Fractional Orbital Angular Momentum / D. Deng, M. Lin, Y. Li, H. Zhao // *Physical Review Applied*. — 2019. — Vol. 12, №1. — P. 014048.
176. Manni, F. Spin-to-orbital angular momentum conversion in semiconductor microcavities / F. Manni, K. G. Lagoudakis, T. K. Paraïso, R. Cerna, Y. Léger, T. C. H. Liew, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, F. Morier-Genoud, B. Deveaud-Plédran // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 83, №24. — P. 241307(R).

177. Kwon, M.-S. Direct Transfer of Light's Orbital Angular Momentum onto a Nonresonantly Excited Polariton Superfluid / M. S. Kwon, B. Y. Oh, S.-H. Gong, J.-H. Kim, H. K. Kang, S. Kang, J. D. Song, H. Choi, Y.-H. Cho // *Physical Review Letters*. — 2019. — Vol. 122, №4. — P. 045302.
178. Tsotsis, P. Lasing threshold doubling at the crossover from strong to weak coupling regime in GaAs microcavity / P. Tsotsis, P. S. Eldridge, T. Gao, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis // *New Journal of Physics*. — 2010. — Vol. 14, №2. — P. 023060.
179. 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.
180. **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.
181. Kalevich, V. K. Ring-shaped polariton lasing in pillar microcavities / V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, V. A. Lukoshkin, K. V. Kavokin, S. I. Tsintzos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin // *Journal of Applied Physics*. — 2014. — Vol. 115, №9. — P. 094304.
182. Takeda, M. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry / M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi // *The Journal of the Optical Society of America*. — 1982. — Vol. 72, №1. — P. 156–160.
183. Nalitov, A. V. Spontaneous Polariton Currents in Periodic Lateral Chains / A. V. Nalitov, T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, B. L. Altshuler, Y. G. Rubo // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 119, №6. — P. 067406.
184. Yulin, A. V. Spontaneous formation and synchronization of vortex modes in optically induced traps for exciton-polariton condensates / A. V. Yulin, A. S. Desyatnikov, E. A. Ostrovskaya // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 94, №13. — P. 134310.
185. Dall, R. Creation of Orbital Angular Momentum States with Chiral Polaritonic Lenses / R. Dall, M. D. Fraser, A. S. Desyatnikov, G. Li, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling, E. A. Ostrovskaya // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113, №20. — P. 200404.
186. Perumangatt, C. Quantum information with even and odd states of orbital angular momentum of light / C. Perumangatt, N. Lal, A. Anwar, S. G. Reddy, R. P. Singh // *Physics Letters A*. — 2017. — Vol. 381, №22. — P. 1858–1865.
187. Rubo, Yu. G. Half Vortices in Exciton Polariton Condensates // *Physical Review Letters*. — 2007. — Vol. 99, №10. — P. 106401.

188. Lagoudakis, K. G. Observation of Half-Quantum Vortices in an Exciton-Polariton Condensate / K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. André, B. Deveaud-Plédran // *Science*. — 2009. — Vol. 326, №5955. — P. 974–976.
189. Dominici, L. Vortex and half-vortex dynamics in a nonlinear spinor quantum fluid / L. Dominici, G. Dagvadorj, J. M. Fellows, D. Ballarini, M. De Giorgi, F. M. Marchetti, B. Piccirillo, L. Marrucci, A. Bramati, G. Gigli, M. H. Szymańska, D. Sanvitto // *Science Advances*. — 2015. — Vol. 1, №11. — P. e1500807.
190. Manni, F. Dissociation dynamics of singly charged vortices into half-quantum vortex pairs / F. Manni, K. G. Lagoudakis, T. C. H. Liew, R. André, V. Savona, B. Deveaud // *Nature Communications*. — 2012. — Vol. 3. — P. 1309.
191. Liu, G. A new type of half-quantum circulation in a macroscopic polariton spinor ring condensate / G. Liu, D. W. Snoke, A. Daley, L. N. Pfeiffer, K. West // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2015. — Vol. 112, №9. — P. 2676–2681.
192. Cao, Y. Prospect of Spin-Orbitronic Devices and Their Applications / Y. Cao, G. Xing, H. Lin, N. Zhang, H. Zheng, K. Wang // *iScience*. — 2020. — Vol. 23, №10. — P. 101614–101614.
193. Fang, M. Recent advances in tunable spin–orbit coupling using ferroelectricity / M. Fang, W. Zhang, X. Wu, W. Guo, H. Xia, Y. Wang, W. Wang, J. Shen // *APL Materials*. — 2021. — Vol. 9, №6. — P. 060704.
194. Pinčák, R. Application of Spin-Orbit Coupling in Exotic Graphene Structures and Biology / R. Pinčák, E. Bartoš // *Metastable, Spintronics Materials and Mechanics of Deformable Bodies* / S. Sivasankaran, P. K. Nayak, E. Günay (eds.) — Rijeka: IntechOpen, 2020.
195. Kim, J. Excitonic quasiparticles in a spin–orbit Mott insulator/ J. Kim, M. Daghofer, A. H. Said, T. Gog, J. van den Brink, G. Khaliullin, B. J. Kim // *Nature Communications*. — 2014. — Vol. 5, №1. — P. 4453.
196. Bliokh, K. Y. / K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori, A. V. Zayats Spin–orbit interactions of light // *Nature Photonics*. — 2015. — Vol. 9, №12. — P. 796–808.
197. Devlin, R. C. Arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light / R. C. Devlin, A. Ambrosio, N. A. Rubin, J. P. Balthasar Mueller, F. Capasso // *Science*. — 2017. — Vol. 358. — P. 896–901.
198. Lin, Y.-J. Spin–orbit-coupled Bose–Einstein condensates / Y. -J. Lin, K. Jiménez-García, I. B. Spielman // *Nature*. — 2011. — Vol. 471, №7336. — P. 83–86.
199. Hamner, C. Dicke-type phase transition in a spin-orbit-coupled Bose–Einstein condensate / C. Hamner, C. Qu, Y. Zhang, J. Chang, M. Gong, C. Zhang, P. Engels // *Nature Communications*. — 2014. — Vol. 5, №1. — P. 4023.

200. Zhang, D. Ground-State Phase Diagram of a Spin-Orbital-Angular-Momentum Coupled Bose-Einstein Condensate / D. Zhang, T. Gao, P. Zou, L. Kong, R. Li, X. Shen, X.-L. Chen, S.-G. Peng, M. Zhan, H. Pu, K. Jiang // *Physical Review Letters*. — 2019. — Vol. 122, №11. — P. 110402.
201. Lundt, N. Optical valley Hall effect for highly valley-coherent exciton-polaritons in an atomically thin semiconductor / N. Lundt, Ł. Dusanowski, **E. Sedov**, P. Stepanov, M. M. Glazov, S. Klemmt, M. Klaas, J. Beierlein, Y. Qin, S. Tongay, M. Richard, A. V Kavokin, S. Höfling, C. Schneider // *Nature Nanotechnology*. — 2019. — Vol. 14, №8. — P. 770 – 775.
202. Lundt, N. Magnetic field induced splitting and polarization of monolayer-based valley exciton-polaritons / N. Lundt, **E. Sedov**, M. Waldherr, M. Klaas, H. Knopf, S. Tongay, S. Klemmt, U. Schulz, A. Kavokin, S. Höfling, F. Eilenberger, C. Schneider // *Physical Review B*. — 2019. — Vol. 100, №12. — P. 121303(R).
203. Rupprecht, C. Manipulation of room-temperature Valley-Coherent Exciton Polaritons in atomically thin crystals by real and artificial magnetic fields / C. Rupprecht, **E. Sedov**, M. Klaas, H. Knopf, M. Blei, N. Lundt, S. Tongay, T. Taniguchi, K. Watanabe, U. Schulz, A. Kavokin, F. Eilenberger, S. Höfling, C. Schneider // *2D Materials*. — 2020. — Vol. 7, №3. — P. 035025.
204. Maialle, M. Z. Exciton spin dynamics in quantum wells / M. Z. Maialle, E. A. de Andrada e Silva, L. J. Sham, // *Physical Review B*. — 1993. — Vol. 47, №23. — P. 15776–15788.
205. Sun, K. Spin-orbital-angular-momentum coupling in Bose-Einstein condensates / K. Sun, C. Qu, C. Zhang // *Physical Review A*. — 2015. — Vol. 91, №6. — P. 063627.
206. Leyder, C. Observation of the optical spin Hall effect / C. Leyder, M. Romanelli, J. Ph. Karr, E. Giacobino, T. C. H. Liew, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. Malpuech, A. Bramati // *Nature Physics*. — 2007. — Vol. 3, №9. — P. 628–631.
207. **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.
208. **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.
209. Gippius, N. A. Polarization Multistability of Cavity Polaritons / N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, S. S. Gavrilov, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin, S. G. Tikhodeev, G. Malpuech // *Physical Review Letters*. — 2007. — Vol. 98, №23. — P. 236401.
210. Liew, T. C. H. Polaritonic devices / T. C. H. Liew, I. A. Shelykh, G. Malpuech // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. — 2011. — Vol. 43, №9. — P. 1543–1568.
211. Dominici, L. Vortex and half-vortex dynamics in a nonlinear spinor quantum fluid/ L. Dominici, G. Dagvadorj, J. M. Fellows, D. Ballarini, M. De Giorgi, F. M. Marchetti, B. Piccirillo, L. Marrucci,

- A. Bramati, G. Gigli, M. H. Szymańska, D. Sanvitto // *Science Advances*. — 2015. — Vol. 1, №1. — P. e1500807.
212. Skryabin, D. V. Backward Cherenkov radiation emitted by polariton solitons in a microcavity wire / D. V. Skryabin, Y. V. Kartashov, O. A. Egorov, M. Sich, J. K. Chana, L. E. Tapia Rodriguez, P. M. Walker, E. Clarke, B. Royall, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii // *Nature Communications*. — 2017. — Vol. 8. — P. 1554.
213. Gulevich, D. R. Topological spin Meissner effect in spinor exciton-polariton condensate: Constant amplitude solutions, half-vortices, and symmetry breaking / D. R. Gulevich, D. V. Skryabin, A. P. Alodjants, I. A. Shelykh // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, №11. — P. 115407.
214. Zezyulin D. A. Chiral solitons in spinor polariton rings / D. A. Zezyulin, D. R. Gulevich, D. V. Skryabin, I. A. Shelykh // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, №16. — P. 161302.
215. **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.
216. Harris, R. Experimental demonstration of a robust and scalable flux qubit / R. Harris, J. Johansson, A. J. Berkley, M. W. Johnson, T. Lanting, S. Han, P. Bunyk, E. Ladizinsky, T. Oh, I. Perminov, E. Tolkacheva, S. Uchaikin, E. M. Chapple, C. Enderud, C. Rich, M. Thom, J. Wang, B. Wilson, G. Rose // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 81, №13. — P. 134510.
217. Makhlin, Yu. Quantum-state engineering with Josephson-junction devices / Y. Makhlin, G. Schön, A. Shnirman // *Reviews of Modern Physics*. — 2001. — Vol. 73, №2. — P. 357–400.
218. Zvyagintseva, D., Sigurdsson, H., Kozin, V., Iorsh, I., Shelykh, I., Ulyantsev, V., Kyriienko, O. Machine learning of phase transitions in nonlinear polariton lattices [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/2104.12921>.
219. Maaten, L. Visualizing Data using t-SNE / L. van der Maaten, G. Hinton // *Journal of Machine Learning Research*. — 2008. — Vol. 9, №86. — P. 2579–2605.
220. Liberman, V. S. Spin-orbit interaction of a photon in an inhomogeneous medium / V. S. Liberman, B. Ya. Zel'dovich // *Physical Review A*. — 1992. — Vol. 46, №8. — P. 5199–5207.
221. Bliokh, K. Geometrodynamics of spinning light / K. Y. Bliokh, A. Niv, V. Kleiner, E. Hasman // *Nature Photonics*. — 2008. — Vol. 2. — P. 748.
222. Bliokh, K. Y. Geometrodynamics of polarized light: Berry phase and spin Hall effect in a gradient-index medium // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2009. — Vol. 11, №9. — P. 094009.
223. Mathur, H. Thomas precession, spin-orbit interaction, and Berry's phase // *Physical Review Letters*. — 1991. — Vol. 67, №24. — P. 3325–3327.
224. Onoda, M. Hall Effect of Light / M. Onoda, S. Murakami, N. Nagaosa // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 93, №8. — P. 083901.

225. Lafont, O. Controlling the optical spin Hall effect with light / O. Lafont, S. M. H. Luk, P. Lewandowski, N. H. Kwong, P. T. Leung, E. Galopin, A. Lemaitre, J. Tignon, S. Schumacher, E. Baudin, R. Binder // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Vol. 110, №6. — P. 061108.
226. Flayac, H. Transmutation of Skyrmions to Half-Solitons Driven by the Nonlinear Optical Spin Hall Effect / H. Flayac, D. D. Solnyshkov, I. A. Shelykh, G. Malpuech // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 110, №1. — P. 016404.
227. 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.
228. Houdré, R. Coherence effects in light scattering of two-dimensional photonic disordered systems: Elastic scattering of cavity polaritons / R. Houdré, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, M. Illegems // *Physical Review B*. — 2000. — Vol. 61, №20. — P. R13333–R13336.
229. Freixanet, T. Resonant Rayleigh scattering mediated by 2D cavity polaritons / T. Freixanet, B. Sermage, J. Bloch, J. Y. Marzin, B. Gayral, R. Planelá // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. — 2000. — Vol. 7, №3 — P. 676-680.
230. Glazov, M. M. Spin and transport effects in quantum microcavities with polarization splitting / M. M. Glazov, L. E. Golub // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 82, №8. — P. 085315.
231. Flayac, H. Separation and acceleration of magnetic monopole analogs in semiconductor microcavities / H. Flayac, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech // *New Journal of Physics*. — 2012. — Vol. 14, №8. — P. 085018.
232. Piętka, B. Magnetic field tuning of exciton-polaritons in a semiconductor microcavity / B. Piętka, D. Zygmont, M. Król, M. R. Molas, A. A. L. Nicolet, F. Morier-Genoud, J. Szczytko, J. Łusakowski, P. Zięba, I. Tralle, P. Stępnicki, M. Matuszewski, M. Potemski, B. Deveaud // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, №7. — P. 075309.
233. Chernenko, A. V. Polariton condensate coherence in planar microcavities in a magnetic field / A. V. Chernenko, A. Rahimi-Iman, J. Fischer, M. Amthor, C. Schneider, S. Reitzenstein, A. Forchel, S. Hoefling // *Semiconductors*. — 2016. — Vol. 50, №12. — P. 1609–1613.
234. Larionov, A. V. Polarized Nonequilibrium Bose-Einstein Condensates of Spinor Exciton Polaritons in a Magnetic Field / A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 105, №25. — P. 256401.
235. Rubo, Yu. G. Suppression of superfluidity of exciton-polaritons by magnetic field / Yu. G. Rubo, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh // *Physics Letters A*. — 2006. — Vol. 358, №3. — P. 227–230.

236. Solnyshkov, D. D. Phase diagram of a spinor exciton-polariton condensate in a disordered microcavity in the presence of a magnetic field / D. D. Solnyshkov, I. A. Shelykh, G. Malpuech // *Physical Review B*. — 2009. — Vol. 80, №16. — P. 165329.
237. Gurioli, M. Experimental study of disorder in a semiconductor microcavity / M. Gurioli, F. Bogani, D. S. Wiersma, Ph. Roussignol, G. Cassabois, G. Khitrova, H. Gibbs // *Physical Review B*. — 2001. — Vol. 64, №16. — P. 165309.
238. Zajac, J. M. Polariton states bound to defects in GaAs/AlAs planar microcavities / J. M. Zajac, W. Langbein, M. Hugues, M. Hopkinson // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 85, №16. — P. 165309.
239. Cilibrizzi, P. Half-skyrmion spin textures in polariton microcavities / P. Cilibrizzi, H. Sigurdsson, T. C. H. Liew, H. Ohadi, A. Askitopoulos, S. Brodbeck, C. Schneider, I. A. Shelykh, S. Höfling, J. Ruostekoski, P. Lagoudakis // *Review of Modern Physics*. — 2013. — Vol. 85, №1. — P. 299–366.
240. Schrödinger, E. Über die kräftefreie Bewegung in der relativistischen Quantenmechanik / E. Schrödinger // *Sitz. Preuss. Akad. Wiss. Phys.-Maths.* — 1930. — Vol. 24. — P. 418-428.
241. Qu, C. Observation of Zitterbewegung in a spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate / C. Qu, C. Hamner, M. Gong, C. Zhang, P. Engels // *Physical Review A*. — 2013. — Vol. 88, №2. — P. 021604.
242. Merkl, M. Atomic Zitterbewegung / M. Merkl, F. E. Zimmer, G. Juzeliūnas, P. Öhberg // *Europhysics Letters*. — 2008. — Vol. 83, №5. — P. 54002.
243. Gerritsma, R. Quantum simulation of the Dirac equation / R. Gerritsma, G. Kirchmair, F. Zähringer, E. Solano, R. Blatt, C. F. Roos // *Nature*. — 2010. — Vol. 463, №7277. — P. 68–71.
244. Dreisow, F. Classical simulation of relativistic zitterbewegung in photonic lattices / F. Dreisow, M. Heinrich, R. Keil, A. Tünnermann, S. Nolte, S. Longhi, A. Szameit // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 105, №14. — P. 143902.
245. Zhang, X. Observing zitterbewegung for photons near the Dirac point of a two-dimensional photonic crystal // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100, №11. — P. 113903.
246. Rusin, T. Transient Zitterbewegung of charge carriers in mono- and bilayer graphene, and carbon nanotubes / T. M. Rusin, W. Zawadzki // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 76, №19. — P. 195439.
247. Wang, Y. Acoustic Zitterbewegung in ordinary sonic crystals: A general classical description / Y. Wang, S. Peng, Y. Ye, H. Jia, Z. He, M. Ke, H. Yang, C. Qiu, Z. Liu // *Physics Letters A*. — 2010. — Vol. 374, №48. — P. 4933–4936.

248. Bliokh, K. Yu. Non-Abelian evolution of electromagnetic waves in a weakly anisotropic inhomogeneous medium / K. Yu. Bliokh, D. Yu. Frolov, Yu. A. Kravtsov // *Physical Review A*. — 2007. — Vol. 75, №5. — P. 053821.
249. Schliemann, J. Zitterbewegung of electronic wave packets in III-V zinc-blende semiconductor quantum wells / J. Schliemann, D. Loss, R. M. Westervelt // *Physical Review Letters*. — 2005. — Vol. 94, №20. — P. 206801.
250. Schliemann, J. Zitterbewegung of electrons and holes in III–V semiconductor quantum wells / J. Schliemann, D. Loss, R. M. Westervelt // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, №8. — P. 085323.
251. Winkler, R. Oscillatory multiband dynamics of free particles: The ubiquity of zitterbewegung effects / R. Winkler, U. Zülicke, J. Bolte // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75, №20. — P. 205314.
252. Stepanov, I., Ersfeld, M., Poshakinskiy, A. V., Lepsa, M., Ivchenko, E. L., Tarasenko, S. A., Beschoten, B. Coherent electron zitterbewegung [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/1612.06190>.
253. Тарасенко, С. А. Эффект дрожащего движения электронов с расщепленными по спину состояниями / С. А. Тарасенко, А. В. Пошакинский, Е. Л. Ивченко, И. Степанов, М. Эрсфельд, М. Лепса, Б. Бешотен // *Письма в ЖЭТФ*. — 2018. — Т. 108, №5. — С. 348–352.
254. Takagi, S. Quantum Dynamics and Non-Inertial Frames of Reference. III: Charged Particle in Time-Dependent Uniform Electromagnetic Field // *Progress of Theoretical Physics*. — 1991. — Vol. 86, №4. — P. 783–798.
255. García-Ripoll, J. J. Construction of exact solutions by spatial translations in inhomogeneous nonlinear Schrödinger equations / J. J. García-Ripoll, V. M. Pérez-García, V. Vekslerchik // *Physical Review E*. — 2001. — Vol. 64, №5. — P. 056602.
256. Meister, M. Efficient Description of Bose–Einstein Condensates in Time-Dependent Rotating Traps / M. Meister, S. Arnold, D. Moll, M. Eckart, E. Kajari, M. A. Efremov, R. Walser, W. P. Schleich // *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2017. — Vol. 66. — P. 375–438.
257. Shelykh, I. A. Polarization and Propagation of Polariton Condensates / I. A. Shelykh, Yu. G. Rubo, G. Malpuech, D. D. Solnyshkov, A. Kavokin // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 97, №6. — P. 066402.
258. Гупалов, С. В. Тонкая структура уровней локализованных экситонов в квантовых ямах / С. В. Гупалов, Е. Л. Ивченко, А. В. Кавокин // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1998. — Т. 113, №2. — С. 703–714.

259. Suffczynski, M. Exchange splitting of direct excitons / M. Suffczynski, L. Swierkowski, W. Wardzynski // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. — 1975. — Vol. 8, №4. — P. L52–L55.
260. Czajkowski, G. Heavy- and light-hole excitons in anisotropic semiconductors / G. Czajkowski, A. Tredicucci // *Il Nuovo Cimento D*. — 1992. — Vol. 14, №12. — P. 1283–1286.
261. Shelykh, I. A. The Physics of Semiconductor Microcavities / I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, G. Malpuech // *The Physics of Semiconductor Microcavities* / B. Deveaud (ed.) — Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2007. — P. 187–210.
262. Kudelski, A. Interface profiles and in-plane anisotropy in common anion type-I $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ heterostructures studied by reflectivity / A. Kudelski, A. Golnik, J. A. Gaj, F. V. Kyrychenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, Yu. G. Semenov, O. Krebs, P. Voisin // *Physical Review B*. — 2001. — Vol. 64, №4. — P. 045312.
263. Toropov, A. A. Excitonic contributions to the quantum-confined Pockels effect / A. A. Toropov, E. L. Ivchenko, O. Krebs, S. Cortez, P. Z. Voisin, J. L. Gentner // *Physical Review B*. — 2000. — Vol. 63, №3. — P. 035302.
264. Ivchenko, E. L. Heavy-light hole mixing at zinc-blende (001) interfaces under normal incidence / E. L. Ivchenko, A. Yu. Kaminski, U. Rössler // *Physical Review B*. — 1996. — Vol. 54, №8. — P. 5852–5859.
265. Ohadi, H. Spontaneous Spin Bifurcations and Ferromagnetic Phase Transitions in a Spinor Exciton-Polariton Condensate / H. Ohadi, A. Dreismann, Yu. G. Rubo, F. Pinsker, Y. del Valle-Inclan Redondo, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg // *Physical Review X*. — 2015. — Vol. 5, №3. — P. 031002.
266. Sinclair, N. W. Strain-induced darkening of trapped excitons in coupled quantum wells at low temperature / N. W. Sinclair, J. K. Wuenschell, Z. Vörös, B. Nelsen, D. W. Snoke, M. H. Szymanska, A. Chin, J. Keeling, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 83, №24. — P. 245304.
267. Sedova, I. Polarization conversion in a polariton three-waveguide coupler / I. Sedova, **E. Sedov** // *Results in Optics*. — 2021. — Vol. 4. — P. 100105.
268. Sich, M. Effects of Spin-Dependent Interactions on Polarization of Bright Polariton Solitons / M. Sich, F. Fras, J. K. Chana, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii, A. V. Gorbach, R. Hartley, D. V. Skryabin, S. S. Gavrilov, E. A. Cerda-Méndez, K. Biermann, R. Hey, P. V. Santos // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 112, №4. — P. 046403.
269. Sich, M. Spin domains in one-dimensional conservative polariton solitons / M. Sich, L. E. Tapia-Rodríguez, H. Sigurdsson, P. M. Walker, E. Clarke, I. A. Shelykh, B. Royall, **E. S. Sedov**,

- A. V. Kavokin, D. V. Skryabin, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii // *ACS Photonics*. — 2018. — Vol. 5, №12. — P. 5095–5102.
270. Shelykh, I. A. Optical analog of Rashba spin-orbit interaction in asymmetric polariton waveguides / I. A. Shelykh, A. V. Nalitov, I. V. Iorsh // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 98, №15. — P. 155428.
271. Rivas, M. *Kinematical Theory of Spinning Particles: Classical and Quantum Mechanical Formalism of Elementary Particles*. — New York: Kluwer Academic Publishers, 2002. — xxii+337 p. — ISBN 0-306-47133-7.
272. **Sedov, E. S.** Polariton polarization rectifier / **E. Sedov**, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin // *Light: Science & Applications*. — 2019. — Vol. 8, №1. — P. 79.
273. Balili, R. Actively tuned and spatially trapped polaritons / R. Balili, D. W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 88, №3. — P. 031110.
274. Bohr, N. Über die Serienspektren der Elemente // *Zeitschrift für Physik*. — 1920. — Vol. 2, №5. — P. 423–469.
275. Miller, D. A. B. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures / D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus // *Physical Review B*. — 1985. — Vol. 32, №2. — P. 1043–1060.
276. Sari, E. Electric field dependent radiative decay kinetics of polar InGaN/GaN quantum heterostructures at low fields / E. Sari, S. Nizamoglu, I.-H. Lee, J.-H. Baek, H. V. Demir // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 94, №21. — P. 211107.
277. **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.
278. Marrucci, L. Optical Spin-to-Orbital Angular Momentum Conversion in Inhomogeneous Anisotropic Media / L. Marrucci, C. Manzo, D. Paparo // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 96, №16. — P. 163905.
279. Lin, J. Polarization-Controlled Tunable Directional Coupling of Surface Plasmon Polaritons / J. Lin, J. P. Balthasar Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X.-C. Yuan, F. Capasso // *Science*. — 2013. — Vol. 340, №6130. — P. 331–334.
280. El Ketara, M. Self-induced nonlinear spin-orbit interaction of light in liquid crystals / M. El Ketara, E. Brasselet // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, №4. — P. 602–604.
281. Bliokh, K. Yu. Conservation of Angular Momentum, Transverse Shift, and Spin Hall Effect in Reflection and Refraction of an Electromagnetic Wave Packet / K. Yu. Bliokh, Yu. P. Bliokh // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 96, №7. — P. 073903.
282. Winkler, C. E. Polariton Pattern Formation and Photon Statistics of the Associated Emission / C. E. Whittaker, B. Dzurnak, O. A. Egorov, G. Buonaiuto, P. M. Walker, E. Cancellieri,

- D. M. Whittaker, E. Clarke, S. S. Gavrilov, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii // *Physical Review X*. — 2017. — Vol. 7, №3. — P. 031033.
283. Sala, V. G. Spin-Orbit Coupling for Photons and Polaritons in Microstructures / V. G. Sala, D. D. Solnyshkov, I. Carusotto, T. Jacqmin, A. Lemaître, H. Terças, A. Nalitov, M. Abbarchi, E. Galopin, I. Sagnes, J. Bloch, G. Malpuech, A. Amo // *Physical Review X*. — 2007. — Vol. 5, №1. — P. 011034.
284. Chen, H. Transformation optics and metamaterials / H. Chen, C. T. Chan, P. Sheng // *Nature Materials*. — 2010. — Vol. 9, №5. — P. 387–396.
285. Sheng, C. Trapping light by mimicking gravitational lensing / C. Sheng, H. Liu, Y. Wang, S. N. Zhu, D. A. Genov // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7, №11 — P. 902–906.
286. Leonhardt, U. Chapter 2 Transformation Optics and the Geometry of Light / U. Thomas, G. Philbin // *Progress in Optics* / E. Wolf (ed.) — Vol. 53. — Amsterdam: Elsevier, 2009. — P. 69–152.
287. McCall, M. Transformation optics and cloaking // *Contemporary Physics*. — 2013. — Vol. 54, №6. — P. 273–286.
288. Pendry, J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 85, №18. — P. 3966–3969.
289. Pendry, J. B. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena / J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, W. J. Stewart // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. — 1999. — Vol. 47, №11. — P. 2075–2084.
290. Drachev, V. P. Experimental verification of an optical negative-index material / V. P. Drachev, W. Cai, U. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, A. V. Kildishev, G. Klimeck, V. M. Shalaev // *Laser Physics Letters*. — 2005. — Vol. 3, №1. — P. 49–55.
291. Shalaev, V. M. Optical negative-index metamaterials // *Nature Photonics*. — 2007. — Vol. 1. — P. 41–48.
292. Smith, D. R. Electromagnetic Wave Propagation in Media with Indefinite Permittivity and Permeability Tensors / D. R. Smith, D. Schurig // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 90, №7. — P. 077405.
293. Smith, D. R. Partial focusing of radiation by a slab of indefinite media / D. R. Smith, D. Schurig, J. J. Mock, P. Kolinko, P. Rye // *Applied Physics Letters*. — 2004. — Vol. 84, №13. — P. 2244–2246.
294. Pendry, J. B. Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures / J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, I. Youngs // *Physical Review Letters*. — 1996. — Vol. 76, №25. — P. 4773–4776.
295. Shelby, R. A. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction / R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz // *Science*. — 2001. — Vol. 292, №5514. — P. 77–79.

296. Liu, Z. Far-Field Optical Hyperlens Magnifying Sub-Diffraction-Limited Objects / Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun, X. Zhang // *Science*. — 2007. — Vol. 315, №5819. — P. 1686.
297. Tumkur, T. Control of spontaneous emission in a volume of functionalized hyperbolic metamaterial / T. Tumkur, G. Zhu, P. Black, Yu. A. Barnakov, C. E. Bonner, M. A. Noginova // *Applied Physics Letters*. — 2011. — Vol. 99, №15. — P. 151115.
298. Cortes, C. L. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials / C. L. Cortes, W. Newman, S. Molesky, Z. Jacob // *Journal of Optics*. — 2012. — Vol. 14, №6. — P. 063001.
299. Liu, Y. All-angle negative refraction and imaging in a bulk medium made of metallic nanowires in the visible region / Y. Liu, G. Bartal, X. Zhang // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, №20. — P. 15439-15448.
300. Shalaev, V. M. Negative index of refraction in optical metamaterials / V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev, A. V. Kildishev // *Optics Letters*. — 2005. — Vol. 30, №24. — P. 3356-3358.
301. Notomi, M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap // *Physical Review B*. — 2000. — Vol. 62, №16. — P. 10696–10705.
302. Kavokin, A. V. Negative refraction of light in Bragg mirrors made of porous silicon / A. V. Kavokin, G. Malpuech, I. Shelykh // *Physics Letters A*. — 2005. — Vol. 339, №3. — P. 387–392.
303. Berrier, A. Negative Refraction at Infrared Wavelengths in a Two-Dimensional Photonic Crystal / A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylén, A. Talneau, S. Anand // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 93, №7. — P. 073902.
304. Hoffman, J. A. Negative refraction in semiconductor metamaterials / A. J. Hoffman, L. Alekseyev, S. S. Howard, K. J. Franz, D. Wasserman, V. A. Podolskiy, E. E. Narimanov, D. L. Sivco, C. Gmachl // *Nature Materials*. — 2007. — Vol. 6. — P. 946–950.
305. Jaksch, D. The cold atom Hubbard toolbox / D. Jaksch, P. Zoller // *Annals of Physics*. — 2005. — Vol. 315, №1. — P. 52–79.
306. Hennessy, K. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system / K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu, A. Imamoglu // *Nature*. — 2007. — Vol. 445, №7130. — P. 896–899.
307. Su, C. H. Towards a picosecond transform-limited nitrogen-vacancy based single photon source / C.-H. Su, A. D. Greentree, L. C. L. Hollenberg // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, №9. — P. 6240–6250.
308. Оптические свойства наноструктур: учебное пособие / Л. Е. Воробьев [и др.]; ред.: В. И. Ильин, А. Я. Шик. — СПб: Наука, 2001. — 188 с. — ISBN 5-02-024.