

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Сибирский федеральный университет»

На правах рукописи



Пятнов Максим Владимирович

**ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ МОДЫ В ОПТИКЕ
ФОТОННЫХ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ
КРИСТАЛЛОВ**

Специальность 01.04.05 – оптика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., проф.
Ветров Степан Яковлевич

Красноярск – 2019

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Локализованные моды в оптике фотонных кристаллов	10
1.1 Оптические таммовские состояния в фотоннокристаллических структурах	10
1.2 Гибридные и связанные моды в фотоннокристаллических структурах	16
1.3 Холестерический жидкий кристалл как одномерный фотонный кристалл	18
1.4 Фотонные дефектные моды холестерических жидких кристаллов	22
Глава 2. Спектральные и поляризационные свойства холестерических жидких кристаллов с дефектами структуры	27
2.1 Локализованные оптические моды в структуре «ХЖК – фазовая пластинка – металл»	28
2.1.1 Описание модели	28
2.1.2 Анизотропия пропускания	32
2.1.3 Управление спектром пропускания структуры	35
2.2 Оптические локализованные моды в структуре, состоящей из двух противоположно закрученных ХЖК слоёв и металла	39
2.3 Оптические локализованные моды в дефект-содержащей ХЖК структуре, граничащей с металлом	44
2.3.1 Анизотропный дефект в ХЖК	44
2.3.2 Полуволновой дефект в ХЖК	45
2.3.3 Дефект произвольной толщины	48
2.3.4 Управление спектральными свойствами структуры «ХЖК(1) – дефект – ХЖК(2) – металл»	50
2.4 Выводы к главе 2	54

Глава 3. Управляемые гибридные моды и связанные хиральные оптические таммовские состояния в холестерических жидких кристаллах	57
3.1 Управляемые гибридные моды в ограниченном холестерическом жидком кристалле с твист-дефектом	58
3.2 Связанные хиральные оптические таммовские состояния в холестерических жидких кристаллах	62
3.3 Выводы к главе 3	69
Глава 4. Фотонные моды в холестерике с включением резонансного нанокompозитного материала	71
4.1 Описание модели	72
4.2 Особенности спектральных свойств ХЖК с резонансным нанокompозитным дефектным слоем	74
4.3 Фотонные дефектные моды в холестерическом жидком кристалле с комбинацией слоя нанокompозита с резонансной дисперсией и твист-дефекта	77
4.4 Управление спектром пропускания ХЖК с комбинированным дефектным слоем	80
4.5 Влияние размерного эффекта на спектральные характеристики ХЖК, содержащего резонансный слой нанокompозита	83
4.6 Выводы к главе 4	85
Заключение	87
Список сокращений и условных обозначений	89
Благодарности	90
Список литературы	91
Список рисунков	109
Приложение А. Метод Берремана для вычисления спектральных свойств одномерных анизотропных структур	116

Введение

Характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованию распространения света в одномерных фотоннокристаллических структурах на основе холестерических жидких кристаллов. Исследуются спектральные и поляризационные проявления локализованных мод, индуцированных как объёмными дефектами структуры холестерика, так и границами кристалла. Описываются фундаментальные эффекты, не проявляющиеся в скалярных структурах и допускающие практическое применение в устройствах фотоники и оптоэлектроники.

Актуальность темы

Фотонные кристаллы (ФК) вызывают большой интерес исследователей, что, в первую очередь, связано с перспективой их применения в оптоэлектронике и фотонике. Особенность строения таких материалов заключается в том, что их диэлектрическая проницаемость изменяется периодически в одном, двух или трех измерениях с пространственным масштабом периодичности, сравнимым с длиной световой волны. В ФК с дефектом решетки, т.е. с нарушенной периодичностью, в фотонных запрещенных зонах появляются полосы пропускания, положением и коэффициентом пропускания которых можно управлять. При этом свет локализуется в области дефекта, что приводит к увеличению интенсивности световой волны внутри дефектного слоя [1; 2].

Сегодня существует большой интерес к изучению поверхностных свойств ФК. Так, в последние годы активно исследуется особый тип локализованных электромагнитных мод, которые можно возбудить при нормальном падении света на кристалл – оптическое таммовское состояние (ОТС) [3]. На основе данного явления сконструирован ряд устройств, среди которых датчики, солнечные ячейки и лазеры.

Для многих приложений важно иметь возможность перестраивать фотонную зонную структуру посредством внешних воздействий. Хорошо известны высокая чувствительность к внешним полям [4; 5] и сильная анизотропия диэлектрической проницаемости жидких кристаллов. Интересной разновидностью жидких кристаллов являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК или холестерики). В отличие от скалярных ФК, их фотонная запрещенная зона существует только для света круговой поляризации, имеющей

направление, такое же, как у спирали. Такую круговую поляризацию называют дифрагирующей. Излучение с круговой поляризацией, не совпадающей с закруткой спирали холестерика (недифрагирующая поляризация), не испытывает дифракционного отражения и беспрепятственно проходит сквозь структуру. Холестерики обладают всеми свойствами фотонных кристаллов, поэтому их выделяют в особый класс – хиральных ФК [6].

Новые возможности управления светом возникают в одномерных ФК с наноструктурированными металл-диэлектрическими дефектными слоями. В нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости, при том, что оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют [7]. Положение резонанса, который лежит в области видимого света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц.

Таким образом, экспериментальные и теоретические исследования локализованных мод в перестраиваемых фотоннокристаллических структурах, организованных на основе холестериков с включением анизотропных и резонансных материалов, весьма перспективны.

Цель и задачи диссертационного исследования

Целью диссертационной работы является теоретическое исследование спектральных и поляризационных свойств фотоннокристаллических структур, организованных на основе холестерического жидкого кристалла с включением материалов с анизотропией и резонансной частотной дисперсией; изучение особенностей распространения и локализации света в таких средах; поиск новых эффективных способов управления оптическими свойствами таких структур.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследовать спектральные и поляризационные особенности локализованных оптических мод в структурах: «холестерик – четвертьволновая пластинка – металл», «левый холестерик – правый холестерик – металл», «дефект-содержащий холестерик – металл». Изучить, соответственно, спектры пропускания при падении света как циркулярно-поляризованного излучения, так и света линейной поляризации со стороны холестерика и металлической плёнки; зависимость частот локализованных мод от величины угла между директорами на границе

- противоположно закрученных холестериков; влияние на спектральные свойства толщины дефектного анизотропного слоя в холестерике. Обсудить возможности управления спектром пропускания структур посредством внешних полей, действующих на холестерик.
2. Изучить связь между дефектной модой холестерика, индуцированной твист-дефектом, и локализованной модой системы «холестерик – фазовая пластинка – металл». Рассчитать спектры пропускания структуры для различных поляризаций падающего света. Показать возможности для перестройки спектров структуры при помощи изменения угла твист-дефекта и шага спирали.
 3. Аналитически и численно исследовать возможность реализации мод, образованных двумя связанными хиральными оптическими таммовскими состояниями, локализованными на границах холестерика, сопряженного с сохраняющими поляризацию анизотропными зеркалами. Изучить влияние на спектр толщины слоя холестерика. Сравнить результаты численного расчёта с полученными аналитическими выражениями.
 4. Исследовать фотонные дефектные моды в холестерике, содержащем слой нанокompозита с резонансной дисперсией. Изучить спектральное проявление расщепления границы запрещённой зоны и дефектной моды в запрещённой зоне холестерика при совпадении её частоты с резонансной частотой нанокompозита. Рассмотреть комбинированный дефект из слоя нанокompозита и твист-дефекта. Показать возможности для перестройки спектральных свойств холестерика при помощи изменения угла падения света, периода и разности фаз холестерической спирали по обе стороны дефектного слоя.

Научная новизна диссертации состоит в следующем:

1. Предложены новые модели на основе холестерика, ограниченного металлической плёнкой, в которых могут быть возбуждены локализованные оптические моды. Показано, что для локализации света между холестериком и металлом необходимо использовать дополнительный анизотропный элемент. Таким элементом может быть, например, четвертьволновая фазовая пластинка, дополнительный слой холестерика противоположной закрутки либо анизотропный планарный дефект в холестерике.

2. Впервые изучены гибридные моды в ограниченном металлической плёнкой холестерике с твист-дефектом структуры. Показана возможность эффективного управления характеристиками таких мод путём изменения угла твист-дефекта и шага спирали холестерика.
3. Предсказаны связанные оптические моды, обусловленные взаимодействием между хиральными таммовскими состояниями, которые локализованы на границах фотонного холестерического жидкого кристалла, сопряженного с сохраняющими поляризацию анизотропными зеркалами.
4. Впервые исследованы локализованные моды в холестерике, содержащем резонансный нанокompозитный дефект. Установлено спектральное проявление расщеплений границы запрещённой зоны и дефектной моды в запрещенной зоне холестерика при совпадении их частот с резонансной частотой нанокompозита.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В структурах на основе холестерика, ограниченного металлом, и содержащих анизотропный фазоизменяющий элемент, возбуждаются локализованные моды.
2. Образование гибридных мод происходит в результате связи дефектной моды холестерика и локализованной моды системы «холестерик – фазовая пластинка – металл».
3. Уменьшение толщины холестерика, ограниченного анизотропными зеркалами, приводит к расщеплению вырожденной частоты хиральных оптических таммовских состояний и образованию связанных мод.
4. В холестериках, содержащих металл-диэлектрический нанокompозит, реализуется резонансное расщепление дефектной моды или границы запрещённой зоны.

Теоретическая и практическая значимость исследования

Теоретическая значимость работы заключается в том, что она вносит вклад в понимание поляризационных особенностей распространения излучения в хиральных фотонных кристаллах. Сделан вывод о необходимости использования анизотропного фазоизменяющего элемента для возбуждения локализованных мод в холестериках, ограниченных металлическим слоем. Показано, что для различных поляризаций падающего света в холестерике, сопряженном с сохраняющими поляризацию зеркалами, возбуждаются раз-

личные типы локализованных мод, которые спектрально проявляются на разных частотах. Изучено влияние резонансной дисперсии дефектного слоя в холестерике на его спектральные характеристики. Практическая значимость исследований заключается в расширении возможностей контроля оптических свойств фотоннокристаллических структур на основе жидких кристаллов за счет высокой чувствительности последних к внешним воздействиям. В частности, предложено управлять характеристиками гибридных мод, возбуждаемых в ограниченном металлическом слое холестерике, за счёт изменения угла твист-дефекта и шага спирали кристалла. Предложены способы усовершенствовать несколько уже известных миниатюрных фотоннокристаллических устройств путём использования в них жидких кристаллов. Предложена идея перестраиваемого оптического вентиля на основе холестериков.

Методология и методы исследования.

Основу диссертации составляет численный метод расчёта одномерных анизотропных структур Берремана (приложение А), а также аналитические методы.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов обусловлена непротиворечивостью использованных моделей основным физическим представлениям, корректностью использованных приближений, использованием известных численных методов, а также соответствием результатов моделирования аналитическим расчётам и экспериментам.

Материалы диссертации опубликованы в 9 печатных работах в рецензируемых журналах из списка ВАК, среди которых «Optics Letters», «Physical Review E», «Liquid Crystals», «Photonics», «JOSA B», «Journal of Optics», «Физика твёрдого тела», «Оптика и спектроскопия».

Результаты работы были представлены на международных и всероссийских конференциях: «4th Asian Conference on Liquid Crystals» (Шеньжень, Китай 2019 г.); «27th International Liquid Crystals Conference» (Киото, Япония 2018 г.); «14th European Conference on Liquid Crystals» (Москва, 2017 г.); «6th Workshop on Liquid Crystals» (Любляна, Словения, 2016 г.); «Progress in Electromagnetic Research Symposium» (Прага, Чехия, 2015 г.); «Фундаментальные проблемы оптики» (Санкт-Петербург, 2012, 2014, 2016, 2018 гг.); «Оптика-2015» (Санкт-Петербург, 2015 г.); «Всероссийский конкурс-конференция работ по оптике и лазерной физике» (Самара, 2014 г.); «Волны» (Москва,

2014, 2015 гг.), «Первая Всероссийская конференция по жидким кристаллам» (Иваново, 2012 г.).

Личный вклад автора. Автором проведены все расчеты, получены аналитические выражения, интерпретировано большинство из полученных результатов. Автор участвовал в постановке целей и задач исследований совместно с научным руководителем С. Я. Ветровым. Реализация алгоритмов расчета и интерпретация части результатов была осуществлена совместно с И. В. Тимофеевым.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и одного приложения. Полный объём диссертации составляет 124 страницы, включая 57 рисунков. Список литературы содержит 180 наименований.

Статьи автора по главам

- Глава 2 [8–12]
- Глава 3 [13; 14]
- Глава 4 [15; 16]

Глава 1. Локализованные моды в оптике фотонных кристаллов

1.1 Оптические таммовские состояния в фотоннокристаллических структурах

Фотонные кристаллы – это одномерные, двумерные или трёхмерные материалы, диэлектрическая проницаемость которых изменяется периодически с периодом, соизмеримым с длиной оптической электромагнитной волны. Из-за пространственной периодичности электромагнитные волны в ФК имеют зонный характер спектра, подобно тому как периодический в пространстве потенциал приводит к зонному спектру электронов [1; 2; 17–20].

Если оптическая разность фаз между лучами, отраженными от последовательных плоскостей решетки, составляет целое число длин волн, возникает конструктивная интерференция. В результате, в спектральном составе прошедших через кристалл световых волн образуются фотонные запрещённые зоны [21]. Их появление означает, что в заданном спектральном диапазоне свет не может войти в ФК или выйти из него в заданном направлении.

По характеру изменения показателя преломления фотонные кристаллы делятся на три класса: одномерные, двумерные и трёхмерные. Важным свойством ФК является высокая степень локализации электромагнитных волн на дефектах решетки. В ФК с дефектом решетки, т.е. с нарушенной периодичностью возникают дополнительные разрешённые уровни энергии, соответствующие локализованным дефектным модам. В фотонных запрещённых зонах появляются полосы пропускания, положением и коэффициентом пропускания которых можно управлять, варьируя геометрические и структурные параметры. При этом свет локализуется в области дефекта, что приводит к увеличению интенсивности световой волны внутри дефектного слоя.

Поверхностные электронные состояния представляют собой состояния, пространственно локализованные вблизи поверхности твёрдого тела. В 1932 г. советский физик Игорь Евгеньевич Тамм решил квантовомеханическую задачу о движении электрона в потенциальном поле следующего типа: внутри кристалла потенциал предполагался периодическим, а вне кристалла — потенциал постоянный. Им было показано, что вблизи поверхности кристалла могут

существовать особые поверхностные состояния электронов, которые в дальнейшем были названы его именем — таммовские [22]. Такие состояния электронов обладают дискретным энергетическим спектром и волновыми функциями, имеющими максимальное значение на границе раздела и экспоненциально спадающими в обе стороны от неё.

Сегодня, наряду с изучением объемных свойств одномерных фотонных кристаллов, активно исследуются поверхностные электромагнитные волны в таких средах [3; 23]. В оптике аналогом задачи, решённой И. Е. Таммом, является задача распространения электромагнитной волны через границу раздела ФК - металл. Металл обладает отрицательной диэлектрической проницаемостью, поэтому он выступает в роли потенциального барьера, а фотонный кристалл - периодического потенциала. Уравнение Максвелла в этом случае сводится к уравнению Гельмгольца, которое является точным аналогом одноэлектронного уравнения Шрёдингера для полубесконечного кристалла, решением которого является таммовское поверхностное состояние. В силу этого электромагнитный аналог таммовского электронного состояния называется оптическим таммовским состоянием (ОТС). Наблюдать такое состояние можно при падении волн по нормали к слоям ФК. Электромагнитное поле локализуется на границе между фотонным кристаллом и металлическим слоем, и экспоненциально спадает вглубь обеих сред. Свет блокируется между двумя зеркалами — брэгговским и металлическим, так как длина волны ОТС соответствует запрещенной зоне фотонного кристалла, а также находится в области отрицательных значений действительной части диэлектрической проницаемости металла. Экспериментально ОТС проявляется в виде узкого резонанса в спектре пропускания или отражения образца.

Термин «Оптическое таммовское состояние» впервые введен в работе [24]. Авторы показали, что на границе двух периодических структур, имеющих перекрывающиеся запрещённые зоны, может быть возбуждено локализованное состояние. Такое состояние спектрально проявляется в виде провала в спектре отражения образца. Амплитуда поля, локализованного на частоте ОТС, экспоненциально спадает в обе стороны при удалении от границы раздела двух зеркал. Увеличение угла падения приводит к сдвигу частоты ОТС в коротковолновую область. Теми же авторами в работе [25], посвященной созданию поляритонного лазера на основе ОТС, отмечено, что условие вычисления ча-

стоты ОТС имеет вид

$$r_L r_R = 1, \quad (1.1)$$

где r_L и r_R - амплитудные коэффициенты отражения зеркал.

Статья [26] посвящена описанию особенностей поверхностных волн, формируемых на поверхности одномерных фотонных кристаллов. Авторы отмечают, что поверхностные локализованные состояния могут возбуждаться как на границе двух ФК, так и ФК, граничащего со средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Отмечено, что сопряжение магнитного ФК с немагнитным приводит к значительному усилению эффектов Фарадея и Керра в таких структурах. Экспериментальному подтверждению данных результатов посвящена статья [27]. Усиление Фарадеевского вращения также продемонстрировано в работе [28]. Однако, в отличие от предыдущих исследований, авторы рассмотрели структуру, содержащую слой графена, внедрённый между фотонными кристаллами. В результате, помимо значительного усиления Фарадеевского вращения наблюдается почти идеальное пропускание.

Известно, что обычные поверхностные плазмоны не могут быть непосредственно возбуждены светом падающим на поверхность. Авторы работы [29] показали, что плазмон-поляритон может быть сформирован на границе между металлом и диэлектрическим брэгговским зеркалом, при этом имея нулевой волновой вектор вдоль поверхности, т.е. при нормальном падении. По аналогии с электронными таммовскими состояниями на поверхности кристалла, эти возбуждения они назвали таммовскими плазмонами и предсказали, что они могут существовать как для ТЕ, так и для ТМ поляризации падающего излучения и характеризуются параболическими дисперсионными соотношениями. Они показали также, что дисперсия таммовского плазмона лежит внутри светового конуса. Таким образом, он может быть возбужден без призм или решёток. Экспериментальному наблюдению таммовских плазмонов посвящена работа [30].

Недавно ОТС удалось возбудить на границе одномерного фотонного кристалла и органического полимерного слоя, допированного красителем [31]. Существование таких состояний обусловлено металлоподобными оптическими свойствами экситонного слоя на основе агрегированных молекул красителя. Отрицательной диэлектрической проницаемостью в оптическом диапазоне частот могут обладать также нанокompозит с резонансной дисперсией [32], и нанопористый металл [33], которые было предложено использовать в качестве одного

из зеркал. При этом использование предложенных материалов позволяет еще и перестраивать положение частоты ОТС при помощи различных факторов.

Экспериментальное исследование различных факторов, таких как материал металлической плёнки, угол падения света, толщина слоёв фотонного кристалла, влияющих на добротность и время жизни ОТС, проведено в работе [34]. Установлено, что время жизни и добротность ОТС зависят от бислоев кристалла, толщины металлической плёнки, а также от свойств металлов.

Такой интерес к оптическим таммовским состояниям и таммовским плазмонам связан с их возможными применениями. Так, оптически бистабильное переключение было предложено реализовать в структуре на основе оптической ячейки, в которой могут быть возбуждены таммовские плазмоны [35]. При этом ячейка содержит Керровскую среду между металлическим слоем и брэгговским зеркалом. Авторы показали, что возбуждение бистабильного переключения обусловлено наличием ОТС. Бистабильные характеристики ячейки оказываются чувствительными к поляризации падающего оптического излучения. Еще один вариант бистабильного переключателя предложен в [36], однако, в отличие от предыдущей работы, здесь авторы предлагают использовать фотонный кристалл из нелинейных материалов.

Возможность управления положением ОТС при помощи нематического жидкого кристалла была показана в работе [37]. Была изучена модель, состоящая из двух различных фотонных кристаллов, один из которых состоит из магнитных слоёв, чередующихся с нематическими слоями. Показано, что при приложении внешнего напряжения возникнет сдвиг длины волны ОТС, что связано с изменением диэлектрической проницаемости нематика.

Очень перспективным направлением применения ОТС и таммовских плазмонов являются поглотители. В работе [38] предложен поглотитель в оптической и ближней инфракрасной областях спектра на основе двумерного металлического волновода, содержащего в ядре фотонный кристалл. Согласно расчетам авторов в такой структуре возможно поглощение вплоть до 0,991. В [39] рассмотрена структура, состоящая из металлической плёнки и фотонного кристалла, образованного последовательность Фибоначчи. Это позволяет получить в спектре большее число фотонных запрещённых зон и соответственно возбудить несколько таммовских плазмонов, что приводит к большему числу пиков поглощения. Предложено использовать в качестве поглотителей таммовские структуры, содержащие слои дисульфида молибдена [40].

Использование графена позволяет значительно улучшить свойства поглотителей. В статье [41] предлагается встроить слой графена в фотонный кристалл. Локализация поля на границе раздела металл-диэлектрик обеспечивает существенное увеличение поглощения встроенным графеновым монослоем. Установлено, что расположение монослоя графена играет важную роль в настройке общего поглощения. Проявление усиленного поглощения иллюстрируется воздействием на нелинейно-оптический отклик графенового монослоя.

В [42] предложены органические солнечные элементы на основе фотонных кристаллов. Демонстрируется усиление поглощения в широком диапазоне частот. Поглощательная способность предложенного солнечного элемента была увеличена на 35% по сравнению с обычными органическими солнечными элементами. При этом усиление поглощения достигается как для ТЕ, так и ТМ-волн.

В работе [43] экспериментально показали возможность реализации источника одиночных фотонов, на основе ограниченных таммовских плазмонных мод. Была сконструирована структура, состоящая из одной квантовой точки, находящейся на границе золотого микродиска и фотонного кристалла. В структуре возникает нелинейность динамики излучения и статистики фотонов в зависимости от скорости возбуждения.

В работе [44] авторы предсказали, что края конечного одномерного массива с высоким показателем преломления диэлектрических наночастиц могут поддерживать затухающие ОТС.

В [45] был предложен и реализован механизм экстремально высокого пропускания света через наноотверстие, который основан на помещении наноотверстия в золотой пленке в световое поле, локализованное на границе пленки и одномерного фотонного кристалла. Этот эффект связан с усилением поля на границе сверхрешётки и металлической пленки, которое обусловлено появлением ОТС.

Настройка частоты таммовского плазмона при помощи жидкого кристалла экспериментально показана в [46]. Авторы создали структуру, состоящую из металлической плёнки и фотонного кристалла, разделённых слоем нематика. Варьируя температуру, а также угол между направлением поляризации падающего света и директором жидкого кристалла им удалось добиться сдвига частоты ОТС на 11 нм.

Предложены различные варианты сенсоров на основе ОТС. В [47] предлагается концепция определения показателя преломления с использованием спектроскопической эллипсометрии и определения фазы. Экспериментально обнаружено, что чувствительность можно улучшить, отрегулировав угол падения поляризованного света, толщину верхнего слоя и брэгговскую частоту фотонного кристалла. Изменение разности фаз р-поляризованного и s-поляризованного света может достигать 34° при изменении окружающей среды с воздуха (показатель преломления $n = 1.00028$) на диоксид углерода ($n = 1.00045$).

В [48] предложен новый оптический сенсор на основе таммовских плазмонов, локализованных на границе между многослойным пористым брэгговским отражателем из SiO_2 и TiO_2 и тонкой золотой плёнкой. Экспериментально в спектре пропускания обнаружен резонанс на частоте, соответствующей брэгговскому отражению, спектральное положение которого контролируется при воздействии различных растворителей, что демонстрирует чувствительность устройства к изменению показателя преломления. Сенсор для точного определения температуры продемонстрирован в [49]. Он состоит из тонкой серебряной плёнки, нанесённой на распределённый брэгговский отражатель из SiO_2 и Ta_2O_5 . Глубина резонанса, соответствующего таммовскому плазмону, равномерно уменьшается в зависимости от температуры, не влияя на его резкость.

Инфракрасный тепловой эмиттер на основе ОТС был создан и продемонстрирован в работе [50]. В отличие от обычных структур, в которых возбуждаются таммовские плазмоны, предложенная структура имеет толстый слой металла, который является более устойчивым к тепловому излучению. Представлены оптимальные конструкции для четырех различных металлов: алюминия, золота, молибдена и вольфрама.

Ряд работ посвящен созданию лазеров на основе таммовских плазмонов. В [51] экспериментально продемонстрирован лазер на основе таммовской структуры, которая состоит из квантовых ям, внедренных в брэгговский отражатель, поверхность которого покрыта слоем серебра. Продолжением данного исследования является работа [52], в которой создана структура, содержащая металлические диски разного размера. Еще несколько вариантов геометрии структуры для лазера предложены в работах [53; 54].

В [55] теоретически и экспериментально продемонстрировано, что в плазмонных структурах металл / полупроводник вероятность спонтанного излучения может быть увеличена, несмотря на потери в металле. Была изготовлена

структура с квантовыми точками и измерена картина эмиссии. Теоретический анализ экспериментальных результатов показал, что можно достичь усиления на один порядок. Были проанализированы электромагнитные моды структуры и рассчитана модификация скоростей спонтанного излучения, показывающая хорошее согласие с экспериментально наблюдаемой диаграммой излучения.

В [56] продемонстрирован гибридный нанолазер на основе плазмонного кристалла, который имеет нанопроволоку из оксида цинка, размещенную на поверхности алюминиевых решеток с дефектом в виде нанотрубки. Лазирующее действие нанополости преодолевает омические потери в плазмонных наноструктурах. Такой нанолазер обладает чрезвычайно малым объемом мод, узкой шириной линии и высоким фактором Парселла, который может способствовать сильному взаимодействию света и вещества. Устройство может использоваться в качестве датчика показателя преломления, который очень чувствителен к локальным изменениям показателей преломления окружающих материалов.

1.2 Гибридные и связанные моды в фотоннокристаллических структурах

Оптические таммовские состояния и таммовские плазмоны могут быть сильно связаны друг с другом или с резонансами другой природы, такими как резонаторные моды и экситон-поляритоны, поверхностные плазмоны. Характерным для таких гибридных мод является квазипересечение резонансов друг с другом при перестройке положения одного из них.

Одна из первых теоретических работ, посвященных гибридным модам, описывает резонансное связывание таммовских плазмонов с экситон-поляритонами [57]. Изучались собственные моды структуры, состоящей из металла и фотонного кристалла, содержащего дефект структуры, в который были внедрены квантовые точки. Путём вариации толщины слоя, прилегающего к металлу, показано изменение частоты возбужденных гибридных мод. Способ управления гибридными модами при помощи эффекта Штарка предложен в [58]. Данному взаимодействию посвящена также экспериментальная работа [59], в которой исследовались гибридные моды, образованные таммовским плазмоном, дефектной модой и двумя типами экситонов. В [60] экспериментально изучались

свойства резонатора с четырьмя встроенными квантовыми ямами, в которых расположены экситоны. Резонатор покрыт монослоем $MoSe_2$ и слоем золота. Образование гибридных мод подтверждается исследованиями фотолюминесценции и спектров отражения.

В [61] показана возможность модуляции собственных состояний брэгговского поляритона путём варьирования толщины верхнего слоя брэгговской структуры, граничащей с металлом.

Используя спектроскопию, показан переход из однополостной моды в два ОТС при внедрении тонкого металлического слоя в плоскую органическую микрополость [62]. Собственные энергии обеих мод сильно зависят от толщины металла и обоих соседних диэлектрических слоев. Показано, что оба резонанса не могут иметь одинаковую длину волны, что указывает на явное антипересечение. Экспериментально наблюдаемое расщепление моды резонатора на два резонанса подтверждается расчетами матрицы переноса.

В работе [63] авторы наблюдали гибридные состояния в органическом микрорезонаторе с внедрённым слоем серебра. Такие состояния обусловлены связью фотонных мод резонатора и таммовских плазмонов. Экспериментально получена параболическая дисперсионная зависимость гибридных состояний. Наблюдалось также расщепление ортогонально поляризованных резонансов. Результаты эксперимента подтверждены численно и на основе развитой аналитической модели.

Впервые о гибридизации таммовских и поверхностных плазмонов было сообщено в [64]. Величина связи в эксперименте контролировалась путём изменения угла падения света на образец.

В работе [65] были экспериментально исследованы гибридные моды, образованные таммовским, поверхностным и локализованным поверхностным плазмоном.

Связывание между локализованными поверхностными плазмонами и гибридными таммовскими плазмонами продемонстрировано в [66].

Управляемые гибридные моды на основе таммовских плазмонов и резонаторных мод изучены в работе [67]. Новая концепция детекторов ближнего инфракрасного диапазона с использованием гибридных таммовских мод для оптического усиления поглощения состояния переноса заряда в объемном гетеропереходе органического фотодиода предложена в работе [68]. Датчик

показателя преломления на основе связывания гибридных мод предложен в работе [69].

Органические светодиоды, излучающие белый свет, на основе гибридных мод таммовских плазмонов и резонаторных мод были продемонстрированы в [70]. Особенность белого цвета состоит в том, что для его получения нужны, по крайней мере, два цвета, балансирование интенсивности которых позволит получить необходимую цветопередачу. Показано, что использование гибридных мод позволяет добиться данной цели.

Возможность лазерной генерации в микрорезонаторе с двумя металлическими слоями, помещенными внутрь активной области, показана теоретически в [71]. Область из оптически активного органического материала заключена между двумя слоями серебра и окружена брэгговскими отражателями. Собственные моды микрорезонатора сформированы с участием таммовских плазмонов. Для наблюдения лазерной генерации малое затухание собственной оптической моды микрорезонатора обеспечивается расположением металлических слоев в узлах электрического поля оптической моды. Металлические слои внутри резонатора могут использоваться в качестве контактов для электрической накачки лазера.

Сенсор, позволяющий определять различные компоненты крови, предложен в [72]. Рассматриваемая одномерная структура состоит из ячейки с кровью, расположенной между двумя тонкими слоями серебра, каждый из которых граничит с распределённым брэгговским отражателем. При падении света на структуру возбуждаются два таммовских плазмона, при этом частота одного сдвинута относительно другого из-за наличия ячейки с кровью. По разнице частот можно определить показатель преломления ячейки с кровью, и, соответственно, сделать вывод о её составе.

1.3 Холестерический жидкий кристалл как одномерный фотонный кристалл

Холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) или иначе холестерики являются одномерными средами, которые образованы вытянутыми молекулами, упорядоченными в геликоидальную структуру [73–77]. В плоскости, перпен-

дикулярной оси геликоида, молекулы в среднем ориентированы одинаково. Направление их усреднённой ориентации характеризуется вектором единичной длины, называемым директором. Вдоль оси директор непрерывно вращается, образуя двулучепреломляющую структуру, поэтому холестерик может быть представлен как закрученный одноосный кристалл (Рисунок 1.1). Расстояние p вдоль геликоидальной оси, на котором директор поворачивается на 360° , называется шагом холестерической спирали. Периодом холестерика является расстояние, равное $p/2$, это связано с тем, что оптические свойства ХЖК на расстоянии $p/2$ эквивалентны.

ХЖК обладают рядом необычных оптических свойств. Одно из таких свойств это — селективное отражение света определённой круговой поляризации. При нормальном падении в диапазоне длин волн $pn_o < \lambda < pn_e$, где n_o и n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, наблюдается фотонная запрещенная зона ХЖК. Она существует для света круговой поляризации, имеющей направление, такое же, как у спирали. Такое циркулярно-поляризованное излучение отражается ХЖК, при этом коэффициент отражения зависит от толщины слоя. Для света, распространяющегося вдоль оси геликоида, в спектре существует только одна полоса селективного отражения. Такую круговую поляризацию называют дифрагирующей. Излучение с круговой поляризацией, не совпадающей с закруткой спирали ХЖК (недифрагирующая поляризация), не испытывает дифракционного отражения и беспрепятственно проходит сквозь структуру.

В отличие от других типов одномерных фотонных кристаллов для ХЖК существует точное решение уравнений Максвелла при нормальном падении света [78–82]. Собственные решения представляют собой суперпозицию двух циркулярно-поляризованных плоских волн. Это могут быть либо две волны с противоположными круговыми поляризациями, распространяющиеся в одном направлении, либо две волны с одной и той же круговой поляризацией, распространяющиеся в противоположных направлениях.

Преимуществом ХЖК является его управляемость. Изменяя температуру, прикладывая внешние электрические или магнитные поля, используя фотоориентационный эффект (ориентация молекул ХЖК поляризованным светом) возможно изменить структуру ХЖК [4; 5; 83–85]. Например, увеличить или уменьшить шаг холестерической спирали и тем самым изменить положение запрещенной зоны.

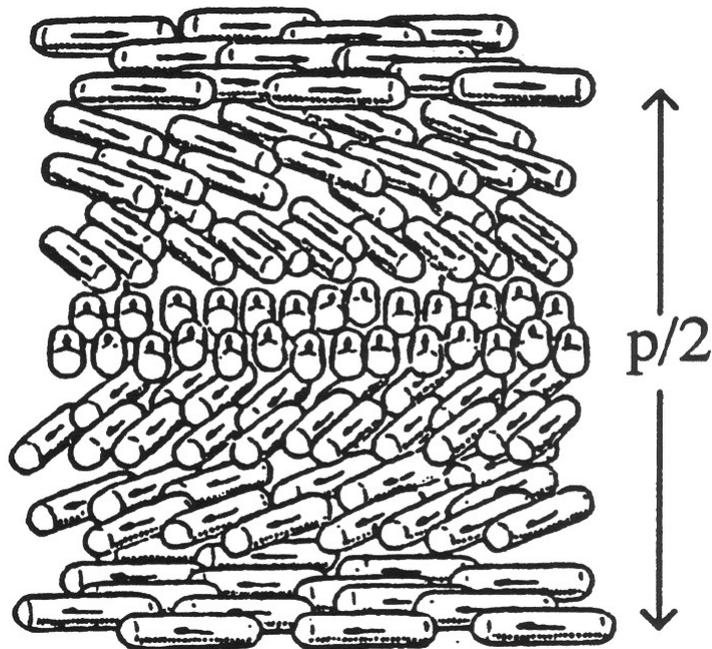


Рисунок 1.1 — Схематическое представление холестерического жидкого кристалла [2].

ХЖК вызывают большой интерес в качестве элементов более сложных устройств. Поляризационно зависимый оптический диод, состоящий из двух ХЖК-слоев с различными шагами спирали, разделённых полуволновым нематическим слоем, предложен и реализован в [86]. Малая часть света дифрагирующей поляризации, для которой существует запрещённая зона, прошедшая сквозь первый слой ХЖК, пройдя сквозь полуволновой слой, изменит свою поляризацию и беспрепятственно распространится сквозь второй слой. При падении света на структуру с другой стороны, запрещённая зона будет существовать уже в другой области.

Неоднократно рассматривались скалярные фотонные кристаллы с ХЖК слоем внутри [87–90]. В данных работах показана эффективная перестройка спектральных свойств фотонного кристалла и перестройка положения пиков, соответствующих фотонным дефектным модам при помощи внешних полей.

Как было отмечено, ХЖК отражает только свет с круговой поляризацией, совпадающей с закруткой спирали. В обзоре [91] описаны и экспериментально продемонстрированы несколько способов заставить ХЖК отражать свет любой поляризации. Например, удалось создать полимерную сеть в холестерической фазе, включающую обе закрутки спирали [92]. Также в этом обзоре проведена аналогия между холестериками и кутикулами жуков типа *Plusiotis resplendens* и крабов *Carcinus maenas*, которые демонстрируют сходные оптические свойства.

Важной особенностью ХЖК является то, что он может обладать двумя или даже тремя оптически стабильными состояниями. Это замечательное свойство позволяет применять ХЖК в различных оптических устройствах, в том числе белом лазере [93; 94].

Идея использования холестериков при создании электронной бумаги вызывает большой интерес сегодня [95].

Аналитическая теория локализованных краевых мод в ХЖК развита в [96]. Рассматривался случай, когда средняя диэлектрическая проницаемость жидкого кристалла совпадала с диэлектрической проницаемостью окружающего материала. Получены и аналитически решены уравнения, определяющие частоты краевых мод с низким затуханием. Выполнены численные расчеты порога генерации распределенной обратной связи на частотах граничных мод для значений параметров, типичных для эксперимента.

Расчету и измерению плотности фотонных состояний в холестерических жидких кристаллах посвящены работы [97–99]. В [97] на основе измерения вращения плоскости поляризации определены плотность фотонных состояний, фазовая и групповая скорости света, результаты сравнены с полученными аналитическими выражениями для этих величин. В [99] плотность фотонных состояний в области фотонной запрещенной зоны и вне её определены из спектров поляризованной люминесценции. Установлено, что фотонные состояния выталкиваются из зоны, что приводит к уменьшению зоны и образованию максимумов вблизи границ. Вблизи длинноволновой границы запрещенной зоны относительная интенсивность люминесценции существенно увеличивается по сравнению с плотностью фотонных состояний, что связано с поляризационными характеристиками фотонных мод. Полученные результаты могут быть использованы для низкопороговой лазерной генерации в ХЖК [100]. Существует две возможности такой генерации – на краю запрещенной зоны [101] и на дефектной моде. Последний случай более подробно описан в пункте 1.4.

Благодаря указанным свойствам холестерические жидкие кристаллы относят к классу одномерных самосборных хиральных фотонных кристаллов [6].

1.4 Фотонные дефектные моды холестерических жидких кристаллов

Введение дефектов разных типов (Рисунок 1.2) в структуру идеального холестерического жидкого кристалла, подобно обычным фотонным кристаллам, приводит к возникновению в запрещенных зонах узких полос пропускания, соответствующих локализованным дефектным модам. Структура становится подобна резонатору Фабри-Перо с анизотропными зеркалами из слоёв ХЖК. Первой работой, в которой рассматривались комбинированные системы, включающие несколько слоёв ХЖК, является работа Мосини и Табиряна [102], в которой предложены несколько геометрий жидкокристаллических резонаторов, в том числе с ХЖК слоями. Экспериментальная демонстрация такого резонатора была осуществлена только через несколько лет [103] с целью развития концепции управляемого фильтра. Авторы использовали одинаковые полимерные слои ХЖК в качестве зеркал и им удалось создать резонатор в инфракрасной области. Измеренные спектры пропускания для дифрагирующей поляризации показали наличие нескольких пиков пропускания внутри фотонной запрещённой зоны ХЖК. Излучение недифрагирующей циркулярной поляризации прошло сквозь структуру почти без потерь, и каких-то особенностей спектра для такой поляризации авторами выявлено не было, что связано с тем, что внутрь зеркал была налита изотропная жидкость с показателем преломления, равным среднему показателю преломления анизотропных зеркал. Экспериментальные спектры для обеих круговых поляризаций совпали с расчетными, полученными при помощи матричного метода Берремана [104].

В том же году была опубликована расчетная работа Янга с соавторами [106], в которой авторы использовали концепцию фотонных кристаллов для описания свойств ХЖК с дефектом структуры. Новизной данной работы являлось то, что авторы рассчитали спектральные свойства ХЖК, содержащего изотропный дефектный слой с показателем преломления, отличающимся от среднего показателя преломления ХЖК. В результате, оказалось, что в этом случае возникает особенность в спектре пропускания для недифрагирующей поляризации. На той же частоте, на которой проявляется пик для дифрагирующей поляризации, возникает провал для недифрагирующей. При этом коэффициенты пропускания у обоих резонансов в центре совпадают.

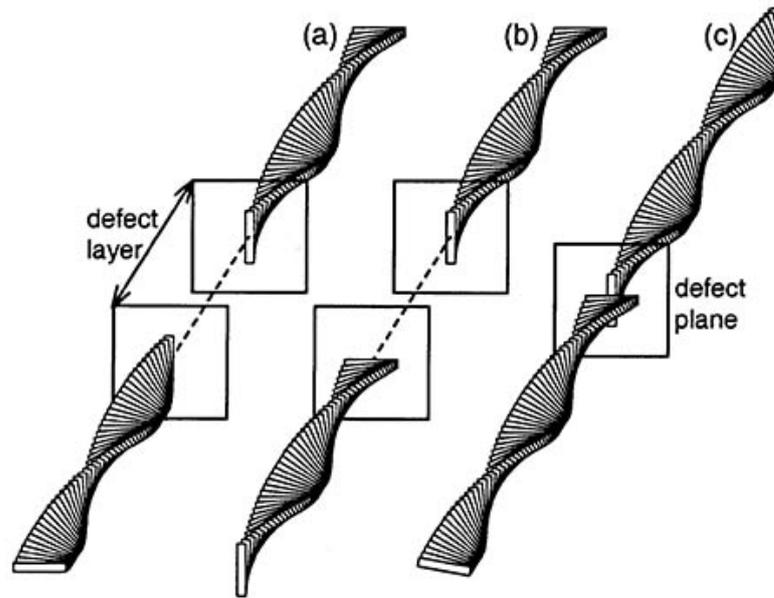


Рисунок 1.2 — Различные типы дефектов в ХЖК: (а) дефектный слой, (б) комбинация дефектного слоя с твист-дефектом, (с) твист-дефект [105].

Через год вышла из печати статья Геворгяна с соавторами, в которой теоретически были рассмотрены системы «ХЖК-стекло-ХЖК» и «ХЖК(1)-ХЖК(2)». Слой стекла предполагался достаточно толстым, поэтому в расчетном спектре отражения в запрещённой зоне ХЖК возник провал с несколькими пиками. При этом данная статья была отправлена в журнал примерно в одно время со статьей [103] и за несколько месяцев до [106]. Однако, несмотря на такую хронологию, наибольшую известность и цитируемость из указанных работ сегодня имеет расчётная работа Янга с соавторами.

Параллельно изучению свойств ХЖК с дефектом структуры группа профессора Лахтаки занималась разработкой поляризационных фильтров на основе тонкоплёночных геликоидальных бианизотропных сред, которые по своим оптическим свойствам являются полным аналогом холестерических жидких кристаллов. Одновременно с работой [106] эта группа опубликовала теоретическую статью, посвящённую спектральным свойствам структуры, состоящей из однородной среды, зажатой между двумя хиральными брэгговскими отражателями [107]. Естественно полученные спектры оказались полностью идентичны спектрам ХЖК с изотропным дефектом структуры. В работе [108] были изучены спектры геликоидальной бианизотропной структуры, содержащей тонкий слой такой же среды с отличными параметрами, т.е. хиральный брэгговский отражатель с анизотропным дефектом. Через год была опубликована статья, в которой было впервые введено понятие твист-дефекта (Рисунок 1.2с) [109].

Рассматривалась структура, состоящая из двух брэгговских отражателей, повернутых на определённый угол друг относительно друга. Изменение угла поворота между отражателями позволяет изменять положение полосы пропускания в спектре.

В 2002 году вышла статья Копа и Генака [110], в которой на языке локализованных мод объяснялось влияние твист-дефекта на свойства хиральных фотонных структур. Авторы показали, что твист-дефект создает одну циркулярно поляризованную локализованную моду в отличие от дефекта в бинарной слоистой среде, который создает две ортогонально поляризованные вырожденные локализованные моды.

Комбинированный дефект из изотропного слоя и твист-дефекта (Рисунок 1.2b) предложен в [111]. Продемонстрировано, что подбор параметров структуры приводит к существованию «супермод», которые поддерживают исключительную чистоту состояния поляризации. Увеличение толщины отражателя приводит к экспоненциальному уменьшению ширины полосы пропускания.

Экспериментально свойства ХЖК с твист-дефектом были изучены Шмитке с соавторами [112]. Они наблюдали усиление флуоресценции и лазерного излучения из-за дефектной моды в холестерическом полимере, легированном красителем. Дефект вызван скачком фазы холестерической спирали на границе раздела двух слоев холестерической полимерной плёнки. Импульсное возбуждение дефектной моды вызывает лазерное излучение с исключительно низким порогом генерации. Излучение в дефектной моде имеет круговую поляризацию, чье вращение противоположно холестерической спирали.

Этой же группой в том же году написан хороший обзор по фотонным дефектным модам в ХЖК [105]. В обзоре также приведены эмпирические формулы для вычисления частоты пика, соответствующего дефектной моде ХЖК с различными типами дефектов.

Аналитическому описанию свойств хиральных геликоидальных структур с твист-дефектом также посвящен ряд работ [113–116]. Авторам [114] удалось аналитически рассчитать частоту моды, время жизни дефектной моды и спектральную ширину пиков пропускания и отражения. В [116; 117] проанализированы дефектные моды в ХЖК с несколькими твист-дефектами.

В 2004 году практически одновременно были опубликованы две статьи [118; 119], в которых предложен новый тип дефекта — дефект, вызванный локальным изменением шага спирали ХЖК. В обеих работах при помо-

щи численного моделирования показано, что при наличии такого дефекта в структуре идеального геликоида ХЖК возбуждается дефектная мода, которая проявляется в виде провала в спектре отражения для круговой поляризации, совпадающей с закруткой спирали. Настройка положения провалов, соответствующих дефектным модам, может выполняться как при локальном удлинении, так и при укорочении спирали. Контроль степени деформации спирали позволяет реализовать непрерывный сдвиг провалов в спектре [119]. При наличии двух таких дефектов в структуре идеального ХЖК возбуждаются две моды, которые спектрально проявляются в виде одного или двух пиков в зависимости от расстояния между дефектами [118]. При сближении дефектов взаимное влияние электромагнитных мод друг на друга ослабевает, происходит вырождение частот и два провала сливаются в один. Экспериментальная демонстрация возбуждения дефектной моды в ХЖК при помощи локальной деформации спирали была осуществлена только спустя десять лет [120]. Деформация достигалась за счёт термодиэлектрического эффекта, который изменил шаг спирали в середине холестерической структуры. Авторы показали, что частота дефектной моды может быть настроена при изменении мощности нагрева диэлектрика простым приложением напряжения, модулированного по частоте.

Аналитический подход к теории оптических дефектных мод в ХЖК с изотропным дефектным слоем развит в [121] в рамках модели, позволяющей исключить поляризационное смешивание и получить уравнение для света только дифрагирующей поляризации. Получены дисперсионное уравнение, связывающее частоту дефектной моды с толщиной изотропного слоя, и аналитическое выражение для распределения поля. Аналитические выражения для коэффициентов пропускания и отражения структуры представлены и проанализированы для неабсорбирующих, поглощающих и усиливающих ХЖК. Выявлен аномально сильный эффект поглощения света на частоте дефектной моды. Рассмотрен подробно предельный случай бесконечно толстых слоев ХЖК. Показано, что для генерации с распределенной обратной связью настройка частоты генерации на частоту дефектной моды приводит к значительному снижению порога генерации.

Большой интерес к дефектным модам в ХЖК вызван возможностью низкопороговой лазерной генерации в таких структурах. Лазирование на дефектной моде ХЖК экспериментально показано в работах [122–126]. Во всех экспериментах исследовались ХЖК структуры из допированных красителем

холестерических полимерных плёнок. Измерялись спектры эмиссии и отражения. Исследования открывают возможности для создания лазеров не только с генерацией на краю запрещённой зоны, но и на дефекте.

Глава 2. Спектральные и поляризационные свойства холестерических жидких кристаллов с дефектами структуры

В данной главе предсказывается возможность реализации локализованных оптических мод в структурах, организованных на основе холестерических жидких кристаллов. В отличие от металлов или обычных диэлектриков, отраженное от ХЖК излучение циркулярной поляризации сохраняет направление своей поляризации. Поэтому получение ОТС, локализованного между ХЖК и металлическим слоем или между ХЖК и скалярным фотонным кристаллом, затруднительно. Существует два способа решения данной проблемы. Первый заключается в том, чтобы использовать не обычное металлическое или фотоннокристаллическое зеркало, а зеркало, сохраняющее поляризацию. Состояние на границе раздела, «зеркало, сохраняющее поляризацию» – ХЖК, описывалось в приближении низкой [127] и конечной [128] анизотропии и было названо хиральным оптическим таммовским состоянием. Металповерхности также могут обладать свойствами зеркал, сохраняющих поляризацию [129]. Второй способ состоит в использовании дополнительного анизотропного слоя, внедрённого между ХЖК и металлической плёнкой, который изменяет фазу световой волны. Однако, в этом случае наблюдаемые локализованные моды не принято называть таммовскими.

Данная глава посвящена второму способу, в ней описываются спектральные свойства трёх ХЖК-структур различной геометрии, в которых могут возбуждаться оптические моды, локализованные на границе с металлической плёнкой. Данные моды представляют аналог оптических таммовских состояний.

Рассмотрены следующие модели:

- ХЖК - четвертьволновая пластинка - металлическая плёнка;
- Левозакрученный ХЖК - правозакрученный ХЖК - металлическая плёнка;
- ХЖК - планарный дефект - ХЖК - металлическая плёнка.

Обсуждены возможности управления спектром пропускания структур посредством внешних полей, действующих на холестерик. Все численные расчёты в этой и следующих главах диссертационной работы выполнены с использованием 4×4 матричного метода Берремана [Приложение А].

2.1 Локализованные оптические моды в структуре «ХЖК – фазовая пластинка – металл»

2.1.1 Описание модели

Рассматриваемая структура состоит из тонкого правозакрученного слоя ХЖК, четвертьволновой анизотропной пластинки и металлической плёнки (Рисунок 2.1). Пластика вырезана параллельно оптической оси и сдвигает фазу волны на $\pi/2$. На границе ХЖК и фазовой пластинки директор (преимущественное направление молекул) холестерика ориентирован вдоль оптической оси. Толщина слоя ХЖК $L = 2$ мкм, шаг спирали $p = 0.4$ мкм, его обыкновенный и необыкновенный показатели преломления $n_o = 1.4$ и $n_e = 1.6$ соответственно. Толщина фазовой пластинки $d = 0.75$ мкм, её показатели преломления $n'_o = n_o$, $n'_e = n_e$. Параметры фазовой пластинки удовлетворяют соотношению:

$$\frac{2\pi(n'_e - n'_o)d}{\lambda} = \frac{\pi}{2} \quad (2.1)$$

Фазовая пластинка сопряжена с серебряной пленкой, толщина которой $d_m = 50$ нм. Диэлектрическая проницаемость металла задана в виде приближения Друде:

$$\epsilon_m = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2.2)$$

где ϵ_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов, ω_p – плазменная частота, γ – величина, обратная времени релаксации электронов. Для серебра $\epsilon_0 = 5$, $\hbar\omega_p = 9$ эВ, $\hbar\gamma = 0.02$ эВ [130].

Структура окружена средой с показателем преломления n , равным среднему показателю преломления ХЖК $n = (n_o + n_e)/2$. Т.к. $n'_o = n_o$, $n'_e = n_e$, френелевское отражение на границе ХЖК–фазовая пластинка практически исключается.

На рисунке 2.2 отдельно представлены спектры пропускания ХЖК, серебряной плёнки и рассматриваемой структуры целиком. В спектре пропускания ХЖК отчетливо проявилась запрещенная зона для света правой круговой поляризации падающего света, которая лежит между 560 нм и 640 нм. Спектр

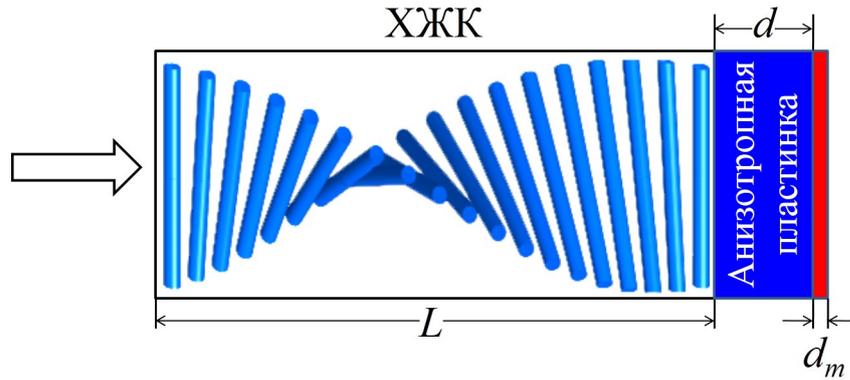


Рисунок 2.1 — Схематическое представление структуры, состоящей из слоя холестерика, фазовой пластинки и металлического слоя.

пропускания серебряной пленки обозначен штрихпунктирной линией. Из рисунка видно, что в спектре пропускания возникает пик волноводной поверхностной моды (сплошная линия), если внедрить между ХЖК и металлом анизотропную четвертьволновую пластинку, которая управляет фазой световых волн. При данной толщине плёнки максимальное значение коэффициента пропускания равно 0.57. Отметим, что длина волны локализованной моды весьма чувствительна к толщине фазовой пластинки. Так, например, уже для $d = 0.78$ мкм частота моды сдвигается на 13.5 нм.

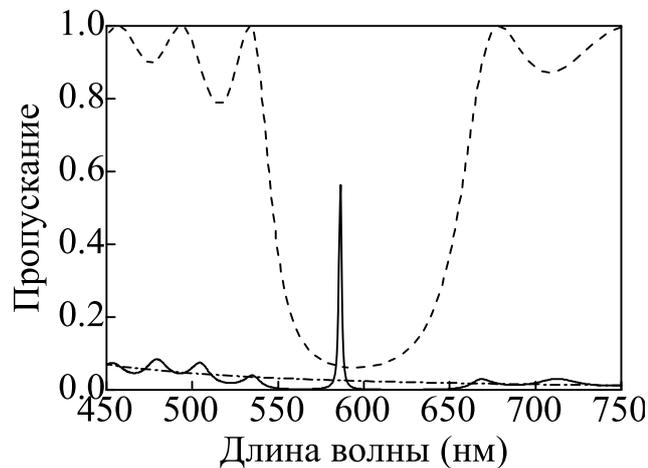


Рисунок 2.2 — Коэффициенты пропускания структуры как функции длины волны при нормальном падении света на ХЖК (штриховая линия), на серебряную пленку (штрихпунктирная линия) и на структуру «ХЖК-фазовая пластинка-металл» (сплошная линия).

Распределение электрического поля для длины волны, соответствующей максимуму пропускания в структуре «ХЖК-фазовая пластинка-металл»,

показано на рисунке 2.3. Из рисунка видно, что свет локализуется вблизи металлической пленки с максимальным значением электрического поля на границе фазовой пластинки и металла. Затухание поля локализованной моды внутри металла обусловлено отрицательной диэлектрической проницаемостью металлической плёнки, в то время как его затухание внутри ХЖК обусловлено брэгговским отражением на границе ХЖК-пластинка.

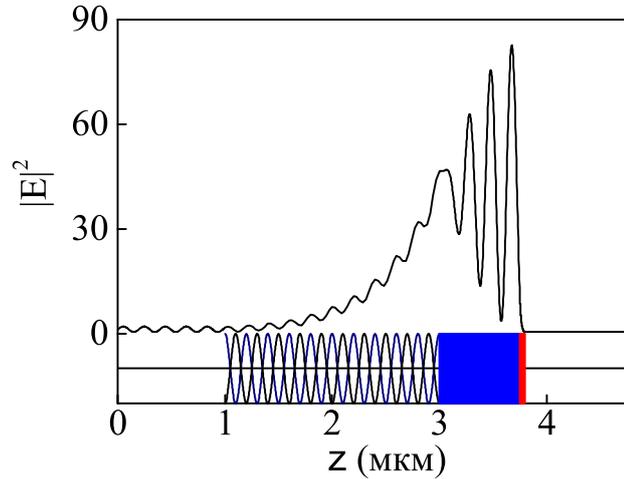


Рисунок 2.3 — Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля в структуре «ХЖК-фазовая пластинка-металл» для длины волны 586.5 нм. Поле нормировано на входное значение равное единице.

Рассмотрим механизм возникновения локализации между ХЖК и металлом (Рисунок 2.4). Сначала поясним причину, по которой не удастся локализовать свет между ХЖК и металлом без использования фазовой четвертьволновой пластинки.

Рассмотрим 4 случая:

- На ХЖК падает свет левой круговой поляризации, который беспрепятственно проходит сквозь слой ХЖК. При отражении от металла левая круговая поляризация преобразуется в правую круговую поляризацию. При отражении от ХЖК правая круговая поляризация сохраняется. При повторном отражении от металла правая круговая поляризация преобразуется в левую круговую поляризацию, свет распространяется (выходит) через кристалл в обратном направлении (Рисунок 2.4а).
- На ХЖК падает свет правой дифрагирующей поляризации. Часть света, прошедшая сквозь ХЖК сохраняет свою поляризацию, однако, при отражении от металла правая круговая поляризация преобразуется в ле-

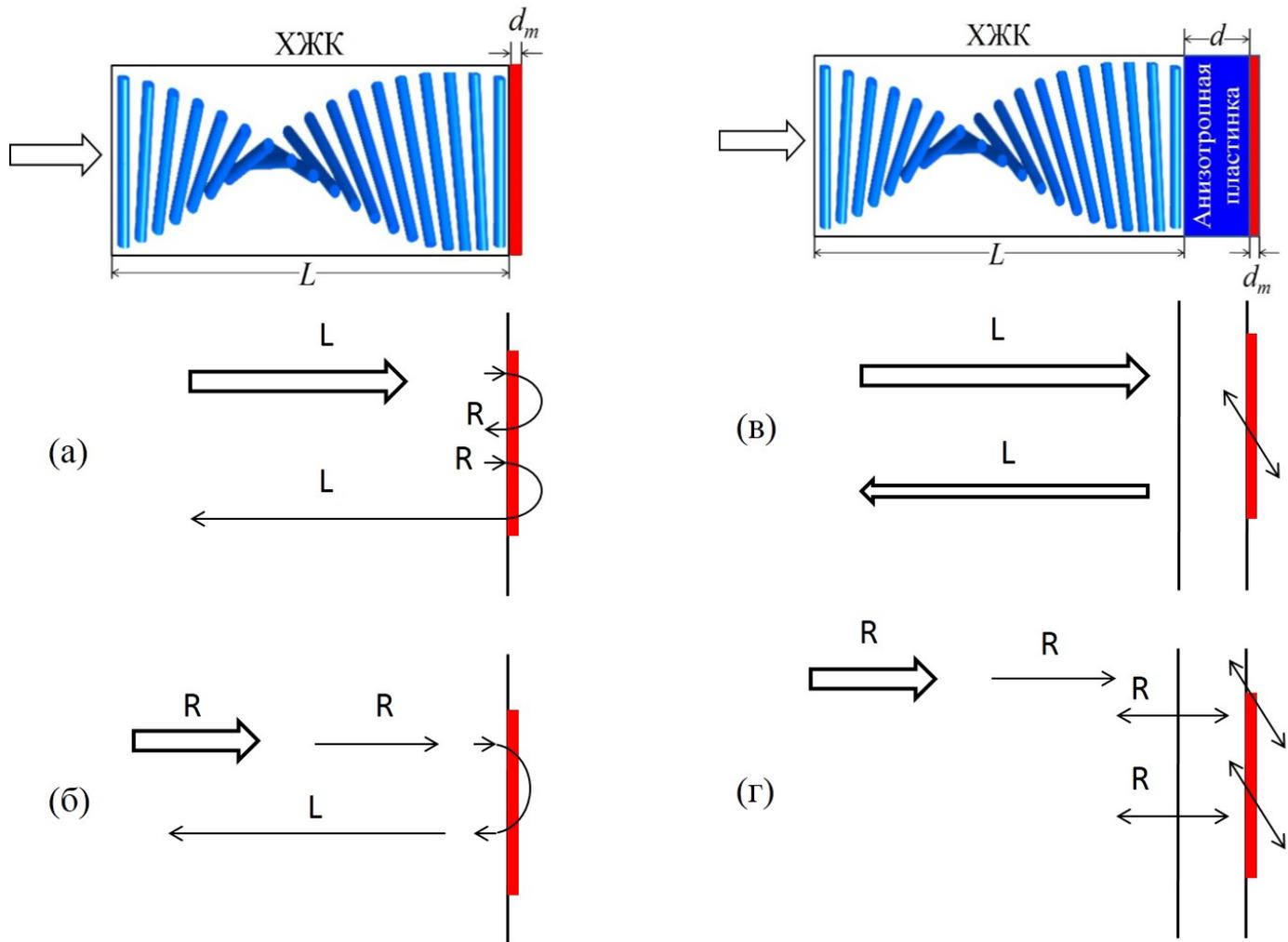


Рисунок 2.4 — Механизмы локализации света для правой круговой поляризации R и левой круговой поляризации L падающего света в структуре, состоящей из слоев холестерика и металла (а,б) и в структуре, состоящей из слоя холестерика, фазовой пластинки и металлического слоя (в,г)

вую круговую. Свет беспрепятственно проходит сквозь структуру ХЖК в обратном направлении (Рисунок 2.4б).

Рассмотрим влияние четвертьволновой пластинки.

- На ХЖК падает свет левой круговой поляризации. Свет беспрепятственно проходит через ХЖК. Пройдя через пластинку, свет приобретет линейную поляризации. При отражении от металла линейная поляризация сохраняется. Пройдя через пластинку в обратном направлении, свет приобретает левую круговую поляризацию. После этого свет распространяется сквозь ХЖК в обратном направлении (Рисунок 2.4в).
- На ХЖК падает свет правой дифрагирующей поляризации. Часть света, прошедшая сквозь ХЖК, сохраняет свою поляризацию. Пройдя

через пластинку, свет приобретает линейную поляризацию. При отражении от металла линейная поляризация сохраняется. Пройдя через пластинку в обратном направлении, свет приобретает правую круговую поляризацию. При повторном отражении от ХЖК свет сохраняет правую круговую поляризацию (Рисунок 2.4г). Таким образом, свет локализуется между ХЖК и металлом.

Отметим также, что найденная поверхностная мода – есть фактически собственная мода микрорезонатора, где в качестве зеркал выступают слои ХЖК и металлической пластинки. Следовательно, появляется возможность получения лазерной генерации в микрорезонаторе, если взять в качестве фазовой пластинки оптически активный материал.

2.1.2 Анизотропия пропускания

Холестерические жидкие кристаллы давно привлекают внимание исследователей, стремящихся эффективно манипулировать светом. Одним из многообещающих эффектов в структурах, состоящих из ХЖК и анизотропных элементов, является различный вид спектров пропускания при распространении света в прямом и обратном направлении для света определённой поляризации. Данное явление ранее было показано в работе [86]. Авторы предложили электро-перестраиваемый оптический диод на основе двух одноименно-закрученных ХЖК, разделённых слоем нематического жидкого кристалла, который играет роль полуволновой пластинки. В результате спектры пропускания для дифрагирующей поляризации при распространении света в прямом и обратном направлении качественно отличались.

Установлено, что для рассматриваемой модели имеет место аналогичный эффект. На рисунке 2.5 представлены спектры пропускания структуры при падении волны на ХЖК и при падении на металлическую плёнку для света правой и левой круговых поляризаций. При распространении света дифрагирующей поляризации в прямом направлении коэффициент пропускания равен 0.57, в обратном направлении 0.34. Таким образом, имеет место анизотропия пропускания. Если на структуру падает свет левой круговой поляризации, оказывается, что спектр меняет свой характер. Коэффициент пропускания при

распространении света в прямом и обратном направлении равны 0.09 и 0.32, соответственно. Следует отметить, что данный эффект принципиально невозможен в скалярных структурах.

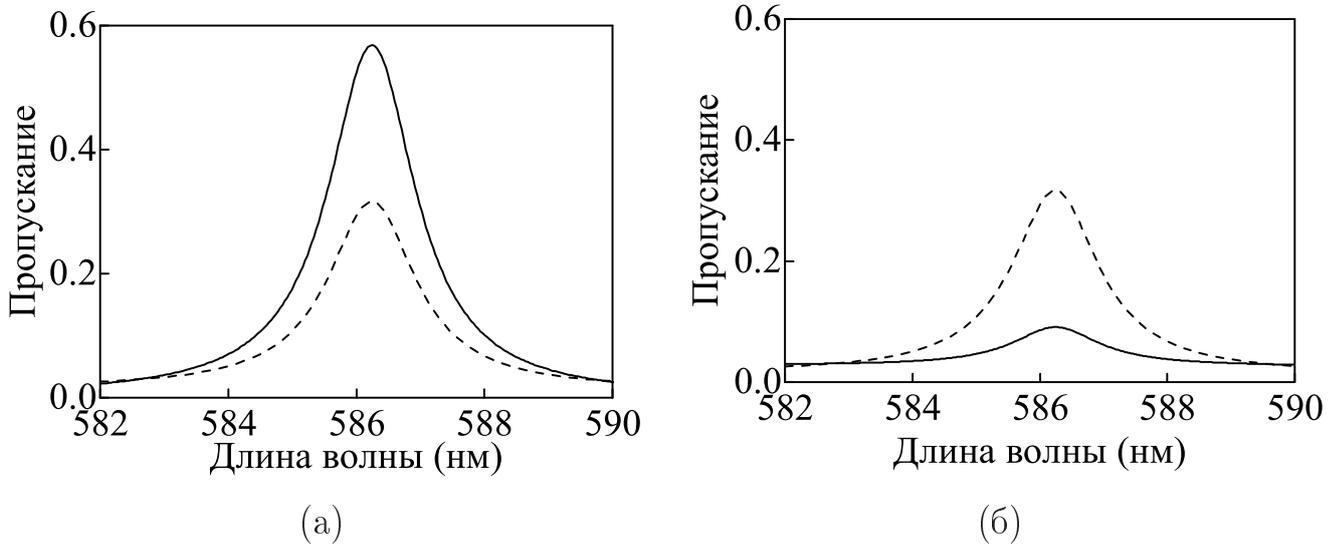


Рисунок 2.5 — Спектр пропускания структуры (а) для падающей волны правой круговой поляризации, (б) для падающей волны левой круговой поляризации: сплошная линия – при падении света на ХЖК; штриховая линия – при падении света на металл.

Для того чтобы понять механизм возникновения данного эффекта, рассмотрим динамику поляризации света при падении на ХЖК (Рисунки 2.6а,б) и металл (Рисунки 2.6в,г).

Если на тонкий слой холестерика падает свет правой дифрагирующей поляризации, то часть света, прошедшая через него, приблизительно сохранит свою поляризацию на выходе из ХЖК. Пройдя через четвертьволновую пластинку, свет приобретет линейную поляризацию. Непоглощенная часть света выйдет из металла. При отражении от металла линейная поляризация сохранится. Пройдя через пластинку в обратном направлении, свет приобретет правую круговую поляризацию. При повторном отражении от ХЖК свет сохранит правую круговую поляризацию. Снова из металла выйдет свет линейной поляризации (Рисунок 2.6а).

При падении света на металл (Рисунок 2.6б) ситуация качественно иная. Оказывается, что половина света, непоглощенного и неотраженного металлом, отразится от холестерика из-за того, что имеет линейную поляризацию.

Для недифрагирующей левой поляризации ситуация аналогична (Рисунки 2.6в,г). Исходя из того, что при падении света на металл, характер

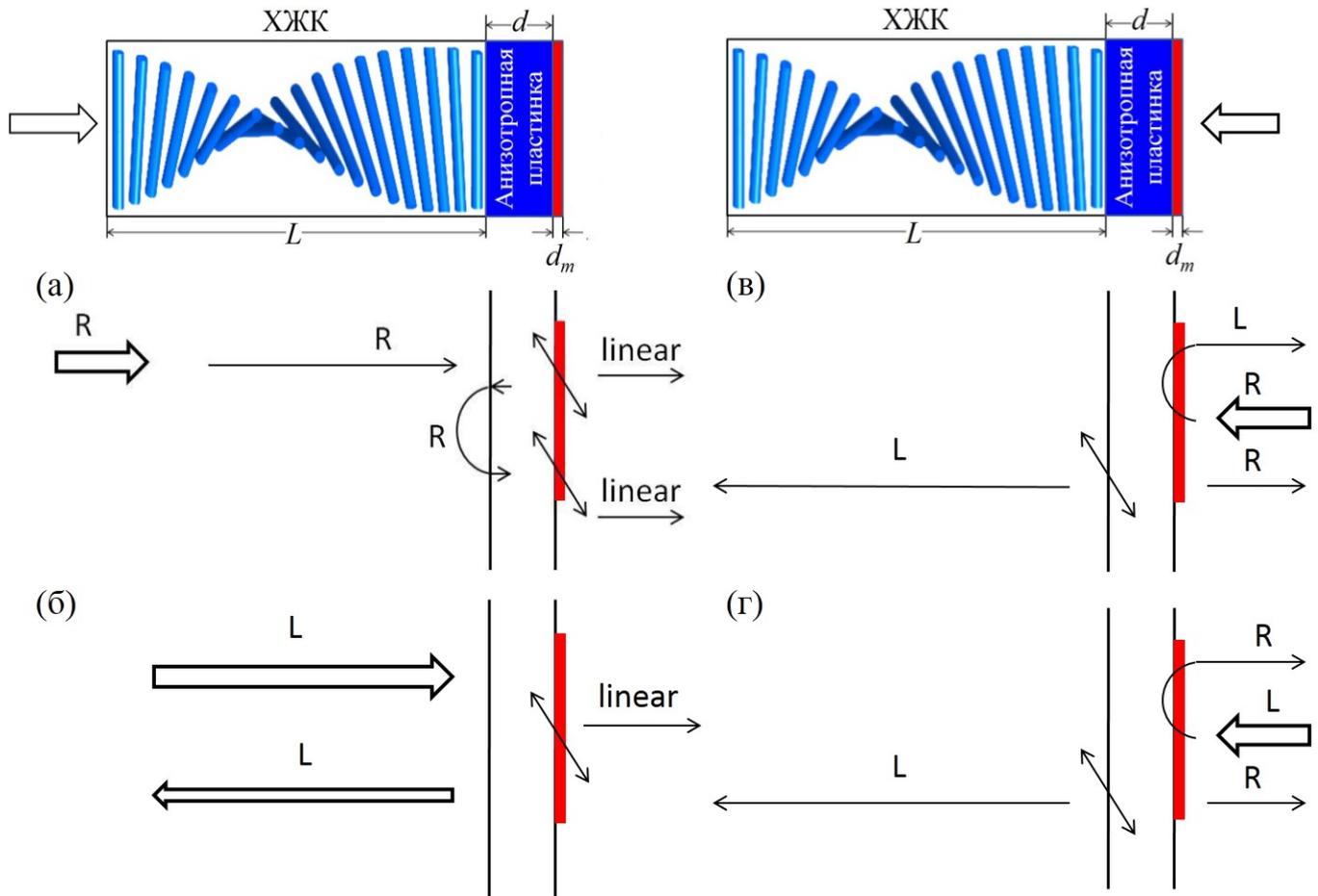


Рисунок 2.6 — Динамика поляризации света при падении на ХЖК (а,б) и металл (в,г): R - правая круговая поляризация, L - левая круговая поляризация, linear - линейная поляризация.

распространения света обеих круговых поляризаций одинаков, можно предположить, что коэффициенты пропускания, соответствующие локализованным модам, в этом случае для левой и правой поляризаций будут практически совпадать, что подтверждается проведенными расчетами (Рисунок 2.5).

Структуру, рассматриваемую в данной работе, возможно использовать как поляризационный оптический вентиль. Преимуществом данного оптического вентиля является его перестраиваемость и простота в изготовлении, т.к. он состоит всего из трёх элементов.

2.1.3 Управление спектром пропускания структуры

В отличие от скалярных структур, спектрами пропускания ХЖК возможно просто и эффективно управлять. Начиная с того, что спектры пропускания ХЖК для различных поляризаций различны, и заканчивая тем, что прикладывая внешние поля, можно изменить шаг спирали холестерика. Изменение шага спирали ХЖК повлечет за собой изменение положения зоны брэгговского отражения кристалла.

Установлено, что локализованная мода возбуждается в образце, только с разным вкладом, светом различных поляризаций. Эффект объясняется тем, что свет обеих круговых поляризаций возбуждает локализованную моду за счет преобразования поляризаций на диэлектрических границах. В результате любая поляризация света на выходе его из ХЖК становится эллиптической в разной степени, в зависимости от начальной поляризации и толщины кристалла. Характерный спектр пропускания для света различных поляризаций приведен на рисунке 2.7.

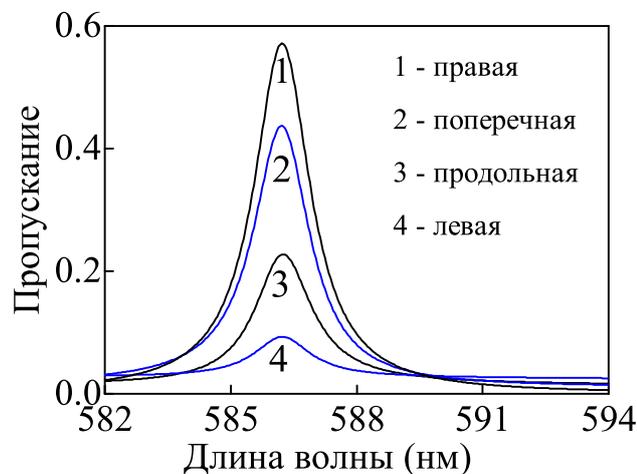


Рисунок 2.7 — Спектр пропускания, связанный с тунелированием света различных поляризаций падающего света через локализованную моду.

Рассмотрим спектральные свойства структуры при падении света линейной поляризации. Будем называть угол между оптической осью фазовой пластинки и плоскостью поляризации падающего линейно поляризованного света углом φ . На рисунке 2.8а показана зависимость коэффициентов пропускания структуры на частоте, соответствующей локализованной моде, для различных

улов φ при падении излучения на ХЖК и металлическую плёнку. В зависимости от φ , изменяется коэффициент пропускания пика, соответствующего локализованной моде. Из графиков видно, что максимумы пропускания при распространении света в прямом и обратном направлении немного сдвинуты друг относительно друга. При падении света на металл пропускание структуры максимально в том случае, если плоскость поляризации падающего света составляет угол 45° с оптической осью фазовой пластинки. Причина этого заключается в трансформации линейной поляризации в левую круговую при прохождении света через четвертьволновую фазовую пластинку. Соответственно весь свет, дошедший до ХЖК, пройдет через него.

На рисунке 2.8б показана зависимость максимума квадрата модуля электрического поля для различных φ . Данная зависимость позволяет определить поляризацию, при которой излучение наиболее сильно локализуется в системе. Видно, что при падении света на ХЖК величина локализации на частоте, соответствующей локализованной моде, в несколько раз больше, чем при падении света на металлическую плёнку.

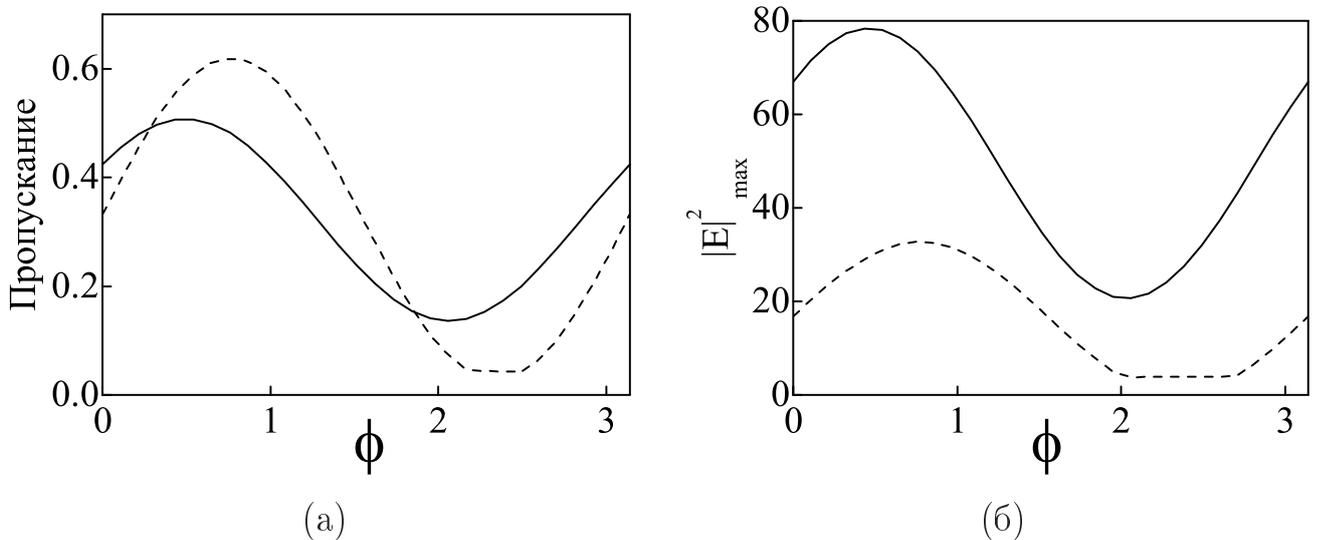


Рисунок 2.8 — (а) Коэффициенты пропускания, соответствующие локализованной моде при различных φ : сплошная линия – при падении света на ХЖК; штриховая линия – при падении света на металл. (б) Интенсивность электрического поля на частоте локализованной моды при различных φ : сплошная линия – при падении света на ХЖК; штриховая линия – при падении света на металл.

Изменяя параметры системы, можно контролировать положение пика пропускания, соответствующего локализованной моде. Сильную зависимость шага

спирали, например, от температуры или приложенного напряжения, по сравнению с другими элементами структуры, можно использовать для эффективного управления частотой пика пропускания, связанного с туннелированием света через локализованную моду (Рисунок 2.9).

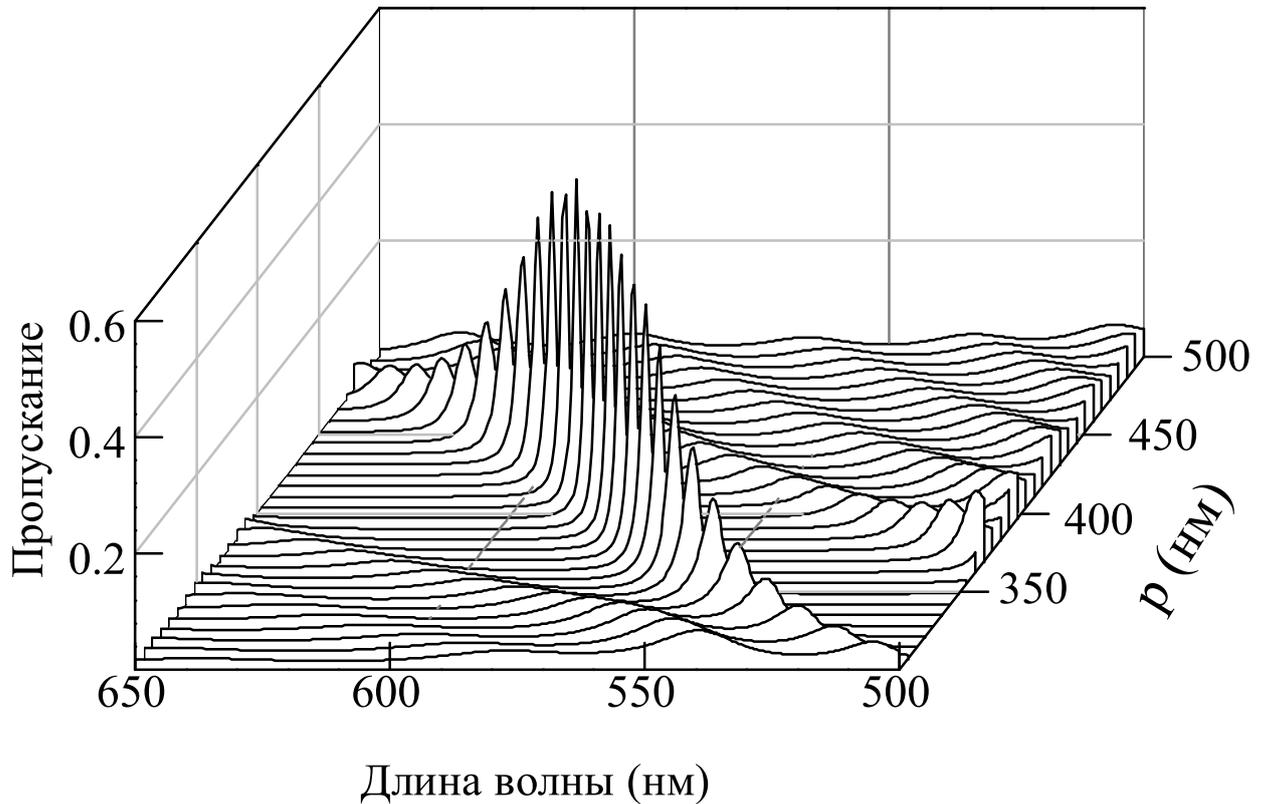


Рисунок 2.9 — Спектр пропускания структуры для различных значений шага спирали холестерика.

Рисунок 2.10 показывает зависимость квадрата модуля напряженности электрического поля для частоты, соответствующей максимуму пропускания, в зависимости от шага спирали ХЖК. Максимум интенсивности поля наблюдается для шага спирали равного 400 нм, что соответствует максимальному пропусканию на длине волны 586 нм.

Увеличение толщины металлической плёнки приводит к уменьшению коэффициента пропускания в максимуме (Рисунок 2.11), при этом локализация поля на границе

Также хотелось бы сделать замечание относительно одного потенциального применения предсказанных мод. Как было отмечено ранее, возможно усиление широкополосного поглощения в органических солнечных батареях

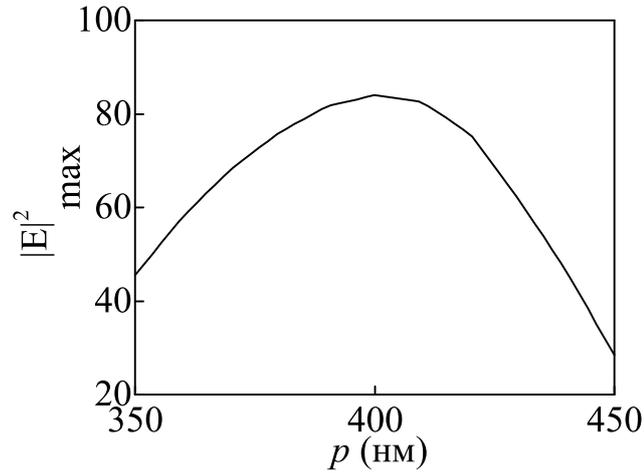


Рисунок 2.10 — Максимум локальной интенсивности электрического поля (в единицах интенсивности падающего поля) на частоте локализованной моды, в зависимости от шага спирали ХЖК.

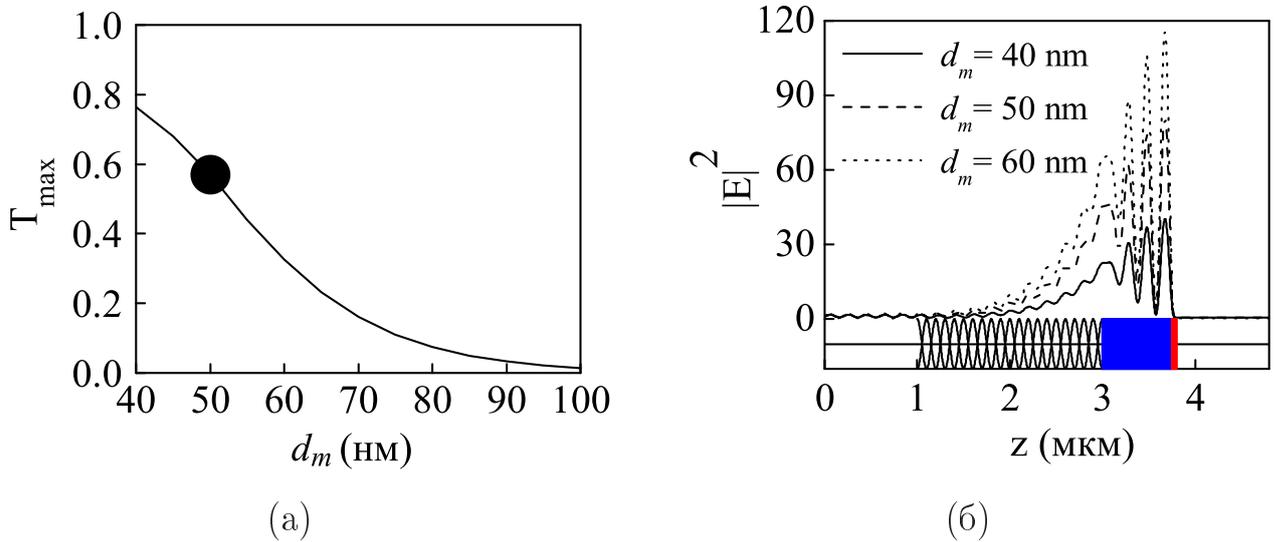


Рисунок 2.11 — (а) Коэффициенты пропускания на длине волны 586.5 нм, соответствующей локализованной моде для различных значений толщины металлической плёнки d_m ; точка соответствует $d_m = 50$ нм. (б) Распределение квадрата модуля напряжённости электрического поля для длины волны 586.5 нм падающего света правой круговой поляризации для различных d_m .

посредством возбуждения оптических таммовских состояний [42]. Недавно был предложен фотонный холестерический люминесцентный солнечный концентратор, допированный красителем [131]. Обе идеи возможно совместить, комбинируя ХЖК и оптические локализованные моды, предсказанные в данной главе.

2.2 Оптические локализованные моды в структуре, состоящей из двух противоположно закрученных ХЖК слоёв и металла

Предудыщий раздел посвящен свойствам структуры, содержащей тонкий слой холестерика и металлическую плёнку. Было показано, что для возникновения локализованной моды структура должна включать четвертьволновую анизотропную пластинку, внедренную между ХЖК и слоем металла. Это связано с изменением поляризации волны при отражении от металла и с особыми поляризационными свойствами ХЖК. Параметры фазовой пластинки должны удовлетворять приближенному соотношению (формула 2.1). Таким образом, накладываются достаточно жесткие условия, связывающие параметры фазоизменяющего элемента и ХЖК.

Цель данного раздела – описать другую возможность реализации моды, локализованной на границе ХЖК-металл без использования четвертьволнового слоя. Для этого предлагается использовать ещё один слой холестерика, имеющий противоположную закрутку спирали. В результате, рассматриваемая система имеет вид «левозакрученный холестерик – правозакрученный холестерик – металлическая плёнка» (Рисунок 2.12).

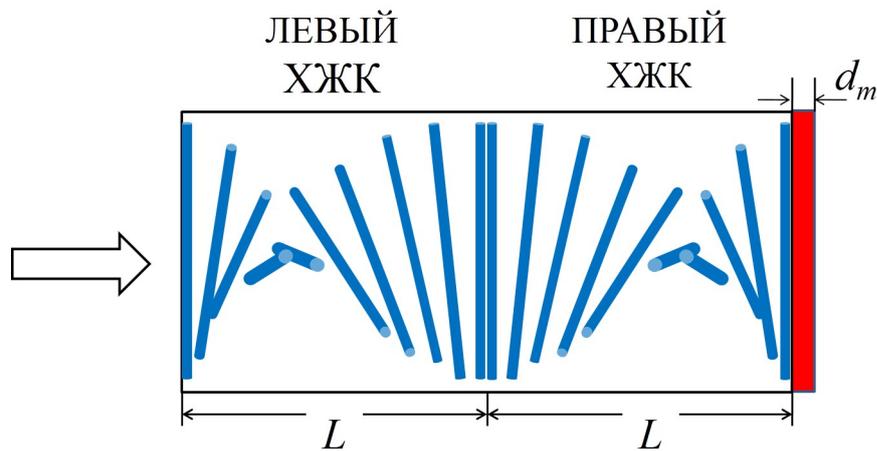


Рисунок 2.12 — Схематическое представление структуры, состоящей из двух противоположно-закрученных ХЖК и металлического слоя.

В данном разделе будут изучаться спектральные свойства структуры, состоящей из холестериков, имеющих одинаковые параметры, но отличающихся только направлением закрутки спирали. Система окружена средой с показателем преломления равным среднему показателю преломления ХЖК. Толщины

кристаллов $L = 2$ мкм, шаг спирали $p = 0.4$ мкм, $n_o = 1.4$ и $n_e = 1.6$ – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления ХЖК. В этом случае стоп-зона лежит между 560 нм и 640 нм. Угол между директорами на границе холестериков задается величиной α . В работе рассмотрен случай падения света на ХЖК. Случай падения света на металл дает аналогичные результаты. В качестве металлического слоя было рассмотрено серебро, действительная часть диэлектрической проницаемости которого является отрицательной для длин волн запрещенной зоны ХЖК. Толщина серебряной пленки $d_m = 50$ нм. Диэлектрическая проницаемость металла задана в виде приближения Друде (формула 2.2).

Рисунок 2.13 показывает рассчитанный спектр пропускания для круговых поляризаций падающего света. На длинах волн $\lambda = 556, 591, 632$ нм возникают пики пропускания, соответствующие локализованным модам. Известно, что ширина запрещенной зоны ХЖК зависит от его толщины [75]. При $L = 2$ мкм эти длины волн лежат в области стоп-зоны ХЖК. На рисунке 2.14 показано, для примера, распределение интенсивности электрического поля для длины волны 591 нм, соответствующей максимуму пропускания для правой круговой поляризации. Свет локализован вблизи металлической пленки с максимальным значением электрического поля на границе ХЖК и металла. Затухание поля локализованной моды внутри металла обусловлено отрицательной диэлектрической проницаемостью металлической пленки, в то время как его затухание внутри ХЖК обусловлено брэгговским отражением.

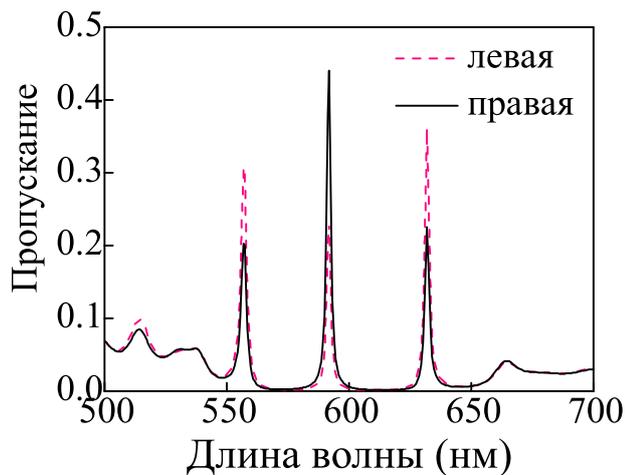


Рисунок 2.13 — Спектр пропускания структуры «левозакрученный ХЖК-правозакрученный ХЖК-металл» для круговых поляризаций падающего света.

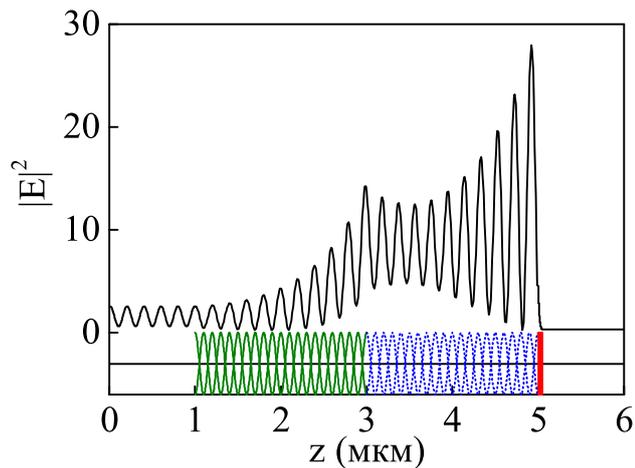


Рисунок 2.14 — Локализация света правой круговой поляризации падающего света для длины волны 591 нм.

Свет любой поляризации падающей волны локализуется с максимумом интенсивности поля на границе металла и ХЖК. Однако, различные поляризации волн, прошедших через ХЖК, приводят к различным коэффициентам пропускания.

Варьируя угол между директорами на границе холестериков α , можно перестроить спектр пропускания структуры. В зависимости от α пики будут иметь различное положение в спектре (Рисунок 2.15). Спектры изменяются с периодом 180° по α . Установлено, что при $\alpha = 90^\circ$ спектры пропускания для правой и левой круговых поляризаций совпадают. Это говорит о том, что хотя собственными волнами для каждого из холестериков являются квазициркулярно поляризованные плоские волны, для рассматриваемой системы при $\alpha = 90^\circ$ собственными волнами будут волны линейно поляризованные. Вследствие этого для определенной линейной поляризации коэффициент пропускания на определенных длинах волн может превышать 0.7.

Толщина металлической плёнки влияет не только на величину коэффициента пропускания структуры, но и на величину локализации света между ХЖК и металлом. Рассчитанный максимум локализации света на длине волны локализованной моды для случаев падения света со стороны ХЖК и металла представлен на рисунке 2.16. Из рисунка видно, что существует максимальная величина локализации поля, практически не меняющаяся при дальнейшем увеличении толщины металлического слоя. Причина этого заключается в том, что при дальнейшем увеличении толщины металла, величина поглощения света практически не меняется, соответственно практически не меняется величина

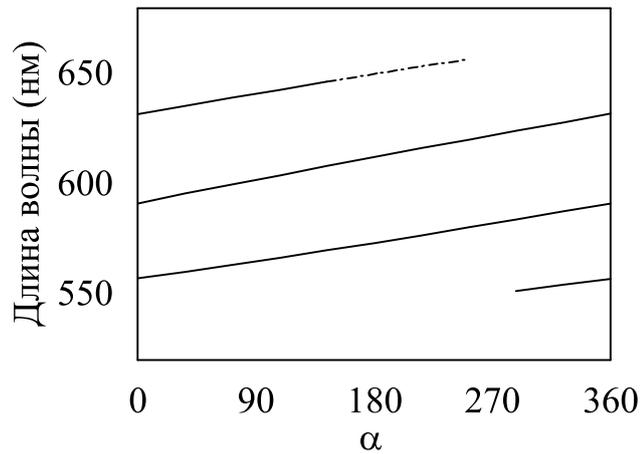


Рисунок 2.15 — Зависимость длины волны в максимуме пропускания для правой круговой поляризации от угла α .

отражения. При падении света на металлическую плёнку исследуемая зависимость имеет другое поведение — величина локализации выходит на минимум, после которого остается практически без изменений. Это является следствием того, что большая часть излучения поглощается на входе в систему. Следовательно, свет локализуется сильнее, если падает со стороны ХЖК.

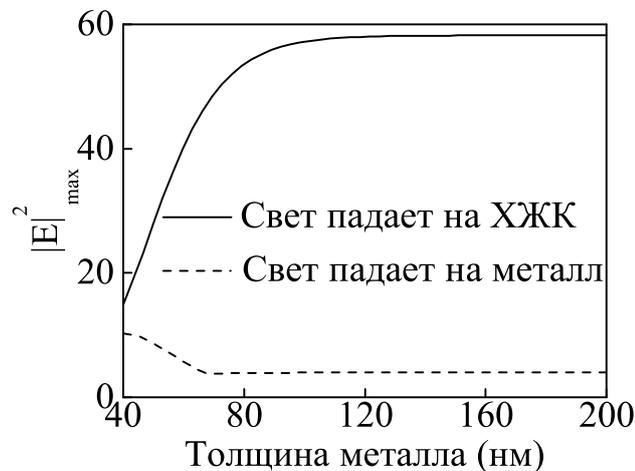


Рисунок 2.16 — Интенсивность электрического поля на частоте, соответствующей максимальной локализации, в зависимости от толщины металла при падении света со стороны ХЖК и металла.

Увеличение толщины слоёв ХЖК приводит к увеличению количества пиков в спектре (Рисунок 2.17). Моделирование показало, что спектр чрезвычайно чувствителен к изменению фазы волны при распространении вдоль структуры и к отражению от её элементов. Локализованные моды возникают только в случае, если толщины противоположно закрученных ХЖК практически совпадают.

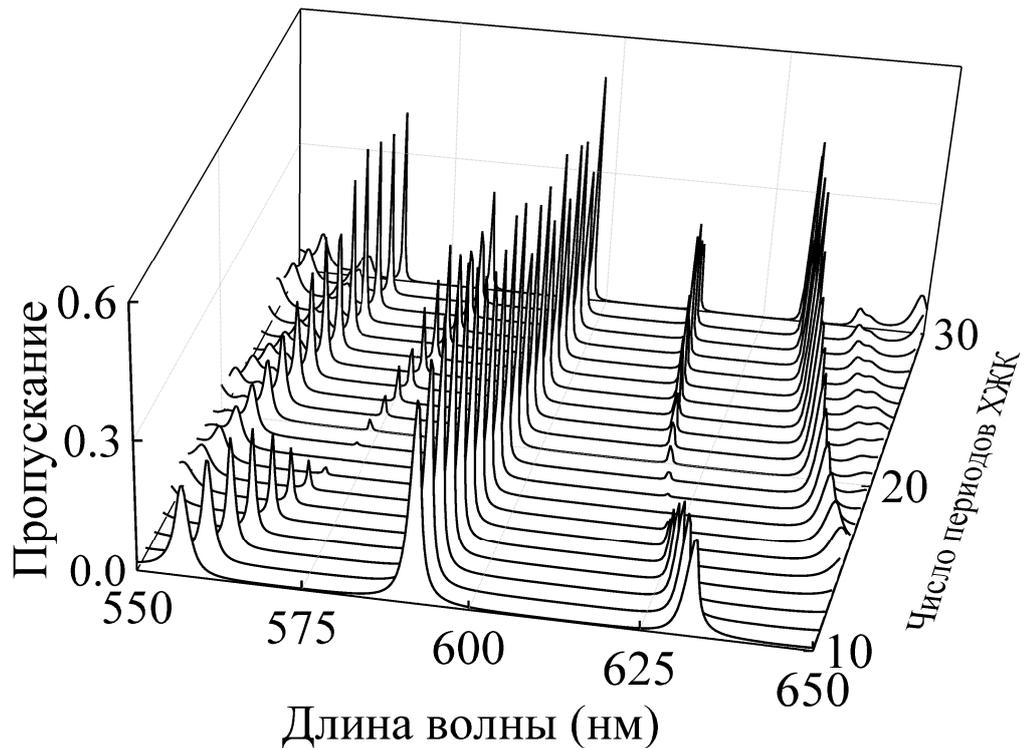


Рисунок 2.17 — Зависимость спектра пропускания для правой круговой поляризации от числа периодов ХЖК, $\alpha = 0$.

В заключении раздела обсудим возможность экспериментального создания изученной структуры. Наиболее простая возможность создания контакта между двумя ХЖК заключается в использовании полимерных холестерических жидких кристаллов, по аналогии с тем, как это было сделано в работе [122].

Необходимо изготовить две полимерные ХЖК пленки с различными закрутками спирали, но имеющие примерно одинаковые шаги спирали и показатели преломления (Рисунок 2.18). Для этого на одну подложку наносится слой ориентанта, например натертая пленка полиимида, на который наносится слой полимерного ХЖК. На другую подложку сначала необходимо напылить металл, затем нанести слой ориентанта и слой полимерного ХЖК. Подложки с нанесенными слоями складываются с использованием иммерсионной жидкости для создания (оптического) контакта между пленками холестерика. Угол между директорами на границе холестериков α задается углом между направлениями натирки ориентирующих пленок полиимида.

Изучено влияние натертой пленки полиимида [132] (толщина 100 нм, показатель преломления 1.6) и иммерсионной жидкости на спектральные свойства структуры. Установлено, что вне зависимости от толщин слоев локализованные моды возникают, однако их количество напрямую зависит от толщин элементов

структуры. Толщина слоя между двумя ХЖК (иммерсионная жидкость) оказывает большее влияние на спектральные свойства структуры, нежели толщина слоя между металлом и холестериком (ориентант).

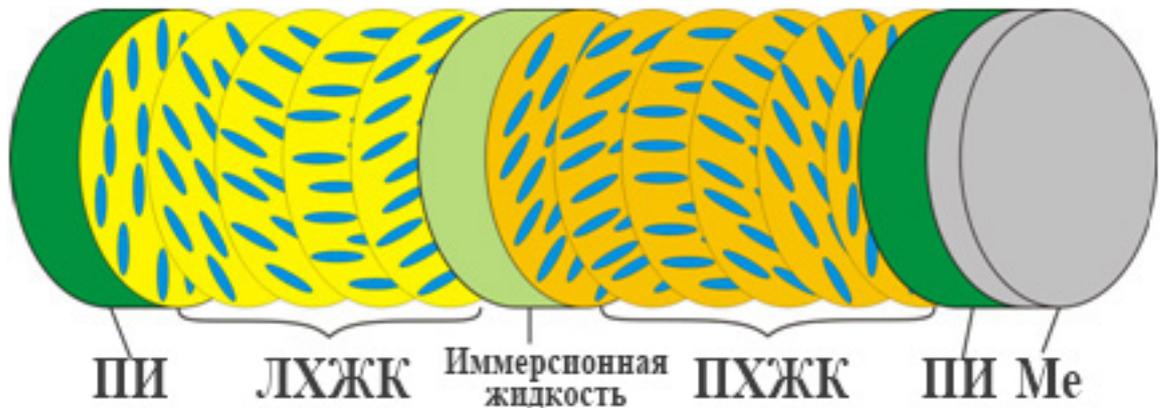


Рисунок 2.18 — Схематическое представление возможной экспериментальной структуры. Используются обозначения: ПИ — Слой Полиимида, Ме — Металлическая плёнка, ЛХЖК и ПХЖК — Левозакрученный и правозакрученный слой ХЖК соответственно.

2.3 Оптические локализованные моды в дефект-содержащей ХЖК структуре, граничащей с металлом

2.3.1 Анизотропный дефект в ХЖК

Ряд авторов [91; 93; 108; 122; 133] исследовали ХЖК системы, представляющие собой холестерический жидкий кристалл, содержащий анизотропный дефектный слой. В работе [134] авторами были сконструированы оптические ХЖК ячейки с электродами, расположенными перпендикулярно оси спирали ХЖК. Используя такие ячейки, им удалось раскрутить спираль ХЖК в середине слоя, тем самым создав планарный дефект.

На основе данных исследований была рассмотрена структура, состоящую из серебряной плёнки и холестерического жидкого кристалла, содержащего планарный анизотропный дефект (Рисунок 2.19). Слои ХЖК слева и справа от дефекта будем называть в дальнейшем ХЖК(1) и ХЖК(2) соответственно.

При моделировании использовались следующие параметры ХЖК: необыкновенный и обыкновенный показатели преломления $n_e = 1.71$ и $n_o = 1.54$, его шаг спирали $p = 0.4$ мкм. Параметры соответствуют смеси хирального центра (Merck, S-811) и нематического жидкого кристалла (Merck, E44) [90]. При данных параметрах запрещенная зона ХЖК лежит между 616 нм и 684 нм. В центре слоя ХЖК содержит планарный анизотропный дефект толщины d с обыкновенным и необыкновенным показателями преломления равными, соответственно, показателям преломления ХЖК. Это аналогично тому, что спираль ХЖК раскручена на длине d . Кристалл предполагается правозакрученным. Слева и справа от дефекта толщина ХЖК 2 мкм. При моделировании не учитывался возможный угол твист дефекта между директором на выходе из первого ХЖК и начальным директором второго. Наличие такого дефекта не приведет к качественному изменению результатов данной работы. Для того, чтобы не учитывать твист дефект в дальнейшем вариация толщины ХЖК будет производиться только на целочисленное число периодов. Структура окружена средой с показателем преломления равным усредненному показателю преломления ХЖК. Толщина металлической пленки $d_m = 50$ нм, её диэлектрическая проницаемость была задана в виде приближения Друде (формула 2.2) .

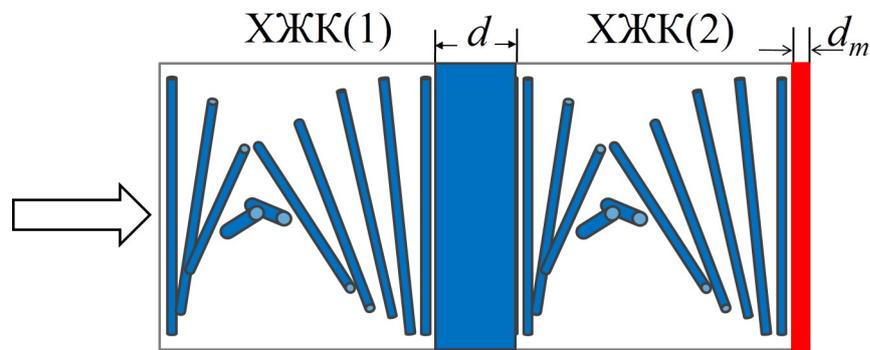


Рисунок 2.19 — Схематическое представление рассматриваемой структуры «ХЖК(1) - планарный дефект - ХЖК(2) - металл».

2.3.2 Полуволновой дефект в ХЖК

В статьях [91; 133] было показано, что наличие в структуре ХЖК полуволнового дефектного слоя приводит к потере поляризационной зависимости

дифракционного отражения. ХЖК начинает отражать свет любой поляризации, а не только циркулярно-поляризованное излучение с направлением, совпадающим с закруткой спирали холестерика. При комбинировании такого дефектного ХЖК с металлом в спектре пропускания на частотах, соответствующих зоне брэгговского отражения, могут возникнуть пики пропускания. Каждый пик в спектре соответствует локализованной моде. Для заданного ХЖК центр зоны находится на длине волны $\lambda_0 = 650$ нм. Для этой длины волны толщина полуволнового дефекта $d = \lambda_0/2(n_e - n_o) = 1.91$ мкм.

На рисунке 2.20 приведен рассчитанный спектр пропускания света круговых поляризаций для рассматриваемой системы «ХЖК-полуволновой дефект-ХЖК-металл». На частотах, соответствующих зоне брэгговского отражения кристалла, возникли несколько пиков пропускания. Отметим, что пики возникли для обеих круговых поляризаций.

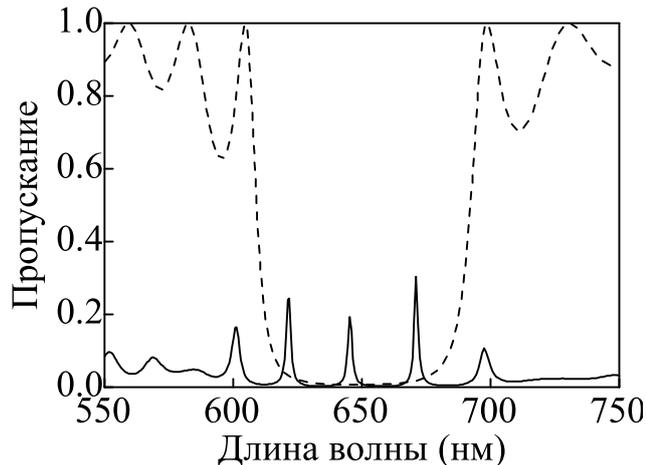


Рисунок 2.20 — Спектры пропускания 20 периодов ХЖК (штриховая линия) и всей структуры (сплошная линия) при нормальном падении света правой круговой поляризации. Показатели преломления ХЖК и дефекта: $n_e = 1.71$ и $n_o = 1.54$, шаг спирали ХЖК $p = 0.4$ мкм. ХЖК(1) и ХЖК(2) содержат по 10 периодов. Толщина дефекта $d = 1.91$ мкм, толщина серебряной плёнки $d_m = 50$ нм. Показатель преломления окружающей среды равен 1.625.

Каждый пик на спектре соответствует локализованной моде. На рисунке 2.21 показано распределение интенсивности электрического поля для правой круговой поляризации на длине волны 645.4 нм. Для остальных пиков зависимость выглядит аналогично. Видно, что большая часть поля локализована на границе металла и ХЖК. Затухание поля локализованной моды внутри металла связано с отрицательной диэлектрической проницаемостью металлической

плёнки, затухание внутри ХЖК обусловлено брэгговским отражением. Часть поля локализована на дефекте с максимумом в центре полуволнового слоя. Пики в спектре возникают для любой поляризации падающего излучения, однако коэффициенты пропускания различны.

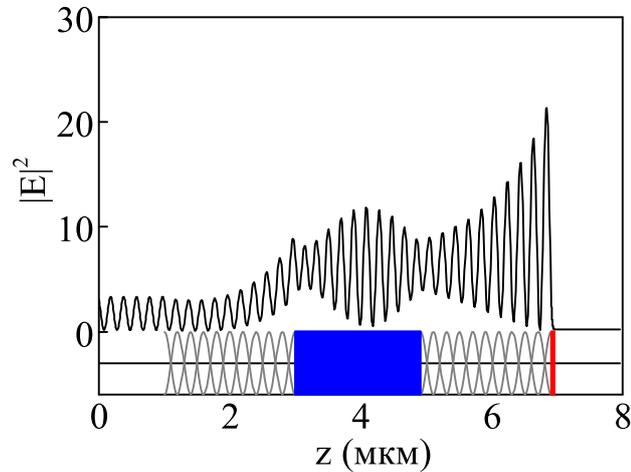


Рисунок 2.21 — Пространственное распределение локальной интенсивности поля в структуре «ХЖК(1)–полуволновой дефект–ХЖК(2)–металл» для длины волны 645.4 нм падающего света правой круговой поляризации.

Механизм возникновения локализации света для дифрагирующей (правая круговая R) и недифрагирующей (левая круговая L) поляризаций показан на рисунке 2.22. Если на слой ХЖК падает свет правой дифрагирующей поляризации (Рисунок 2.22а), то часть света, прошедшая через него, приблизительно сохранит свою поляризацию на выходе из ХЖК. Пройдя через полуволновой дефект, свет станет L-поляризованным. L поляризация сохранится при прохождении через второй слой ХЖК. При отражении от металла L станет R поляризацией. При отражении от ХЖК R поляризация сохраняется. При повторном отражении от металла R преобразуется в L поляризацию, свет распространяется через кристалл в обратном направлении. Пройдя через полуволновой дефект, свет станет R-поляризованным и отразится от ХЖК. Пройдя через полуволновой дефект снова, свет снова станет L-поляризованным. Процедура повторится.

Для недифрагирующей левой поляризации L ситуация подобна (Рисунок 2.22б). Падающий свет беспрепятственно проходит через ХЖК. Пройдя через полуволновой дефект, он станет R-поляризованным. Часть излучения отразится от ХЖК и, пройдя через дефект и первый слой ХЖК, покинет

структуру. Меньшая часть света, пройдя сквозь второй слой ХЖК и отразившись от металла, станет L-поляризованным. Ситуация станет такой же, как в предыдущем случае.

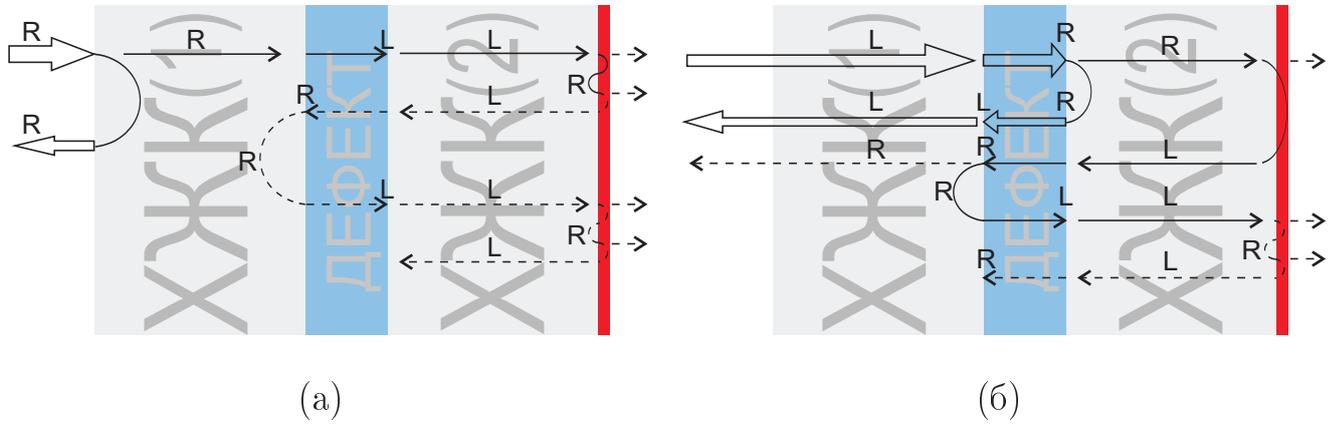


Рисунок 2.22 — Механизмы локализации света в структуре ХЖК-дефект-ХЖК- металл, содержащей полуволновой дефект. (а) — для правой круговой поляризации R и (б) — для левой круговой поляризации L падающего излучения.

2.3.3 Дефект произвольной толщины

Холестерический жидкий кристалл, содержащий анизотропный полуволновой дефект, отражает свет любой поляризации на брэгговских частотах. Если толщина анизотропного слоя отлична от полуволновой, то данный эффект не наблюдается. В этом случае, подобно изотропному дефекту, в запрещенной зоне ХЖК возникают пики пропускания для дифрагирующей поляризации света, соответствующие локализованным модам и провалы для недифрагирующей поляризации [106]. Для линейных поляризаций возникает искаженная запрещенная зона.

Следует ожидать, что оптических мод, имеющих локализацию на границе металла и ХЖК, содержащего такой дефект, не возникает. Тем не менее, расчёты показывают, что при толщине анизотропного слоя отличной от полуволновой, локализованные моды возникают. Пики пропускания начинают возникать в спектре практически при любой толщине дефектного слоя (Рисунок 2.23). При малых толщинах дефекта, по сравнению с системой

«ХЖК-дефект-ХЖК», при добавлении металлического слоя качественного изменения спектра пропускания не происходит. При присоединении металла к дефект-содержащему ХЖК в системе возрастает поглощение из-за металла, уменьшаются коэффициенты пропускания для любых поляризаций падающего света. Аналогичная ситуация имеет место при изотропном дефектном слое произвольной толщины в ХЖК. На рисунке 2.24а приведены, для сравнения, спектры пропускания ХЖК, содержащего изотропный дефект, и структуры «ХЖК-изотропный дефект-ХЖК-металл».

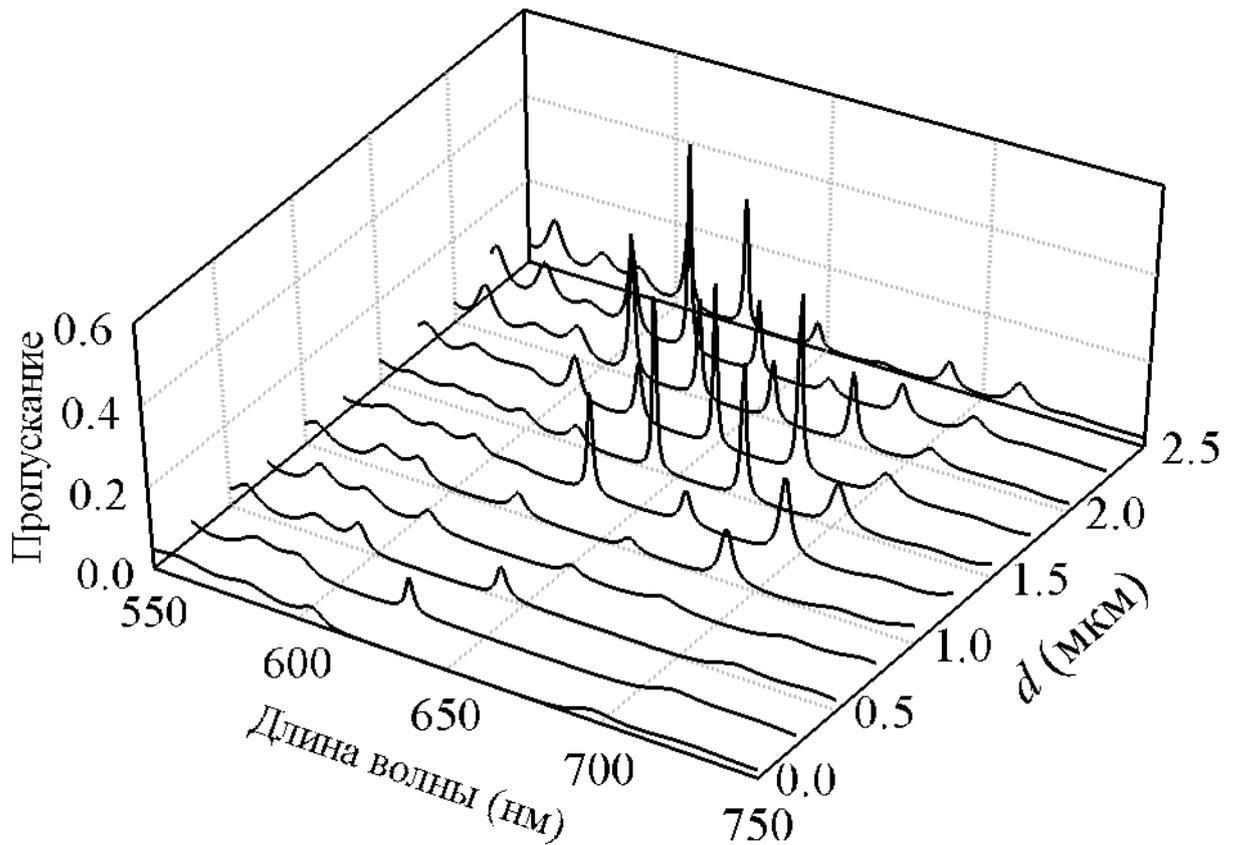


Рисунок 2.23 — Спектр пропускания структуры «ХЖК(1)-дефект-ХЖК(2)-металл» для различных значений толщины дефектного слоя d . Остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20.

При замене изотропного дефектного слоя на анизотропный той же толщины наблюдается качественное изменение структуры спектра пропускания (Рисунок 2.24б). На частотах, лежащих внутри запрещенной зоны, и отличных от частот пиков дефектных мод ХЖК образовались два резонанса, каждый из которых соответствует локализованной моде и имеет график распределения квадрата напряженности электрического поля, аналогичный рисунку 2.21.

При большей толщине d количество пиков увеличивается. При увеличении толщины анизотропного дефектного слоя его роль в изменении поляризации излучения увеличивается. Спектр существенно меняется. Полуволновой слой преобразует циркулярные поляризации друг в друга. Анизотропный слой отличной толщины трансформирует круговую поляризацию в эллиптическую или линейную (при четвертьволновом слое). ХЖК отражает только круговую компоненту, совпадающую с его закруткой спирали. Тонкий анизотропный слой слабо преобразует поляризацию, поэтому наличие тонкого дефекта не приводит к возникновению локализованных мод.

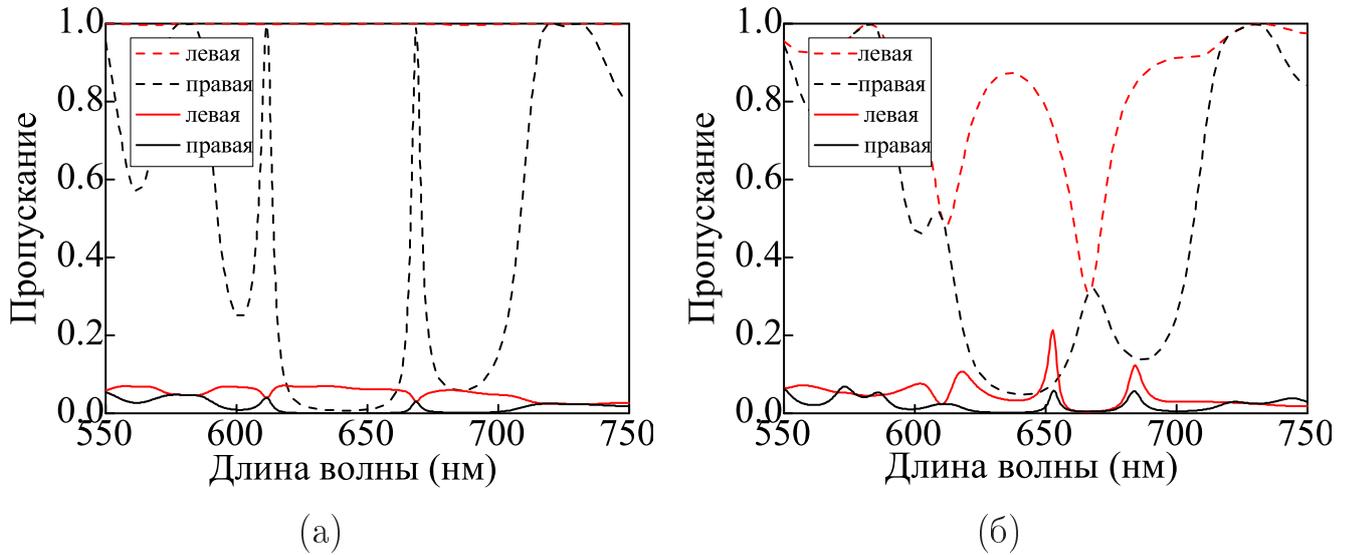


Рисунок 2.24 — Спектр пропускания ХЖК, содержащего дефект толщиной $d = 0.96$ мкм (штриховая линия) и структуры «ХЖК(1)-дефект-ХЖК(2)-металл» (сплошная линия) для круговых поляризаций: (а) ХЖК содержит изотропный дефект, (б) ХЖК содержит анизотропный дефект. Остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20.

2.3.4 Управление спектральными свойствами структуры «ХЖК(1) – дефект – ХЖК(2) – металл»

Изучено влияние шага спирали на спектр пропускания структуры «ХЖК(1) – дефект – ХЖК(2) – металл». Вариация шага целого холестерика приводит к сдвигу пиков по условию Брэгга. Кроме того, варьировать

можно не только шаг спирали всего ХЖК, но и его части слева ХЖК(1) (Рисунок 2.25а) или справа от дефекта ХЖК(2) (Рисунок 2.25б). Оказалось, что варьирование шага спирали ХЖК(1) значительно сильнее изменяет спектр, нежели ХЖК(2). Рисунок 2.25а показывает, что увеличение шага ХЖК(2) приводит к сдвигу пиков в длинноволновую область в соответствии с условием Брэгга. При изменении шага ХЖК(1) пики сдвигаются менее значительно. Белые линии на рисунках показывают положение запрещенной зоны ХЖК(1). На рисунке 2.25а она сдвигается из-за вариации шага спирали, пики двигаются вместе с ней. Рисунок 2.25б показывает, что пики смещаются только внутри запрещенной зоны ХЖК(1) так, как если бы варьировалось расстояние между зеркалами резонатора.

Изучаемую систему можно рассматривать как композицию двух резонаторов. Зеркалами первого резонатора являются слои ХЖК слева и справа от дефектного слоя. Металлический слой и комбинацию ХЖК(1) и фазоизменяющего анизотропного слоя можно считать зеркалами второго резонатора, содержащего второй ХЖК слой. Однако данные резонаторы весьма специфичны. По отдельности резонатором является только ХЖК, содержащий дефектный слой, в то время как система «ХЖК-металл» или «дефект-ХЖК-металл» резонатором не является. ХЖК с дефектом структуры является частью более крупного резонатора. Варьируя шаг спирали ХЖК(2) мы изменяем оптическую толщину среды внутри второго резонатора, в то время как, изменяя шаг спирали ХЖК(1), мы изменяем положение зоны брэгговского отражения зеркала, формируемого комбинацией ХЖК(1) и дефектного слоя. Поэтому на рисунке 2.25б, сдвиг пиков происходит внутри запрещенной зоны ХЖК(1), в отличие от случая, показанного на рисунке 2.25а, при котором и происходит красный сдвиг пиков вместе с запрещенной зоной ХЖК(1).

Спектр пропускания существенно зависит от положения дефекта в ХЖК. Рассмотрим изменение спектра пропускания структуры при вариации количества периодов второго ХЖК. Будем считать, что шаги ХЖК(1) и ХЖК(2) совпадают и равны 400 нм, толщина дефекта соответствует четвертьволновому слою $d = 0.96$ мкм. Вариация производится от 10 до 40 периодов. При меньшем количестве периодов запрещенная зона ХЖК недостаточно глубокая. При большем – пики слишком узкие. Количество периодов между 10 и 40 позволяет представить результаты достаточно наглядно. Рассчитанный спектр, приведенный на рисунке 2.25, показывает, что при увеличении количества периодов в

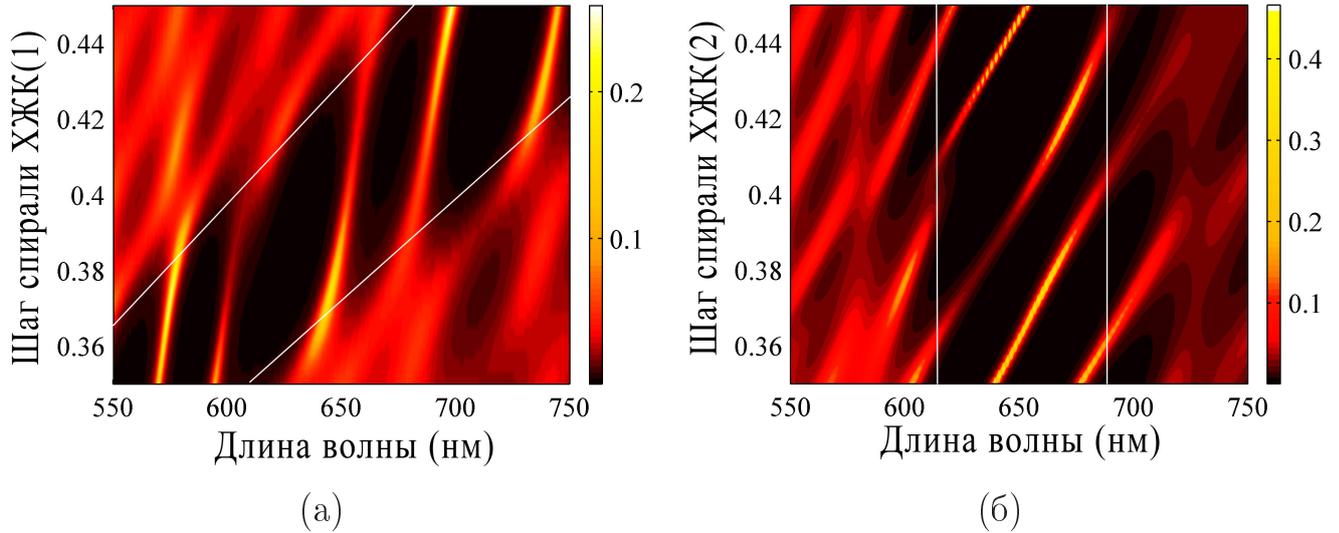


Рисунок 2.25 — Спектр пропускания структуры «ХЖК-дефект-ХЖК-металл» для правой круговой поляризации падающего света при различных значениях шага спирали холестерика (а) - слева от дефекта, (б) - справа от дефекта. $d = 0.96$ мкм, остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20. Белые линии показывают положение запрещенной зоны, формируемой ХЖК(1).

спектре возрастает количество пиков. Штриховой линией показаны границы запрещенной зоны идеального толстого ХЖК, для используемых в моделировании параметров она лежит между 616 и 684 нм. Можно заметить, что проявились пики вне этих длин волн.

На рисунке 2.27 показано распределение квадрата модуля напряженности электрического поля для трех длин волн 683 нм, 695 нм и 710 нм при 40 периодах ХЖК(2) (толщина слоя 8 мкм). Из такого вида локализации поля можно сделать вывод, что данные пики соответствуют краевым модам ХЖК первого, второго и третьего порядков [96]. Из рисунка также видно, что поле относительно слабо локализовано также на дефектном слое и границе ХЖК-металл. Такие же пики можно увидеть на рисунке 2.25б и на рисунке 2.20, однако в случае 10 периодов ХЖК(2) поле значительно сильнее локализовано на дефекте и на границе между ХЖК и металлом. Как уже было отмечено, коэффициент отражения ХЖК зависит от толщины слоя. Тонкий слой ХЖК имеет более широкую запрещенную зону. При 10 периодах ХЖК запрещенная зона ХЖК шире, чем $pn_o < \lambda < pn_e$. Поэтому при 10 периодах крайние пики на рисунке 2.22 лежат внутри запрещенной зоны и характер распределения интенсивности электрического поля для всех пиков одинаков. При увеличении толщины ХЖК частоты крайних пиков оказываются вне запрещенной зоны и

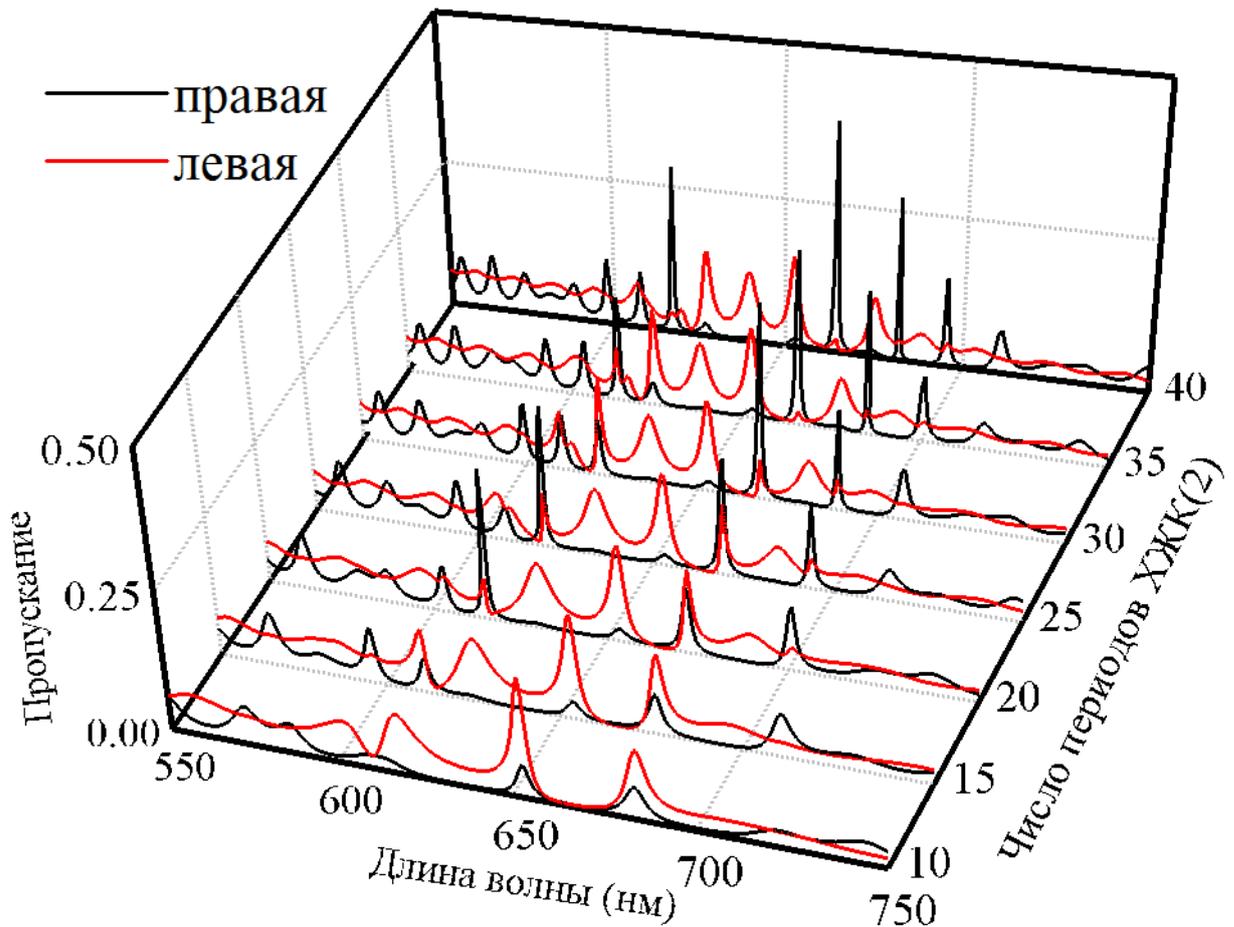


Рисунок 2.26 — Спектр пропускания структуры «ХЖК(1)-дефект-ХЖК(2)-металл» для различных значений толщины дефектного слоя d . Остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20.

начинают соответствовать частотам краевых мод с соответствующим распределением поля.

Увеличение количества периодов первого слоя ХЖК не приводит к качественному изменению спектра пропускания. В этом случае увеличивается коэффициент отражения зеркала резонатора, формируемого металлом и комбинацией первым слоем ХЖК и дефекта, но не изменяется оптическая толщина полости между ними. Правая круговая поляризация практически полностью отражается первым зеркалом. Поэтому пиков для неё визуально не видно. Для левой поляризации пики практически не сдвигаются.

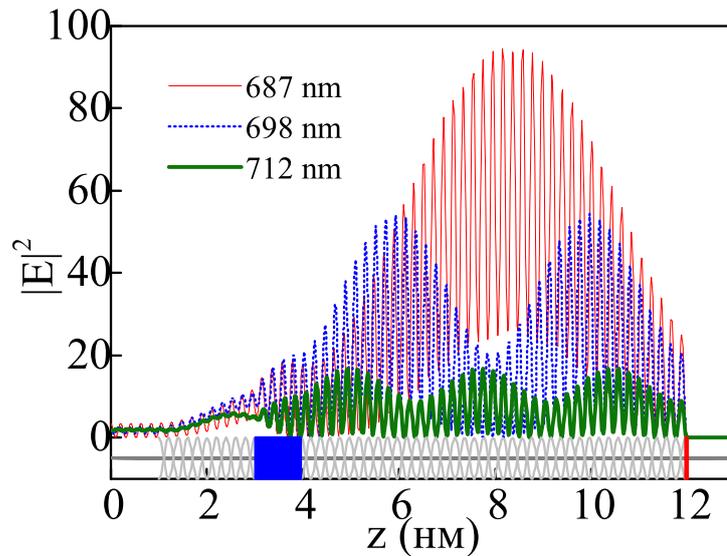


Рисунок 2.27 — Пространственное распределение локальной интенсивности электрического поля в структуре, содержащей дефект толщиной $d = 0.96$ мкм и 40 периодов ХЖК справа от него для правой циркулярной поляризации. Левый ХЖК имеет 10 периодов.

2.4 Выводы к главе 2

Локализовать свет на границе ХЖК-металл невозможно в силу изменения поляризации волны при отражении от металла и особых поляризационных свойств ХЖК. Методом численного моделирования показана возможность существования оптических мод, локализованных в структурах на основе ХЖК-металла с дополнительным анизотропным фазоизменяющим элементом. В качестве такого элемента предложено использовать четвертьволновую фазовую пластинку, слой ХЖК с противоположной закруткой спирали или полуволновой дефект в ХЖК.

Для структуры «ХЖК - четвертьволновая пластинка - металл» показано, что спектры пропускания при распространении света в прямом и обратном направлении имеют различный характер. Таким образом, имеет место анизотропия пропускания. Соответственно возможно использовать рассматриваемую структуру как поляризационный оптический вентиль, базирующийся на поверхностных фотонных модах. Варьирование плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, падающего на систему, позволяет существенно менять коэффициент пропускания на длине волны, соответствующей локали-

зованной моде. Изучена зависимость максимумов пропускания при различных углах между оптической осью фазовой пластинки и плоскостью поляризации падающего света. Из неё найдены углы, при которых пропускание системы максимально. Установлено, что свет локализуется более сильно, если падает на ХЖК. Показана возможность управления положением пика пропускания посредством изменения шага спирали ХЖК внешними полями.

Для структуры «левозакрученный ХЖК - правозакрученный ХЖК - металл» установлено, что свет любой поляризации падающей волны локализуется с максимумом интенсивности поля на границе металла и ХЖК. Показана возможность управления спектром пропускания системы путем варьирования угла α между директорами на границе противоположно закрученных холестериков. Установлено, что зависимость величины локализации поля на частоте, соответствующей локализованной моде, от толщины металлического слоя для различных направлений распространения света (падение со стороны ХЖК или металла) имеет различное поведение. При увеличении толщин слоев ХЖК количество пиков возрастает. Обсуждены возможности экспериментальной реализации предложенной структуры.

Показано, что при наличии планарного анизотропного дефекта в структуре ХЖК появляется возможность для частичной локализации света на границе между ХЖК и металлическим слоем. Установлено, что наличие дефекта практически любой толщины, а не только полуволновой, приводит к возникновению локализации света на границе ХЖК и металла. Ограничение накладывается только на его толщину. Тонкий анизотропный дефект не способен значительно изменить поляризацию излучения, что необходимо для возникновения локализации на границе ХЖК и металла. Необходимость такого изменения обосновывается различными поляризационными свойствами элементов системы. Показана возможность управления спектром пропускания посредством изменения шага спирали ХЖК внешними полями. Установлено, что варьирование шага спирали ХЖК слева от дефекта значительно сильнее изменяет спектр, нежели справа. Это связано с резонаторными свойствами структуры «ХЖК(1) - дефект - ХЖК(2) - металл». Такую систему можно рассматривать как композицию двух резонаторов. Зеркалами первого являются слои ХЖК слева и справа от дефектного слоя. Металлический слой и комбинация первого ХЖК и дефект можно считать зеркалами второго. На основе такой трактовки объяснены предсказанные явления.

Для всех моделей установлено, что различные эллиптичности волн, прошедших через ХЖК и элементы систем, приводят к различным коэффициентам пропускания для каждой поляризации.

Глава 3. Управляемые гибридные моды и связанные хиральные оптические таммовские состояния в холестерических жидких кристаллах

Глава посвящена гибридным локализованным модам в холестерических жидких кристаллах. В предыдущей главе рассматривалась структура «ХЖК - четвертьволновая пластинка - металл». Введение дефекта в структуру идеальной спирали ХЖК приведет к тому, что в структуре также возбудится дефектная мода, которая спектрально проявляется в виде пика в спектре пропускания или отражения. Рассматривается случай индуцирования дефектной моды при помощи твист-дефекта. Таким образом, в системе возбуждаются две моды, имеющие различную природу и образующие гибридную моду. Спектр пропускания такой системы может быть перестроен при помощи изменения угла твист-дефекта и шага спирали, которым можно манипулировать внешними воздействиями. Установлено, что для круговых поляризаций спектр различен из-за того, что для недифрагирующей поляризации пик пропускания, соответствующий дефектной моде, отсутствует.

Хиральное оптическое таммовское состояние представляет собой моду, возбуждаемую на границе раздела «зеркало, сохраняющее поляризацию» – ХЖК [127; 128]. В данной главе аналитически и численно исследованы моды, образованные двумя связанными хиральными оптическими таммовскими состояниями, локализованными на границах ХЖК, сопряженного с сохраняющими поляризацию анизотропными зеркалами. Данные моды возбуждаются только для дифрагирующей поляризации падающего света. При уменьшении толщины слоя холестерика возникает спектральное расщепление частоты локализованного состояния. Величина расщепления зависит от толщины слоя кристалла. Для недифрагирующей круговой поляризации локализованные моды не возбуждаются, и система становится подобной резонатору Фабри-Перо, содержащему анизотропную геликоидальную структуру.

3.1 Управляемые гибридные моды в ограниченном холестерическом жидком кристалле с твист-дефектом

Рассмотрим свойства структуры, состоящей из правозакрученного холестерика с твист-дефектом структуры, четвертьволновой фазовой пластинки и металлической плёнки (Рисунок 3.1). При моделировании использовались следующие параметры ХЖК: необыкновенный и обыкновенный показатели преломления $n_e = 1.71$ и $n_o = 1.54$, его шаг спирали $p = 0.4$ мкм. Параметры соответствуют смеси хирального центра (Merck, S-811) и нематического жидкого кристалла (Merck, E44) [90]. Для заданного ХЖК центр зоны находится на длине волны $\lambda_0 = 650$ нм. Длина ХЖК — 4 мкм, в центре слоя находится твист-дефект, слева и справа от дефекта одинаковое целое число шагов спирали. Величина твист-дефекта задается углом α . Расчеты произведены в предположении, что вращение слоя ХЖК осуществляется по часовой стрелке (при этом принято, что наблюдение ведется вдоль направления распространения света).



Рисунок 3.1 — Схематическое представление рассматриваемой структуры.

Будем считать, что показатели преломления ХЖК n_e и n_o равны соответствующим показателям преломления фазовой пластинки. Толщина четвертьволновой пластинки равна $d = \lambda_0/4(n_e - n_o) = 0.96$ мкм. Структура окружена средой с показателем преломления равным усредненному показателю

преломления ХЖК. Толщина металлической пленки $d_m = 50$ нм, её диэлектрическая проницаемость была задана в виде приближения Друде (формула 2.2).

Наиболее простым способом изготовления предложенной структуры является использование не обычных холестерических жидких кристаллов, а полимерных холестерических эластомеров [135]. Фотонные дефектные моды, вызванные твист-дефектом структуры именно в таких холестерических материалах, экспериментально пронаблюдались в работах [112; 136]. Твист-дефект может быть индуцирован вращением вокруг оси спирали одной части эластомера относительно другой части таким образом, что спираль имеет разрыв непрерывного изменения его директора. Спектральные свойства таких материалов могут быть перестроены при помощи различных воздействий, так же как свойства обычных ХЖК [137; 138].

На рисунке 3.2а приведен рассчитанный спектр пропускания структуры при вариации угла твист-дефекта α для правой круговой поляризации падающего света. При расчетах производилось вращение первого слоя ХЖК, второй слой, граничащий с фазовой пластинкой, неподвижен. В отсутствие твист-дефекта ($\alpha = 0$) в спектре наблюдается только пик, соответствующий локализованной моде структуры «ХЖК-фазовая пластинка-металл» на длине волны 643 нм. Увеличение α приводит к сдвигу пика дефектной моды в длинноволновую область. При $\alpha = 1.38$ рад длины волн обоих пиков совпадают, и возникает расщепление резонансной частоты. Рисунок 3.3 более подробно показывает спектр пропускания при $\alpha = 1.38$ рад. Расщепленные пики для правой круговой поляризации падающего света находятся на длинах волн 637 нм и 649 нм. При вариации α спектр демонстрирует квазипересечение, характерное для гибридных состояний.

Белая штриховая линия на рисунке 3.2а показывает положение резонансной длины волны для ХЖК, содержащего твист-дефект [105]:

$$\lambda = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{2} + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2} \cos \alpha, \quad (3.1)$$

где λ_1 и λ_2 - коротковолновая и длинноволновая границы запрещённой зоны холестерика.

Рисунок 3.4 демонстрирует пространственное распределение квадрата модуля электрического поля $|E|^2$ для длины волны 649 нм при $\alpha = 1.38$ рад для обеих круговых поляризаций падающего света. В обоих случаях поле локализовано на твист-дефекте и интерфейсе фазовая пластинка/металл. Однако при

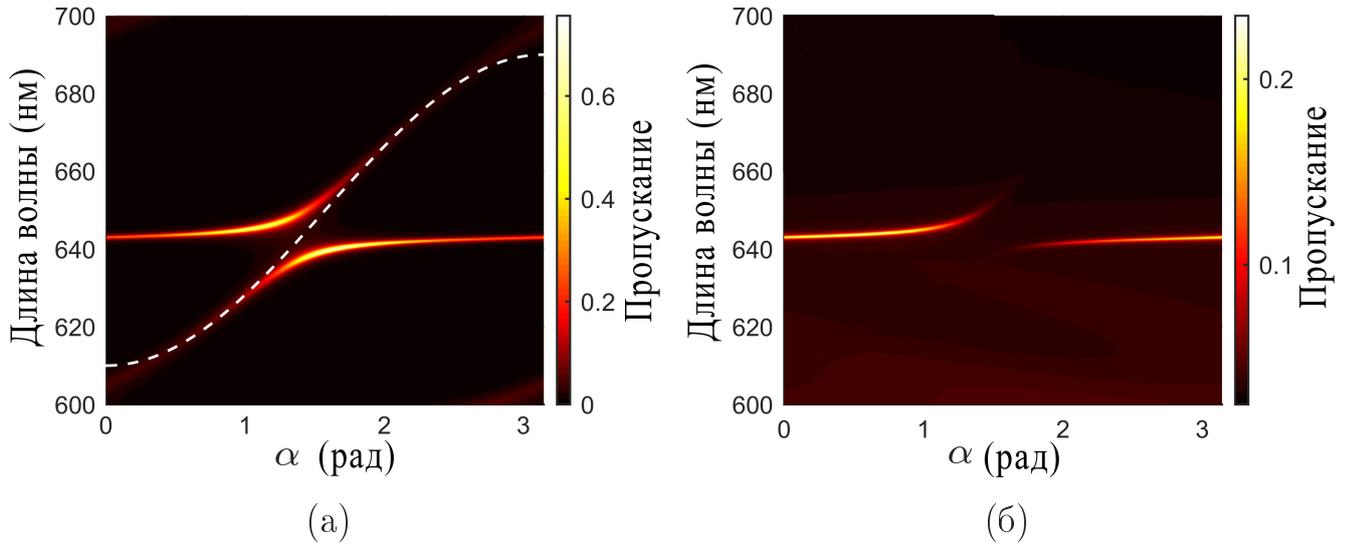


Рисунок 3.2 — Спектр пропускания структуры в зависимости от угла твист-дефекта α для правой (а) и левой (б) круговых поляризаций падающего света. Вращается первый слой ХЖК, слой ХЖК, граничащий с фазовой пластинкой, неподвижен.

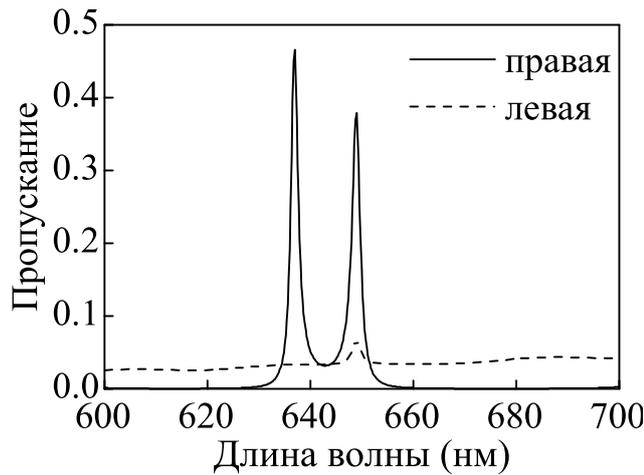


Рисунок 3.3 — Спектр пропускания для круговых поляризаций падающего света при $\alpha = 1.38$ рад, на которой длины волн локализованной моды структуры «ХЖК-фазовая пластинка-металл» и дефектной моды совпадают. падении правой круговой поляризации поле локализуется значительно сильнее. Для 637 нм картина распределения $|E|^2$ аналогична.

Вариация шага спирали при помощи внешних влияний позволяет эффективно перестраивать спектр пропускания ХЖК. Спектр пропускания изучаемой структуры для различных шагов спирали ХЖК показан на рисунке 3.5. Если параметры ХЖК и фазовой пластинки значительно отличаются и соотношение (2.1), которое является условием существования оптических локализованных мод в структуре «ХЖК-фазовая пластинка-металл» не вы-

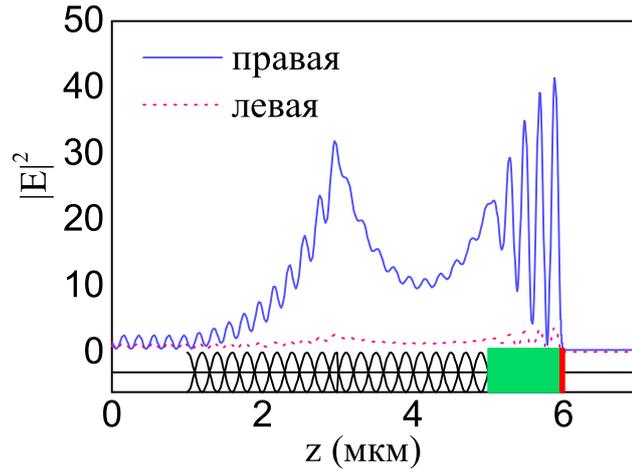


Рисунок 3.4 — Пространственное распределение интенсивности электрического поля в структуре для длины волны 649 нм.

полняется, то оптических состояний, локализованных на границе фазовая пластинка/металл, нет. Поэтому при шагах спирали, значительно отличающихся от 400 нм, в спектре проявляется только один пик, соответствующий дефектной моде ХЖК.

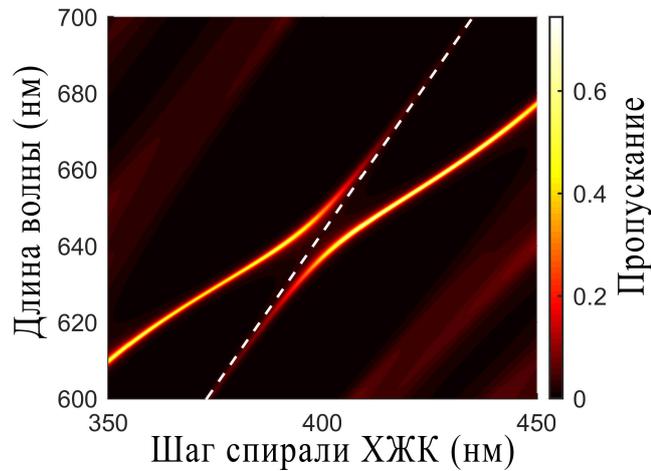


Рисунок 3.5 — Пропускание структуры в зависимости от шага спирали ХЖК.

Белая линия показывает положение пика дефектной моды ХЖК, вычисленного по формуле (3.1), $\alpha = 1.38$ рад.

Вариация толщины фазовой пластинки приводит к изменению спектра пропускания структуры. Рассмотрены свойства структуры, содержащей фазовую пластинку толщиной $d' = 5d = 4.8$ мкм. Пластинка остается четвертьволновой относительно длины волны $\lambda_0 = 650$ нм и двулучепреломления равного 0.17. При такой толщине в спектре наблюдаются несколько пиков, соответствующих локализованным модам системы «ХЖК-фазовая пластинка».

металл». Изменяя твист-дефект, можно перестраивать спектр пропускания такой модифицированной структуры (Рисунок 3.6).

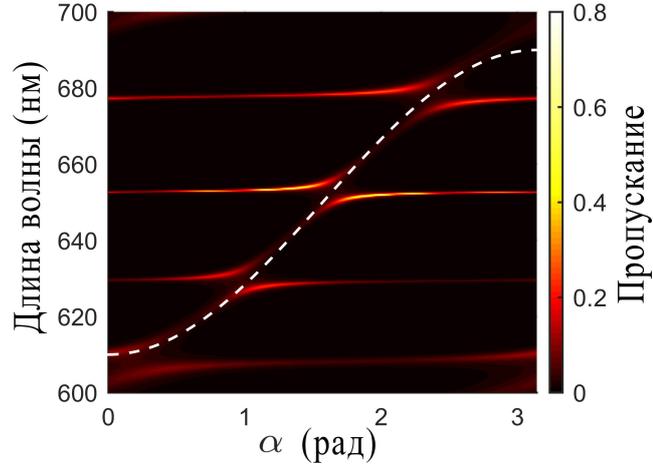


Рисунок 3.6 — Пропускание структуры в зависимости от угла твист дефекта α для правой круговой поляризации падающего света. Вращается первый слой ХЖК, слой ХЖК, граничащий с фазовой пластинкой, неподвижен. Белая линия показывает положение пика дефектной моды ХЖК, вычисленного по формуле (3.1), $d' = 5d = 4.8$ мкм.

3.2 Связанные хиральные оптические таммовские состояния в холестерических жидких кристаллах

Исследуемая в данном пункте система показана на рисунке 3.7. Правозакрученный ХЖК зажат между двумя идентичными сохраняющими поляризацию анизотропными зеркалами (СПАЗами). Параметры ХЖК, использованные при моделировании, те же, что и раньше: необыкновенный и обыкновенный показатели преломления $n_e = 1.71$ и $n_o = 1.54$, его шаг спирали $p = 0.4$ мкм. Толщина ХЖК слоя задается параметром d . В дальнейшем для выполнения граничных условий мы будем предполагать, что ХЖК содержит целое число периодов. Сохраняющие поляризацию анизотропные зеркала состоят из чередующихся одноосных диэлектрических слоев с показателями преломления n_e^m и n_o^m . Каждый слой повернут относительно предыдущего на 90° . Зеркала состоят из $N = 10$ периодов. Толщина каждого периода СПАЗа $2a = 0.2$ мкм. Известно, что такие анизотропные зеркала способны сохранять поляризацию

падающего на них излучения [139]. Это является необходимым условием для формирования оптических таммовских состояний на границе ХЖК. Углы между оптическими осями ХЖК и слоёв зеркал, граничащих с ним, будем называть ψ и φ соответственно. В дальнейшем будем предполагать, что $\psi = \pi/4$. Как и ранее предположим, что структура окружена средой с показателем преломления равным усредненному показателю преломления ХЖК.

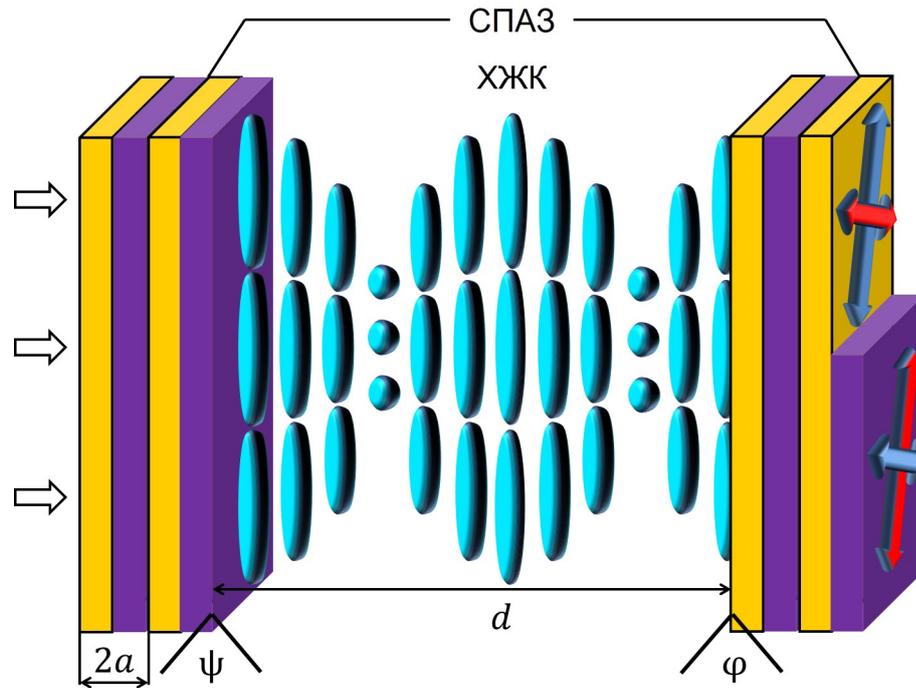


Рисунок 3.7 — Схематическое представление рассматриваемой структуры. Цветные стрелки показывают направление оптических осей анизотропных слоёв СПАЗов. Каждый СПАЗ содержит 10 периодов.

Рассмотрим наиболее простой случай равенства показателей преломления ХЖК соответствующим показателям преломления слоев СПАЗов, т.е. $n_e = n_e^m$ и $n_o = n_o^m$. При таких параметрах центры запрещенных зон ХЖК и СПАЗа совпадают. Ранее было показано [127; 128], что при выполнении этого условия и $\psi = \pi/4$ ОТС спектрально проявляется точно в центре запрещенной зоны. При $\varphi = \psi = \pi/4$ обеспечивается выполнение граничных условий, что ведет к возможности возбуждения двух ОТС, локализованных на обеих границах ограниченного ХЖК. Оба ОТС симметричны и поэтому спектрально должны проявляться на одной и той же частоте, однако вследствие связи этих состояний через слой ХЖК конечной толщины вырождение по частоте снимается и в спектре проявляются два пика на близких частотах. При целом числе периодов ХЖК угол между оптическими осями слоев СПАЗов, граничащих с ХЖК слева

и справа, составляет $\varphi + \psi = \pi/2$, поэтому на рисунке 3.7 эти слои обозначены различными цветами.

Рассчитанные при помощи метода Берремана, спектры пропускания в зависимости от толщины ХЖК слоя для круговых поляризаций падающего света показаны на рисунках 3.8 и 3.9. Рисунок 3.8 описывает поведение спектра для правой циркулярной поляризации падающего света. При больших толщинах ХЖК для такой поляризации в спектре наблюдается пик пропускания, соответствующий ОТС. Подтверждением этого факта является пространственное распределение квадрата модуля электрического поля $|E|^2$ для длины волны 650 нм, приведенное на Рисунке 3.10а (синяя линия). Поле локализовано с максимумами на границах ХЖК. Из-за того, что свет падает с левой стороны и высокой отражательной способности ХЖК, поле локализовано сильнее на левой границе ХЖК. По мере удаления от границ поля экспоненциально затухают.

Уменьшение толщины ХЖК слоя приводит к перекрытию электромагнитных полей ОТС (Рисунок 3.10б), что приводит к снятию вырождения, и происходит расщепление частоты, а в спектре пропускания возникают два пика пропускания, которые соответствуют симметричной и антисимметричной модам (Рисунок 3.11), аналогично модам, изученным в работах [32; 71].

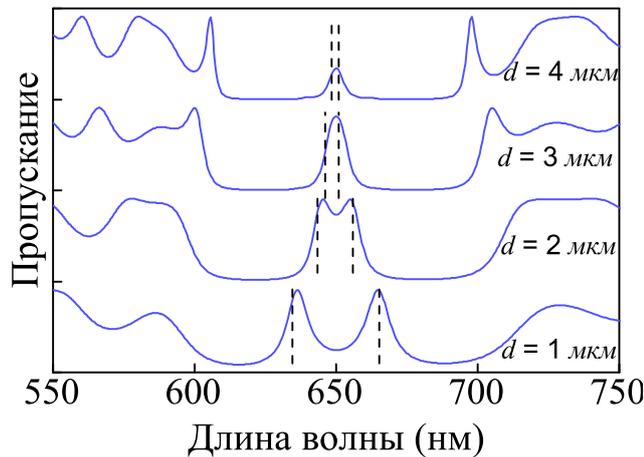


Рисунок 3.8 — Зависимость спектра пропускания для правой круговой поляризации падающего света от толщины ХЖК слоя d . Штриховые линии показывают положение ОТС в спектре, вычисленные по формуле 3.10,

$$\varphi = \pi/4.$$

Особенностью ХЖК является зависимость спектра от поляризации падающего света. Недифрагирующая (противоположная направлению закрутки

ХЖК) поляризация не испытывает отражения от холестерика. Рассматриваемая система содержит правозакрученный ХЖК, поэтому для левой круговой поляризации ОТС не возникает. Для такой поляризации изучаемая структура становится подобна резонатору Фабри-Перо. Для такой круговой поляризации в спектре пропускания возникают резонансы, количество которых зависит от расстояния между зеркалами, что показано на рисунке 3.9. Зависимость $|E|^2$ для такой круговой поляризации падающего света, показанная на рисунке 3.10 красной линией, подтверждает, что пики для левой круговой поляризации соответствуют резонаторным модам. Таким образом, для круговых поляризаций падающего света спектр пропускания различен. Для некруговых поляризаций падающего света пики проявляются на всех частотах.

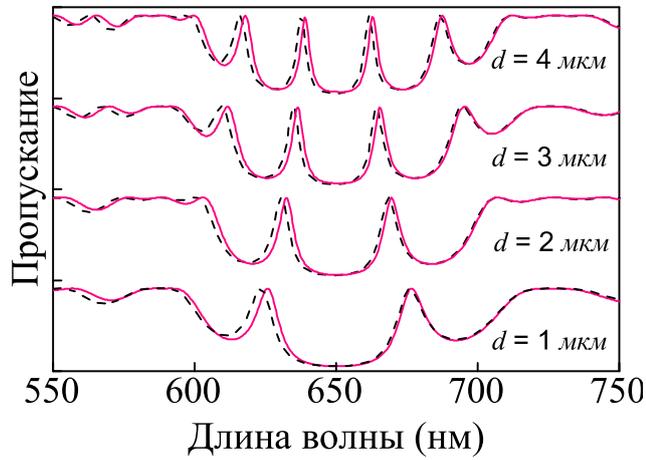


Рисунок 3.9 — Зависимость спектра пропускания для левой круговой поляризации падающего света от толщины ХЖК слоя d . Штриховые линии показывают рассчитанные аналитически спектры пропускания для недифрагирующей поляризации при помощи формулы 3.12. $\varphi = \pi/4$.

В дополнение к численному моделированию было развито аналитическое описание системы. Для скалярных систем уравнение для одиночного ОТС, локализованного на границе двух сред, для произвольной поляризации волны имеет вид [29]:

$$r_L r_R e^{2i\Phi} = 1. \quad (3.2)$$

Здесь r_L и r_R — амплитудные коэффициенты отражения левого и правого зеркала, Φ — фазовое изменение волны, прошедшей через слой, разделяющий зеркала. Рассмотрим возникновение одиночного хирального ОТС на границе ХЖК и СПАЗа. Было предположено, что при нормальном падении уравнение

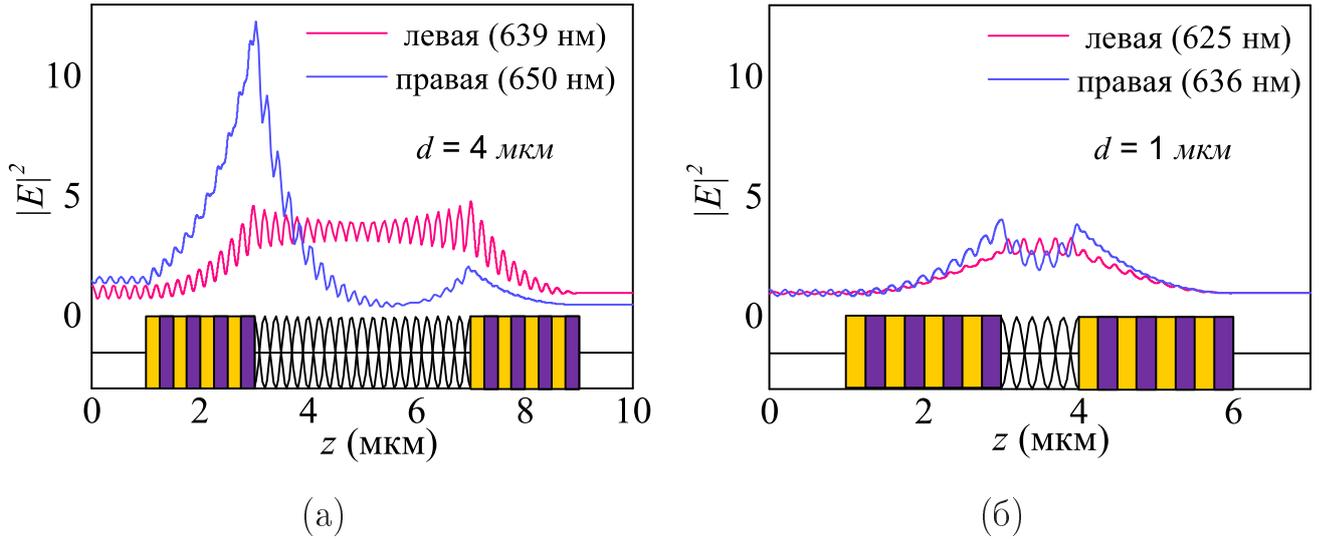


Рисунок 3.10 — Пространственное распределение интенсивности электрического поля в структуре для круговых поляризаций падающего света (а) $d = 1$ мкм, (б) $d = 4$ мкм. Каждый СПАЗ содержит 10 периодов, $\varphi = \pi/4$.

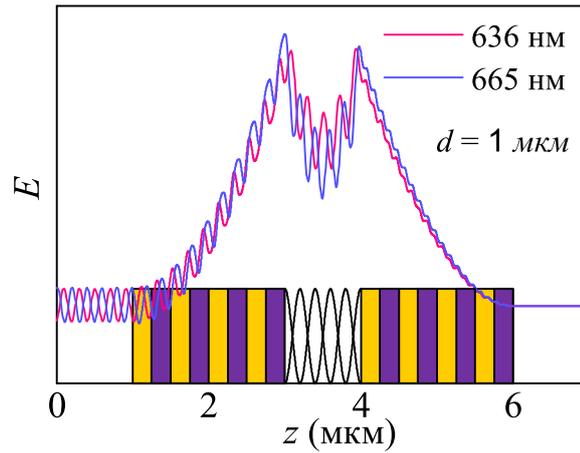


Рисунок 3.11 — Пространственное локальное распределение напряженности электрического поля в структуре для случаев симметричной и антисимметричной мод для падающего излучения правой круговой поляризации. Каждый СПАЗ содержит 10 периодов, $d = 1$ мкм, $\varphi = \pi/4$.

(3.2) сохраняется для дифрагирующей круговой поляризации, если не учитывать связь с недифрагирующей поляризацией. Поэтому для хирального ОТС Φ следует заменить на φ .

Амплитудный коэффициент отражения левого зеркала, которое является холестерическим жидким кристаллом, равен [75]

$$r_L = r_{CLC} = \frac{i\delta \sin qd}{((q\tau/\kappa^2) \cos qd + i((\tau/2\kappa)^2 + (q/\kappa)^2 - 1) \sin qd)}. \quad (3.3)$$

Здесь, $\delta = \frac{(n_e^2 - n_o^2)}{(n_e^2 + n_o^2)}$, $\kappa = \frac{\omega \sqrt{((n_e^2 + n_o^2)/2)}}{c}$ и $\tau = \frac{4\pi}{p}$ — вектор обратной решетки ХЖК. Волновой вектор волны, дифрагирующей в ХЖК, задается величиной

$$q = \kappa \sqrt{1 + (\tau/2\kappa)^2 - \sqrt{(\tau/\kappa)^2 + \delta^2}}. \quad (3.4)$$

Для правого зеркала коэффициент отражения слоистой структуры, имеющей N периодов, определяется следующим выражением [21]:

$$r_R = r_{PPAM} = \frac{CU_{N-1}}{AU_{N-1} - U_{N-2}}, \quad (3.5)$$

где $U_N = \frac{\sin 2a(N-1)K}{\sin 2aK}$, $K = \frac{1}{2a} \arccos(\frac{A+D}{2})$ — блоховское волновое число.

Был рассмотрен только случай нормального падения, поэтому элементы матрицы преобразования для одной ячейки A , B , C , D , связывающие амплитуды плоских волн в первом слое элементарной ячейки с амплитудами в соседней элементарной ячейке, можно записать в виде

$$\begin{aligned} A &= e^{ik_{1z}a} \left[\cos k_{2z}a + \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right]; \\ B &= e^{-ik_{1z}a} \left[\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right]; \\ C &= e^{ik_{1z}a} \left[-\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right]; \\ D &= e^{-ik_{1z}a} \left[\cos k_{2z}a - \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}a \right], \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $k_{1z} = (\omega/c)n_e^2$, $k_{2z} = (\omega/c)n_o^2$ — волновые векторы, соответственно для первой и второй сред, $2a$ — период СПАЗ.

В результате, для хирального ОТС, локализованного на границе двух сред, имеющих коэффициенты отражения r_{PPAM} и r_{CLC} и угол между оптическими осями φ , уравнение имеет вид

$$r_{PPAM}r_{CLC}e^{2i\varphi} = 1. \quad (3.7)$$

Решение этого уравнения вблизи центра брэгговского отражения зеркал приводит к результату, что при угле $\varphi = \pi/4$ одиночное хиральное ОТС возбуждается точно в центре запрещенной зоны ХЖК, что согласуется с предсказанным результатом [127; 128]. Для связанных хиральных ОТС уравнение

должно содержать слагаемое, ответственное за величину связи, очевидно, что оно должно быть пропорционально толщине и коэффициенту пропускания ХЖК. Предположим, что оно может быть записано в виде $\pm \frac{t_{CLC}}{r_{CLC}}$, подобно тому, как это было сделано для скалярных структур [57; 71]. Амплитудный коэффициент пропускания ХЖК определяется в виде

$$t_{CLC} = \frac{e^{i\tau d/2}((q\tau/\kappa^2))}{((q\tau/\kappa^2) \cos qd + i((\tau/2\kappa)^2 + (q/\kappa)^2 - 1) \sin qd)}. \quad (3.8)$$

В результате, для связанных хиральных ОТС уравнение приобретает вид:

$$1 \pm \frac{t_{CLC}}{r_{CLC}} = r_{PPAM} r_{CLC} e^{2i\varphi}. \quad (3.9)$$

Вблизи брэгговской частоты амплитуды r_{PPAM} и r_{CLC} практически равняются единице. Обозначив фазу выражения $\pm \frac{t_{CLC}}{r_{CLC}}$ как θ_{\pm} , φ_{PPAM} и φ_{CLC} - фазы волн, отраженных от СПАЗ и ХЖК, уравнение (3.9) может быть записано в виде

$$\theta_{\pm} = \varphi_{PPAM} + \varphi_{CLC} + 2\varphi. \quad (3.10)$$

Данное уравнение позволяет найти собственные частоты связанных хиральных ОТС. Частоты, вычисленные таким образом, для различных толщин холестерика d показаны на рисунке 3.8 штриховыми линиями, и они согласуются с результатами моделирования (сплошная линия).

Если слой ХЖК толстый и углы ψ и φ равны $\pi/4$, в системе возбуждается два ОТС, проявляющихся на одной частоте в спектре. Варьирование одного из углов позволяет перестраивать спектральное положение одного из ОТС. Численно изучено взаимодействие ОТС, локализованных на обеих границах ХЖК в зависимости от угла φ (Рисунок 3.12). Пик, соответствующий ОТС, локализованному на левой границе ХЖК, не менял свою длину волны. При $\varphi = \pi/4$ обе частоты совпадают и возникает расщепление. При вариации φ спектр демонстрирует квазипересечение, характерное для связанных состояний. Белые линии на рисунках соответствуют решению уравнения (3.7) для одиночных ОТС.

Спектр пропускания при нормальном падении левой недифрагирующей поляризации, для которой ОТС не возбуждаются (Рисунок 3.9), можно найти, используя известное выражение для коэффициента пропускания резонатора Фабри-Перо [140]

$$T_{FP} = \frac{(1 - |r_{PPAM}|^2)^2}{(1 - |r_{PPAM}|^2)^2 + 4|r_{PPAM}|^2 \sin^2(\delta/2)} \quad (3.11)$$

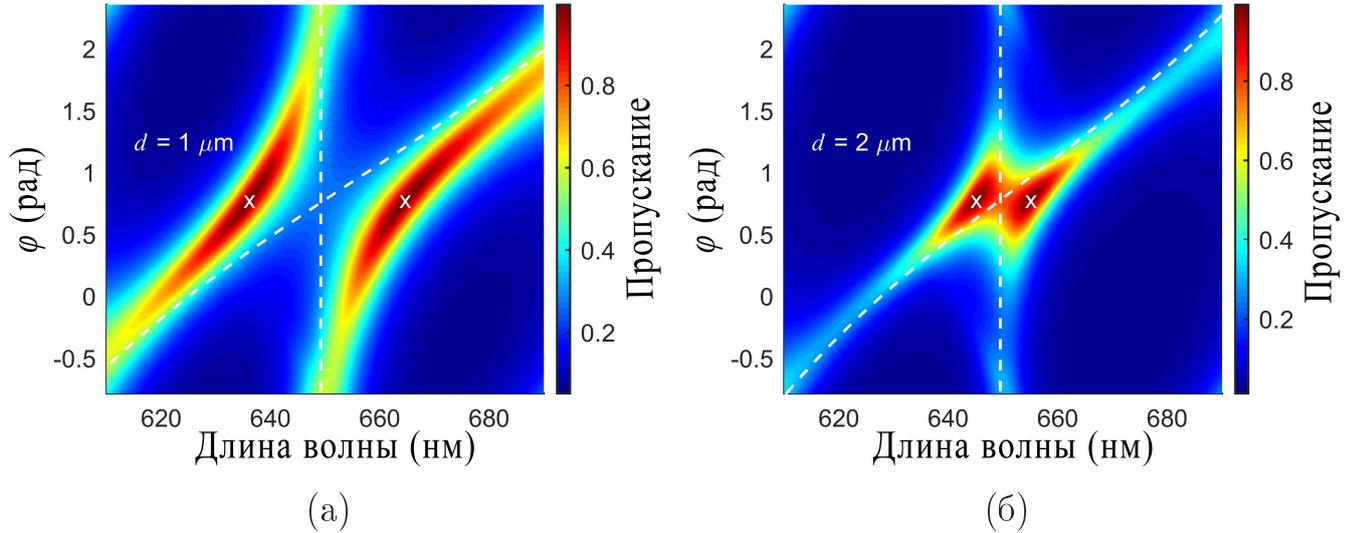


Рисунок 3.12 — Пропускание структуры в зависимости от угла φ для различных толщин ХЖК d . Белые линии показывают положение одиночных ОТС, вычисленных по формуле (3.7). Кресты соответствуют длинам волн ОТС при $\varphi = \pi/4$.

Для рассматриваемой модели $\delta/2$ следует записывать в виде

$$\delta/2 = \varphi_{PPAM} - \pi/2 - \omega nd/c, \quad (3.12)$$

где n - средний показатель преломления ХЖК. Спектры пропускания структуры для левой недифрагирующей поляризации, рассчитанные при помощи формулы (3.11), показаны на рисунке 3.9 штриховыми линиями.

По мере изменения шага спирали пики будут сдвигаться, а запрещенные зоны ХЖК и СПАЗа перестанут перекрываться. Поэтому для дифрагирующей поляризации ОТС возбуждаться не будут, и система будет представлять резонатор Фабри-Перо, заполненный анизотропной геликоидальной структурой [87; 89]. Спектр для обеих круговых поляризаций станет идентичным, в спектре возникнут дублеты. После фазового перехода ХЖК в изотропное состояние система становится обычным резонатором Фабри-Перо.

3.3 Выводы к главе 3

В главе 3 показано существование двух типов связанных оптических мод в ХЖК. Первый тип, так называемые, гибридные моды, сформированы де-

фектной модой ХЖК и локализованными модами структуры «ХЖК-фазовая пластинка-металл». Дефектная мода возбуждается твист-дефектом структуры холестерика. Показана возможность перестройки спектра пропускания при помощи варьирования угла твист-дефекта и шага спирали ХЖК. Шаг спирали может быть изменен при помощи внешних воздействий, например, электрического поля. Для света круговых поляризаций спектр пропускания различен. Это связано с тем, что, спектрально для недифрагирующей круговой поляризации резонанс, соответствующий дефектной моде, имеет вид провала, а не пика пропускания.

Второй предсказанный тип мод обусловлен связью двух хиральных оптических таммовских состояний, локализованных на границе ХЖК и анизотропных зеркал. Изучаемые моды возбуждаются только для дифрагирующей поляризации падающего света. При уменьшении толщины слоя ХЖК поля локализованных мод перекрываются, снимается вырождение и возникает спектральное расщепление частоты хирального ОТС с образованием симметричной и антисимметричной мод. Величина расщепления зависит от толщины слоя. Аналитически и численно найдены частоты, на которых спектрально проявляются хиральные ОТС. Вариация угла между оптическими осями ХЖК и СПАЗа позволяет управлять величиной связи хирального ОТС и соответственно перестраивать спектр пропускания структуры. Для противоположной круговой поляризации, не испытывающей отражения от ХЖК, хиральное ОТС не возбуждается, и система становится подобной резонатору Фабри-Перо, содержащему анизотропную геликоидальную структуру. Обсуждены возможности перестройки спектров при помощи внешних воздействий.

Глава 4. Фотонные моды в холестерике с включением резонансного нанокompозитного материала

Металл-диэлектрические нанокompозиты вызывают большой интерес из-за многочисленных приложений в различных областях, таких как нелинейная оптика [141; 142], катализ [143], сенсинг [144; 145] и фотовольтаика [146; 147]. В нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, предсказан оптический резонанс [7; 148; 149]. При этом важно, что оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Данный резонанс характеризуется эффективной диэлектрической проницаемостью в приближении формулы Максвелл-Гарнетта [150–153]. Эффективные характеристики нанокompозита, состоящего из металлических наночастиц, взвешенных в диэлектрической матрице, формируются благодаря плазмонному резонансу наночастиц и могут принимать в оптическом диапазоне уникальные значения, не присущие природным материалам, например, эффективный показатель преломления может быть равен нулю [154], единице [155] или быть больше десяти [148]. Комбинация дисперсии резонансной среды и собственной дисперсии фотонного кристалла открывает новые возможности для управления спектральными и оптическими свойствами фотонного кристалла [32; 156; 157].

В настоящей главе исследованы спектральные свойства холестерического жидкого кристалла с дефектным слоем нанокompозита, который состоит из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Анализируются эффекты расщепления дефектной моды и локализации электромагнитного поля при изменении объемной доли наночастиц в дефектном слое. При экспериментальной реализации изучаемой модели трудность заключается в том, чтобы одинаково ориентировать директора ХЖК на обеих границах дефектного слоя. Поэтому отдельно рассматривается случай наличия в структуре также твист-дефекта. Изучается проявление в спектре пропускания сдвоя фазы холестерической спирали. Исследуется также модификация спектра пропускания посредством внешних полей, изменяющих шаг спирали холестерика как с обеих сторон, так и с одной стороны от дефекта.

4.1 Описание модели

Рассматриваемая в данной главе фотоннокристаллическая структура состоит из двух одинаковых слоев идеального правозакрученного ХЖК, разделенных дефектным слоем нанокompозита, комбинированного с твист-дефектом (Рисунок 4.1). Длина всей структуры $L = 3.15$ мкм, шаг спирали ХЖК $p = 295$ нм, толщина дефектного слоя $d = 200$ нм. Среда вне холестерика изотропна с показателем преломления $n = (n_o + n_e)/2$, где $n_o = 1.4$ и $n_e = 1.6$ — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления ХЖК соответственно. При таком выборе внешней среды френелевское отражение от поверхности холестерика и интерференционные полосы от граничных поверхностей слабые. Величина твист-дефекта задается углом α , который принимает положительные значения при вращении по часовой стрелке конца вектора директора холестерика на границе нанокompозитный слой—ХЖК (при этом принято, что наблюдение ведется вдоль направления распространения света).

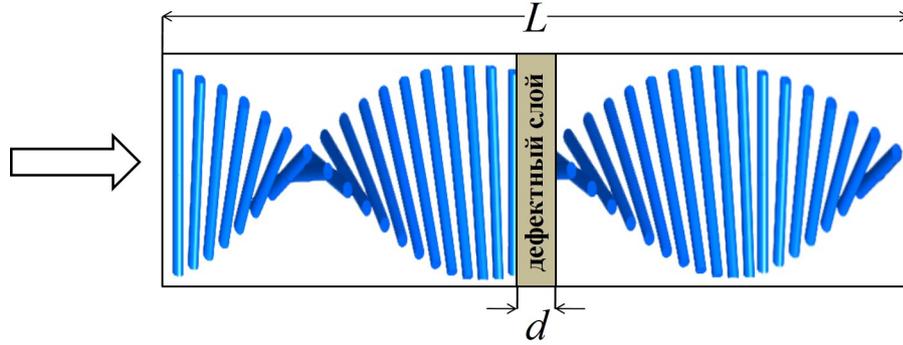


Рисунок 4.1 — Схематическое представление ХЖК с комбинированным дефектом.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитного слоя ϵ_{mix} определяется формулой Максвелл-Гарнетта:

$$\epsilon_{mix} = \epsilon_d \left[\frac{f}{(1-f)/3 + \epsilon_d/(\epsilon_m - \epsilon_d)} + 1 \right]. \quad (4.1)$$

Здесь f — фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице, ϵ_d и $\epsilon_m(\omega)$ — диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы, ω — частота излучения. Модель Максвелл-Гарнетта предполагает квазистатическое приближение. Её главные особенности следующие: нанокompозитный слой является электродинамически изотропным и

расстояние между включениями мало по сравнению с длиной волны света в эффективной среде.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, как и в предыдущих главах, используя приближение Друде (формула 2.2). Для серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_d = 2.56$, $\epsilon_0 = 5$, $\hbar\omega_p = 9$ эВ, $\hbar\gamma = 0.02$ эВ [130]. Таким образом, в настоящей главе расчеты проводятся без учета коррекции диэлектрической функции металлических наночастиц, учитывающей ограничение длины свободного пробега электрона из-за его столкновений с границей частицы. Предсказания модели эффективной среды Максвелл-Гарнетта являются достоверными для умеренной доли включений с фактором заполнения в интервале $0.01 < f < 0.3$ [158]. В монографии [159] отмечается, что формула 4.1 является плохим приближением при $f > 0.4$.

В работах [160–166] продемонстрировано согласие экспериментальных и расчетных данных для модели Максвелл-Гарнетта. Таким образом, данная модель способна описать оптические свойства структур с включениями металлических наночастиц, взвешенных в диэлектрической матрице. Если объёмная доля включений велика так, что нельзя отличить матрицу от диспергированной фазы, то необходимо использовать модель Бруггемана [167].

Пренебрегая малым фактором γ^2 , находим положение резонансной частоты, зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы f :

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\epsilon_d + (1-f)(\epsilon_0 - \epsilon_d)}} \quad (4.2)$$

На Рисунке 4.2 представлена дисперсионная зависимость диэлектрической проницаемости нанокомпозита для двух значений фактора заполнения $f = 0.02, 0.1$.

Из рисунка видно, что с ростом концентрации наночастиц частота ω_0 , соответствующая резонансу в дефектном слое, смещается в длинноволновую область спектра. При этом полуширина резонансной кривой ϵ''_{mix} изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая ϵ'_{mix} , увеличивается область частот, для которых нанокомпозит подобен металлу при $\epsilon'_{mix} < 0$.

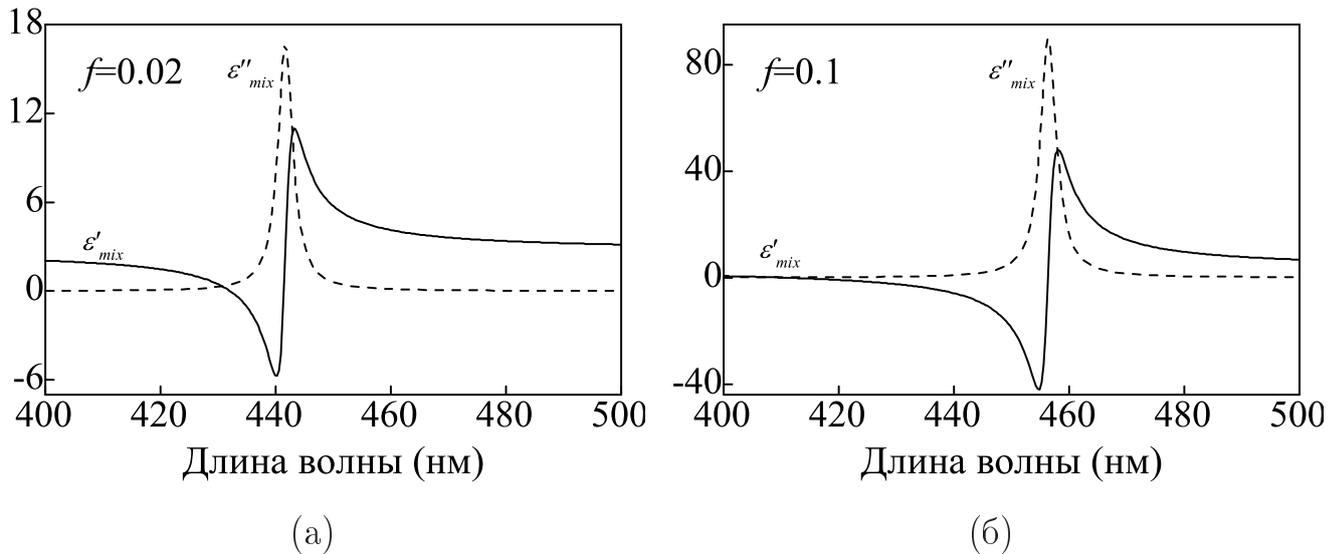


Рисунок 4.2 — Зависимости мнимой ϵ''_{mix} (штриховая линия) и действительной ϵ'_{mix} (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита ϵ_{mix} от длины волны падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$ (а) и 0.1 (б).

Предложенная система может быть изготовлена согласно методике, описанной в [168]. Затруднение может возникнуть из-за малой толщины нанокompозитного слоя. При сборке ячейки нанокompозитный слой соприкасается с ориентированными слоями ХЖК. Желателен бесконтактный способ нанесения ориентанта. Для обеспечения плоскопараллельности тонкого слоя нанокompозита потребуются широкие кольцевидные спейсеры.

4.2 Особенности спектральных свойств ХЖК с резонансным нанокompозитным дефектным слоем

В данном пункте будем предполагать, что изучаемая структура не содержит твист-дефект, т.е. $\alpha = 0$. На Рисунке 4.3 приведен затравочный ($f = 0$) спектр пропускания при нормальном падении света на холестерик с дефектом структуры в виде диэлектрической пластинки. Из рисунка видно, что, как и в [106], в запрещённой зоне спектра пропускания холестерика возникают пики, соответствующие дефектным модам ХЖК, которые индуцируются для обеих круговых поляризаций нормально падающего света. Кроме того, дефектным

модам соответствует одна и та же длина волны и одинаковое пропускание на длине волны дефектной моды.

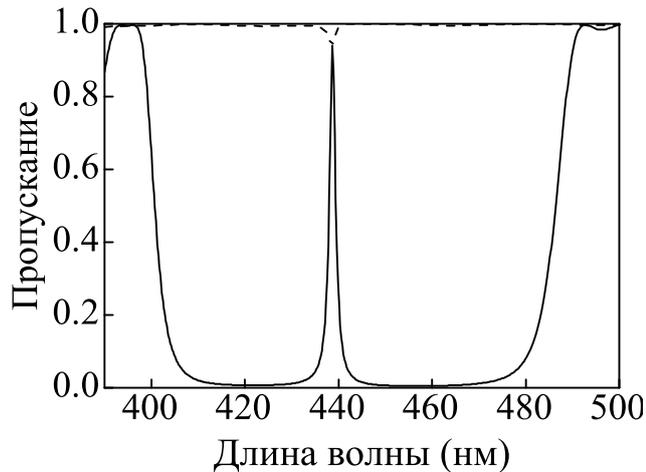


Рисунок 4.3 — Спектр пропускания для правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговых поляризаций падающего света при факторе заполнения $f = 0$.

Если фактор заполнения отличен от нуля и резонансная частота нанокompозита совпадает с частотой дефектной моды, возникает расщепление частоты дефектной моды, подобное расщеплению частоты двух связанных осцилляторов. Проявление эффекта расщепления в спектрах пропускания для различных величин фактора заполнения f проиллюстрировано на рисунке 4.4, из которого видно, что величина расщепления растет с ростом объемной доли наночастиц в дефектном слое. Из представленных спектров видно, что в результате расщепления дефектных мод соответствуют пики, которые для правой и левой круговых поляризаций имеют одинаковую длину волны, но разное пропускание в центре пика. Расчеты показывают, что, как и для скалярного одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита [156], расщепление растет с ростом объемной доли наночастиц в композите.

Характерным для спектров отражения и поглощения (Рисунок 4.5) является сильная зависимость коэффициентов отражения и поглощения от направления круговой поляризации падающего света. Появление после расщепления дефектных мод в запрещенной для обеих поляризаций, спектральной области (Рисунок 4.4) связано, в первую очередь, с существенным отражением и поглощением волн, соответственно, правой и левой круговых поляризаций.

Рисунок 4.6 показывает пространственные распределения электрического поля в дефектных модах для двух величин фактора заполнения. Величины

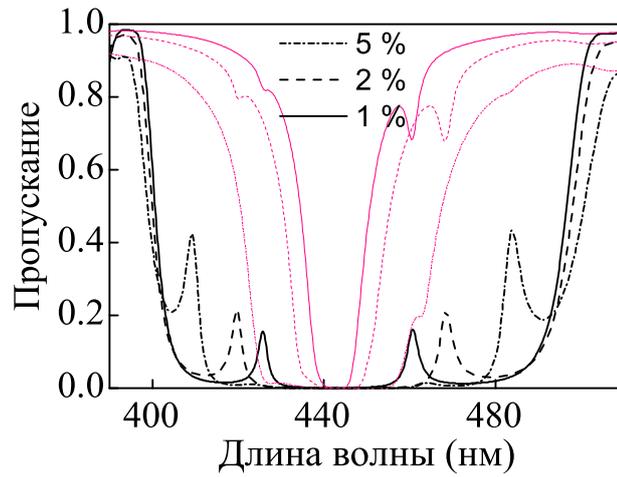


Рисунок 4.4 — Спектр пропускания для правой (толстые чёрные линии) и левой (тонкие малиновые линии) круговых поляризаций падающего света при различных факторах заполнения нанокompозитного слоя f , $\alpha = 0$.

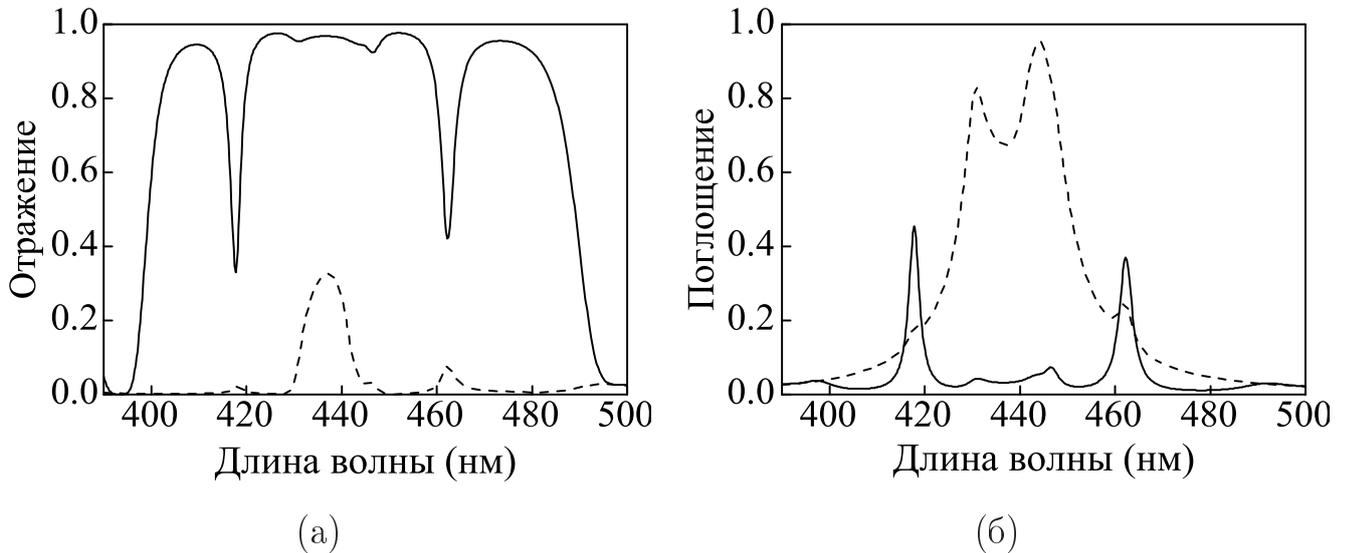


Рисунок 4.5 — Спектры отражения (а) и поглощения (б) для волн правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговых поляризаций падающего света при факторе заполнения $f = 0.02$.

локализаций полей слабо зависят от f , несмотря на различие коэффициентов пропускания.

Новые особенности в спектре пропускания возникают при вариации угла падения света θ . При увеличении θ запрещенная зона ХЖК сдвигается, в соответствии с условием Брэгга, в коротковолновую область, при этом длинноволновой край запрещённой зоны сдвигается к резонансной длине волны дефектного слоя. При $\theta = 26^\circ$ (Рисунок 4.7а) в запрещённой зоне коротковолновой пик, соответствующий дефектной моде, исчезает, остается длинноволновой пик дефектных мод, резонансная частота ω_0 оказывается вбли-

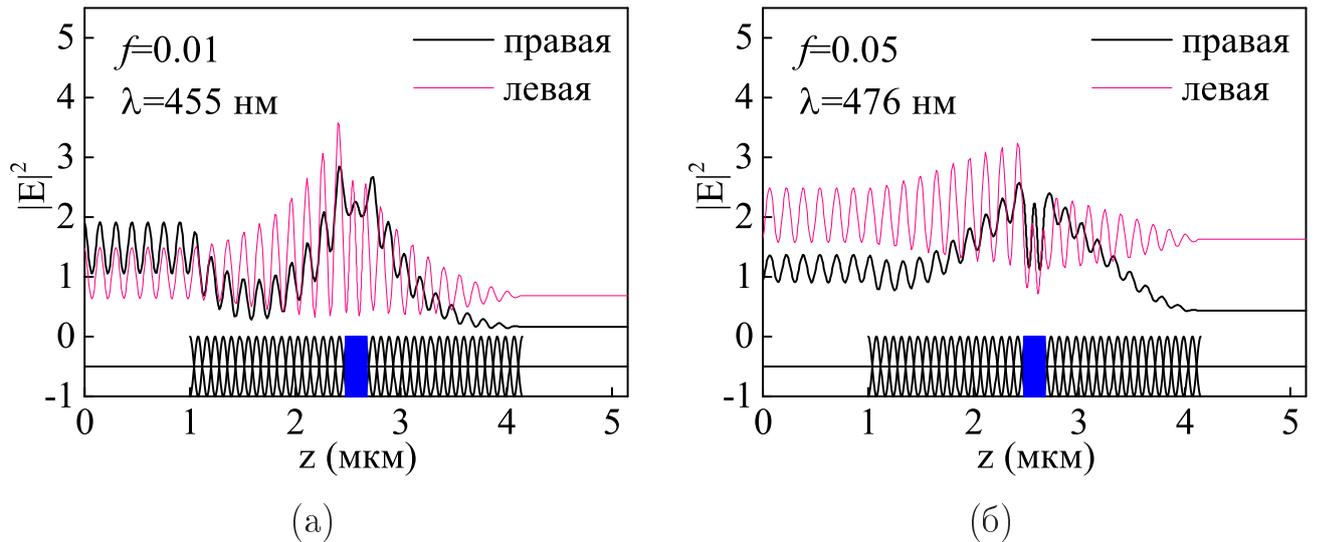


Рисунок 4.6 — Пространственное распределение интенсивности электрического поля в структуре для круговых поляризаций падающего света при (а) $f = 0.01$ и (б) $f = 0.05$ на длинах волн пиков, соответствующих расщеплённым дефектным модам на рисунке 4.4, $f = 0.02$.

зи длинноволновой границы запрещённой зоны. Смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к эффекту расщепления запрещенной зоны, т.е. от длинноволнового края отщепляется дополнительная полоса прозрачности, соответствующая дифрагирующей поляризации и появляется запрещённая частотная область в окрестности ω_0 для волн обеих поляризаций. При дальнейшем увеличении угла падения θ резонансная длина волны оказывается в сплошном спектре пропускания, возникающая резонансная ситуация приводит к появлению в спектре пропускания дополнительной запрещённой полосы частот (Рисунок 4.7б).

4.3 Фотонные дефектные моды в холестерическом жидком кристалле с комбинацией слоя нанокompозита с резонансной дисперсией и твист-дефекта

Наличие твист-дефекта приводит к изменению положения дефектных мод в запрещённой зоне ХЖК и, соответственно, к изменению пропускания на частотах дефектных мод. Из рисунка 4.8а видно, что при повороте второго слоя ХЖК по часовой стрелке ($\alpha > 0$) оба пика для света правой круговой

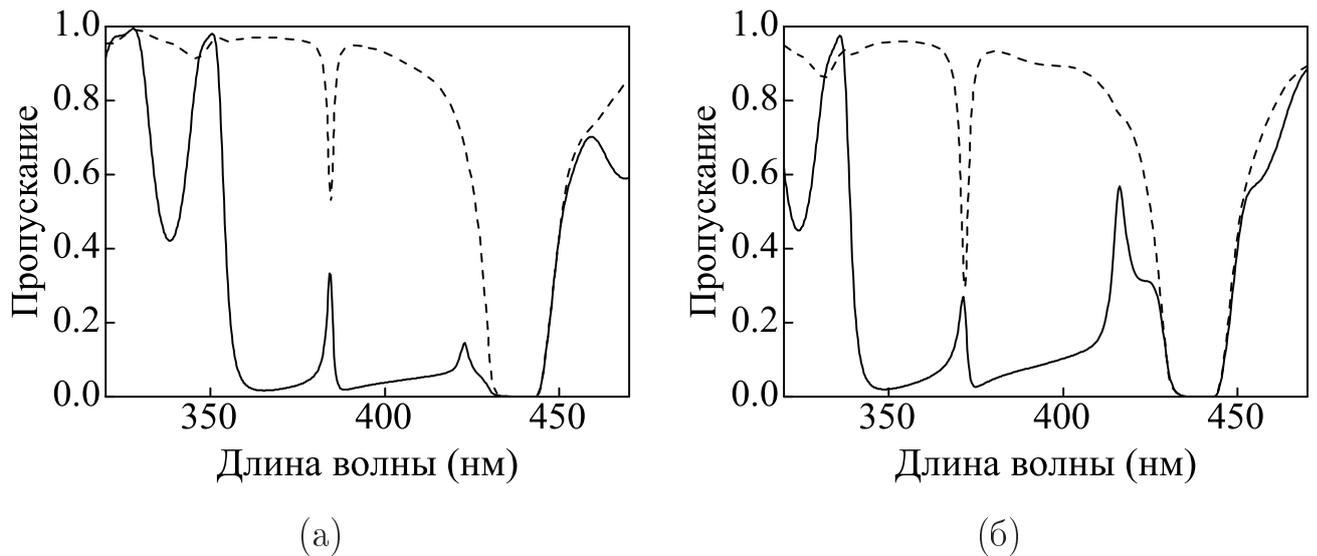


Рисунок 4.7 — Спектры пропускания для разных углов падения, (а) $\theta = 26^\circ$, (б) $\theta = 30^\circ$. Сплошная и пунктирная линии соответственно для света правой и левой круговых поляризаций падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$.

поляризации сдвигаются в коротковолновую область. При этом пропускание длинноволнового пика с ростом α начинает уменьшаться, а коротковолнового — расти. При повороте слоя ХЖК против часовой стрелки ($\alpha < 0$) происходит противоположная ситуация (Рисунок 4.8б). Перераспределение пропускания на дефектных модах с изменением α обусловлено, очевидно, их связью, индуцируемой твист-дефектом. При заданных параметрах системы и $\alpha = 90^\circ$ пики для света обеих поляризаций не возникают в запрещённой зоне холестерика. Расчеты показывают, что пики для света недифрагирующей поляризации проявляются не при любых значениях α . Положение запрещённой зоны практически не зависит от величины твист-дефекта.

На рисунке 4.9 приведены, для примера, пространственные распределения интенсивности электрического поля в дефектных модах с длиной волны $\lambda = 413$ нм при $\alpha = 30^\circ$ (см. Рисунок 4.6а). Наиболее отчетливо проявляется локализация поля в области, соизмеримой с длиной волны, для пика, соответствующего дифрагирующей поляризации. Для дифрагирующей поляризации падающего света поле сильнее локализуется при наличии твист-дефекта, чем без него (Рисунок 4.6).

Увеличение числа периодов холестерической спирали приводит к увеличению крутизны фотонной запрещённой зоны. Кроме того, пики пропускания, соответствующие волнам правой дифрагирующей и левой круговым поляризациям света, для дефекта с фактором $f = 0$ уменьшаются [111]. Подобное

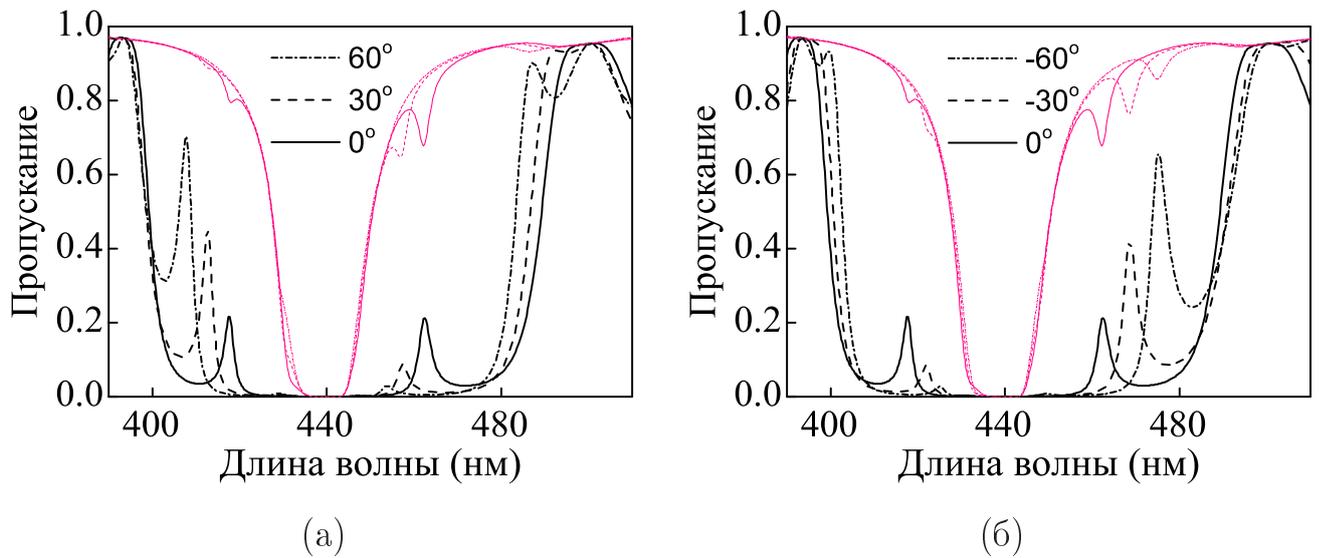


Рисунок 4.8 — Спектры пропускания структуры для различных величин твист-дефекта: (а) $\alpha > 0$, (б) $\alpha < 0$. Чёрные жирные линии для света правой круговой поляризации, малиновые тонкие линии для света левой круговой поляризации падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$.

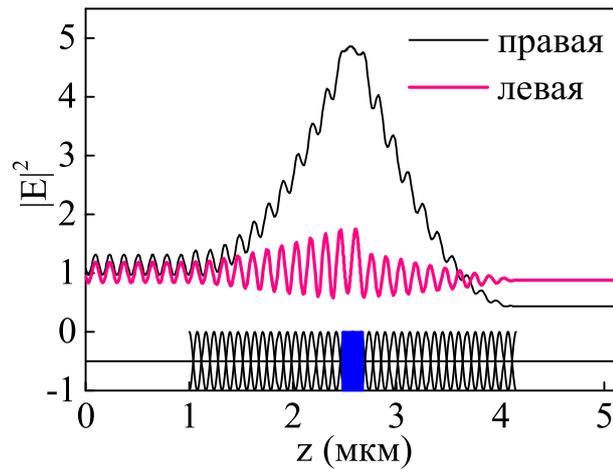


Рисунок 4.9 — Пространственное распределение квадрата модуля электрического поля в структуре для круговых поляризаций падающего света при длине волны $\lambda = 413$ нм (Случай $\alpha = 30^\circ$ на рисунке 4.8а), $f = 0.02$.

поведение пиков дефектных мод, с ростом числа периодов холестериков, обнаруживается и в нашем случае, когда фактор заполнения нанокompозита металлическими частицами не равен нулю. Так, например, при $f = 0.02$, $\alpha = 0$ и 30 периодах ХЖК слева и справа от дефекта (общая толщина структуры с дефектом 9.05 μm) коэффициенты пропускания пиков для дифрагирующей поляризации света становятся практически неотличимы от нуля. Однако, коэффициенты пропускания пиков для левой поляризации света равны соответственно 0.68 и 0.67.

4.4 Управление спектром пропускания ХЖК с комбинированным дефектным слоем

Как уже было отмечено ранее, новые особенности в спектре пропускания возникают при вариации шага спирали ХЖК p . При увеличении p , например, за счет изменения температуры, запрещенная зона сдвигается, в соответствии с условием Брэгга $pn = \lambda$, в длинноволновую область. Коротковолновой пик исчезает, остается длинноволновой пик. Немаловажно, что существуют такие шаги спирали, при которых резонансная частота ω_0 оказывается вблизи коротковолновой границы запрещенной зоны.

На рисунке 4.10а показан, для примера, результат изменения спектра пропускания структуры с исходным шагом ХЖК $p = 295$ нм и $\alpha = -30^\circ$ (см. рисунок 4.8б) при увеличении шага спирали до значения $p = 305$ нм, когда резонансная частота нанокompозита ω_0 оказалась вблизи коротковолновой границы запрещенной зоны.

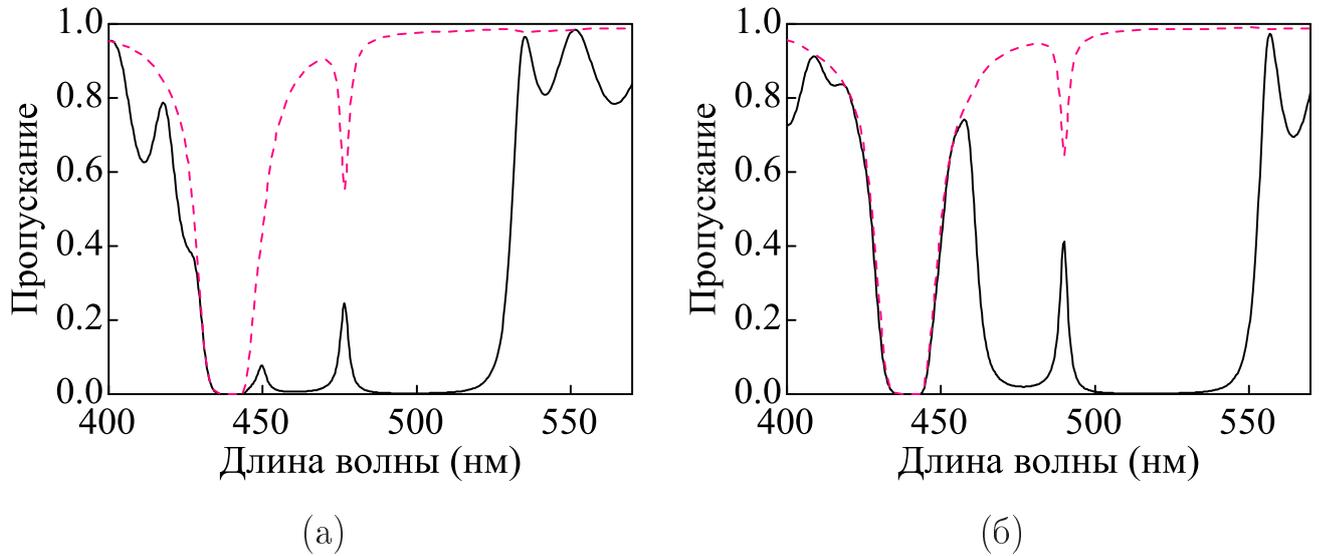


Рисунок 4.10 — Спектр пропускания для разных значений шага спирали. (а) $p = 325$ нм, (б) $p = 340$ нм. Сплошная и штриховая линии для света правой и левой круговых поляризации соответственно, $f = 0.02$, $\alpha = -30^\circ$.

Смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к эффекту расщепления запрещенной зоны. От коротковолнового края отщепляется дополнительная полоса прозрачности, соответствующая дифрагирующей поляризации, и появляется запрещенная зона в окрестности ω_0 для света обеих

поляризации. Запрещённая частотная область обусловлена, в основном, поглощением поля в слое нанокompозита. При дальнейшем увеличении шага спирали резонансная частота ω_0 оказывается в сплошном спектре пропускания. Возникающая резонансная ситуация в этом случае приводит к появлению в спектре пропускания дополнительной запрещённой полосы частот (Рисунок 4.10б).

Аналогичные эффекты можно реализовать иначе, путем увеличения угла падения света на структуру, когда, в соответствии с условием Брэгга, запрещённая зона сдвигается в коротковолновую область. При этом длинноволновый край запрещённой зоны сдвигается к резонансной частоте ω_0 дефектного слоя.

Внешними полями можно варьировать не только шаг спирали всего ХЖК p , но и части ХЖК слева или справа от дефекта. Рассмотрим поведение спектров пропускания структуры при изменении шага ХЖК слева и справа от дефекта. Шаг спирали слева от дефекта будем называть p_1 , справа — p_2 . В первую очередь рассмотрим исходную структуру двух ХЖК, сопряженных с диэлектрическим дефектом. Спектр пропускания такой структуры представлен на рисунке 4.3. В этом случае отсутствует твист-дефект, $\alpha = 0$ и фактор заполнения $f = 0$. Спектр пропускания для системы из двух холестериков с различными шагами спирали, разделенных дефектом, приведен на рисунке 4.11.

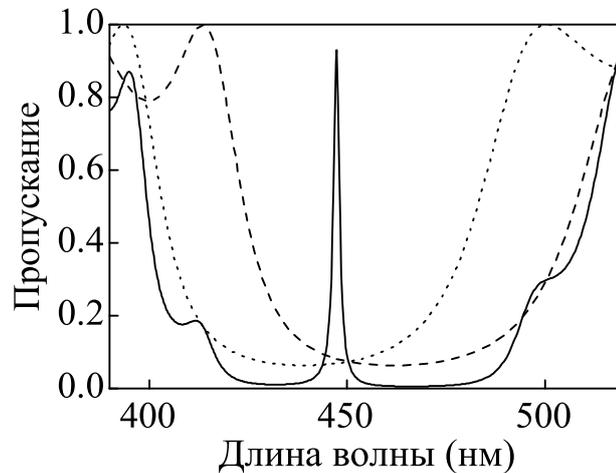


Рисунок 4.11 — Спектр пропускания системы двух ХЖК, разделённых диэлектрическим дефектом (сплошная линия) и каждого из холестериков в отдельности. Холестерики имеют шаг спирали $p_1 = 295$ нм (пунктирная линия) и $p_2 = 310$ нм (штриховая линия).

Из рисунка 4.11 видно, что пик пропускания возникает в области перекрытия запрещённых зон двух ХЖК. Расчеты показывают, что с ростом

шага правой спирали растет ширина запрещённой зоны системы. Факт подобного увеличения запрещенной зоны и проявления дефектной моды в области перекрытия зон был использован для экспериментальной реализации асимметричного управляемого фильтра [169].

С ростом шага правой спирали положение дефектной моды смещается в длинноволновую область спектра. Смещение дефектной моды сопровождается уменьшением коэффициента пропускания в максимуме полосы дефектной моды. При значениях p_1 и p_2 , когда перекрытия запрещенных зон двух ХЖК не происходит, дефектная мода не реализуется.

Отметим также немонотонный характер поведения максимального значения квадрата модуля электрического поля в локализованной дефектной моде, который наблюдается с ростом шага p_2 (Рисунок 4.12). Описанные особенности в спектре пропускания и локализации поля дефектной моды имеют место и при уменьшении шага p_2 . На рисунках 4.12 и 4.13 иллюстрируется поведение спектра пропускания и квадрата модуля распределения электрического поля длинноволновой дефектной моды при вариации шага p_2 для случая, когда $f = 0.02$, $\alpha = -30^\circ$ и неизменных прочих параметрах системы. Наблюдается уширение фотонной запрещённой зоны (Рисунок 4.13). Кроме того, за счет твист-дефекта возникает сдвиг максимума квадрата модуля электрического поля, локализованного в дефектной моде (Рисунок 4.14).

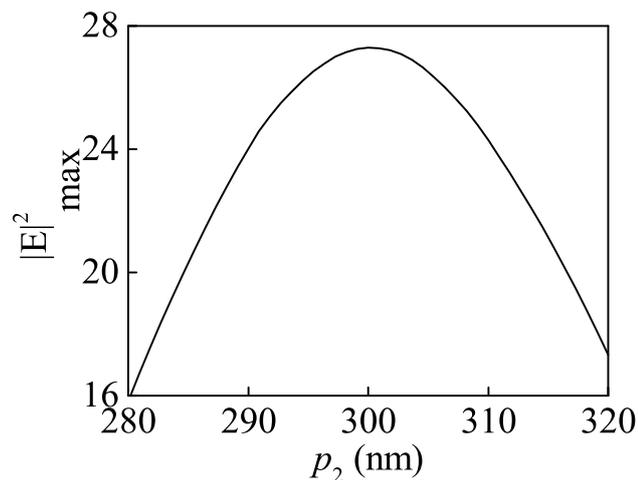


Рисунок 4.12 — Зависимость максимума квадрата модуля электрического поля дефектной моды от шага p_2 . Остальные параметры соответствуют рисунку 4.3.

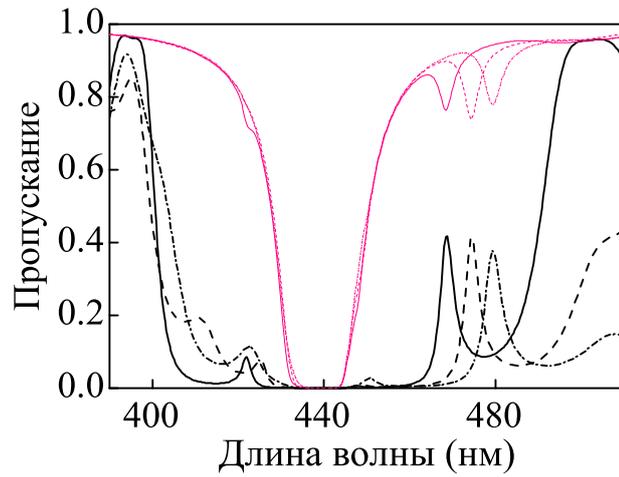


Рисунок 4.13 — Спектры пропускания при различных значениях p_2 : $p_2 = 325$ нм (штрих-пунктирная линия), $p_2 = 310$ нм (штриховая линия), $p_2 = 295$ нм (сплошная линия). Толстая чёрная линия для правой круговой поляризации падающего света, тонкая малиновая для левой, $\alpha = -30^\circ$.

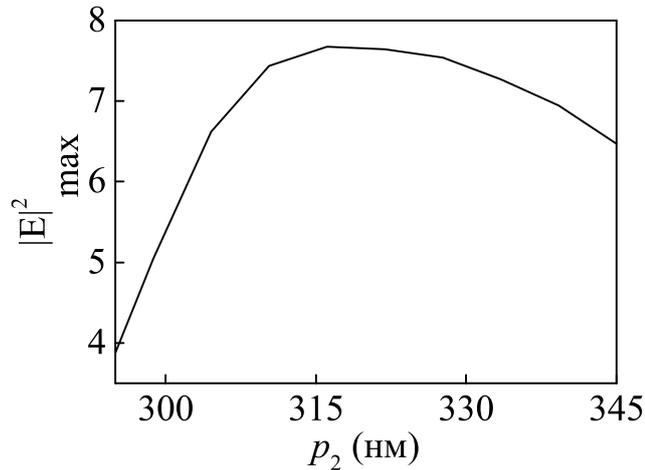


Рисунок 4.14 — Зависимость максимума квадрата модуля электрического поля длинноволновой дефектной моды от p_2 , $\alpha = -30^\circ$, $f = 0.02$.

4.5 Влияние размерного эффекта на спектральные характеристики ХЖК, содержащего резонансный слой нанокompозита

Для малых частиц нельзя пренебрегать зависимостью их диэлектрической проницаемости от размера, которая обусловлена ограничением длины свободного пробега электронов проводимости. Известно, что диэлектрическая проницаемость металлических частиц размером менее 20—30 нм является размерно-зависимой функцией [170; 171]. При малом размере частиц начинают играть роль столкновения электронов с поверхностью. Поэтому при учете

размера частиц поправка вносится путем добавки к скорости релаксации γ [170–173]:

$$\gamma = \gamma_0 + A \frac{V_F}{a}, \quad (4.3)$$

где γ_0 – величина, обратная времени релаксации электронов, A – безразмерная величина, для серебра принимает значения 0.4, V_F – средняя скорость электронов на поверхности Ферми, для серебра $V_F = 1.4 \cdot 10^6$ м/с [174].

С учетом (4.3) формулу Друде (2.2) следует записать в виде:

$$\epsilon_m = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i(\gamma_0 + A \frac{V_F}{a}))}, \quad (4.4)$$

На рисунке 4.15 показаны действительные и мнимые части эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита ϵ_{mix} , вычисленные по формуле (4.4) для двух факторов заполнения и двух радиусах частиц 30 нм и 20 нм, аналогично рисунку 4.2. Величина действительной и мнимой части ϵ_{mix} , а также, как уже было отмечено ранее, положение резонансной частоты, существенным образом зависят от размера и концентрации наночастиц.

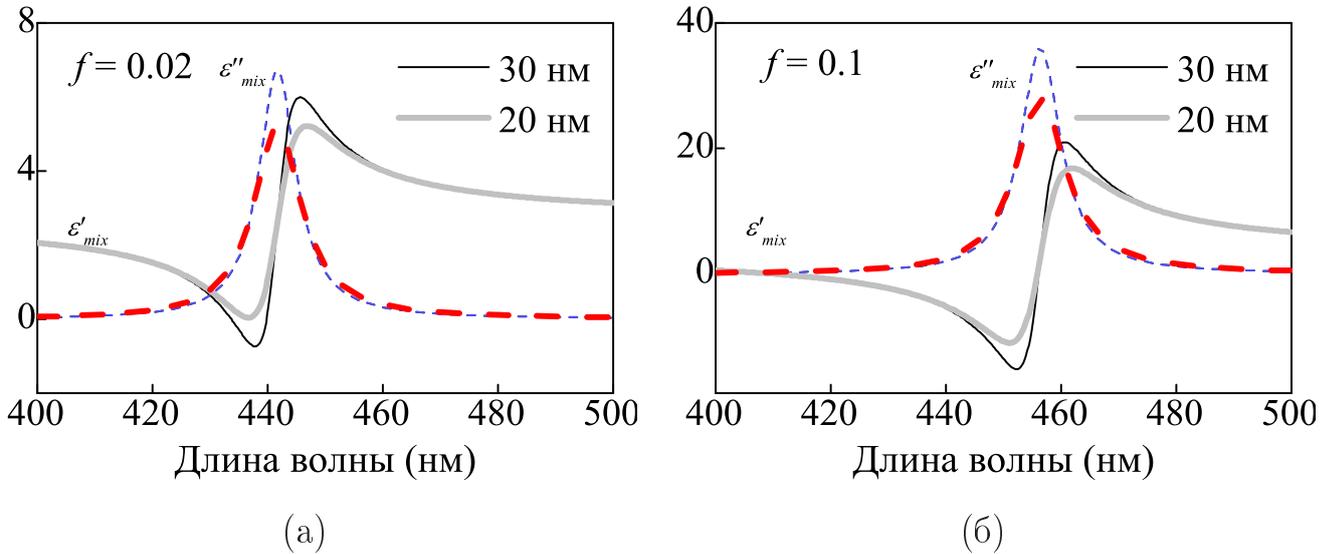


Рисунок 4.15 – Зависимости мнимой ϵ''_{mix} (штриховая линия) и действительной ϵ'_{mix} (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита ϵ_{mix} от длины волны падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$ (а) и 0.1 (б). Тонкие линии соответствуют радиусу наносфер 30 нм, толстые линии – 20 нм.

Спектры пропускания структуры для обеих круговых поляризаций падающего света в зависимости от радиуса наносфер и без учёта радиуса показаны на рисунке 4.16. Из них видно, что при учете радиуса наночастиц происходит

уменьшение пропускания. Это связано с увеличением поглощения в структуре, из-за увеличения скорости затухания γ .

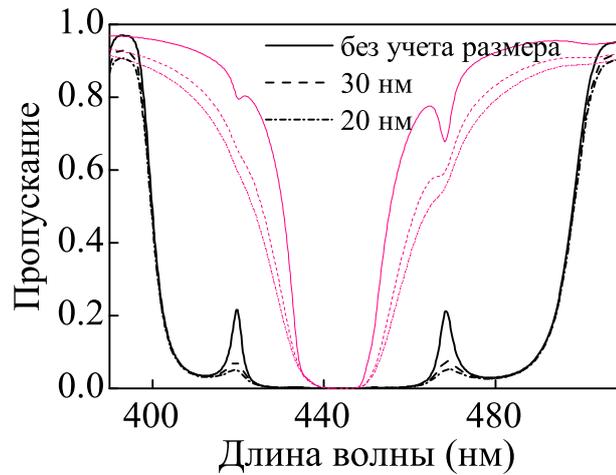


Рисунок 4.16 — Спектры пропускания для разных радиусов наночастиц. Чёрные жирные линии для света правой круговой поляризации, малиновые тонкие линии для света левой круговой поляризации падающего света.

Фактор заполнения $f = 0.02$, $\alpha = 0$.

При размерах частиц 1–2 нм длина волны де Бройля электронов становится сравнимой с размерами частицы, поэтому начинают играть заметную роль эффекты размерного квантования [173]. Чтобы макроскопическое описание оставалось справедливым, радиус частиц необходимо предполагать более 2 нм. Таким образом, эффективная диэлектрическая проницаемость нанокомпозита является размерно-зависимой функцией. Однако, расчеты без учёта размера частиц качественно согласуются с расчётами, учитывающими их размер.

4.6 Выводы к главе 4

В главе 4 исследованы спектральные свойства холестерического жидкого кристалла со структурным резонансно поглощающим дефектным слоем нанокомпозита, который состоит из сферических серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице.

Изучено проявление эффекта расщепления частоты дефектных мод, индуцированных для обеих круговых поляризаций падающего на образец излучения, в спектрах пропускания, поглощения и отражения. В результате расщепления

частоты в спектре пропускания возникает запрещенная спектральная область. Величина расщепления растет с ростом объемной доли наночастиц в дефектном слое и может достигать 50 нм.

Показана возможность эффективного управления спектром пропускания ХЖК с дефектом путём варьирования угла падения света на холестерик, или посредством изменения шага спирали под воздействием внешних полей. Существуют такие значения угла падения или шага спирали, при которых резонансная частота нанокompозита оказывается вблизи границ запрещенной зоны ХЖК-структуры, что обуславливает появление дополнительной полосы прозрачности для волн дифрагирующей поляризации или дополнительной запрещенной частотной области для волн обеих круговых поляризаций.

Величина сдвоя фазы холестерической спирали является нетривиальным способом управления, присущим только хиральным фотонным кристаллам. Показано, что в зависимости от направления и величины твист-дефекта можно эффективно перестраивать спектр пропускания исследуемой структуры.

Дополнительные особенности в спектре пропускания возникают при вариации шага спирали ХЖК только с одной стороны от дефектного слоя. Увеличение шага приводит к росту ширины запрещенной структуры и изменению положения дефектных мод. Установлено также немонотонное поведение максимума электрического поля, соответствующего локализованной дефектной моде, при изменении шага спирали слева или справа от дефекта.

Заключение

Основные результаты и выводы диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

- Предложены три структуры, содержащие ХЖК и металлическую плёнку, в которых могут быть возбуждены локализованные оптические моды. Показано, что для локализации света между ХЖК и металлом необходимо использовать дополнительный анизотропный элемент. Таким элементом, например, может быть четвертьволновая фазовая пластинка, дополнительный слой ХЖК противоположной закрутки либо анизотропный планарный дефект в ХЖК. Для структуры, содержащей четвертьволновую фазовую пластинку, предсказана анизотропия пропускания при распространении света в прямом и обратном направлении, значение которой может достигать 60%. Продемонстрированы способы для управления спектральными характеристиками предложенных структур.
- Найдены гибридные моды в ограниченном металлической плёнкой холестерическом жидком кристалле с твист-дефектом структуры. Установлено, что для круговых поляризаций спектр различен из-за того, что для недифрагирующей поляризации пик пропускания, соответствующий дефектной моде, отсутствует. Показано, что спектр пропускания может быть перестроен при помощи изменения угла твист-дефекта и шага спирали, которыми можно манипулировать внешними воздействиями.
- Предсказаны связанные оптические моды, обусловленные взаимодействием между хиральными таммовскими состояниями, которые локализованы на границах фотонного холестерического жидкого кристалла, сопряженного с сохраняющими поляризацию анизотропными зеркалами. Установлено, что данные моды возбуждаются только для дифрагирующей поляризации падающего света. При уменьшении толщины слоя холестерика возникает спектральное расщепление частоты локализованного состояния с образованием симметричной и антисимметричной мод. Величина расщепления зависит от толщины слоя кристалла. Для недифрагирующей круговой поляризации локализован-

- ные моды не возбуждаются и система становится подобной резонатору Фабри-Перо, содержащему анизотропную геликоидальную структуру.
- Исследованы дефектные моды в холестерическом жидком кристалле, содержащем резонансный нанокompозитный дефект. Установлено спектральное проявление расщепления границы запрещённой зоны и дефектной моды в запрещенной зоне ХЖК при совпадении её частоты с резонансной частотой нанокompозита. Величина расщепления дефектной моды растёт с ростом объемной доли наночастиц в дефектном слое и может достигать 50 нм. Показана существенная зависимость характеристик дефектных мод от величины и знака разности фаз холестерической спирали по обе стороны дефектного слоя. Установлено, что шириной запрещенной зоны, положением и степенью локализации дефектных мод можно эффективно управлять посредством внешних полей, действующих на холестерик, и изменением угла падения света.

Список сокращений и условных обозначений

ЛХЖК	левозакрученный холестерический жидкий кристалл
ОТС	оптическое таммовское состояние
ПХЖК	правозакрученный холестерический жидкий кристалл
СПАЗ	сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало
ФК	фотонный кристалл
ХЖК	холестерический жидкий кристалл

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность Степану Яковлевичу Ветрову за помощь на всех этапах научной работы и мудрое руководство, а также Ивану Владимировичу Тимофееву за знакомство с миром науки и постоянную поддержку. Благодарность за помощь и плодотворную работу всем постоянным участникам семинара профессора С. Я. Ветрова.

Список литературы

1. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, Second Edition / J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade. — Princeton, NJ, USA: Princeton University Press, 2008. — P. 304.
2. Шабанов В. Ф., Ветров С. Я., Шабанов А. В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. — С. 239.
3. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский // *Успехи физических наук*. — 2010. — Т. 180, № 3. — С. 249–263.
4. Spectral and polarization structure of field-induced photonic bands in cholesteric liquid crystals / S. P. Palto, M. I. Barnik, A. R. Geivandov et al. // *Physical Review E*. — 2015. — Vol. 92, no. 3. — P. 032502.
5. Photo- and thermo-induced variation of photonic properties of cholesteric liquid crystal containing azobenzene-based chiral dopant / P. V. Dolganov, S. O. Gordeev, V. K. Dolganov, A. Yu. Bobrovsky // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. — 2016. — Vol. 633, no. 1. — P. 14–22.
6. Беляков В. А. Оптика фотонных кристаллов. — М: МФТИ, 2013. — С. 75.
7. Ораевский А. Н., Проценко И. Е. Оптические свойства гетерогенных сред // *Квантовая электроника*. — 2001. — Т. 31, № 3. — С. 252–256.
8. Vetrov S. Ya., Pyatnov M. V., Timofeev I. V. Surface modes in “photonic cholesteric liquid crystal–phase plate–metal” structure // *Optics Letters*. — 2014. — Vol. 39, no. 9. — P. 2743–2746.
9. Vetrov S. Ya., Pyatnov M. V., Timofeev I. V. Spectral and polarization properties of a ‘cholesteric liquid crystal–phase plate–metal’ structure // *Journal of Optics*. — 2016. — Vol. 18, no. 1. — P. 015103.
10. Pyatnov M. V., Vetrov S. Ya., Timofeev I. V. Localised optical states in a structure formed by two oppositely handed cholesteric liquid crystal layers and a metal // *Liquid Crystals*. — 2017. — Vol. 44, no. 4. — P. 674–678.

11. *Pyatnov M. V., Vetrov S. Ya., Timofeev I. V.* Localized optical modes in a defect-containing liquid-crystal structure adjacent to the metal // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2017. — Vol. 34, no. 9. — P. 2011.
12. *Пятнов М. В., Ветров С. Я., Тимофеев И. В.* Оптические локализованные состояния в жидкокристаллической структуре, граничащей с металлом // *Оптика и Спектроскопия*. — 2017. — Т. 123, № 2. — С. 177–180.
13. *Pyatnov M. V., Vetrov S. Ya., Timofeev I. V.* Tunable hybrid optical modes in a bounded cholesteric liquid crystal with a twist defect // *Physical Review E*. — 2018. — Vol. 97, no. 3. — P. 032703.
14. Coupled chiral optical Tamm states in cholesteric liquid crystals / *M. V. Pyatnov, I. V. Timofeev, S. Ya. Vetrov, N. V. Rudakova*. — 2018. — Vol. 5, no. 4. — P. 30.
15. *Ветров С. Я., Пятнов М. В., Тимофеев И. В.* Особенности спектральных свойств холестерического жидкого кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита // *Физика твердого тела*. — 2013. — Т. 55, № 8. — С. 1585–1589.
16. *Vetrov S. Ya., Pyatnov M. V., Timofeev I. V.* Photonic defect modes in a cholesteric liquid crystal with a resonant nanocomposite layer and a twist defect // *Physical Review E*. — 2014. — Vol. 90, no. 3. — P. 032505.
17. *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals, Second Edition. — Berlin, Heidelberg: Springer, 2004. — P. 253.
18. Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization / *K. Busch, S. Lolkes, R. B. Wehrspohn, H. Foll*. — Wiley, 2006. — P. 380.
19. *Белотелов И. В., Звездин А. К.* Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. — М: Бюро Квантум, 2006. — С. 144.
20. *Манцызов Б. И.* Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. — М: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — С. 208.
21. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. — М.: Мир, 1987. — С. 616.

22. *Лифшиц И. М., Пикар С. И.* Таммовские связанные состояния электронов на поверхности кристалла и поверхностные колебания атомов решётки // *Успехи физических наук*. — 1955. — Т. 56, № 8. — С. 531–568.
23. *Беляков В. А., Орлов В. П., Шилина Г. И.* Поверхностные волноводные электромагнитные моды в пленках с периодической модуляцией свойств // *ЖЭТФ*. — 1992. — Т. 102, № 1. — С. 355–366.
24. *Kavokin A. V., Shelykh I. A., Malpuech G.* Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 72, no. 23. — P. 233102.
25. *Kavokin A., Shelykh I., Malpuech G.* Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Vol. 87, no. 26. — P. 261105.
26. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces / A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, S. G. Erokhin et al. // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 74, no. 4. — P. 045128.
27. Optical tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures / T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin et al. // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 101, no. 11. — P. 113902.
28. Monolayer graphene photonic metastructures: Giant Faraday rotation and nearly perfect transmission / H. Da, Q. Bao, R. Sanaei et al. // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 88, no. 20. — P. 205405.
29. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror / M. A. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand et al. // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 76, no. 16. — P. 165415.
30. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light / M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kaliteevski et al. // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 92, no. 25. — P. 251112.
31. Excitonic optical tamm states: A step toward a full molecular–dielectric photonic integration / S. Nunez-Sanchez, M. Lopez-Garcia, M. M. Murshidy et al. // *ACS Photonics*. — 2016. — Vol. 3, no. 5. — P. 743–748.

32. Ветров С. Я., Бикбаев Р. Г., Тимофеев И. В. Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией // *ЖЭТФ*. — 2013. — Т. 144, № 6. — С. 1129–1139.
33. Bikbaev R. G., Vetrov S. Ya., Timofeev I. V. The optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and nanoporous silver // *Journal of Optics*. — 2016. — Vol. 19, no. 1. — P. 015104.
34. Kumar S., Das R. On the tunability of quality-factor for optical Tamm plasmon modes // *Journal of Optics*. — 2017. — Vol. 19, no. 9. — P. 095001.
35. Zhang W. L., Yu S. F. Bistable switching using an optical Tamm cavity with a Kerr medium // *Optics Communications*. — 2010. — Vol. 283, no. 12. — P. 2622–2626.
36. Lee K. J., Wu J. W., Kim K. Enhanced nonlinear optical effects due to the excitation of optical Tamm plasmon polaritons in one-dimensional photonic crystal structures // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 23. — P. 28817.
37. Da H.-X., Huang Z.-Q., Li Z. Electrically controlled optical Tamm states in magnetophotonic crystal based on nematic liquid crystals // *Optics Letters*. — 2009. — Vol. 34, no. 11. — P. 1693–1695.
38. Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide / Y. Gong, X. Liu, H. Lu et al. // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 19. — P. 18393–18398.
39. Multiple responses of TPP-assisted near-perfect absorption in metal/Fibonacci quasiperiodic photonic crystal / Y. Gong, X. Liu, L. Wang et al. // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 10. — P. 9759–9769.
40. Perfect absorption of modified-molybdenum-disulfide-based Tamm plasmonic structures / X. Wang, J. Wang, Z.-D. Hu et al. // *Applied Physics Express*. — 2018. — Vol. 11, no. 6. — P. 062601.
41. Maji P. S., Das R. Absorption enhancement in monolayer graphene using Tamm plasmon polaritons // *OSA Continuum*. — 2018. — Vol. 1, no. 2. — P. 392–400.

42. Optical Tamm states enhanced broad-band absorption of organic solar cells / X.-L. Zhang, J.-F. Song, X.-B. Li et al. // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 101, no. 24. — P. 243901.
43. Single photon source using confined Tamm plasmon modes / O. Gazzano, S. Michaelis Vasconcellos, K. Gauthron et al. // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100, no. 23. — P. 232111.
44. Optical Tamm states in arrays of all-dielectric nanoparticles / R. S. Savelev, A. E. Miroshnichenko, A. A. Sukhorukov, Y. S. Kivshar // *JETP Letters*. — 2014. — Vol. 100, no. 7. — P. 430–433.
45. Optical Tamm state and extraordinary light transmission through a nanoaperture / I. V. Treshin, V. V. Klimov, P. N. Melentiev, V. I. Balykin // *Physica Review A*. — 2013. — Vol. 88, no. 2. — P. 023832.
46. Liquid-crystal active Tamm-plasmon devices / H.-C. Cheng, C.-Y. Kuo, Y.-J. Hung et al. // *Physical Review Applied*. — 2018. — Vol. 9, no. 6. — P. 064034.
47. *Huang S.-G., Chen K.-P., Jeng S.-C.* Phase sensitive sensor on Tamm plasmon devices // *Optical Materials Express*. — 2017. — Vol. 7, no. 4. — P. 1267–1273.
48. Tamm plasmon resonance in mesoporous multilayers: toward a sensing application / B. Auguie, M. C. Fuertes, P. C. Angelomé et al. // *ACS Photonics*. — 2014. — Vol. 1, no. 9. — P. 775–780.
49. *Kumar S., Maji P. S., Das R.* Tamm-plasmon resonance based temperature sensor in a Ta₂O₅/SiO₂ based distributed Bragg reflector // *Sensors and Actuators A: Physical*. — 2017. — Vol. 260. — P. 10–15.
50. Narrowband wavelength selective thermal emitters by confined tamm plasmon polaritons / Z.-Y. Yang, S. Ishii, T. Yokoyama et al. // *ACS Photonics*. — 2017. — Vol. 4, no. 9. — P. 2212–2219.
51. Lasing in a hybrid GaAs/silver Tamm structure / C Symonds, A Lemaître, P. Senellart et al. // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100, no. 12. — P. 121122.

52. Confined Tamm plasmon lasers / C Symonds, G. Lheureux, J. P. Hugonin et al. // *Nano Letters*. — 2013. — Vol. 13, no. 7. — P. 3179–3184.
53. Polarization-Controlled Confined Tamm Plasmon Lasers / G. Lheureux, S. Azzini, C. Symonds et al. // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2, no. 7. — P. 842–848.
54. Metasurface-enhanced optical Tamm states and related lasing effect / Z. Zhang, Y. Li, S. Wang et al. // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2015. — Vol. 32, no. 8. — P. 1624–1629.
55. Enhancement of spontaneous emission in Tamm plasmon structures / A. R. Gubaydullin, C. Symonds, J. Bellessa et al. // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 9014.
56. High-Performance Plasmonic Nanolasers with a Nanotrench Defect Cavity for Sensing Applications / P.-J. Cheng, Z.-T. Huang, J.-H. Li et al. // *ACS Photonics*. — 2018. — Vol. 5, no. 7. — P. 2638–2644.
57. Hybrid states of Tamm plasmons and exciton polaritons / M. Kaliteevski, S. Brand, R. A. Abram et al. // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 95, no. 25. — P. 251108.
58. Electro optical tuning of Tamm-plasmon exciton-polaritons / J. Gessler, V. Baumann, M. Emmerling et al. // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 105, no. 18. — P. 181107.
59. Observation of a hybrid state of Tamm plasmons and microcavity exciton polaritons / S. S.-U. Rahman, T. Klein, S. Klemmt et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6, no. April. — P. 34392.
60. Observation of hybrid Tamm-plasmon exciton-polaritons with GaAs quantum wells and a MoSe₂ monolayer / M. Wurdack, N. Lundt, M. Klaas et al. // *Nature Communications*. — 2017. — Vol. 8, no. 1. — P. 259.
61. Tunable Bragg polaritons and nonlinear emission from a hybrid metal-unfolded ZnSe-based microcavity / S. S.-U. Rahman, T. Klein, J. Gutowski et al. // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 767.

62. Hybrid optical Tamm states in a planar dielectric microcavity / R. Brückner, M. Sudzius, S. I. Hintschich et al. // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 83, no. 3. — P. 033405.
63. Parabolic polarization splitting of Tamm states in a metal-organic microcavity / R. Brückner, M. Sudzius, S. I. Hintschich et al. // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100, no. 6. — P. 062101.
64. Observation of hybrid state of Tamm and surface plasmon-polaritons in one-dimensional photonic crystals / B. I. Afinogenov, V. O. Bessonov, A. A. Nikulin, A. A. Fedyanin // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103, no. 6. — P. 061112.
65. Photonic crystals with plasmonic patterns: novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity / N. E. Khokhlov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2015. — Vol. 48, no. 9. — P. 095001.
66. Large electromagnetic field enhancement achieved through coupling localized surface plasmons to hybrid Tamm plasmons / H. Liu, J. Gao, Z. Liu et al. // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2015. — Vol. 32, no. 10. — P. 2061.
67. Pankin P. S., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. Tunable hybrid Tamm-microcavity states // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2017. — Vol. 34, no. 12. — P. 2633.
68. Controlling Tamm Plasmons for Organic Narrowband Near-Infrared Photodetectors / A. Mischok, B. Siegmund, D. S. Ghosh et al. // *ACS Photonics*. — 2017. — Vol. 4, no. 9. — P. 2228–2234.
69. Self-referenced refractive index sensing with hybrid-Tamm-plasmon-polariton modes in sub-wavelength analyte layers / S. Kumar, M. K. Shukla, P. S. Maji, R. Das // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2017. — Vol. 50, no. 37. — P. 375106.
70. Hybrid Tamm plasmon-polariton/microcavity modes for white top-emitting organic light-emitting devices / X.-L. Zhang, J. Feng, X.-C. Han et al. // *Optica*. — 2015. — Vol. 2, no. 6. — P. 579.

71. Связанные таммовские плазмоны / И. Иорш, П. В. Паничева, И. А. Словинский, М. А. Калитеевский // *Письма в ЖТФ*. — 2012. — Т. 38. — С. 104–110.
72. *Maji P. S., Shukla M. K., Das R.* Blood component detection based on miniaturized self-referenced hybrid Tamm-plasmon-polariton sensor // *Sensors and Actuators B: Chemical*. — 2018. — Vol. 255. — P. 729–734.
73. *Де Жен П. Ж.* Физика жидких кристаллов: Пер. с англ. А.А. Веденеева, Под редакцией А.С. Солина. — М: Мир, 1977. — С. 400.
74. *Chandrasekhar S.* Liquid Crystals. Cambridge monographs on physics. — Cambridge University Press, 1992. — P. 480.
75. *Беляков В. А., Солин А. С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. — М: Наука, 1982. — С. 360.
76. *Блинов Л. М.* Жидкие кристаллы: Структура и свойства. — М: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013. — С. 480.
77. *Dierking I.* Chiral liquid crystals: Structures, phases, effects // *Symmetry*. — 2014. — Vol. 6, no. 2. — P. 444–472.
78. *Oseen C. W.* The theory of liquid crystals // *Transactions of the Faraday Society*. — 1933. — Vol. 29, no. 1. — P. 883–889.
79. *de Vries H.* Rotatory power and other optical properties of certain liquid crystals // *Acta Crystallographica*. — 1951. — Vol. 4, no. 3. — P. 219–226.
80. *Nityananda R.* On the Theory of Light Propagation in Cholesteric Liquid Crystals // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. — 1973. — Vol. 21, no. 3-4. — P. 315–331.
81. *Кац Е. И.* Оптические свойства холестерических жидких кристаллов // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. — 1970. — Т. 59. — С. 1854–1862.
82. *Беляков В. А., Дмитриенко В. Е., Орлов В. П.* Оптика холестерических жидких кристаллов // *Успехи физических наук*. — 1979. — Т. 127, № 2. — С. 221–261.

83. Блинов Л. М. Электро-и магнитооптика жидких кристаллов. — М: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1978. — С. 384.
84. Chigrinov V. G., Kozenkov V. M., S. Kwok H. Photoalignment of Liquid Crystalline Materials: Physics and Applications. — Wiley, 2008. — P. 248.
85. Фотоника жидкокристаллических структур. Обзор / С. П. Палто, Л. М. Блинов, М. И. Барник и др. // *Кристаллография*. — 2011. — Т. 56, № 4. — С. 667–697.
86. Electro-tunable optical diode based on photonic bandgap liquid-crystal heterojunctions / J. Hwang, M. H. Song, B. Park et al. // *Nature Materials*. — 2005. — Vol. 4, no. 5. — P. 383–387.
87. Zhuang Z., Patel J. S. Behavior of cholesteric liquid crystals in a Fabry–Perot cavity // *Optics Letters*. — 1999. — Vol. 24, no. 23. — P. 1759–1761.
88. Zhuang Z., Kim Y. J., Patel J. S. Behavior of the cholesteric liquid-crystal Fabry-Perot cavity in the Bragg reflection band // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 84, no. 6. — P. 1168.
89. Abdulhalim I. Unique optical properties of anisotropic helical structures in a Fabry-Perot cavity // *Optics Letters*. — 2006. — Vol. 31, no. 20. — P. 3019–3021.
90. High Q defect mode and laser action in one-dimensional hybrid photonic crystal containing cholesteric liquid crystal / Y. Matsuhisa, R. Ozaki, K. Yoshino, M. Ozaki // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 89, no. 10. — P. 101109.
91. Mitov M. Cholesteric liquid crystals with a broad light reflection band // *Advanced Materials*. — 2012. — Vol. 24, no. 47. — P. 6260–6276.
92. Mitov M., Dessaud N. Going beyond the reflectance limit of cholesteric liquid crystals // *Nature Materials*. — 2006. — Vol. 5, no. 5. — P. 361.
93. Multichannel photonic devices based on tristable polymer-stabilized cholesteric textures / Y.-C. Hsiao, C.-T. Hou, V. Ya. Zyryanov, W. Lee // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 24. — P. 23952–23957.

94. Electrically switchable organo–inorganic hybrid for a white-light laser source / J.-C. Huang, Y.-C. Hsiao, Y.-T. Lin et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 28363.
95. *Rudyak V. Yu., Emelyanenko A. V.* Orientational ordering of Janus colloids in cholesteric liquid crystals // *Soft matter*. — 2015. — Vol. 11, no. 37. — P. 7237–7240.
96. *Belyakov V. A., Semenov S. V.* Optical edge modes in photonic liquid crystals // *ЖЭТФ*. — 2009. — Т. 136, № 4. — С. 797–810.
97. *Dolganov P. V.* Density of photonic states in cholesteric liquid crystals // *Physical Review E*. — 2015. — Vol. 91, no. 4. — P. 042509.
98. Photonic density of states of cholesteric liquid crystal cells / A. H. Gevorgyan, K. B. Oganessian, G. A. Vardanyan, G. K. Matinyan // *Laser Physics*. — 2014. — Vol. 24, no. 11. — P. 115801.
99. *Долганов П. В., Долганов В. К.* Плотность фотонных состояний в холестерическом фотонном кристалле // *Письма в ЖЭТФ*. — 2018. — Т. 108, № 3. — С. 170–174.
100. *Coles H., Morris S.* Liquid-crystal lasers // *Nature Photonics*. — 2010. — Vol. 4, no. 10. — P. 676–685.
101. Генерация перестраиваемого излучения примесными холестерическими жидкими кристаллами / И. П. Ильчишин, Е. А. Тихонов, В. Г. Тищенко, М. Т. Шпак // *Письма в ЖЭТФ*. — 1980. — Т. 32, № 1. — С. 27–30.
102. *Mosini F., Tabiryan N. V.* Cholesteric liquid crystal resonators and systems with addressable colors // *Display Systems* / International Society for Optics and Photonics. — Vol. 1988. — 1993. — P. 28–34.
103. *Stockley J. E., Sharp G. D., Johnson K. M.* Fabry–Perot etalon with polymer cholesteric liquid-crystal mirrors // *Optics Letters*. — 1999. — Vol. 24, no. 1. — P. 55–57.
104. *Berreman D. W.* Optics in stratified and anisotropic media: 4×4-matrix formulation // *The Journal of the Optical Society of America*. — 1972. — Vol. 62, no. 4. — P. 502–510.

105. *Schmidtke J. Stille W.* Photonic defect modes in cholesteric liquid crystal films // *The European Physical Journal E - Soft Matter*. — 2003. — Vol. 12, no. 4. — P. 553–564.
106. Photonic defect modes of cholesteric liquid crystals / Y.-C. Yang, C.-S. Kee, J.-E. Kim et al. // *Physical Review E*. — 1999. — Vol. 60, no. 6. — P. 6852–6854.
107. *Lakhtakia A., McCall M.* Sculptured thin films as ultranarrow-bandpass circular-polarization filters // *Optics Communications*. — 1999. — Vol. 168, no. 5-6. — P. 457–465.
108. *Lakhtakia A., Venugopal V. C., McCall M. W.* Spectral holes in Bragg reflection from chiral sculptured thin films: circular polarization filters // *Optics Communications*. — 2000. — Vol. 177, no. 1-6. — P. 57–68.
109. Spacerless circular-polarization spectral-hole filters using chiral sculptured thin films: theory and experiment / I. J. Hodgkinson, Q. H. Wum, K. E. Thorn et al. // *Optics Communications*. — 2000. — Vol. 184, no. 1-4. — P. 57–66.
110. *Kopp V. I., Genack A. Z.* Twist Defect in Chiral Photonic Structures // *Physical Review Letters*. — 2002. — Vol. 89, no. 3. — P. 033901.
111. Supermodes of chiral photonic filters with combined twist and layer defects / I. J. Hodgkinson, Q. H. Wu, L. De Silva et al. // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 91, no. 22. — P. 223903.
112. *Schmidtke J., Stille W., Finkelmann H.* Defect Mode Emission of a Dye Doped Cholesteric Polymer Network // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 90, no. 8. — P. 083902.
113. *Wang F., Lakhtakia A.* Specular and nonspecular, thickness-dependent, spectral holes in a slanted chiral sculptured thin film with a central twist defect // *Optics Communications*. — 2003. — Vol. 215, no. 1-3. — P. 79–92.
114. Defect modes in helical photonic crystals: An analytic approach / M. Becchi, S. Ponti, J. A. Reyes, C. Oldano // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 70, no. 3. — P. 033103.
115. *Oldano C., Reyes J. A., Ponti S.* Twist defects in helical sonic structures // *Physical Review E*. — 2003. — Vol. 67, no. 5. — P. 056624.

116. Multiplet structure of the defect modes in 1D helical photonic crystals with twist defects / C. G. Avendaño, S. Ponti, J. A. Reyes, C. Oldano // *Journal of Physics A: Mathematical and General*. — 2005. — Vol. 38, no. 41. — P. 8821.
117. Wang F., Lakhtakia A. Defect modes in multisection helical photonic crystals // *Optics Express*. — 2005. — Vol. 13, no. 19. — P. 7319–7335.
118. Шабанов А. В., Ветров С. Я., Карнеев А. Ю. Спектр отражения холестерического жидкого кристалла с дефектами структуры // *Письма в ЖЭТФ*. — 2004. — Vol. 80, no. 3. — P. 206–209.
119. Matsui T. Ozaki M. Yoshino K. Tunable photonic defect modes in a cholesteric liquid crystal induced by optical deformation of helix // *Physical Review E*. — 2004. — Vol. 69, no. 6. — P. 061715.
120. Hsiao Y.-C., Wang H.-T., Lee W. Thermodielectric generation of defect modes in a photonic liquid crystal // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22, no. 3. — P. 3593–3599.
121. Belyakov V. A., Semenov S. V. Optical defect modes in chiral liquid crystals // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2011. — Vol. 112, no. 4. — P. 694–710.
122. Effect of phase retardation on defect-mode lasing in polymeric cholesteric liquid crystals / M. H. Song, B. Park, K.-C. Shin et al. // *Advanced Materials*. — 2004. — Vol. 16, no. 9-10. — P. 779–783.
123. Defect mode lasing from a double-layered dye-doped polymeric cholesteric liquid crystal films with a thin rubbed defect layer / S. M. Jeong, N. Y. Ha, Y. Takanishi et al. // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 90, no. 26. — P. 261108.
124. Yeh H.-C., Wun K.-S. Lasing from isotropic solid layer sandwiched between cholesteric liquid crystals // *Laser Physics Letters*. — 2017. — Vol. 14, no. 8. — P. 086202.
125. Liu Y.-S., Lin H.-C., Xu H.-L. The Surface Plasmon Resonance Effect on the Defect-Mode Cholesteric Liquid Crystals Doped with Gold Nanoparticles // *IEEE Photonics Journal*. — 2018. — Vol. 10, no. 5. — P. 4700407.

126. Defect-mode lasing with lowered threshold in a three-layered hetero-cholesteric liquid-crystal structure / M. H. Song, N. Y. Ha, K. Amemiya et al. // *Advanced Materials*. — 2006. — Vol. 18, no. 2. — P. 193–197.
127. Тимофеев И. В., Ветров С. Я. Хиральные оптические таммовские состояния на границе среды с винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости // *Письма в ЖЭТФ*. — 2016. — Т. 104, № 6. — С. 393–397.
128. Chiral Optical Tamm States: Temporal Coupled-Mode Theory / I. V. Timofeev, P. S. Pankin, S. Ya. Vetrov et al. // *Crystals*. — 2017. — Vol. 7, no. 4. — P. 113.
129. Broadband high-efficiency half-wave plate: a supercell-based plasmonic metasurface approach / F. Ding, Z. Wang, S. He et al. // *ACS nano*. — 2015. — Vol. 9, no. 4. — P. 4111–4119.
130. Johnson P., Christy R. W. Optical constants of the noble metals // *Physical Review B*. — 1972. — Vol. 6, no. 12. — P. 4370–4379.
131. Quantum Dot/Liquid Crystal Nanocomposites in Photonic Devices / A. Rodarte, F. Cisneros, J. Hein et al. // *Photonics*. — 2015. — Vol. 2, no. 3. — P. 855–864.
132. Alignment technology and applications of liquid crystal devices / K. Takatoh, M.i Sakamoto, R. Hasegawa et al. — CRC Press, 2005. — P. 263.
133. Gevorgyan A. H., Harutyunyan M. Z. Chiral photonic crystals with an anisotropic defect layer // *Physical Review E*. — 2007. — Vol. 76, no. 3. — P. 031701.
134. Хиральные фотонные кристаллы с электрически управляемым анизотропным дефектом. Эксперимент и теория / Р. Б. Алавердян, К. Р. Аллахвердян, А. А. Геворгян и др. // *Журнал технической физики*. — 2010. — Т. 80, № 9. — С. 85–90.
135. Warner M., Terentjev E. Liquid crystal elastomers. — OUP Oxford, 2003. — Vol. 120. — P. 422.

136. *Castro-Garay P., Reyes J., Corella-Madueno A.* Twist defect in an imprinted cholesteric elastomer // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 94, no. 16. — P. 163504.
137. *Menze A. M., Brand H. R.* Cholesteric elastomers in external mechanical and electric fields // *Physical Review E*. — 2007. — Vol. 75, no. 1. — P. 011707.
138. *Nagai H., Urayama K.* Thermal response of cholesteric liquid crystal elastomers // *Physical Review E*. — 2015. — Vol. 92, no. 2. — P. 022501.
139. All-dielectric polarization-preserving anisotropic mirror / N. V. Rudakova, I. V. Timofeev, S. Ya. Vetrov, W. Lee // *OSA Continuum*. — 2018. — Vol. 1, no. 2. — P. 682–689.
140. *Хаус Х.* Волны и поля в оптоэлектронике. — М.: Мир, 1988. — С. 432.
141. Large third-order optical nonlinearity in Au: TiO₂ composite films measured on a femtosecond time scale / H. B. Liao, R. F. Xiao, H. Wang et al. // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Vol. 72, no. 15. — P. 1817–1819.
142. Ultrafast nonlinear optical response of Au: TiO₂ composite nanoparticle films / C. Zhang, Y. Liu, G. You et al. // *Physica B: Condensed Matter*. — 2005. — Vol. 357, no. 3-4. — P. 334–339.
143. Gold supported on mesoporous titania thin films for application in microstructured reactors in low-temperature water-gas shift reaction / E. V. Rebrov, A. Berenguer-Murcia, B. F. G. Johnson, J. C. Schouten // *Catalysis Today*. — 2008. — Vol. 138, no. 3-4. — P. 210–215.
144. Gold nanoparticle-doped TiO₂ semiconductor thin films: gas sensing properties / D. Buso, M. Post, C. Cantalini et al. // *Advanced Functional Materials*. — 2008. — Vol. 18, no. 23. — P. 3843–3849.
145. Ag and Au/DNQ-novolac nanocomposites patternable by ultraviolet lithography: a fast route to plasmonic sensor microfabrication / J. Marqués-Hueso, R. Abargues, J. Valdés, J. P. Martínez-Pastor // *Journal of Materials Chemistry*. — 2010. — Vol. 20, no. 35. — P. 7436–7443.
146. *Atwater H. A., Polman A.* Plasmonics for improved photovoltaic devices // *Nature Materials*. — 2010. — Vol. 9, no. 3. — P. 205.

147. *Ferry V. E., Munday J. N., Atwater H. A.* Design considerations for plasmonic photovoltaics // *Advanced Materials*. — 2010. — Vol. 22, no. 43. — P. 4794–4808.
148. *Ораевский А. Н., Проценко И. Е.* Высокий показатель преломления и другие особенности оптических свойств гетерогенных сред // *Письма в ЖЭТФ*. — 2000. — Т. 72, № 9. — С. 641–646.
149. *Belyaev B. A., Tyurnev V.* Resonances of electromagnetic oscillations in a spherical metal nanoparticle // *Microwave and Optical Technology Letters*. — 2016. — Vol. 58, no. 8. — P. 1883–1886.
150. *Maxwell Garnett J. C.* XII. Colours in Metal Glasses, in Metallic Films, and in Metallic Solutions // *Philosophical Transactions of the Royal Society A Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. — 1904. — Vol. 203. — P. 385–420.
151. *Maxwell Garnett J. C.* VII. Colours in metal glasses, in metallic films, and in metallic solutions // *Philosophical Transactions of the Royal Society A Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. — 1906. — Vol. 205. — P. 237–288.
152. *Головань Л. А., Тимошенко В. Ю., Кашкаров П. К.* Оптические свойства нанокompозитов на основе пористых систем // *Успехи физических наук*. — 2007. — Vol. 177, no. 6. — P. 619–638.
153. *Markel V. A.* Introduction to the Maxwell Garnett approximation: tutorial // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2016. — Vol. 33, no. 7. — P. 1244.
154. A metamaterial for directive emission / S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux et al. // *Physical Review Letters*. — 2002. — Vol. 89, no. 21. — P. 213902.
155. *Сухов С. В.* Нанокompозитный материал с единичным показателем преломления // *Квантовая электроника*. — 2005. — Т. 35, № 8. — С. 741–744.
156. *Ветров С. Я., Авдеева А. Ю., Тимофеев И. В.* Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита // *ЖЭТФ*. — 2011. — Т. 140, № 5. — С. 871–878.

157. *Моисеев С. Г., Остаточников В. А., Семенцов Д. И.* Подавление дефектной моды в фотонно-кристаллической структуре с резонансным нанокompозитным слоем // *Квантовая электроника*. — 2012. — Т. 42, № 6. — С. 557–560.
158. *Моисеев С. Г.* Ультратонкий поляризующий сплиттер на основе нанокompозитного материала // *Оптика и Спектроскопия*. — 2011. — Т. 111, № 2. — С. 264–272.
159. *Петров Ю. И.* Физика малых частиц. — М: Наука, 1982. — С. 360.
160. Novel method of preparation of gold-nanoparticle-doped TiO₂ and SiO₂ plasmonic thin films: optical characterization and comparison with Maxwell-Garnett modeling / E. Pedrueza, J. L. Valdés, V. Chirvony et al. // *Advanced Functional Materials*. — 2011. — Vol. 21, no. 18. — P. 3502–3507.
161. Plasmonic layers based on Au-nanoparticle-doped TiO₂ for optoelectronics: structural and optical properties / E. Pedrueza, J. Sancho-Parramon, S. Bosch et al. // *Nanotechnology*. — 2013. — Vol. 24, no. 6. — P. 065202.
162. Revealing the nanoparticles aspect ratio in the glass-metal nanocomposites irradiated with femtosecond laser / S. Chervinskii, R. Drevinskas, D. V. Karpov et al. // *Scientific Reports*. — 2015. — Vol. 5, no. 1. — P. 13746.
163. Modeling of the plasmonic properties of DLC-Ag nanocomposite films / I. Yaremchuk, A. Tamulevičienė, T. Tamulevičius et al. // *Physica Status Solidi A*. — 2014. — Vol. 211, no. 2. — P. 329–335.
164. Spectroellipsometric characterization and modeling of plasmonic diamond-like carbon nanocomposite films with embedded Ag nanoparticles / I. Yaremchuk, S. Meškiniš, V. Fitio et al. // *Nanoscale Research Letters*. — 2015. — Vol. 10, no. 1. — P. 157.
165. *Wakaki M., Noguchi T., Yokoyama E.* Optical properties of ZnO thin films dispersed with noble metal nanoparticles synthesized by sol-gel method // *Oxide-based Materials and Devices V* / International Society for Optics and Photonics. — Vol. 8987. — 2014. — P. 89870F.

166. Optical properties of Au nanoparticles included in mesoporous TiO₂ thin films: a dual experimental and modeling study / V. M. Sanchez, E. D. Martinez, Maria L. Martinez R. et al. // *The Journal of Physical Chemistry C*. — 2013. — Vol. 117, no. 14. — P. 7246–7259.
167. *Bruggeman D. A. G.* Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. III. Die elastischen Konstanten der quasiisotropen Mischkörper aus isotropen Substanzen // *Annalen der Physik*. — 1937. — Vol. 421, no. 2. — P. 160–178.
168. Voltage-induced defect mode coupling in a one-dimensional photonic crystal with a twisted-nematic defect layer / I. V. Timofeev, Y.-T. Lin, V. A. Gunyakov et al. // *Physical Review E*. — 2012. — Vol. 85, no. 1. — P. 011705.
169. Tunable narrow-bandpass filter based on an asymmetric photonic bandgap structure with a dual-mode liquid crystal / H.-T. Wang, I. V. Timofeev, K. Chang et al. // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22, no. 12. — P. 15097–15103.
170. *Kreibig U., Vollmer M.* Theoretical considerations // Optical properties of metal clusters. — Springer, 1995. — P. 13–201.
171. *Мусеев С. Г., Остаточников В. А., Семенцов Д. И.* Влияние размерных эффектов на оптические характеристики одномерного фотонного кристалла с нанокompозитным дефектом // *Письма в ЖЭТФ*. — 2014. — Т. 100, № 6. — С. 413–417.
172. *Yannopoulos V., Modinos A., Stefanou N.* Scattering and absorption of light by periodic and nearly periodic metallodielectric structures // *Optical and quantum electronics*. — 2002. — Vol. 34, no. 1-3. — P. 227–234.
173. *Хлебцов Н. Г.* Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом // *Квантовая электроника*. — 2008. — Т. 38, № 6. — С. 504–529.
174. *Климов В. В.* Наноплазмоника. — М: Физматлит, 2009. — С. 482.
175. *Teitler S., Hennis B. W.* Refraction in stratified, anisotropic media // *The Journal of the Optical Society of America*. — 1970. — Vol. 60, no. 6. — P. 830–834.

176. *Berreman D. W., Scheffer T. J.* Bragg reflection of light from single-domain cholesteric liquid-crystal films // *Physical Review Letters*. — 1970. — Vol. 25, no. 9. — P. 577.
177. *Abelès F.* VI methods for determining optical parameters of thin films // *Progress in Optics*. — Elsevier, 1963. — Vol. 2. — P. 249–288.
178. *Jones R. C.* A new calculus for the treatment of optical systems. description and discussion of the calculus // *The Journal of the Optical Society of America*. — 1941. — Vol. 31, no. 7. — P. 488–493.
179. *Аззам А., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет: Пер. с англ. под редакцией А.В. Ржанова и К.К. Свиташева. — М: Мир, 1981. — С. 584.
180. *Палто С. П.* Алгоритм решения оптической задачи для слоистых анизотропных сред // *ЖЭТФ*. — 2001. — Т. 119, № 4. — С. 638–648.

Список рисунков

1.1	Схематическое представление холестерического жидкого кристалла [2].	20
1.2	Различные типы дефектов в ХЖК: (а) дефектный слой, (б) комбинация дефектного слоя с твист-дефектом, (с) твист-дефект [105].	23
2.1	Схематическое представление структуры, состоящей из слоя холестерика, фазовой пластинки и металлического слоя.	29
2.2	Коэффициенты пропускания структуры как функции длины волны при нормальном падении света на ХЖК (штриховая линия), на серебряную пленку (штрихпунктирная линия) и на структуру «ХЖК-фазовая пластинка-металл» (сплошная линия).	29
2.3	Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля в структуре «ХЖК-фазовая пластинка-металл» для длины волны 586.5 нм. Поле нормировано на входное значение равное единице.	30
2.4	Механизмы локализации света для правой круговой поляризации R и левой круговой поляризации L падающего света в структуре, состоящей из слоев холестерика и металла (а,б) и в структуре, состоящей из слоя холестерика, фазовой пластинки и металлического слоя (в,г)	31
2.5	Спектр пропускания структуры (а) для падающей волны правой круговой поляризации, (б) для падающей волны левой круговой поляризации: сплошная линия – при падении света на ХЖК; штриховая линия – при падении света на металл.	33
2.6	Динамика поляризации света при падении на ХЖК (а,б) и металл (в,г): R - правая круговая поляризация, L - левая круговая поляризация, linear - линейная поляризация.	34
2.7	Спектр пропускания, связанный с тунелированием света различных поляризаций падающего света через локализованную моду.	35

2.8	(а) Коэффициенты пропускания, соответствующие локализованной моде при различных φ : сплошная линия – при падении света на ХЖК; штриховая линия – при падении света на металл. (б) Интенсивность электрического поля на частоте локализованной моды при различных φ : сплошная линия – при падении света на ХЖК; штриховая линия – при падении света на металл.	36
2.9	Спектр пропускания структуры для различных значений шага спирали холестерика.	37
2.10	Максимум локальной интенсивности электрического поля (в единицах интенсивности падающего поля) на частоте локализованной моды, в зависимости от шага спирали ХЖК.	38
2.11	(а) Коэффициенты пропускания на длине волны 586.5 нм, соответствующей локализованной моде для различных значений толщины металлической плёнки d_m ; точка соответствует $d_m = 50$ нм. (б) Распределение квадрата модуля напряжённости электрического поля для длины волны 586.5 нм падающего света правой круговой поляризации для различных d_m	38
2.12	Схематическое представление структуры, состоящей из двух противоположно-закрученных ХЖК и металлического слоя.	39
2.13	Спектр пропускания структуры «левозакрученный ХЖК-правозакрученный ХЖК-металл» для круговых поляризаций падающего света.	40
2.14	Локализация света правой круговой поляризации падающего света для длины волны 591 нм.	41
2.15	Зависимость длины волны в максимуме пропускания для правой круговой поляризации от угла α	42
2.16	Интенсивность электрического поля на частоте, соответствующей максимальной локализации, в зависимости от толщины металла при падении света со стороны ХЖК и металла.	42
2.17	Зависимость спектра пропускания для правой круговой поляризации от числа периодов ХЖК, $\alpha = 0$	43

- 2.18 Схематическое представление возможной экспериментальной структуры. Используются обозначения: ПИ — Слой Полиимида, Ме — Металлическая плёнка, ЛХЖК и ПХЖК — Левозакрученный и правозакрученный слой ХЖК соответственно. 44
- 2.19 Схематическое представление рассматриваемой структуры «ХЖК(1) - планарный дефект - ХЖК(2) - металл». 45
- 2.20 Спектры пропускания 20 периодов ХЖК (штриховая линия) и всей структуры (сплошная линия) при нормальном падении света правой круговой поляризации. Показатели преломления ХЖК и дефекта: $n_e = 1.71$ и $n_o = 1.54$, шаг спирали ХЖК $p = 0.4$ мкм. ХЖК(1) и ХЖК(2) содержат по 10 периодов. Толщина дефекта $d = 1.91$ мкм, толщина серебряной плёнки $d_m = 50$ нм. Показатель преломления окружающей среды равен 1.625. 46
- 2.21 Пространственное распределение локальной интенсивности поля в структуре «ХЖК(1)–полуволновой дефект–ХЖК(2)–металл» для длины волны 645.4 нм падающего света правой круговой поляризации. 47
- 2.22 Механизмы локализации света в структуре ХЖК-дефект-ХЖК-металл, содержащей полуволновой дефект. (а) – для правой круговой поляризации R и (б) – для левой круговой поляризации L падающего излучения. 48
- 2.23 Спектр пропускания структуры «ХЖК(1)-дефект-ХЖК(2)-металл» для различных значений толщины дефектного слоя d . Остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20. 49
- 2.24 Спектр пропускания ХЖК, содержащего дефект толщиной $d = 0.96$ мкм (штриховая линия) и структуры «ХЖК(1)-дефект-ХЖК(2)-металл» (сплошная линия) для круговых поляризаций: (а) ХЖК содержит изотропный дефект, (б) ХЖК содержит анизотропный дефект. Остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20. 50

- 2.25 Спектр пропускания структуры «ХЖК-дефект-ХЖК-металл» для правой круговой поляризации падающего света при различных значениях шага спирали холестерика (а) - слева от дефекта, (б) - справа от дефекта. $d = 0.96$ мкм, остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20. Белые линии показывают положение запрещенной зоны, формируемой ХЖК(1). 52
- 2.26 Спектр пропускания структуры «ХЖК(1)-дефект-ХЖК(2)-металл» для различных значений толщины дефектного слоя d . Остальные параметры те же, что и на рисунке 2.20. 53
- 2.27 Пространственное распределение локальной интенсивности электрического поля в структуре, содержащей дефект толщиной $d = 0.96$ мкм и 40 периодов ХЖК справа от него для правой циркулярной поляризации. Левый ХЖК имеет 10 периодов. 54
- 3.1 Схематическое представление рассматриваемой структуры. 58
- 3.2 Спектр пропускания структуры в зависимости от угла твист-дефекта α для правой (а) и левой (б) круговых поляризацій падающего света. Вращается первый слой ХЖК, слой ХЖК, граничащий с фазовой пластинкой, неподвижен. 60
- 3.3 Спектр пропускания для круговых поляризацій падающего света при $\alpha = 1.38$ рад, на которой длины волн локализованной моды структуры «ХЖК-фазовая пластинка-металл» и дефектной моды совпадают. 60
- 3.4 Пространственное распределение интенсивности электрического поля в структуре для длины волны 649 нм. 61
- 3.5 Пропускание структуры в зависимости от шага спирали ХЖК. Белая линия показывает положение пика дефектной моды ХЖК, вычисленного по формуле (3.1), $\alpha = 1.38$ рад. 61
- 3.6 Пропускание структуры в зависимости от угла твист дефекта α для правой круговой поляризации падающего света. Вращается первый слой ХЖК, слой ХЖК, граничащий с фазовой пластинкой, неподвижен. Белая линия показывает положение пика дефектной моды ХЖК, вычисленного по формуле (3.1), $d' = 5d = 4.8$ мкм. 62

- 3.7 Схематическое представление рассматриваемой структуры. Цветные стрелки показывают направление оптических осей анизотропных слоёв СПАЗов. Каждый СПАЗ содержит 10 периодов. 63
- 3.8 Зависимость спектра пропускания для правой круговой поляризации падающего света от толщины ХЖК слоя d . Штриховые линии показывают положение ОТС в спектре, вычисленные по формуле 3.10, $\varphi = \pi/4$ 64
- 3.9 Зависимость спектра пропускания для левой круговой поляризации падающего света от толщины ХЖК слоя d . Штриховые линии показывают рассчитанные аналитически спектры пропускания для недифрагирующей поляризации при помощи формулы 3.12. $\varphi = \pi/4$. 65
- 3.10 Пространственное распределение интенсивности электрического поля в структуре для круговых поляризаций падающего света (а) $d = 1$ мкм, (б) $d = 4$ мкм. Каждый СПАЗ содержит 10 периодов, $\varphi = \pi/4$ 66
- 3.11 Пространственное локальное распределение напряженности электрического поля в структуре для случаев симметричной и антисимметричной мод для падающего излучения правой круговой поляризации. Каждый СПАЗ содержит 10 периодов, $d = 1$ мкм, $\varphi = \pi/4$ 66
- 3.12 Пропускание структуры в зависимости от угла φ для различных толщин ХЖК d . Белые линии показывают положение одиночных ОТС, вычисленных по формуле (3.7). Кресты соответствуют длинам волн ОТС при $\varphi = \pi/4$ 69
- 4.1 Схематическое представление ХЖК с комбинированным дефектом. 72
- 4.2 Зависимости мнимой ε''_{mix} (штриховая линия) и действительной ε'_{mix} (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита ε_{mix} от длины волны падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$ (а) и 0.1 (б). 74
- 4.3 Спектр пропускания для правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговых поляризаций падающего света при факторе заполнения $f = 0$ 75

- 4.4 Спектр пропускания для правой (толстые чёрные линии) и левой (тонкие малиновые линии) круговых поляризаций падающего света при различных факторах заполнения нанокompозитного слоя f , $\alpha = 0$ 76
- 4.5 Спектры отражения (а) и поглощения (б) для волн правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговых поляризаций падающего света при факторе заполнения $f = 0.02$. . . 76
- 4.6 Пространственное распределение интенсивности электрического поля в структуре для круговых поляризаций падающего света при (а) $f = 0.01$ и (б) $f = 0.05$ на длинах волн пиков, соответствующих расщеплённым дефектным модам на рисунке 4.4, $f = 0.02$ 77
- 4.7 Спектры пропускания для разных углов падения, (а) $\theta = 26^\circ$, (б) $\theta = 30^\circ$. Сплошная и пунктирная линии соответственно для света правой и левой круговых поляризаций падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$ 78
- 4.8 Спектры пропускания структуры для различных величин твист-дефекта: (а) $\alpha > 0$, (б) $\alpha < 0$. Чёрные жирные линии для света правой круговой поляризации, малиновые тонкие линии для света левой круговой поляризации падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$ 79
- 4.9 Пространственное распределение квадрата модуля электрического поля в структуре для круговых поляризаций падающего света при длине волны $\lambda = 413$ нм (Случай $\alpha = 30^\circ$ на рисунке 4.8а), $f = 0.02$. 79
- 4.10 Спектр пропускания для разных значений шага спирали. (а) $p = 325$ нм, (б) $p = 340$ нм. Сплошная и штриховая линии для света правой и левой круговых поляризаций соответственно, $f = 0.02$, $\alpha = -30^\circ$ 80
- 4.11 Спектр пропускания системы двух ХЖК, разделённых диэлектрическим дефектом (сплошная линия) и каждого из холестериков в отдельности. Холестерики имеют шаг спирали $p_1 = 295$ нм (пунктирная линия) и $p_2 = 310$ нм (штриховая линия). . 81
- 4.12 Зависимость максимума квадрата модуля электрического поля дефектной моды от шага p_2 . Остальные параметры соответствуют рисунку 4.3. 82

- 4.13 Спектры пропускания при различных значениях p_2 : $p_2 = 325$ нм (штрих-пунктирная линия), $p_2 = 310$ нм (штриховая линия), $p_2 = 295$ нм (сплошная линия). Толстая чёрная линия для правой круговой поляризации падающего света, тонкая малиновая для левой, $\alpha = -30^\circ$ 83
- 4.14 Зависимость максимума квадрата модуля электрического поля длинноволновой дефектной моды от p_2 , $\alpha = -30^\circ$, $f = 0.02$ 83
- 4.15 Зависимости мнимой ε''_{mix} (штриховая линия) и действительной ε'_{mix} (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита ε_{mix} от длины волны падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$ (а) и 0.1 (б). Тонкие линии соответствуют радиусу наночастиц 30 нм, толстые линии — 20 нм. 84
- 4.16 Спектры пропускания для разных радиусов наночастиц. Чёрные жирные линии для света правой круговой поляризации, малиновые тонкие линии для света левой круговой поляризации падающего света. Фактор заполнения $f = 0.02$, $\alpha = 0$ 85

Приложение А

Метод Берремана для вычисления спектральных свойств одномерных анизотропных структур

Матричные способы записи уравнений Максвелла наиболее часто используются для описания распространения света через различные оптические среды с плоскопараллельными границами. С точки зрения оптики холестерические жидкие кристаллы представляют собой анизотропную двулучепреломляющую среду с непрерывным кручением. При расчетах спектральных свойств таких сред неоднородный слой делится на достаточно большое количество подслоев, каждый из которых приблизительно однороден. В настоящее время существует ряд матричных методов расчета оптических характеристик подобных систем с произвольными физическими параметрами.

Тейтлер и Хэнвис [175] и Берреман и Шэффер [176] разработали метод 4×4 матриц для изучения отражения и пропускания поляризованного света, падающего под углом на слоистые планарные анизотропные структуры. Этот метод представляет собой обобщение метода 2×2 матриц Абелеса [177] для изотропных слоистых сред, в основе которого лежит формализм матриц Джонса [178]. Последующее изложение метода 4×4 матриц основано на общем описании, данном Берреманом [104]. Метод также подробно описан в книге Аззама и Башара [179] и статье Палто [180].

Рассмотрим распространение плоской поляризованной монохроматической волны в анизотропной среде при произвольной взаимной ориентации направления распространения относительно оптической оси среды. Будем считать, что временная зависимость имеет вид $e^{i\omega t}$. Если использовать временную зависимость полей такого вида, то два уравнения Максвелла для роторов принимают вид

$$- \operatorname{rot} \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}, \operatorname{rot} \mathbf{H} = i\omega \mathbf{D}, \quad (\text{A.1})$$

где \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} и \mathbf{B} – векторы, соответственно, напряженности электрического и магнитного полей и индукции электрического и магнитного полей световой волны.

Пусть на анизотропную среду с плоскопараллельными границами падает плоская монохроматическая волна под углом к границе раздела. Выберем декартовую систему координат так, чтобы ось z этой системы была параллельна границе раздела двух сред, а оси x и y были параллельны этой границе. Уравнения (A.1) можно объединить в одно матричное уравнение:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\partial/\partial z & \partial/\partial y \\ 0 & 0 & 0 & \partial/\partial z & 0 & -\partial/\partial x \\ 0 & 0 & 0 & -\partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \\ 0 & \partial/\partial z & -\partial/\partial y & 0 & 0 & 0 \\ -\partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x & 0 & 0 & 0 \\ \partial/\partial y & -\partial/\partial x & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \frac{i\omega}{c} \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

или кратко

$$\mathbf{OG} = (i\omega/c)\mathbf{C}, \quad (\text{A.3})$$

где \mathbf{O} – является 6×6 симметричным матричным оператором, который можно разделить на четыре 3×3 подматрицы.

Тогда этот оператор можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{O} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{rot} \\ -\mathbf{rot} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

где $\mathbf{0}$ – 3×3 нулевая матрица, \mathbf{rot} – оператор

$$\mathbf{rot} = \begin{bmatrix} 0 & -\partial/\partial z & \partial/\partial y \\ \partial/\partial z & 0 & -\partial/\partial x \\ -\partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Через \mathbf{G} обозначен 6×1 вектор-столбец, элементы которого представляют собой компоненты электрического поля \mathbf{E} и магнитного поля \mathbf{H} в декартовой системе координат, а \mathbf{C} представляет собой 6×1 вектор-столбец, элементами которого являются компоненты вектора электрической индукции \mathbf{D} и вектора магнитной индукции \mathbf{B} в декартовой системе координат.

В отсутствие нелинейных оптических эффектов и пространственной дисперсии соотношения между \mathbf{C} и \mathbf{G} можно записать следующим образом

$$\mathbf{C} = \mathbf{MG}, \quad (\text{A.6})$$

где 6×6 матрица \mathbf{M} несет всю информацию об анизотропных оптических свойствах среды, в которой локализованы электромагнитные поля. Для удобства матрицу \mathbf{M} , которую мы будем называть оптической матрицей, можно записать следующим образом

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \varepsilon & \rho \\ \rho' & \mu \end{bmatrix} \quad (\text{A.7})$$

где $\varepsilon = (M_{kl})$ и $\mu = (M_{k+3l+3})$, $k, l = 1, 2, 3$ - тензоры диэлектрической и магнитной восприимчивости, а $\rho = (M_{kl+3})$ и $\rho' = (M_{k+3l})$ представляют собой тензоры оптического вращения.

Подставляя (A.6) в (A.3), получаем

$$\mathbf{OG} = (i\omega/c)\mathbf{MG}. \quad (\text{A.8})$$

Если в этом выражении заменить \mathbf{G} на

$$\mathbf{G} = e^{i\omega t} \mathbf{P}, \quad (\text{A.9})$$

где \mathbf{P} - зависящая от пространственных координат часть \mathbf{G} , то оно принимает вид

$$\mathbf{OP} = (i\omega/c)\mathbf{MP}. \quad (\text{A.10})$$

Данное соотношение представляет собой уравнение пространственной волны с частотой ω .

Рассмотрим частную задачу об отражении и пропускании монохроматической плоской волны, падающей под углом из изотропной среды ($z < 0$) на анизотропную планарную структуру ($z > 0$), слоистую вдоль оси z . Предположим, что ось x декартовой системы координат $x y z$ совпадает с линией пересечения плоскости падения (плоскость волнового вектора падающей волны и оси z) и границы раздела $z = 0$. Из симметрии задачи следует, что изменения любых компонент поля в направлении y отсутствуют, так что

$$\partial/\partial y = 0. \quad (\text{A.11})$$

Для согласования тангенциальных полей на границе $z = 0$ во всех ее точках во все моменты времени все волны, возбужденные падающей плоской волной, должны иметь ту же самую зависимость от x , что и падающая волна.

Следовательно, если ζ означает x -компоненту волнового вектора падающей волны, то все поля должны изменяться в направлении x как $e^{-i\zeta x}$, отсюда имеем

$$\partial/\partial x = -i\zeta. \quad (\text{A.12})$$

Величина ζ связана с частотой волны, показателем преломления n_1 окружающей среды и углом падения φ_0 соотношением

$$\zeta = (\omega/c)n_1 \sin \alpha_1, \quad (\text{A.13})$$

где c — скорость света в вакууме. Использование выражения (A.12) упрощает выражение (A.5) для оператора ротора

$$\mathbf{rot} = \begin{bmatrix} 0 & -\partial/\partial z & \partial/\partial y \\ \partial/\partial z & 0 & i\zeta \\ -\partial/\partial y & -i\zeta & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.14})$$

Возможность применения метода 4×4 матриц для изучения отражения и пропускания поляризованного света анизотропными планарными структурами вытекает из особой формы оператора ротора (A.14). В частности, если подставить выражение (A.14) в (A.5), а затем, используя найденный оператор \mathbf{O} , разложить соотношение (A.10), то получим два линейных однородных алгебраических уравнения и четыре линейных однородных дифференциальных уравнения для шести компонент \mathbf{P} . Два линейных однородных алгебраических уравнения можно решить относительно компонент поля $E_z(P_3)$ и $H_z(P_6)$ вдоль оси z , выразив их через другие четыре компоненты полей $E_x(P_1)$, $E_y(P_2)$, $H_x(P_4)$, $H_y(P_5)$ вдоль осей x и y . Полученные таким образом значения E_z и H_z следует подставить в оставшиеся четыре дифференциальных уравнения. При этом получаются четыре линейных однородных дифференциальных уравнения первого порядка для четырех компонент полей: E_x , E_y , H_x , H_y . Последние можно записать в виде 4×4 матрицы следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix} = -i\omega \begin{bmatrix} \Delta_{11} & \Delta_{12} & \Delta_{13} & \Delta_{14} \\ \Delta_{21} & \Delta_{22} & \Delta_{23} & \Delta_{24} \\ \Delta_{31} & \Delta_{32} & \Delta_{33} & \Delta_{34} \\ \Delta_{41} & \Delta_{42} & \Delta_{43} & \Delta_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix} \quad (\text{A.15})$$

или

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{-i\omega}{c} \Delta \psi. \quad (\text{A.16})$$

Данное уравнение является волновым уравнением для обобщенного 4×1 вектора поля

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix}. \quad (\text{A.17})$$

Δ обозначает дифференциальную 4×4 матрицу распространения для данной среды. Элементы матрицы Δ являются функциями элементов оптической 6×6 матрицы \mathbf{M} , получаемой с помощью указанных выше операций. Элементы матриц Δ и \mathbf{M} связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \Delta_{11} &= M_{51} + (M_{53} + \eta)A_1 + M_{56}A_5 \\ \Delta_{12} &= M_{55} + (M_{53} + \eta)A_4 + M_{56}A_8 \\ \Delta_{13} &= M_{52} + (M_{53} + \eta)A_2 + M_{46}A_6 \\ -\Delta_{14} &= M_{54} + (M_{53} + \eta)A_3 + M_{56}A_7 \\ \Delta_{21} &= M_{11} + M_{13}A_1 + M_{16}A_5 \\ \Delta_{22} &= M_{15} + M_{13}A_4 + M_{16}A_8 \\ \Delta_{23} &= M_{12} + M_{13}A_2 + M_{16}A_6 \\ -\Delta_{24} &= M_{14} + M_{13}A_3 + M_{16}A_7 \\ -\Delta_{31} &= M_{41} + M_{43}A_1 + M_{46}A_5 \\ -\Delta_{32} &= M_{41} + M_{43}A_4 + M_{46}A_8 \\ -\Delta_{33} &= M_{42} + M_{43}A_2 + M_{46}A_6 \\ \Delta_{34} &= M_{44} + M_{43}A_3 + M_{46}A_7 \\ \Delta_{41} &= M_{21} + M_{23}A_1 + (M_{26} - \eta)A_5 \\ \Delta_{42} &= M_{25} + M_{23}A_4 + (M_{26} - \eta)A_8 \\ \Delta_{43} &= M_{22} + M_{23}A_2 + (M_{26} - \eta)A_6 \\ -\Delta_{44} &= M_{24} + M_{23}A_3 + (M_{26} - \eta)A_7 \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

где

$$\begin{aligned}
A_1 &= (M_{61}M_{36} - M_{31}M_{66})/D \\
A_2 &= [(M_{62} - \eta)M_{36} - M_{32}M_{66}]/D \\
A_3 &= (M_{64}M_{36} - M_{34}M_{66})/D \\
A_4 &= [M_{65}M_{36} - (M_{35} + \eta)M_{66}]/D \\
A_5 &= (M_{63}M_{31} - M_{33}M_{61})/D \\
A_6 &= [M_{63}M_{32} - (M_{62} - \eta)M_{33}]/D \\
A_7 &= (M_{63}M_{34} - M_{33}M_{64})/D \\
A_8 &= [(M_{35} + \eta)M_{63} - M_{33}M_{65}]/D \\
D &= M_{33}M_{66} - M_{36}M_{63} \\
\eta &= \zeta/\omega = n_1 \sin \alpha_1/c
\end{aligned} \tag{A.19}$$

6×6 матрица \mathbf{M} состоит из тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей и оптического вращения ρ и ρ' . Используя тензоры ϵ , μ , ρ и ρ' , а также величину η , можно с помощью выражений (A.18) – (A.19) рассчитать дифференциальную матрицу распространения Δ . Если матрица Δ известна, то уравнение (A.16) дает закон распространения (волновое уравнение) для обобщенного вектора поля (или, что эквивалентно, для его элементов, x - и y -компонент полей \mathbf{E} и \mathbf{H}).

В общем случае слоистой анизотропной структуры \mathbf{M} — некоторая произвольная функция от z , и волновое уравнение (A.16) не имеет, вообще говоря, аналитического решения. В частном случае, когда \mathbf{M} — постоянная, не зависящая от z (в некотором непрерывном интервале z), уравнение (A.16) можно непосредственно интегрировать; это дает

$$\psi(z + h) = \mathbf{L}(h)\psi(z), \tag{A.20}$$

где

$$\mathbf{L}(h) = \exp^{-i\omega h\Delta} = (\mathbf{I} - i\omega h\Delta - \frac{(\omega h)^2}{2!}\Delta^2 + i\frac{(\omega h)^3}{3!}\Delta^3 + \dots) \tag{A.21}$$

Выражение (A.20) представляет собой линейное матричное соотношение между обобщенными векторами поля ψ на двух различных параллельных плоскостях, находящихся на расстоянии h в однородной анизотропной среде, поля в которой возбуждаются падающей плоской волной. Матрица слоя $\mathbf{L}(h)$ определяется дифференциальной матрицей распространения Δ в соответствии с соотношением (A.21). В последнем соотношении \mathbf{I} представляет единичную

4×4 матрицу, а суммирование степенного ряда в некоторых простых случаях (когда Δ^n можно представить в замкнутой форме) выполняется с помощью аналитических или численных методов.

Другое выражение для матрицы слоя $\mathbf{L}(h)$ можно получить исходя из того, что, когда матрица Δ представляет собой постоянную, не зависящую от z , уравнение (A.16) имеет четыре частных решения в виде плоских волн:

$$\psi(z) = \psi_l(0) \exp^{-iq_l z}, l = 1, 2, 3, 4. \quad (\text{A.22})$$

Здесь $\psi_l(0)$ — величина обобщенного вектора поля плоской волны при, $z = 0$, а q_l — компонента вектора распространения плоской волны, параллельная оси z . Подстановка (A.22) в (A.16) дает матричное уравнение для собственных значений

$$[\omega \Delta - q \mathbf{I}] \psi_l(0) = 0. \quad (\text{A.23})$$

Собственные значения q_l этого уравнения являются корнями алгебраического уравнения четвертой степени

$$\det[\omega \Delta - q \mathbf{I}] = 0, \quad (\text{A.24})$$

где \det обозначает детерминант. Подставляя каждое собственное значение q_l в уравнение (A.23), получаем четыре однородных линейных уравнения, которые можно решить относительно элементов соответствующего собственного вектора $\psi_{kl}(0)$, где $k = 1, 2, 3, 4$. Используя 4×4 матрицу $\Psi = [\psi_{kl}(0)]$, столбцами которой являются четыре собственных вектора уравнения (A.23), легко показать, что матрица слоя $\mathbf{L}(h)$, связывающая поля на двух границах анизотропной пластинки толщиной h , (выражение A.20) определяется соотношением

$$\mathbf{L}(h) = \Psi \mathbf{K}(h) \Psi^{-1}, \quad (\text{A.25})$$

где \mathbf{K} — диагональная матрица, элементы которой определяются собственными значениями q_l :

$$K_{ll} = \exp^{-iq_l h}, l = 1, 2, 3, 4. \quad (\text{A.26})$$

В неоднородной анизотропной среде, где \mathbf{M} — непрерывная функция z , выражение (A.20) можно применять, если разделить среду на слои, достаточно тонкие для того, чтобы величину \mathbf{M} можно было считать не зависящей от z внутри каждого слоя. Путем повторного применения выражения (A.20) к

последовательным слоям находим, что поля на двух плоскостях, отстоящих друг от друга на расстояние d , связаны следующим соотношением:

$$\Psi(z + d) = \mathbf{L}(z, d)\Psi(z), \quad (\text{A.27})$$

где

$$\mathbf{L}(z, d) = \mathbf{L}(z + d - h_m, h_m)\mathbf{L}(z + h_1 + h_2, h_3)\mathbf{L}(z + h_1, h_2)\mathbf{L}(z, h_1), \quad (\text{A.28})$$

где $d = \sum_{i=1}^m h_i$. Для общности предполагается, что слои h_m имеют различную толщину. Заметим, что $L(z, h)$ характеризует тонкий однородный слой, расположенный между z и $z + h$.

Другой способ вычисления матрицы распространения неоднородного слоя заключается в следующем. Подставим выражение (A.20) в уравнение (A.16), тогда мы получим уравнение для матрицы распространения $\mathbf{L}(z)$

$$\frac{\partial \mathbf{L}(z, d)}{\partial z} = i \frac{\omega}{c} \Delta(z) \mathbf{L}(z, d) \quad (\text{A.29})$$

Данное матричное уравнение представляет собой систему 16 линейных дифференциальных уравнений относительно 16 неизвестных элементов матрицы $\mathbf{L}(z, d)$. Очевидно, что матрица распространения получится после интегрирования этой системы с начальным условием $\mathbf{L}(z, z) = \mathbf{I}$.

Таким образом, уравнения (A.28) или (A.29) дают способы нахождения матрицы распространения для неоднородной среды с произвольной анизотропией.

Рассмотрим слой оптически неоднородной анизотропной среды, помещенной между двумя непоглощающими изотропными слоями, показатели преломления которых n_1 и n_2 . Световая волна падает со стороны среды с показателем преломления n_1 под углом α_1 к нормали и выходит во вторую среду под углом α_2 . Углы связаны между собой законом преломления:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2. \quad (\text{A.30})$$

Поле на входе определяется суперпозицией падающей и отраженных волн, на выходе имеется только прошедшая волна:

$$\Psi_t = \mathbf{L}(h)(\Psi_i + \Psi_r). \quad (\text{A.31})$$

Используя граничные условия можно вычислить три обобщённых волновых вектора для падающей, отраженной и прошедшей плоских волн:

$$\psi_i = \begin{bmatrix} E_x \\ n_1 E_x / \cos \alpha_1 \\ E_y \\ n_1 E_x \cos \alpha_1 \end{bmatrix}, \psi_r = \begin{bmatrix} R_x \\ -n_1 R_x / \cos \alpha_1 \\ R_y \\ -n_1 R_x \cos \alpha_1 \end{bmatrix}, \psi_t = \begin{bmatrix} T_x \\ n_2 T_x / \cos \alpha_2 \\ T_y \\ n_2 T_x \cos \alpha_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.32})$$

Умножая слева обе части (A.31) на матрицу, обратную матрице Берремана $\mathbf{F} = \mathbf{L}^{-1}$, получим систему линейных уравнений, из которой можно вычислить неизвестные компоненты поля R_x, R_y, T_x, T_y :

$$T_y = \frac{2(n_1 E_y \cos \alpha_1 - ac E_x)}{dc + d},$$

$$T_x = 2a E_x + b T_y \quad (\text{A.33})$$

$$R_x = (F_{11} + F_{12} n_2 / \cos \alpha_2) T_x + (F_{13} + F_{14} n_2 \cos \alpha_2) T_y - E_x,$$

$$R_y = (F_{31} + F_{32} n_2 / \cos \alpha_2) T_x + (F_{33} + F_{34} n_2 \cos \alpha_2) T_y - E_y,$$

где

$$a = \frac{n_1 / \cos \alpha_1}{(F_{11} + F_{12} n_2 / \cos \alpha_2) n_1 / \cos \alpha_1 + F_{22} n_2 / \cos \alpha_2 + F_{21}},$$

$$b = \frac{(F_{13} + F_{14} n_2 \cos \alpha_2) n_1 / \cos \alpha_1 + F_{14} n_2 \cos \alpha_2 + F_{23}}{(F_{11} + F_{12} n_2 / \cos \alpha_2) n_1 / \cos \alpha_1 + F_{22} n_2 / \cos \alpha_2 + F_{21}}, \quad (\text{A.34})$$

$$c = (F_{31} + F_{32} n_1 / \cos \alpha_1) n_1 \cos \alpha_1 + F_{42} n_2 / \cos \alpha_2 + F_{41},$$

$$d = (F_{33} + F_{34} n_2 \cos \alpha_2) n_1 \cos \alpha_1 + F_{44} n_2 \cos \alpha_2 + F_{43},$$

$F_{i,j} (i, j = 1, 2, 3, 4)$ — компоненты матрицы \mathbf{F} .

Коэффициенты пропускания T и отражения R вычисляются как отношение потоков энергии в прошедшей и отраженной волнах к потоку в падающей волне соответственно:

$$T = \frac{n_2 \cos \alpha_2 |T_x / \cos \alpha_2|^2 + |T_y|^2}{n_1 \cos \alpha_2 |E_x / \cos \alpha_1|^2 + |E_y|^2},$$

$$R = \frac{|n_1 R_x / \cos \alpha_1|^2 + |R_y|^2}{|n_1 E_x / \cos \alpha_1|^2 + |E_y|^2}. \quad (\text{A.35})$$