

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Локализованные моды в хиральных фотонных структурах

С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.Ф. Шабанов

Приводятся сведения о хиральных структурах в самоорганизующихся, искусственных и биологических материалах. Дан обзор экспериментальных работ и последних достижений по локализации света в хиральных структурах. Обсуждается поведение поляризованных резонансных мод в таких структурах на примере одномерного фотонного кристалла, содержащего жидкий кристалл. Аномальные спектральные сдвиги пиков пропускания интерпретируются как вклад геометрической фазы, вызванной закручиванием слоёв жидкого кристалла. Аналитически и численно описано оптическое таммовское состояние, локализованное на границе между хиральным и нехиральным зеркалами в виде слоя холестерика и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала. Значительное внимание уделено изложению свойств локализованных оптических мод в холестерике с резонансным металл-диэлектрическим нанокомпозитом. Отмечаются новые возможности управления свойствами фотонной структуры за счёт комбинации дисперсии резонансной среды и собственной дисперсии холестерика. Уделяется внимание управляемым гибридным модам в структуре холестерика, сформированным связью локализованных мод. Обсуждаются возможное применение и дальнейшие пути развития концепции хиральных фотонных структур.

**Ключевые слова:** локализация света, фотонные кристаллы, хиральность, хиральный нематический жидкий кристалл, геометрическая фаза Панчаратнама – Берри, квазипересечение связанных мод, холестерический жидкий кристалл, оптические таммовские состояния, нанокомпозит, резонансная частотная дисперсия, гибридные моды

PACS numbers: 42.60.Da, 42.70.Df, 42.70.Qs, 42.79.Ci, 42.87.Bg, 61.30.Gd DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038490>

## Содержание

1. Введение (37).
  2. Хиральные структуры (38).
    - 2.1. Хиральные структуры в самоорганизующихся и биологических материалах.
    - 2.2. Искусственные хиральные структуры.
  3. Оптические поля (41).
    - 3.1. Особенности распространения светового поля в хиральных структурах.
    - 3.2. Локализованные моды в хиральных структурах с обычными зеркалами.
    - 3.3. Локализованные моды в структурах с хиральными зеркалами, поверхностные волны.
    - 3.4. Спектральные и поляризационные свойства холестерического жидкого кристалла с дефектным слоем нанокомпозита с резонансной дисперсией.
    - 3.5. Управляемые гибридные моды в ограниченном холестерическом жидком кристалле с твист-дефектом.
  4. Заключение (59).
- Список литературы (60).

## 1. Введение

Хиральность (от греческого χεῖρ, "хеир" — рука), или киральность, — это нарушение зеркальной симметрии. Хиральным может быть как оптический материал в случае оптической активности и бианизотропии, так и структура при вращательно-поступательной симметрии, например, у винтовой пространственной спирали. В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением структурно хиральных сред — это анизотропные среды, оптическая ось которых поворачивается. В случае равномерного периодического поворота говорят о геликоидальных или спиральных средах [1].

Определяющую роль в проектировании оптических свойств играет симметрия. Симметрии можно рассматривать в порядке их нарушения по мере удаления от однородной среды, обладающей всеми симметриями пространства и времени. В фотонике принято говорить о кристаллографических симметриях: трансляционных, зеркальных и вращательных. Особый интерес вызывают структуры с периодическим изменением диэлектрических свойств на масштабе длины волны света — фотонные кристаллы (ФК) [2].

В событиях окружающего нас мира часто проявляется неравноправный характер взаимодействия двух типов материи: вещества и светового излучения (волн электромагнитного поля). Хорошо работает линейное приближение, низкоэнергетическое поле практически не влияет на свойства вещества. Напротив, вещество навязывает полю свою структуру, её размерные, симметрич-

С.Я. Ветров<sup>(1,2)</sup>, И.В. Тимофеев<sup>(1,2,\*)</sup>, В.Ф. Шабанов<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок 50, стр. 38, 660036 Красноярск, Российская Федерация

<sup>(2)</sup> Сибирский федеральный университет, пр. Свободный 79, 660041 Красноярск, Российская Федерация  
E-mail: <sup>(\*)</sup> [tiv@iph.krasn.ru](mailto:tiv@iph.krasn.ru)

Статья поступила 1 сентября 2018 г.

ные и топологические свойства. Конструктивная интерференция периодически повторяющихся отражений (эффект Брэгга) порождает полосы отражения в спектре проходящего сквозь структуру света. В случае бесконечного ФК такие интервалы частот называют фотонными запрещёнными зонами, *стоп-зонами*. Анизотропия хиральных фотонных структур приводит к различию спектров поляризованного излучения. В геликоидальной фотонной структуре стоп-зона проявляется лишь для одной круговой поляризации, соответствующей знаку закручивания геликоида [3–5]. Дефекты структуры (точечные, линейные, поверхностные и объёмные) приводят к локализации электромагнитных волн. *Локализованную моду* определим как ограниченный в пространстве сгусток световой энергии. Язык зонной структуры и дисперсионных уравнений физики твёрдого тела естественно переходит в описание свойств ФК. Особенность фотоники состоит в том, что типичные структуры изготавливаются по методу сверху вниз и, как правило, имеют малое число периодов. Проявляются особенности границ, которыми можно было пренебречь при большом числе периодов. В реальности пространственная ограниченность фотонных структур [6] и диссипация (экстинкция в материале) приводят к тому, что локализованная мода проявляется в виде резонанса в стоп-зоне, которому соответствует спектральная линия конечной ширины. Соответствующее сгущение световой энергии есть вторичная фотонная структура, состоящая уже не из атомов, а собственно из фотонов. На этой основе возникают новые классы миниатюрных оптических элементов, таких как фотонные кристаллы [2, 7] и метаповерхности [8, 9], что способствует дополнительному развитию фотоники — науки о технологических приложениях взаимодействия *вещества и света* [10]. Она охватывает широкий класс исследований от оптоэлектроники и передачи информации [11] до дисплейных технологий [12], от получения изображений со сверхразрешением [13] до оптической маскировки [14], от фотовольтаики [15] до фотосинтеза и биологических фотонных структур [16–18]. Ранее считавшееся невозможным превращается в технологии. Благодаря достигнутой точности проектирования на наномасштабе оптические частоты становятся столь же доступными, как радиоволны, а фотонные устройства не уступают радиоприборам по разнообразию элементной базы. Детали этого фотонного конструктора, *фотонные структуры* — это оптические среды, неоднородные на масштабе длины волны. В них сочетаются как традиционные, так и альтернативные материалы с рекордными оптическими свойствами [19].

Устойчивый интерес исследователей к хиральным фотонным структурам связан с их физическими свойствами, значительной ролью в биологических системах, широкими возможностями разнообразных приложений таких структур. Большое внимание в литературе уделяется исследованию свойств локализованных мод в хиральных фотонных структурах и их необычным оптическим проявлениям. Наряду с хиральностью оптические локализованные состояния являются объединяющим элементом, который проявляется в системах, рассмотренных в настоящем обзоре. Рассмотрены спектральные и поляризационные свойства ряда фотонных структур, не обладающих зеркальной симметрией. Для таких хиральных структур выявлены новые поляризационные свойства в локализованных резонаторных модах при про-

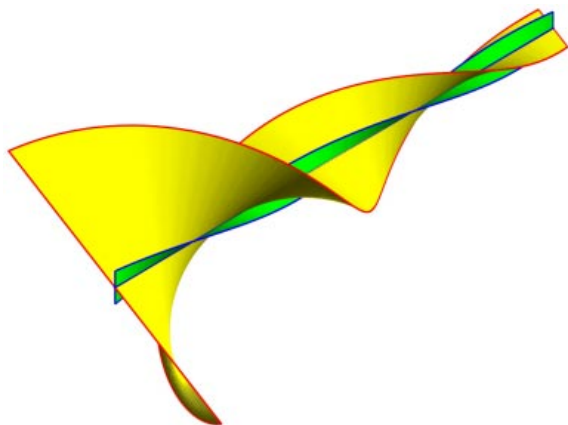
явлении эффекта Могена, оптической активности, селективного брэгговского отражения, геометрической фазы. Особое внимание уделено свойствам геликоидальной структуры, распространённым в самоорганизующихся и биологических материалах и играющим важную роль при окраске, защите растений от ультрафиолета и фотосинтезе. Приводится описание оптического таммовского состояния, локализованного на границе между хиральным и нехиральным зеркалами в виде слоя холестерика и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала. Значительное внимание уделено свойствам локализованных оптических мод в холестерике с резонансными металл-диэлектрическими включениями. Отмечаются новые возможности эффективного управления спектральными свойствами резонансной ФК-структуры за счёт комбинации дисперсии резонансной среды и собственной дисперсии холестерика. Описаны управляемые гибридные моды в структуре холестерика, обусловленные связью локализованных мод.

## 2. Хиральные структуры

### 2.1. Хиральные структуры

**в самоорганизующихся и биологических материалах**  
Хиральные молекулы, уложенные в несколько слоёв, порождают структурную хиральность оптического материала. Возникает винтовая периодичность, подобно тому как перекручивается завитая нить, уложенная в несколько рядов. В этом случае чередуются различные ориентации одного анизотропного материала и не требуется чередования нескольких различных материалов. Прибавление нечётного числа к любому целому числу изменяет чётность последнего. Это правило справедливо и по отношению к зеркальной чётности (см. добавление Ю.П. Соловьева в [20]). Так, соприкасаясь с хиральным объектом, нехиральный объект перенимает это свойство. Хиральность заполняет собой пространство, используя для этого доступные виды взаимодействия: механическое, квантово-химическое, электромагнитное.

Локализованный на такой периодичности свет также принимает хиральные свойства. Здесь дифракция происходит не на резких границах материалов с различными импедансами, определяемыми тензором диэлектрической проницаемости, а на плавном градиенте, обусловленном поворотом оптической оси. При этом волновое сопротивление — соотношение амплитуд и фаз электрического и магнитного полей — остаётся постоянным на протяжении структуры. Для дифрагирующей собственной волны в любой фиксированный момент времени векторы напряжённости поля образуют экспоненциально сужающийся геликоид с тем же шагом винта, что и у геликоида фотонной структуры,  $\lambda = p$  (рис. 1). Для такой волны замечательно сохранение пространственного периода при изменении частоты. Верхней частотной границе соответствует волна, для которой напряжённость электрического поля направлена вдоль оси с наименьшим показателем преломления  $n_-$ . Как и для света в однородной среде, можно записать частоту в виде  $\omega_+ = 2\pi c/n_-p$ . Плавное уменьшение частоты света приводит к удлинению винта для круговой поляризации в свободном пространстве. Однако в структуре такое удлинение компенсируется поворотом: геликоид напряжённости поля поворачивается к оптической оси с



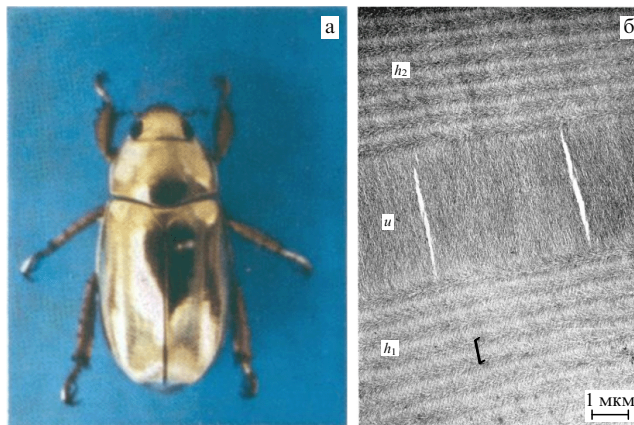
**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Круговая дифракция Брэгга формирует в геликоидальной структуре дифрагирующую стоячую волну с тем же шагом винта, что и у геликоида структуры,  $\lambda = p$ . Директор холестерика изображён синим и зелёным, напряжённость электрического поля — красным и жёлтым. Угол между ними не меняется с изменением глубины. Однако этот угол поворачивается при изменении частоты света, компенсируя изменение длины волны.

большим показателем преломления, сохраняя шаг винта. Когда напряжённость ориентируется вдоль оптической оси с наибольшим показателем преломления  $n_+$ , достигается нижняя граница запрещённой зоны. Здесь  $\omega_- = 2\pi c/n_+p$ . Дальнейшая компенсация удлинения становится невозможной и волна перестаёт дифрагировать.

Другими словами, изменение частоты приводит к изменению оптической плотности, а длина волны сохраняется. Пространственная периодичность навязывает себя временной периодичности. Такое заключение выходит за рамки представлений о структурах из изотропных материалов, где оптическая плотность не меняется, и поэтому описывать волны в терминах частот удобнее, чем в длинах волн. В случае геликоидальной структуры предпочтительно описание электромагнитного поля в длинах волн ([21], подробнее см. раздел 3.1.2).

В живой природе хиральные структуры могут создаваться самоорганизацией (по принципу снизу вверх, bottom-up nanotechnology). Это же относится и к жидким кристаллам (ЖК) [22]. К хиральным ЖК относятся холестерические ЖК (хиральные нематические ЖК), голубая фаза холестерических ЖК, смектик С\*, широко перестраиваемые геликонические структуры [23].

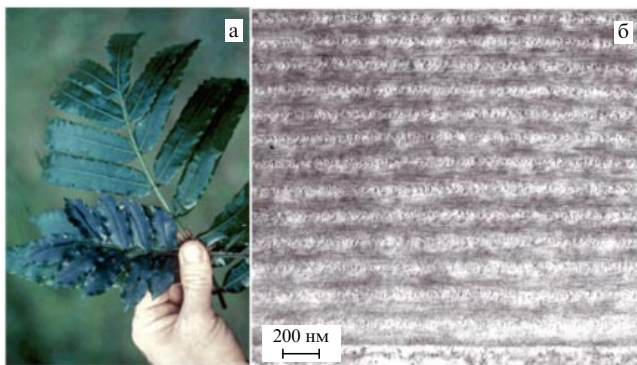
Цветовая окраска в живой природе может возникать двумя способами: химически при помощи пигментов и структурно при помощи слоистых сред и дифракционных решёток. Для структурной окраски непигментного типа характерен эффект иризации — радужная окраска, переливающаяся при изменении угла наклона поверхности. Яркую структурную окраску дают структуры кератина на перьях птиц (павлин, сорока), коже чешуйчатых (змеи, ящерицы, хамелеоны) и шерсти млекопитающих (водяная полёвка, крот), а также известковый арагонит моллюсков (перламутр, жемчуг), хитиновые покровы многих бабочек (морфо аматонте, урания) и жуков (скарабей, обыкновенная бронзовка, золотистая жужелица) [16]. Некоторые из этих структур проявляют оптическую анизотропию и хиральность. Возможность обеспечить периодичность при помощи однородного материала даёт существенную экономию и находит отражение в живой природе [24–29]. Формирование твёрдых струк-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) (а) Внешний вид *Chrysrina resplendens*, род пластинчатоусых жуков, распространён в Южной Америке. (б) ПЭМ-фотография части наклонного среза отражающего покрова (кутикулы), включая однонаправленный слой ( $u$ ) и смежные геликоидальные области ( $h_1, h_2$ ). Параболический рисунок типичен для наклонных срезов геликоидальной кутикулы [34]. Направление рисунка сохраняется выше и ниже однонаправленного слоя, что указывает на сохранение направления закручивания. Период структуры (половина шага геликоида) показан чёрной чертой. Свет левой круговой поляризации отражается первым слоем, тогда как свет правой круговой поляризации проникает во второй слой (полуволновую пластину) и преобразуется в свет левой круговой поляризации, отражаясь третьим слоем, и на обратном пути вновь преобразуется в свет правой круговой поляризации. Внешний вид жука и микрофотография из [29].

тур хитина и целлюлозы имеет сходство с самоорганизацией хиральных жидкокристаллических структур: вследствие минимизации свободной энергии при хиральном упорядочении, затвердевание здесь происходит постепенно [24]. Возможные функции таких покровов — терморегуляция, внутривидовое общение и мимикрия. Изменение пространственного периода структуры приводит к изменению цвета [30]. Плавное изменение периода расширяет спектр стоп-зоны [31, 32]. Поскольку геликоидальная структура отражает лишь одну из двух круговых поляризаций света, для неполяризованного света отражение такой структуры не превышает половины. Для полного отражения неполяризованного света подходит как сочетание встречно закрученных геликоидальных структур [33], так и помещение полуволновой пластинки между однонаправленно закрученными геликоидальными структурами [27]. Последний приём также находит отражение в хиральных структурах хитина, где предпочтителен левый знак геликоида. На рисунке 2 приведён пример микрофотографии одного близкого родственника жука-скарабей [29]. Покров жука состоит из левозакрученных хиральных структур хитина, разделённых незакрученным слоем, играющим роль полуволновой пластинки. Такая структура способна отражать более половины неполяризованного света [26].

Нанокристаллы целлюлозы имеют множество приложений [35]. Структуры, образуемые целлюлозой в листе растения, также способны проявлять хиральность. Например, лист молодого растения *Danaea nodosa* образует хиральные структуры целлюлозы с шагом  $p$  около 320 нм (рис. 3), что при показателе преломления 1,53 даёт иризацию в виде сине-зелёного отражения вблизи длины волны  $\lambda = np = 490$  нм [24, 36, 37]. Аналогичная хиральная структура и её спектры отражения исследованы в



**Рис. 3.** (В цвете онлайн.) Переливающийся синий лист папоротника *Danaea nodosa*, произрастающего в тенистых местах тропических дождевых лесов Латинской Америки. Листья имеют радужную синюю окраску на молодых растениях и постепенно становятся зелёными на взрослых растениях (а). Цвет листьев определяется брэгговским отражением на хиральной структуре многослойной внешней стенки клеток листа (б) (из работы [36]).

плаунке *Selaginella willdenowii* [38] и в плодах западно-африканского травянистого растения *Pollia condensata* [39]. Возможные функции таких структур — защита от излучения ультрафиолетового диапазона и увеличение эффективности фотосинтеза. Первая возможность проявляется для длин волн, соответствующих стоп-зоне структуры. Отмечалось, что синие листья бегонии *Begonia pavonina* восстанавливаются от светового облучения быстрее её зелёных листов [36, 40]. Для высокогорных эдельвейсов ультрафиолет опасен из-за повышения уровня мутаций, соответственно, требуется защита репродуктивных тканей [41]. Аналогичная защитная функция может обеспечиваться поглощением ультрафиолетового излучения в пигментах [36, 42]. Вторая возможная функция таких структур — увеличение эффективности фотосинтеза. Листы некоторых растений, вынужденных развиваться в затенённых местах, фокусируют свет при помощи микролинз [43, 44]. Фокусировать свет можно при помощи плоского хирального слоя анизотропного материала: циклоидальная дифракционная волновая пластинка [45, 46], так называемая линза Френеля [47], линза геометрической фазы [48], что также может найти отражение в биологии [49]. Фокусировка света линзами достигается за счёт изменения кривизны волнового фронта. При выпуклой либо вогнутой поверхности линзы кривизна меняется из-за различия набега фаз на участках линзы, имеющих разную толщину. В плоской линзе толщина повсюду одинакова, тем не менее различно ориентированные анизотропные слои способны придавать волне разные геометрические фазы, о которых подробно говорится в разделе 3.1.1. Стенка клетки растения имеет толщину от 100 нм до более чем 1 мкм и, в отличие от клеток животных, призвана обеспечивать жёсткость формы. Помимо этого она изменяет свойства проникающего в клетку света, так как содержит разнообразные структуры волокон целлюлозы [50], удивительно напоминающие структуры плоских линз на принципе геометрической фазы.

Концентрация света может происходить не только в направлении, поперечном направлению распространения, как в линзах, но и в продольном направлении, как в оптических резонаторах. Такие резонаторы могут обра-

зовываться слоистыми структурами клеток растений и также рассматриваются в применении к фотосинтезу [17, 18].

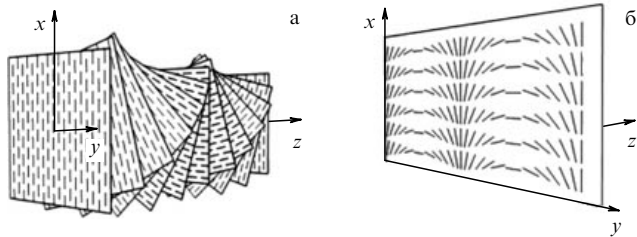
## 2.2. Искусственные хиральные структуры

Холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) относятся к одномерным фотонным кристаллам, которые обладают уникальными свойствами: широкой областью прозрачности, сильной нелинейностью и высокой чувствительностью к внешним полям [1, 22]. Изменяя температуру, прикладывая электромагнитные поля и механические напряжения, можно существенным образом изменить шаг холестерической спирали, положение и ширину запрещённой зоны. Качественное отличие ХЖК от других видов ФК состоит в том, что они обладают селективным по отношению к поляризации дифракционным отражением. ХЖК имеют фотонную запрещённую зону (стоп-зону) для света, распространяющегося вдоль оси спирали ХЖК, с круговой поляризацией, совпадающей с закруткой холестерической спирали. При отражении от холестерика света с такой поляризацией не происходит изменения знака поляризации световой волны. Свет с противоположной круговой поляризацией не испытывает дифракционного отражения и проходит через среду холестерика почти без изменения.

Геликоидальное упорядочение — наиболее распространённая и известная форма хиральных структур. Периодичность здесь имеет место только вдоль одной пространственной координаты, и структура представляет собой одномерный анизотропный фотонный кристалл. Вдоль двух других координат структуру можно считать однородной. Такие нано- и микроструктуры собираются самостоятельно, по принципу снизу вверх (bottom-up nanotechnology). Индустрия хиральных жидких кристаллов представляет в этом смысле природоподобную технологию, хотя, в отличие от природных ЖК, большинство синтетических жидких кристаллов являются сильными ядами. Индустрия ЖК-дисплеев началась с технологии твист-нематического оптического затвора, для которого хиральность структуры имеет принципиальное значение. В настоящее время эта технология дополняется такими технологиями, как IPS (in-plane switching), MVA (multidomain vertical alignment) [12]. Возможно создание геликоидальных структур и по принципу сверху вниз (top-down nanotechnology). Это относится к скульптурированным тонким плёнкам [5]. Такие структуры изготавливаются сразу жёсткими, они не способны к перестраиванию, но оказываются более устойчивыми к температурным и прочим изменениям, более конфигурируемыми при изготовлении (например, легче создать дефект или градиент шага винта).

Среди одномерных структур, отличных от геликоидальной, особое место занимает циклоидальная дифракционная волновая пластинка (рис. 4). Такие структуры могут собирать свет, образуя линзы [46]. Структура такой пластинки образуется нематическим ЖК при помощи фотоориентации на поверхности [45, 51, 52], что допускает управление и перестраивание дифракционной картины либо голограммы.

Представителями двумерных хиральных структур являются дифракционные решётки, волновые пластинки и метаповерхности, периодические в двух направлениях своей плоскости и ограниченные в третьем измерении. Изготовление дифракционных волновых пластинок воз-



**Рис. 4.** Модель модуляции оптической оси в ХЖК (а) и циклоидальной дифракционной волновой пластинке (б). Локальная ориентация оптической оси представлена сегментами линий. Система координат выбрана так, что оси  $x$  и  $y$  находятся в плоскости подложки, а ось  $z$  направлена по нормали к ней. (Из работы [51].)

можно при помощи изменения поляризации света и фотоориентации. Другой способ получения таких структур — электрогидродинамическая неустойчивость [53, 54], дающая также структуры отпечатков пальцев, при помощи наклонного упорядочения ХЖК, однородно лежащий геликоид (uniformly lying helix) [55].

Из трёхмерно-периодических хиральных структур следует назвать голубую фазу ХЖК, для которой в недавнее время с помощью полимерной сетки найдены температурно-стабильные материалы. Другим примером таких структур является гироид [56] — трёхмерно структурированная плёнка, в каждой своей точке обладающая нулевой кривизной. Структура гироида была описана математически в 1970 г., затем синтезирована и обнаружена в живой природе, в крыльях бабочек. На основе трёхмерно структурированных бианизотропных материалов предлагаются фотонные топологические изоляторы [57].

Наконец, ещё один класс анизотропных структур — коллоиды и наноккомпозиты на основе ориентированных металлических частиц несферической формы — находят применение в медицине для диагностики и лечения новообразований [58]. Отдельно следует отметить приложения, которые станут возможными при использовании хиральных метаматериалов [59]. Событием для развития терагерцевой электроники явилось получение первых искусственных молекул, хиральность которых под действием света может быстро переключаться с правосторонней ориентации на левостороннюю [60]. Терагерцевый диапазон представляет значительный научный и практический интерес в связи с тем, что ему принадлежат колебательные и вращательные спектры полимеров и сложных органических молекул, например, ДНК.

### 3. Оптические поля

#### 3.1. Особенности распространения светового поля в хиральных структурах

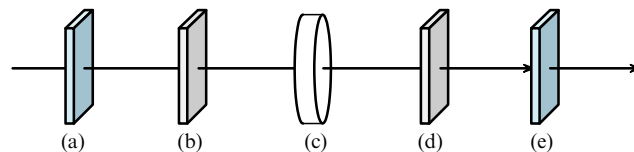
**3.1.1. Поляризация и геометрическая фаза.** Анизотропии и хиральности фотонных структур отвечают изменения в поляризации распространяющегося в таких структурах света. Одной из важнейших особенностей, связанных с поляризацией в хиральных структурах, является геометрическая фаза [61], иначе называемая топологической фазой. По определению геометрическая фаза — это фаза, набегаящая при прохождении колебательной системой замкнутой траектории в пространстве пара-

метров. Первоначально открытое в оптике [62, 63] и механике [64] понятие геометрической фазы в настоящее время объединяет также разнообразные явления квантовой и релятивистской физики [65, 66].

В последнее время фотоника переживает очередной виток возвращения к топологическим идеям [67, 68]. С одной стороны, это вызвано распространением модели графена и концепции топологического изолятора [69], с другой стороны — прогрессом в оптических технологиях. Например, недавно в поляризационной оптике непосредственно измерена трёхмерная структура поля поляризации света с нетривиальной топологией [70].

Геометрическая фаза в закрученном нематике не только позволяет объяснять поляризационные явления [71], но и используется для дизайна волновых фронтов при помощи так называемых оптических элементов фазы Панчаратнама–Берри (Pancharatnam–Berry-phase optical elements) [45, 72]. Геометрической фазой можно управлять независимо от полной фазы, поэтому она используется для сдвига частот в модуляторах, когда к частоте поля прибавляется частота механического вращения фазовой пластинки [73–75], также возможно переключение при помощи ферроэлектрического ЖК [76]. В работе [77] был предложен волновод, в котором для полного внутреннего отражения вместо градиента показателя преломления используется геометрическая фаза.

Простой пример геометрической фазы в поляризационной оптике даёт QHQ-устройство, изображённое на рис. 5. Между параллельными поляризаторами (а, е), повернутыми на  $45^\circ$  к вертикали, помещена целоволновая фазовая пластинка (b, c, d), оптическая ось которой вертикальна. Пластинка разделена на две четвертьволновые части (b, d) и полуволновую часть в центре (c). Падающее излучение, пройдя поляризатор (а), приобретает линейную поляризацию. Четвертьволновая пластинка (b) делает поляризацию круговой. Полуволновая пластинка (c) меняет знак круговой поляризации. Далее происходит обратное преобразование. Четвертьволновая пластинка (d) возвращает излучению линейную поляризацию, после чего излучение беспрепятственно проходит поляризатор (е) и выходит из устройства. Центральная полуволновая пластинка (c) может вращаться в своей плоскости. И фаза проходящего циркулярного излучения существенно определяется поворотом оптической оси. Легко убедиться, что при вертикальном и горизонтальном положениях оптической оси ( $0$  и  $\pi/2$ ) фаза выходящего излучения будет различаться на  $\pi$ . Вообще, изменение фазы излучения составляет удвоенный угол поворота. Для приведённых качественных рассуждений возможно строгое количественное описание на алгебраи-



**Рис. 5.** QHQ-устройство состоит из двух линейных поляризаторов (а) и (е), двух четвертьволновых (quarter-wave) Q-пластинок (b) и (d) и одной полуволновой (half-wave) H-пластинки (c). Поворот H-пластинки на произвольный угол не меняет поляризацию выходящего излучения, но изменяет фазу излучения на удвоенный угол поворота. (Из работы [75].)

ческом языке матриц Джонса и геометрическом языке сферы Пуанкаре [61, 75].

Если положение оптической оси отлично от вертикального и горизонтального, QHQ-устройство становится хиральным. Зеркальное отражение QHQ-устройства с поляризаторами соответствует изменению правой круговой поляризации на левую. Меняется хиральность структуры и оптического поля. Знак геометрической фазы при этом не изменяется. Таким образом, в данном случае геометрическая фаза чётна по знаку хиральности, т.е. имеет одинаковый знак для правых и для левых структур. Более сложный случай неадиабатической геометрической фазы, также чётной по знаку хиральности, описан в разделе 3.2.2. С другой стороны, можно изменить хиральность оптического поля, не меняя хиральности структуры. Для этого следует повернуть оба поляризатора на  $90^\circ$ , изменив правую круговую поляризацию на левую. В этом случае геометрическая фаза нечётна по знаку хиральности структуры, т.е. имеет различные знаки для поворотов полуволновой пластинки вправо и влево.

Для полярной голографии и поляризационной дифракционной решётки (рис. 4б) характерно управление не светопропусканием, а фазой, причём фазой не динамической, определяемой толщиной среды, а геометрической, определяемой изменением поляризации в анизотропной среде.

**3.1.2. Особенности распространения светового поля в геликоидальных структурах.** Приведём математическое описание распространения света в геликоидальной структуре, ограничившись случаем нормального падения света, распространяющегося вдоль оси  $z$  геликоида. Уравнение Максвелла в оптике принято записывать при магнитной проницаемости  $\mu = 1$ :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \frac{\hat{\epsilon}_{xy}(z)}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Волна описывается вектором  $\mathbf{E}$  комплексных амплитуд для компонент электрического поля в ортогональных направлениях  $x$  и  $y$ . Проекция  $\hat{\epsilon}_{xy}$  тензора диэлектрической проницаемости  $\hat{\epsilon}$  на плоскость  $xy$  на глубине холестерика  $z$  имеет вид

$$\hat{\epsilon}_{xy} = \begin{bmatrix} \epsilon_e \cos^2 \tilde{\phi} + \epsilon_o \sin^2 \tilde{\phi} & \frac{\epsilon_e - \epsilon_o}{2} \sin(2\tilde{\phi}) \\ \frac{\epsilon_e - \epsilon_o}{2} \sin(2\tilde{\phi}) & \epsilon_e \sin^2 \tilde{\phi} + \epsilon_o \cos^2 \tilde{\phi} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Здесь оптическая ось, совпадающая с директором холестерика, описывается углом закручивания  $\tilde{\phi}(z) = 2\pi z/p + \phi$ , который отсчитывается от оси  $x$  в направлении оси  $y$ ;  $p$  — шаг геликоида. Положительным значениям шага соответствует правозакрученный геликоид, а отрицательным — левозакрученный.

Для нахождения наиболее простого решения приходится восстановить симметрию между электрической и магнитной напряжённостями и учесть магнитную проницаемость  $\hat{\mu}_{xy}$ . При этом явная запись магнитной напряжённости  $\mathbf{H}$  увеличивает размерность вектора поля с 2 до 4:

$$\mathbf{J} = [E_x, H_y, E_y, -H_x]^T.$$

Соответственно, порядок дифференциального уравнения понижается со второго до первого. Предположим, что главные оси тензоров магнитной и электрической проницаемостей совпадают. Это позволяет перейти в ортонормированный базис  $u, v, z$ , равномерно вращающийся вместе с директором холестерика, так что ось  $u$  всегда направлена вдоль директора:

$$\mathbf{J}_R = [E_u, H_v, E_v, -H_u]^T.$$

Согласно методу Берремана [78] в стационарном случае уравнения Максвелла принимают форму, более общую, чем уравнение (1):

$$\frac{\partial \mathbf{J}_R}{\partial \tilde{z}} = i \hat{T} \mathbf{J}_R. \quad (3)$$

Для вращающегося базиса матрица  $\hat{T}$  выписана в [79, 80] и может быть приведена к виду

$$\hat{T} = \begin{bmatrix} 0 & \mu_o & \tilde{\lambda} & 0 \\ \epsilon_e & 0 & 0 & \tilde{\lambda} \\ \tilde{\lambda} & 0 & 0 & \mu_e \\ 0 & \tilde{\lambda} & \epsilon_o & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где  $\tilde{\lambda} = \lambda_0/p = 2\pi c/\omega p$  — безразмерная длина волны,  $\tilde{z} = z\omega/c = 2\pi z/\lambda_0$  — безразмерная координата,  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме. В системе СИ размерности электрической и магнитной напряжённостей не равны и должны нормироваться через импеданс вакуума  $Z_0 = E/H = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ . Дифференциальная матрица переноса  $\hat{T}$  также может быть выписана в невращающемся базисе [78, 81].

Уравнению (3) соответствуют четыре нормальные волны. Они определяются собственными числами матрицы  $\hat{T}$ , имеющими смысл показателей преломления  $n$ . Соответствующие собственные векторы матрицы  $\hat{T}$  имеют смысл поляризаций  $\mathbf{J}_0$ . Симметрия относительно обращения направления оси геликоида позволяет классифицировать эти четыре нормальные волны как две пары противоположно направленных волн. В каждой паре меньшую фазовую скорость имеет волна с большим показателем преломления, будем называть её медленной (slow), а другую волну — быстрой (fast):

$$\mathbf{J}_{R0} = \mathbf{J}_{s,f}^\pm \exp(\pm in_{s,f} \tilde{z}). \quad (5)$$

Подстановка решений  $\mathbf{J}_{s,f}^\pm$  в уравнение (3) даёт

$$i[\hat{T} - n_{s,f} \hat{I}] \mathbf{J}_{s,f} = 0, \quad (6)$$

где  $\hat{I}$  — единичная матрица, индекс "+" в  $\mathbf{J}_{s,f}^\pm$  опущен. Показатели преломления равны

$$n_{s,f}^2 = \tilde{\lambda}^2 + \bar{\epsilon} \bar{\mu} \pm \sqrt{4\bar{\epsilon} \tilde{\lambda}^2 + d_{ct}^2}, \quad (7)$$

где  $d_{ct} = (\epsilon_e \mu_o - \epsilon_o \mu_e)/2$  — антисимметрия проницаемостей, а верхняя черта означает среднее арифметическое по обыкновенной и необыкновенной проницаемостям:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_e + \epsilon_o}{2}, \quad \bar{\mu} = \frac{\mu_o + \mu_e}{2}, \quad \bar{\epsilon} \bar{\mu} = \overline{\epsilon_o \mu_o} = \frac{\epsilon_e \mu_o + \epsilon_o \mu_e}{2}. \quad (8)$$

Использование масштабной инвариантности (scale invariance) уравнений Максвелла (3) и нормировка мате-

риальных параметров (см. приложение в [80]) сводит структуру к двум определяющим параметрам. Это анизотропии электрической и магнитной проницаемостей:

$$\delta_\epsilon = \frac{\epsilon_e - \epsilon_o}{\epsilon_e + \epsilon_o}, \quad \delta_\mu = \frac{\mu_e - \mu_o}{\mu_e + \mu_o}. \quad (9)$$

Рассмотрим случай равных анизотропий:  $\delta_\epsilon = \delta_\mu$ . Ясность и изящество этого однопараметрического семейства структур должны компенсировать в глазах читателя трудности его физической реализации в оптическом диапазоне [82]. Дисперсионное уравнение (7) упрощается из-за симметрии проницаемостей  $d_{\epsilon\mu} = 0$ :

$$n_{s,f}^2 = (\tilde{\lambda} \pm \sqrt{\tilde{\epsilon}\tilde{\mu}})^2 - (\tilde{\epsilon}\tilde{\mu} - \tilde{\epsilon}\tilde{\mu}). \quad (10)$$

Без дальнейшей потери общности принимаем нормировку  $\tilde{\mu} = \tilde{\epsilon}$ ,  $\tilde{\epsilon}\tilde{\mu} = 1$ . Тогда  $\sqrt{\tilde{\epsilon}\tilde{\mu}} = \tilde{\epsilon} \geq 1$ . Другими словами, проницаемость нормируется на среднее геометрическое  $\epsilon_o$  и  $\epsilon_e$ :  $\tilde{\epsilon}_g = \sqrt{\epsilon_o\epsilon_e} = 1$ , при этом их среднее арифметическое оказывается не меньше единицы. Второе слагаемое в правой части дисперсионного уравнения становится квадратом анизотропии,  $\tilde{\epsilon}\tilde{\mu} - \tilde{\epsilon}\tilde{\mu} = \delta^2$ . Анизотропия получает смысл среднеквадратичного отклонения проницаемостей:

$$n_{s,f}^2 = (\tilde{\lambda} \pm \tilde{\epsilon})^2 - \delta^2. \quad (11)$$

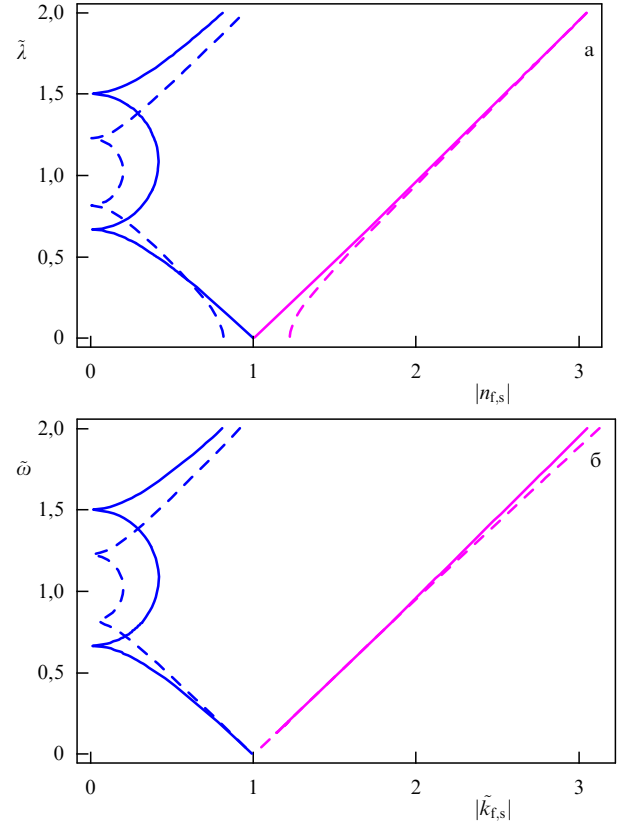
Дисперсионная кривая уравнения (11) представляет собой гиперболу, а в стоп-зоне чисто мнимые значения образуют точную окружность. Дисперсионное уравнение (11) можно записать как для показателя преломления, так и для волнового вектора:

$$n_{s,f}^2 = \tilde{\lambda}^2 \pm 2\tilde{\epsilon}\tilde{\lambda} + 1, \quad (12)$$

$$\tilde{k}_{s,f}^2 = \frac{n_{s,f}^2}{\tilde{\lambda}^2} = \tilde{\omega}^2 \pm 2\tilde{\epsilon}\tilde{\omega} + 1.$$

Эта симметрия дисперсий  $\tilde{\lambda}(n)$  и  $\tilde{\omega}(\tilde{k}) = 1/\tilde{\lambda}$ , по-видимому, впервые отмечена в работе [21]. Она говорит о симметрии длинноволнового и коротковолнового пределов (рис. 6). В длинноволновом пределе наступает гомогенизация среды и проявление анизотропии сводится к вращению поляризации в сторону, противоположную закручиванию геликоида. Отрицательная оптическая активность уменьшается с приближением к случаю статического поля  $\tilde{\lambda} \rightarrow \infty$ ,  $\tilde{\omega} \rightarrow 0$ . Она не идентична естественной оптической активности, поскольку нормальные волны не чисто круговые [83]. В коротковолновом пределе  $\tilde{\lambda} \rightarrow 0$ ,  $\tilde{\omega} \rightarrow \infty$  волноводный режим Могена обеспечивает симметричную положительную оптическую активность. Нарушение условия равных анизотропий,  $\delta_\epsilon \neq \delta_\mu$ , разрушает эту симметрию, как иллюстрируют штриховые линии на рис. 6. В высокочастотном пределе, эквивалентном раскручиванию геликоида, обыкновенная и необыкновенная волны становятся различимыми. Как положительная, так и отрицательная оптическая активность геликоидальной среды может быть описана на алгебраическом языке матриц Джонса либо на геометрическом языке катящегося конуса Могена [83–85].

Таким образом, можно классифицировать воздействие геликоидальной фотонной структуры на оптиче-



**Рис. 6.** (В цвете онлайн.) Симметрия дисперсионных кривых. (а) Длина волны  $\tilde{\lambda}$  как функция показателя преломления  $|n_{f,s}|$ . (б) Частота  $\tilde{\omega} = 1/\tilde{\lambda}$  как функция волнового числа  $|\tilde{k}_{f,s}|$ . Синий цвет — быстрая волна, пурпурный — медленная. Сплошная линия — решение дисперсионных уравнений (12) для  $\epsilon_e = \mu_e = 3/2$ ,  $\epsilon_o = \mu_o = 2/3$ ,  $\delta_\epsilon = \delta_\mu$ . Полуокружность — дифрагирующая волна, для которой показатель преломления принимает чисто мнимые значения  $|n_f| = \text{Im}(n_f)$ . Режим Могена,  $\tilde{\lambda} \ll 1$ , симметричен режиму гомогенизации,  $\omega \ll 2\pi$ . Штриховая линия — решение дисперсионного уравнения (7) для  $\epsilon_o = 2/3$ ,  $\epsilon_e = 3/2$ ,  $\mu_e = \mu_o = 1$ , симметрия нарушается.

ские поля, сгруппировав явления в три класса по соотношению между длиной волны  $\lambda$  света внутри структуры и шагом геликоида  $p$ :

- $\lambda < p$  — отрицательная оптическая активность, вращение поляризации в сторону, противоположную закручиванию геликоида;
- $\lambda > p$  — положительная оптическая активность, эффект Могена, линейно поляризованный свет адиабатически отслеживает закручивание геликоида;
- $\lambda = p$  — равенство сохраняется на частотах в диапазоне  $|\tilde{\lambda} - \sqrt{\tilde{\epsilon}\tilde{\mu}}| \leq \delta$ , для падающей волны круговой поляризации, знак которой совпадает со знаком закручивания геликоида, происходит селективное объёмное отражение — круговая дифракция Брэгга.

Сосредоточимся на круговой дифракции Брэгга при  $\lambda = p$ . Для быстрой волны показатель преломления  $n_f$  принимает чисто мнимые значения. Фазовая скорость при этом обращается в бесконечность, а групповая теряет смысл. Здесь уместно записать дисперсионное уравнение (11) в виде тригонометрического тождества, где вместо длины волны выступает некоторый угол  $\chi \in [0, \pi/2]$ :

$$-\delta^2 \sin^2(2\chi) = \delta^2 \cos^2(2\chi) - \delta^2. \quad (13)$$

Это означает, что при длине волны

$$\tilde{\lambda} = \bar{\epsilon} + \delta \cos(2\chi), \quad (14)$$

показатель преломления быстрой волны  $n_f = i\delta \sin(2\chi)$  описывает полное отражение в объёме холестерика. Такую волну принято называть дифрагирующей [1]. Из нетривиальной разрешимости уравнения (6) можно выяснить пространственный вид дифрагирующей волны, изображённой на рис. 1. Можно показать [21], что как падающая, так и отражённая волны имеют круговую поляризацию, знак которой совпадает со знаком закручивания геликоида. В фиксированной точке пространства векторы напряжённости падающей и отражённой волн совершают во времени вращения в противоположных направлениях. При этом их разность фаз равна  $2\chi$ . Для суперпозиции этих волн электрическое и магнитное поля ориентированы под одинаковым углом  $-\chi$  к оптической оси геликоидальной структуры. Вопрос о поляризации тесно связан с вопросом об отсутствии узлов и пучностей у такой стоячей волны (см. рис. 9 ниже).

Селективность отражения только одной из двух круговых поляризаций волны компенсируется усилением отражательной способности по сравнению со скалярным (нехиральным) брэгговским отражателем из слоёв изотропных материалов. Мерой отражательной способности служит радиус  $r$  полукривости на рис. 6. Этот безразмерный радиус, имеющий смысл показателя экстинкции, определяет не только глубину стоп-зоны, но и её ширину. Он даёт экспоненциальный вклад в добротность и порог лазерной генерации резонаторов. В случае равных анизотропий согласно уравнению (10) этот радиус равен анизотропии:  $r_{cm} = \delta$ . В отсутствие магнитной анизотропии, например в холестерике, окружность деформируется пропорционально величине электрической анизотропии, а её радиус уменьшается приблизительно вдвое,  $r_c \approx \delta/2$ . Для скалярного брэгговского отражателя отражательная способность оптимальна, когда оптические длины путей в слоях равны и в каждый из чередующихся слоёв помещается четверть длины волны. В этом случае ширина стоп-зоны определяется выражением [86]

$$r'_c = \frac{\Delta\omega_{\text{gap}}}{2\omega_{\text{gap}}} = \frac{2}{\pi} \frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1} \approx \frac{\delta_c}{\pi}.$$

Это означает, что при равных периодах и контрастах показателя преломления частотный интервал отражения скалярной структуры оказывается уже, чем в холестерике, в  $\pi/2$  раз и больше оказывается толщина всей структуры, необходимая для фиксированной величины отражения света на частоте в центре стоп-зоны. В проведённом сравнении важны два фактора. Во-первых, в смысле тензора диэлектрической проницаемости (2) геликоидальная структура, рассматриваемая в двух ортогональных проекциях на плоскостях  $xz$  и  $yz$ , представляет собой два синусоидальных профиля, смещённых друг относительно друга на четверть шага геликоида. Оба профиля независимо дают равный вклад в отражение дифрагирующей волны. Это удваивает отражательную способность, количественно компенсируя то, что геликоидальная структура отражает только половину неполяризованного света. Для скалярного отража-

теля с синусоидальным профилем  $r''_c \approx r_c/2 \approx \delta_c/4$ . Во-вторых, ступенчатый профиль чередующихся слоёв при равных анизотропиях отражает сильнее, чем синусоидальный профиль:  $r'_c \approx r''_c/4/\pi$ . Это объясняется тем, что первый член фурье-разложения ступенчатого профиля имеет амплитуду анизотропии в  $4/\pi$  раз выше, чем сам ступенчатый профиль. К сравнению следует добавить отражатель, состоящий из двух геликоидальных структур равной толщины с противоположными знаками хиральности. Такая структура отражает свет произвольной поляризации, как и структура покровов жука, изображённого на рис. 2. В сравнении со скалярным отражателем с синусоидальным профилем по толщине получаем близкую отражательную способность, а по ширине стоп-зоны — выигрыш вдвое.

Множество сложных задач может быть понято на основе простейших моделей. Для геликоидальной структуры дисперсионное уравнение (12) даёт дисперсионные кривые в виде конических сечений. Это точное решение можно сравнить с другим возможным аналитическим решением для слоистой среды в случае ступенчатого профиля показателя преломления. Здесь дисперсионная кривая уравнения Рытова [87] лишь приблизительно соответствует параболе (см. гл. 6 в [86]). Решение, представленное Абелесом [88, 89], получается сшивкой волн Рэлея на границе слоёв и возведением соответствующей матрицы переноса в степень через тождество Чебышёва. Простоту геликоидальной симметрии можно объяснить гладкостью в сравнении с дискретностью трансляционной симметрии кристаллов. Решение дисперсионного уравнения (7) для холестериков убедительно согласуется с измеряемыми спектрами пропускания [90] и люминесценции [91]. Это решение имеет замечательную историю открытия [92–95]. В книге [96] отражена мысль о том, что это решение должно стать хрестоматийным. Действительно, этот пример недостаточно известен и, как правило, не упоминается в классических работах по физике волн в одномерно-периодических и слоистых средах [97, 98]. Дело в том, что многие авторы удовлетворяются общностью скалярного уравнения Хилла

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + f(z)\psi = 0, \quad f(z+L) = f(z),$$

простейшим случаем которого принимают уравнение Матье для гармонического потенциала  $f(z) = \cos(kz)$ , которое не имеет аналитического решения [99].

### 3.2. Локализованные моды

#### в хиральных структурах с обычными зеркалами

Простейший пример локализации света — стоячая волна, для появления которой достаточно источника плоской волны и одного зеркала на пути распространения волны. В случае двух плоскопараллельных зеркал резонатора Фабри–Перо участок стоячей волны становится ограниченным в полости резонатора. Вообще, для локализации света в некотором участке пространства требуется окружить этот участок зеркалами. В данном разделе рассмотрим структуры, для которых зеркала остаются нехиральными (обычными), но внутри области локализации содержится хиральный материал (рис. 7). Сосредоточим рассмотрение на одномерном случае структуры в виде резонатора Фабри–Перо, содержащего анизотропный материал с поворачивающейся в пространстве оптической осью.



Значительное внимание привлекает исследование ЖК, помещённого в резонатор Фабри–Перо, где лёгкость управления ЖК при помощи малых электрических напряжений совмещается с высокой спектральной разрешающей способностью интерферометра. Это позволяет управлять основными характеристиками прошедшего света: пропусканием [100–103], фазой [104], поляризацией [105]. Управление поляризацией обычно осуществляется в адиабатическом волноводном режиме Могена [84], в твист-слое нематического ЖК (твист-ячейка). В этом случае используется твист-нематический резонатор Фабри–Перо [106], будем называть его твист-резонатором.

Основной метод моделирования твист-резонатора — формализм комплексных векторов и матриц размерности 2, разработанный Джонсом [107]. Описанное Абелем [88, 89] соотношение Чебышёва для возведения матриц в степень было с успехом применено как в слоистых, так и в анизотропных средах [108–110]. Как правило, для решения задачи достаточно описать собственную волну (оптическую моду), которая не меняет формы при прохождении среды. Набор собственных волн описывается собственными векторами и собственными значениями матриц Джонса. Другой подход к нахождению собственных волн — решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений типа уравнения Риккати [111–113]. В рамках теории связанных мод и модового анализа этот подход эквивалентен матричному [10].

Учёт анизотропного отражения в объёме ЖК привёл к обобщению формализма на матрицы размерности 4 [78, 114, 115]. Это обобщение необходимо в таких средах, как холестерический ЖК [116–119], в нематических твист-ячейках малой толщины и других средах с резким изменением диэлектрических характеристик на масштабе длины волны [120–123]. Однако, как правило, на длине твист-ячейки укладывается несколько десятков длин волн, а диэлектрическая проницаемость изменяется плавно, поэтому формализм Джонса даёт хорошее приближение. В этом приближении описано поведение твист-резонатора при больших напряжениях [106], а также при малых напряжениях [113, 124]. Связь этих двух предельных случаев описана в [125], а также обобщена в [126]. Другой подход к решению задачи — замена многослойной среды эффективной однородной анизотропной пластинкой [127]. Независимый метод представлен в работах [84, 128], использующих другой математический аппарат: теорию групп, фазовое пространство. Твист-резонатор может также рассматриваться как анизотропный дефект одномерного фотонного кристалла [129–132]. При этом сам фотонный кристалл может быть образован жидкокристаллическим материалом [133, 134].

Для нахождения оптического отклика необходимо знать ориентацию ЖК. Насколько нам известно, в твист-структуре под электрическим напряжением эта задача не имеет общего аналитического решения даже в одномерном случае. Моделирование экспериментальных спектров требует численного решения [135]. В отличие от ячейки с ЖК, ориентированной в одной плоскости [136], закручивание порождает связь оптических мод и проявляется в наблюдаемых спектрах в виде квазипересечения, при этом описание номера моды числом пучностей стоячей волны становится неудовлетво-

рительным ввиду исчезновения пучностей для стоячих волн круговой поляризации [135, 137]. В работе [138] предложен способ устранения связи мод при помощи анизотропных зеркал. Оригинальное теоретическое исследование парадокса, связанного со скачком номера моды из-за связи на зеркале, предложено в [124].

Аналитическое описание резонатора с твист-структурой, не деформированной электрическим напряжением, подтверждено экспериментально в работах [85, 135]. Первое следствие закручивания оптической оси ЖК — связь собственных бегущих  $o$ - и  $e$ -мод, в результате которой собственные моды становятся эллиптически поляризованными, однако выходящее из резонатора излучение этих мод оказывается практически линейно поляризованным [139]. Второй неочевидный вывод теории — о направлении спектрального сдвига пиков пропускания при закручивании ЖК-структуры. С этой целью предложена наглядная интерпретация сдвига как набега неадиабатической геометрической фазы волны за пропуск оптического резонатора. Наблюдение спектрального сдвига усложняется тем, что в твист-резонаторе присутствуют четыре оптические волны противоположных направлений и ортогональных поляризаций. Условие положительной обратной связи описывает полный спектральный сдвиг, учитывающий различные типы связей этих волн. Во-первых, это интересующее нас закручивание ЖК и соответствующий спектральный сдвиг закручивания. Во-вторых, это связь мод при отражении от зеркал и соответствующий спектральный сдвиг отражения, который приходится учитывать и отделять от основного явления. В-третьих, это отражение (дифракция) в объёме закрученного ЖК, которое при данном подходе полагается незначительным. Схема проведённого в [85] эксперимента исключает существенное влияние на сдвиг паразитных факторов, отличных от закручивания и отражения. Перейдём к подробному изложению теоретических и экспериментальных данных.

### 3.2.1. Две серии поляризованных локализованных мод.

Рассмотрим резонатор Фабри–Перо, состоящий из двух плоских зеркал (см. рис. 7). Зеркала обращены отражающими поверхностями друг к другу, ориентированы в плоскости  $xz$ , поверхности пересекают ось  $z$  в точках 0 и  $L$ . Между зеркалами помещён нематический ЖК (нематик). Единичный вектор преимущественного направления молекул ЖК называют директором ЖК. Закрученным называют состояние, когда слой нематика

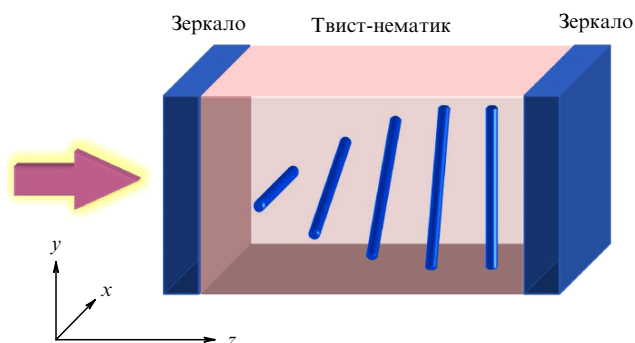
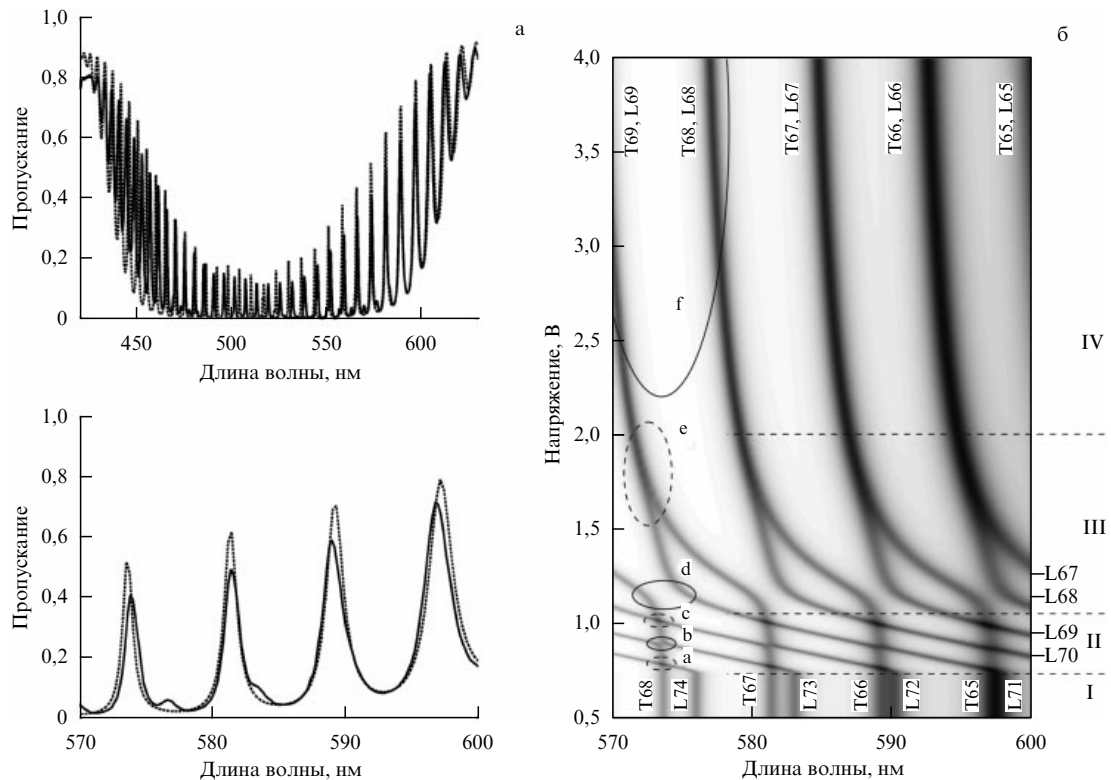


Рис. 7. Хиральная анизотропная среда помещена в резонатор с нехиральными зеркалами.



**Рис. 8.** (а) Фотонная запрещённая зона ФК–ЖК-структуры для света с поляризацией, поперечной к преимущественному направлению молекул ЖК. Сплошная линия — эксперимент, пунктирная — расчёт. Ниже изображён участок спектра в увеличенном масштабе. (б) Расчётный спектр пропускания неполяризованного света в зависимости от напряжения на твист-ячейке. Чёрный цвет соответствует пропусканию. Овалами обведены места квазипересечения Т-моды с номером 69 и L-мод с номерами 74 (а), 73 (б), 72 (с), 71 (д), 70 (е). Штриховыми линиями напряжения условно разделены на четыре интервала, соответствующих различным стадиям смещения мод.

разбит на тонкие плоскопараллельные подслои, в каждом из которых директор постоянный, а при переходе от слоя к слою директор поворачивается. Предполагается отсутствие ориентирующих внешних полей и равномерное закручивание, когда директор равномерно вращается в плоскости слоёв по часовой стрелке. На рисунке 7 полный угол закручивания составляет  $80^\circ$ , однако дальнейшее рассмотрение справедливо для произвольного угла.

Поле директора ЖК определяет локальный тензор диэлектрической проницаемости во всех точках среды. Ось необыкновенной диэлектрической проницаемости совпадает с направлением директора ЖК. Рассмотрим нематик с положительной одноосной анизотропией. Необыкновенный и обыкновенный показатели преломления соответствуют медленной и быстрой волнам (в смысле фазовой скорости) и равны  $n_{e,o} = n \pm \delta n$ .

Экспериментальное и теоретическое исследование дефектных мод в нехиральных резонаторах, заполненных нематиком, в электрических и магнитных полях проведено в работе [140]. В спектре выделено две серии полос пропускания. Они отвечают модам, в которых поляризация света поперечна или продольна по отношению к преимущественному направлению молекул ЖК, это обыкновенные и необыкновенные моды, о- и е-моды соответственно. Включение внешнего поля приводит к наклону молекул ЖК, расположенных далеко от границ. При этом е-моды существенно смещаются в полях, превышающих порог Фредерикса; о-моды не меняют своего положения. Кручение преимущественного направления молекул нематического ЖК в плоскости слоёв ФК при-

водит к связи дефектных о- и е-мод. Нормальные моды можно назвать почти продольными по отношению к преимущественному направлению молекул L-модами и почти поперечными Т-модами. Явление усложняется тем, что нормальные моды меняют линейную поляризацию на эллиптическую и о-моды также смещаются под действием внешнего поля.

Для расчёта структуры ЖК в твист-ячейке под напряжением использовался метод минимизации (варьирования) свободной энергии. Получить аналитическое решение для деформации под действием электрического напряжения оказалось затруднительно. Поэтому был использован численный метод градиентного спуска по свободной энергии. Для моделирования спектра были подобраны следующие параметры структуры: плёнка ИТО ( $n_{ITO} = 1,88858 + 0,006i$ ,  $d_{ITO} = 140$  нм), стеклянная подложка ( $n_{sub} = 1,45$ ), ориентант ( $n_{PVA} = 1,515$ ,  $d_{PVA} = 1000$  нм), дефектный слой, заполненный ЖК 5ЦБ ( $n_{||} = 1,701 + 3,9 \times 10^{-4}i$ ,  $n_{\perp} = 1,536 + 3,9 \times 10^{-4}i$ ,  $d = 10815$  нм). Толщина дефектного слоя не строго соответствует толщине спейсера и определяется по расстоянию между спектральными пиками (межмодовому расстоянию). В качестве материалов чередующихся слоёв взяты двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) и двуокись кремния ( $SiO_2$ ).

На рисунке 8а показан экспериментальный спектр пропускания света для случая, когда поляризатор ориентирован поперёк направления натирки ближней подложки. Помимо основной серии пиков выделяется вторая серия малых пиков. Согласие расчётных и измеренных спектров удовлетворительное. Хотя при рас-

чёте учитывалась экстинкция материалов, спектральные пики оказались выше, чем в эксперименте, что объясняется незначительным рассеянием света на структурных неоднородностях и прочими экспериментальными неточностями, включая допуски при изготовлении многослойной структуры.

На рисунке 8б приведён расчётный спектр пропускания неполяризованного излучения на длинноволновом крыле фотонной запрещённой зоны при повышающемся напряжении на ячейке. Этот спектр позволяет выделить четыре стадии в смещении пиков пропускания.

I.  $0 < U < U_C = 0,78$  В. При напряжениях ниже порога Фредерика положение дефектных мод не меняется.

II.  $0,78$  В  $< U < 1,1$  В. При незначительном превышении порога Фредерика, с увеличением напряжения L-моды смещаются в коротковолновую область. Т-моды остаются на месте, поскольку показатель преломления для этих мод не меняется при наклоне молекул.

III.  $1,1$  В  $< U < 1,6$  В. При больших напряжениях средний слой молекул ЖК наклоняется вдоль оси распространения света. Это приводит к уменьшению анизотропии среды, срыву режима Могена и увеличению эллиптичности поляризации. При этом увеличивается связь L- и Т-мод при отражении на зеркалах. Усиливается расталкивание (квазипересечение) мод. Сплошными овалами (рис. 8б) обозначаются области расталкивания пиков пропускания, штриховыми овалами — области пересечения слабо связанных мод одинаковой чётности. При каждом квазипересечении номер моды меняется на единицу, для Т-моды на +1, а для L-моды на -1. В общем случае к резонансным модам эллиптической поляризации неприменимо простое определение номера моды как количества пучностей стоячей волны, так как в случае интерференции встречных эллиптических волн одного знака узлы стоячей волны размываются (рис. 9).

IV.  $1,6$  В  $< U$ . Когда напряжение превышает порог Фредерика вдвое, средний слой молекул ЖК практически переходит в гомеотропную ориентацию, вдоль оси

вращения. Молекулы не могут создавать закручивающий момент силы. Поэтому центральный слой устраняет сцепление приповерхностных слоёв ЖК. Каждая половина слоя ЖК возвращается в свою плоскость ориентации. Молекулы в левой половине дефекта ориентируются в горизонтальной плоскости, в правой половине дефекта — в вертикальной плоскости. L- и Т-моды сливаются, наступает вырождение по поляризации. Этот режим называется поляризационно-независимым. По мере увеличения напряжения и наклона ЖК в гомеотропное состояние показатель преломления уменьшается, а дублеты мод смещаются в коротковолновую область к положению незакрученной гомеотропной моды с линейной поляризацией. Как описывается в разделе 3.2.2, при нулевом напряжении мода с тем же номером имеет ещё меньшую длину волны.

Рассмотрим поле в локализованной на дефекте L-моды (см. рис. 9). Пучности и узлы стоячей волны в центре дефекта нивелируются. Это объясняется эллиптичностью встречных бегущих волн, составляющих стоячую волну. Например, две встречные волны одинаковой круговой поляризации вовсе не образуют узлов [137].

Изучаемое явление обладает большим прикладным потенциалом, заключающимся в управлении структурой с резкими оптическими свойствами, высокой точности измерений и хорошо совпадении с численными расчётами. Помимо чисто оптических приложений возможно прецизионное измерение таких характеристик ЖК, как упругие и вязкие коэффициенты.

**3.2.2. Неадиабатическая геометрическая фаза и аномальный сдвиг длины волны локализованных мод.**

Геометрическая фаза проявляется в спектрах пропускания хиральной структуры через условие согласования фаз, которое описывает полный спектральный сдвиг, учитывающий различные типы связей волн. Во-первых, это интересное нас закручивание ЖК и соответствующий спектральный сдвиг закручивания. Во-вторых, это связь мод при отражении от зеркал и соответствующий спектральный сдвиг отражения. Связи волн создают переход от более простых классов волн к более сложным, приведённым в таблице и изображённым на рис. 10.

1. Простейший класс собственных волн — o-, e-волны, распространяющиеся без изменения поляризации в однородной анизотропной среде с постоянным направлением оптической оси. Эти волны имеют линейную поляризацию вдоль либо поперёк оптической оси.

2. Закручивание оптической оси создаёт связь между o-, e-волнами через недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Новый класс собственных волн — to-, te-волны [110]. Эти волны имеют эллиптическую поляризацию. Эллиптичность поляризации

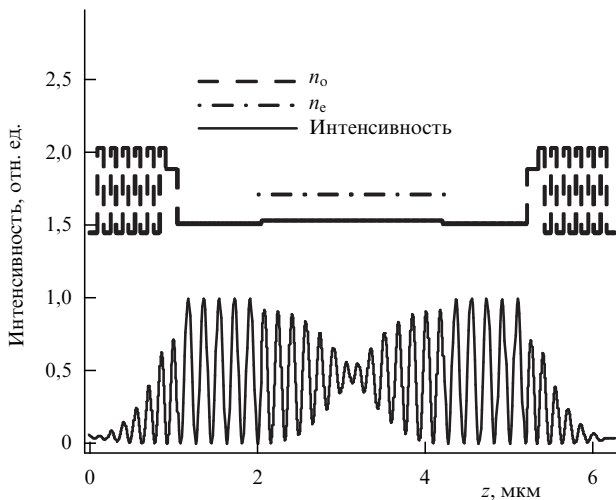


Рис. 9. Локальная интенсивность поля в дефектной L-моды — квадрат амплитуды напряжённости электрического поля. Расчёт номера моды затруднителен, так как узлы стоячей волны размываются. Параметры такие же, как на рис. 8, толщина дефекта уменьшена в 5 раз из соображений наглядности.

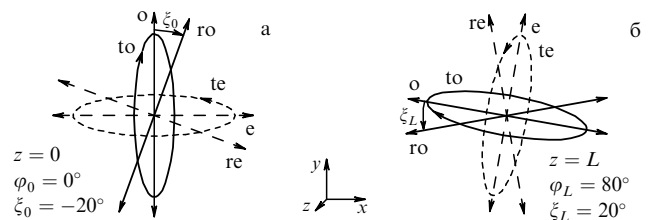


Рис. 10. Собственные волны на различных этапах учёта анизотропии. Изображены поляризации при  $z = 0$  (а),  $L$  (б) для  $\varphi = 80^\circ$ .

Таблица. Усложнения по мере учёта связей волн

Анизотропная среда	Однородная	Закрученная	Закрученная в резонаторе
Собственные волны	o (ordinary) e (extraordinary)	to, te	го, ге
Собственная поляризация	Линейная	Эллиптическая	Линейная на границах, эллиптическая в объёме

сохраняется, главные оси эллипса направлены вдоль и поперёк оптической оси.

3. Зеркала резонатора создают связь между to-, te-волнами через изменение знака эллиптичности при отражении. Правополяризованные волны становятся левополяризованными и наоборот. Третий класс собственных волн — го-, ге-волны. Это локализованные в резонаторе стоячие волны. Они имеют переменную эллиптическую поляризацию. Главные оси эллипса отклоняются от направлений вдоль и поперёк оптической оси. Замечательно, что на зеркалах резонатора поляризация го-, ге-волн линейна [124, 125]. При отражении таких волн поляризация сохраняется. Т-, L-моды на рис. 8 можно с хорошей точностью считать го-, ге-модами.

Таблицу можно продолжить обобщением на случай анизотропного отражения от зеркал, учётом отличия фаз при отражении о- и е-компонент поля. Анизотропия отражения присутствует даже для зеркал, изготовленных из изотропного материала, так как анизотропна сама среда внутри резонатора. Вследствие такой анизотропии поляризация света, выходящего из резонатора, перестаёт быть линейной. Однако отличие от линейности, как правило, незначительно и поэтому экспериментально не наблюдалось [139]. Нарушение пространственной симметрии твист-ячейки также приводит к отличию от линейной поляризации [126].

Введём среднюю фазу  $\sigma = nk_0L$ , фазу (угол) анизотропии  $\delta = \delta kL$ , угол закручивания  $\varphi$ , где  $k_0 = \omega/c$  — модуль волнового вектора в вакууме,  $\delta k = \delta nk_0$ . Полная фаза бегущих волн будет равна

$$\sigma \pm \sqrt{\delta^2 + \varphi^2} = \sigma \pm v, \quad (15)$$

где  $v$  — фаза закрученной анизотропии. Эту формулу будем называть формулой Могена [84]. Поделив обе части на  $k_0L$ , получим эффективные показатели прелом-

ления закрученной среды:

$$n_{te, to} = n \pm \sqrt{\delta n^2 + \left(\frac{\varphi}{k_0L}\right)^2}. \quad (16)$$

Параметр эллиптичности  $\tan \Theta = \varphi/\delta$  отражает плавность закручивания по отношению к величине анизотропии. Это соответствует параметру адиабатичности процесса, называемого волновым режимом Могена. Чем меньше  $\Theta$ , тем плавнее закручивание и поляризация собственных волн ближе к линейной.

Набег фазы за цикл в резонаторе равен углу  $2\rho$ ,

$$\sin \rho = \sin v \cos \Theta. \quad (17)$$

На рисунке 11а приведены дисперсионные кривые te- и to-волн для  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$ . Отложенный по оси ординат номер о-моды  $N_o = (\sigma - \delta)/2\pi = 2L/\lambda_o$  пропорционален частоте светового поля. А отложенный по оси абсцисс набег фазы есть волновой вектор, умноженный на длину резонатора. В отличие от рис. 6, ветвь to-волны не показывает расщепление, соответствующее стоп-зоне холестерического ЖК, для  $\varphi = \pi/2$  при  $\sigma = v$ , в точке В на рис. 11а. Расщепление остаётся за рамками модели, так как в уравнении (15) не учитывается отражение в объёме ЖК.

Пунктирные линии, соответствующие фазам о- и е-волн незакрученной структуры:  $v(\varphi = 0) = \delta$ , являются прямыми, поскольку частотная дисперсия материалов не учитывается. Точки О и Т показывают частоту третьей моды для о-волны и to-волны. При такой нумерации точке В соответствует о-мода с нулевым номером.

На рисунке 11б приведены дисперсионные кривые ге- и го-волн, полученные согласованием фазы (17):

$$2(\sigma \pm \rho) = 2\pi N, \quad \mp \arcsin(\sin v \cos \Theta) = \sigma - \pi N. \quad (18)$$

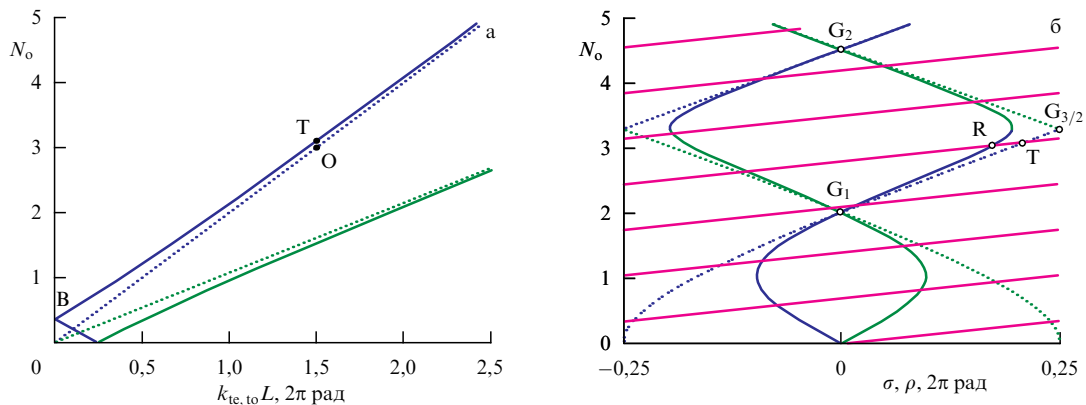
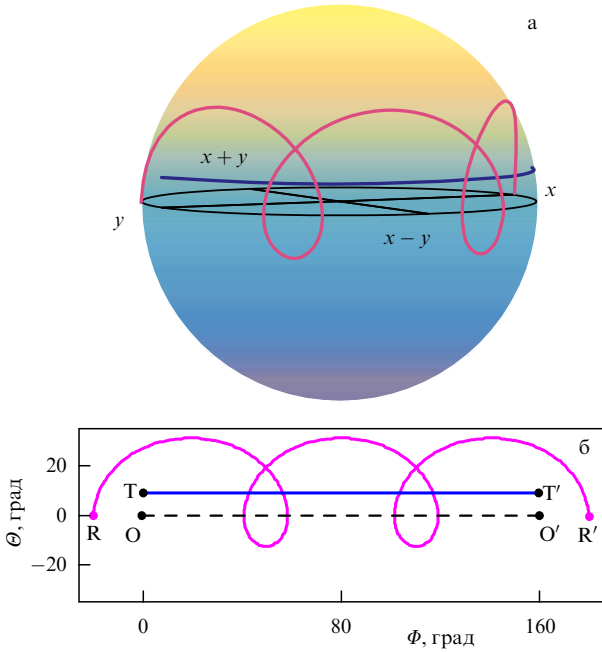


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Дисперсионные кривые. Ось абсцисс — набег фазы, пропорциональный волновому вектору;  $k_{te, to}L = \sigma \pm v$ . Ось ординат — номер о-моды, пропорциональный частоте волны,  $N_o = 2L/\lambda_o$ . Синим цветом показаны о-, to-, го-волны, зелёным — е-, te-, ге-волны. Параметры расчёта:  $\varphi = \pi/2$ ,  $\delta n/n = 0,3$ . (а) Без резонатора, уравнение (15). Точки О и Т показывают частоты третьей моды для о-волны и to-волны. Расщепление в точке В не показано. (б) В резонаторе, уравнение (18). Точки Т и R показывают частоты третьей моды для to-волны и го-волны.  $G_1$  и  $G_2$  — минимумы Гуча – Терри,  $\sin v = 0$ ,  $G_{3/2}$  — максимум Гуча – Терри,  $\sin v = \pm 1$ .



**Рис. 12.** (В цвете онлайн.) Сфера Пуанкаре (а) и участок её цилиндрической проекции (б). Направлениям  $y$ ,  $x - y$ ,  $x$ ,  $x + y$  соответствуют углы  $\Phi = 2\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$  соответственно. Траектории вращения для  $\varphi = 80^\circ$ :  $OO'$  — линейные поляризации на "экваторе" сферы Пуанкаре, соответствующие о-волне,  $TT'$  — траектория то-волны на "параллели" сферы Пуанкаре широты  $\Theta$ ,  $RR'$  — траектория го-волны, сферическая трохоида. Параметры соответствуют крайнему правому пику на рис. 13а,  $\lambda = 579,1$  нм.

Далее найдём спектральный сдвиг закрученной структуры по отношению к незакрученной. Без ограничения общности рассмотрим о-волну:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2\pi n_o L} \left( \frac{\varphi^2}{2\delta} \mp \frac{\sqrt{1 + \Theta^2 \tan^2 v} - 1}{\tan v} \right). \quad (19)$$

Вдали от максимумов Гуча–Терри [85, 111] вторым слагаемым можно пренебречь, в этом случае получаем следствие формулы Могена (15):

$$\Delta\lambda \sim -\frac{\lambda^2}{2\pi n_o L} \left( \frac{\varphi^2}{2\delta} \right) = -\frac{\lambda^3}{2n\delta n} \left( \frac{\varphi}{2\pi L} \right)^2. \quad (20)$$

От дисперсии частот собственных волн перейдём к вопросу о том, как выглядят эти волны, как меняется поляризация и фаза с изменением глубины твист-слоя [113, 125]. На рисунке 12 изображены траектории плавного смещения различных поляризаций по мере проникновения волны в глубь закрученного слоя среды. Пространство, точки которого однозначно отвечают эллипсам поляризации света, принято изображать сферой единичного радиуса и называть сферой Пуанкаре. Для исследования правозакрученных то- и го-волн удобно откладывать правую поляризацию на верхнем полушарии сферы Пуанкаре, как в работах [10, 112], а не на нижнем, как в работах [61, 110, 141]. Рисунок 12б показывает цилиндрическую проекцию траекторий поляризации. Траектория  $RR'$  поляризации го-волны является сферической трохойдой. Она описывает траекторию точки, жёстко связанной с конусом, катящимся по плоскости. В работе Могена [84] описан такой конус, катящийся без проскальзывания по "экватору" сферы Пуан-

каре. Связанные с этим конусом геометрические расчёты будем называть методом катящегося конуса Могена – Пуанкаре. Этот метод позволяет трактовать формулу Могена (15) как теорему Пифагора для сложения ортогональных компонент угловой скорости конуса.

Параллельное перенесение геометрического объекта на искривлённой поверхности приводит к повороту объекта вокруг собственной оси. Классическим примером служит маятник Фуко, плоскость качания которого поворачивается по мере суточного вращения Земли. Так же и параллельное перенесение состояния поляризации вдоль искривлённой поверхности сферы Пуанкаре приводит к набегу фазы состояния, который называется геометрической фазой. Она обусловлена глобальной геометрической характеристикой — траекторией перенесения, и не зависит от локальных характеристик, таких как скорость перемещения состояния вдоль траектории. В применении к поляризационной оптике для замкнутых траекторий справедлива "геометрическая" формула:

$$\beta = \frac{\Omega}{2}, \quad (21)$$

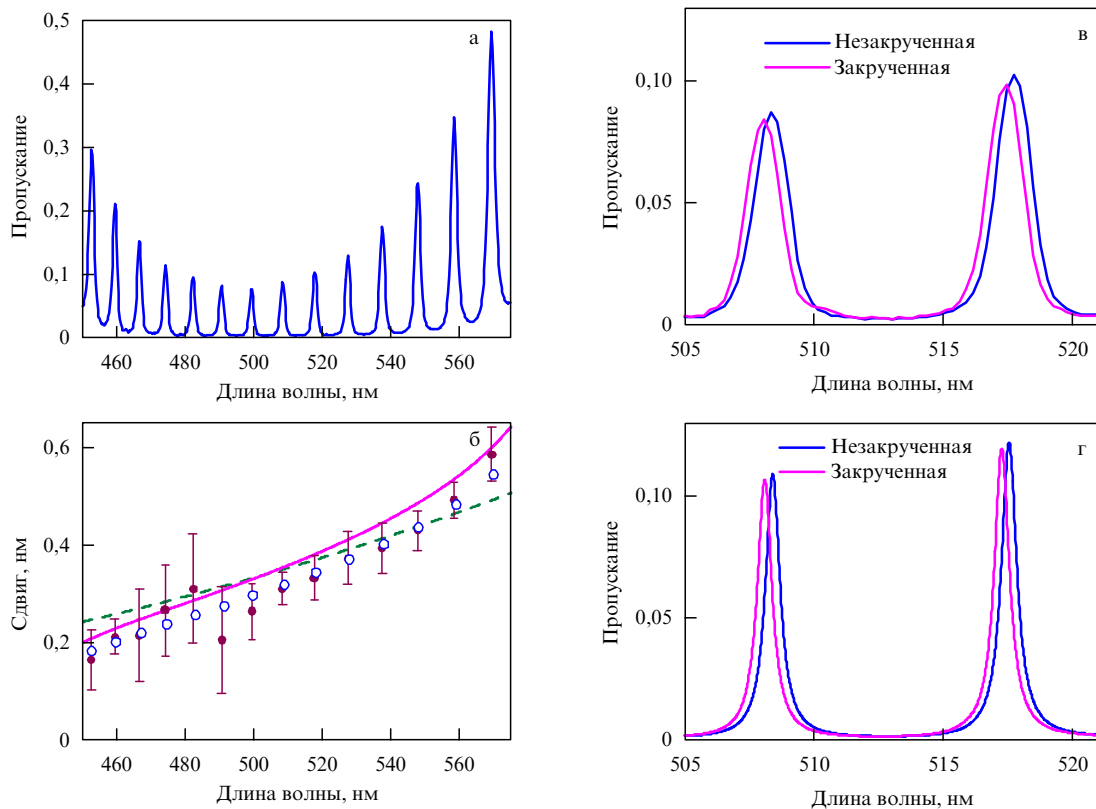
где  $\beta$  — геометрическая фаза,  $\Omega$  — площадь, охватываемая траекторией на сфере Пуанкаре. Строгое доказательство приведено Д.Н. Клышко в работе [61] с применением теоремы Стокса. Отметим, что "геометрическая" формула соответствует теореме Гаусса – Бонне и может быть понята как сложение сферических избытков треугольников, составляющих охватываемую площадь.

Можно показать [85] прямую связь между геометрической формулой (21) и формулой Могена (15). При этом здесь работает исключительно неадиабатическая фаза Ааронова – Анандана [142, 143], соответствующая эллиптичности собственных волн. Этот малый вклад геометрической фазы следует отличать от геометрической фазы в нулевом порядке адиабатического приближения, которая даёт сбой фазы на  $\pi$  в ячейке, закрученной на  $\pi$  радиан.

Для моделирования экспериментального спектра (рис. 13а), как и для рис. 8, в качестве материалов чередующихся слоёв взяты двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) и двуокись кремния ( $SiO_2$ ). Толщины слоёв, составляющих диэлектрические зеркала, 83 нм для  $SiO_2$  и 66 нм для  $ZrO_2$ . Для ИТО толщина равна 117 нм и  $n_{ITO} = 1,88858 + 0,006i$  с учётом поглощения; для стеклянной подложки  $n_{sub} = 1,45$ ; в качестве ориентанта использован поливиниловый спирт с показателем преломления 1,515 и толщинами слоёв 300 и 600 нм, величины различаются вследствие различной ориентации ЖК на зеркалах; для ЖК МВВА  $n_{||} = 1,737 + 3,9 \times 10^{-4}i$  и  $n_{\perp} = 1,549 + 3,9 \times 10^{-4}i$ . Толщина слоя нематического ЖК 7980 нм, угол закручивания  $\varphi = 80^\circ$ .

На рисунке 13б приведены экспериментальные и расчётные значения спектрального сдвига пиков пропускания. Удовлетворительное совпадение наблюдается для всех 14 пиков. Величина измеренного спектрального сдвига пропорциональна третьей степени длины волны, как и следует из формулы Могена без учёта резонатора (20).

Исследованный в данном разделе сдвиг при закручивании оптической оси может наблюдаться непосредственно, без поляризаторов, а измерения достигают требуемой точности благодаря резонатору. Предложенная



**Рис. 13.** (В цвете онлайн.) о-поляризованный спектр (а) и спектральный сдвиг (б) пиков пропускания. (•) — экспериментальные значения, (○) — расчётные значения, найденные прямым численным моделированием, сплошная линия — формула (19), штриховая линия — следствие формулы Могена без учёта резонатора (20). Увеличенные участки экспериментальных (в) и расчётных (г) спектров пропускания незакрученной (гомеопланарной, h-planar) и закрученной (twist) структур. Закручивание приводит к сдвигу пиков пропускания в коротковолновую область спектра.

схема эксперимента гарантирует отсутствие значительных помех при переключении к закрученной структуре. Однако в данной схеме незакрученная структура сохраняет постоянный показатель преломления только для о-волны. Соответствующий сдвиг е-волны может быть измерен в экспериментальных схемах с переходом из твист-структуры в планарную, что могло бы наблюдаться с использованием фотоориентанта с обратимыми межмолекулярными связями.

Таким образом, учтён спектральный сдвиг вследствие связи мод при закручивании и при отражении на зеркалах. Сдвиг описан аналитически и найден экспериментально в твист-структурах, не деформированных внешним полем. Для объяснения был обобщён метод катящегося конуса Могена – Пуанкаре. Он позволил решить задачу геометрически и был независимо подтверждён матричными формализмами Джонса [107] и Берремана [78].

Метод показывает, что найденный спектральный сдвиг закручивания характеризует не резонатор целиком, а именно сам закрученный слой. Резонатор лишь облегчает измерения. Действительно, закрученный слой не порождает пиков. Что же на самом деле сдвигается по мере закручивания слоя? Очевидно, сдвигается фаза собственной волны, покидающей закрученный слой. Следовательно, изменяется эффективный показатель преломления. Он может быть измерен не только через оптическую длину резонатора. Например, поляризационные дифракционные решётки проявляют к нему сильную чувствительность и допускают экспериментальное подтверждение описываемого явления.

Сформулировано предположение промежуточного оптического отклика, определяющее интервал оптического отклика среды  $n_{\parallel} > n_{\text{eff}} > n_{\perp}$ . Это предположение, несмотря на кажущуюся очевидность, может нарушаться. В исследованном нами закрученном нематическом ЖК нарушение предположения промежуточного оптического отклика объясняется как вклад геометрической фазы. Это нелокальная характеристика, поэтому не следует трактовать  $n_{\text{eff}}$  как  $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$ , где  $\epsilon_{\text{eff}}$  — некоторый локальный отклик материала. Напротив,  $n_{\text{eff}}$  следует понимать в смысле фазового набег  $n_{\text{eff}} 2\pi L/\lambda$ . Далее, дано наглядное представление геометрической фазы в виде площади, охватываемой траекторией поляризации на сфере Пуанкаре. При этом спектральные сдвиги связаны с площадями сферических прямоугольника и треугольника. Исследованный спектральный сдвиг существует не только в твист-нематическом ЖК, но и в любой другой закрученной анизотропной среде.

Наконец, отметим, что, как и в примере с QHQ-устройством, рассмотренным в разделе 3.1.1, в данном случае неадиабатическая поправка к геометрической фазе не зависит от знака хиральности структуры, т.е. имеет одинаковый знак как для правозакрученных, так и для левозакрученных структур.

### 3.3. Локализованные моды в структурах с хиральными зеркалами, поверхностные волны

Перейдём к случаю хиральных зеркал, когда не только свойства локализованных мод, но и сам факт локализации обусловлен хиральностью. Сначала рассмотрим

принцип отражения света хиральным зеркалом. В случае резкого поворота оптической оси граница создаёт отражение и преломление света [144]. При плавном вращении чёткая граница исчезает [81, 93, 95, 145], и действие градиента диэлектрической проницаемости на свет становится уместным трактовать в волновом представлении, обобщая законы Снелиуса и Френеля на явление дифракции, которое также приводит к отражению и преломлению в объёме среды. Такое отражение становится существенным для геликоидальных структур, обсуждённых в разделе 3.1.2.

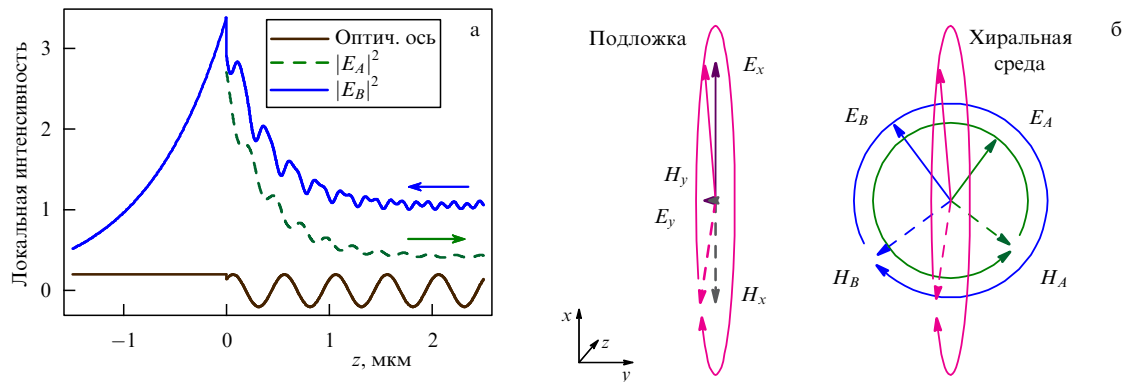
Теперь рассмотрим два хиральных зеркала. В одномерном случае область локализации можно представить как "зазор" между продолжающимися друг друга отрезками геликоидальной структуры, т.е. её дефект. Такой аналог резонатора Фабри–Перо обладает рядом дефектных мод — локализованных оптических состояний, обычно соответствующих целому числу полуволн, уместающихся в полости. Анизотропия холестерика и дефекта приводит к ряду поляризационных особенностей [146–152], среди которых выделяется дефект кручения, не содержащий промежуточного слоя и имеющий нулевую толщину [153, 154]. Его строгое теоретическое [79, 80, 155, 156] и экспериментальное [133, 153, 157, 158] исследование, включая хиральный слой, содержащий менее одного шага геликоида [54, 100, 135, 159–161], породило дискуссию о поляризации и времени релаксации локализованного состояния [162, 163]. Теоретически бесконечное время релаксации возможно лишь при наличии анизотропии магнитной проницаемости [21]. Работа [82] указывает на возможность плазмонных фотонных структур с такими свойствами. При отсутствии магнитной анизотропии оказывается невозможным согласовать одновременно электрическую и магнитную напряжённости на границе [80]. И бесконечное увеличение толщины холестерика не ведёт к бесконечной добротности. Насыщение добротности с увеличением толщины холестерика приводит к смене круговой поляризации выходящего излучения с сонаправленной на противоположную направленную. Этот кроссовер поляризации [154] получил название эффекта Коппа–Генака [164].

Твист-дефект — это дефект кручения геликоидальной структуры, имеющий нулевую толщину. Отсутствие резонаторного слоя отличает его от нехиральных резонаторов. Пространственное распределение поля при этом состоит из двух волн, экспоненциально убывающих в противоположных направлениях, и не содержит плоской вершины. Это напоминает поверхностную волну, которую также можно рассматривать как два обращённых лицом друг к другу зеркала с общей зеркальной поверхностью [165]. Как и поверхностная волна, твист-дефект порождает единственный спектральный резонанс. Локализованная на твист-дефекте мода отличается от поверхностной волны на границе холестерика с изотропным диэлектриком тем, что последняя наблюдается лишь при углах, обеспечивающих полное внутреннее отражение [166–168], а при твист-дефекте нет ограничения на угол падения возбуждающей волны. В нехиральных структурах известна поверхностная волна, не ограниченная полным внутренним отражением, — это оптическое таммовское состояние (ОТС) [169–171]. ОТС представляет собой аналог таммовского состояния электронов на границе сверхрешётки, и его дисперсия лежит выше светового конуса, описываемого прямой  $k = \omega/c$  [172].

Такое состояние может возбуждаться даже перпендикулярно поверхности и не переносит энергию вдоль неё, что удобно для приложений. Естественно встаёт вопрос о наличии ОТС на границе холестерика и металла при перпендикулярном падении света. Здесь следует учитывать две особенности. Во-первых, это полупрозрачность холестерика из-за круговой дифракции Брэгга. Во-вторых, это поляризационная неустойчивость, вызванная чередованием круговых поляризаций: отражение от холестерика не меняет знак круговой поляризации, а отражение от металла — меняет [173]. Это чередование подобно светофору, запрещающему движение через холестерик волне совпадающей круговой поляризации и открывающему движение после отражения от металла [119]. Компенсация изменения поляризации может достигаться при помощи дополнительного анизотропного слоя. Такой слой порождает серию локализованных состояний, обладающих нетривиальными поляризационными свойствами [174–176]. Различные комбинации с двумя зеркалами широко изучались и предлагались для практических применений [100, 116, 135, 161, 173]. Плотность энергии таких состояний может сгущаться по мере приближения к зеркалу, но они локализуются в объёме дополнительного слоя, а не на поверхности. Обойтись без дополнительного слоя возможно, когда используется сохраняющее хиральность зеркало (англ. handedness-preserving mirror) [163, 177–179]. Такое зеркало может сохранять не только знак хиральности, но и величину эллиптичности падающего излучения. Этот частный случай можно назвать сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом [179]. Иначе можно определить его как полуволновую фазовую пластинку, действующую на отражение [180]. Локализованное на границе такого зеркала и холестерика состояние было описано и названо хиральным оптическим таммовским состоянием [160]. Недавно появилось сообщение об экспериментальном обнаружении этого состояния на границе холестерика и метаповерхности [181].

Построим хиральное ОТС численным методом Беремана [78]. В качестве хиральной среды рассмотрим правозакрученный холестерический ЖК с анизотропией  $\delta = 0,2$  и нормированным шагом геликоида  $p\sqrt{\epsilon} = 500$  нм, толщина слоя составляет пять шагов геликоида. В качестве подложки рассмотрим нанокompозит серебряных сфероидов, сплюснутых в направлении  $x$  и помещённых в матрицу с показателем преломления, равным среднему показателю преломления холестерического ЖК. Использование формулы Максвелл-Гарнетта (30) позволяет подобрать параметры нанокompозита так, что  $n_o = (1 + i) \times 10$ ,  $n_e = (1 + i)/20$  на определённой частоте в видимом диапазоне длин волн. Справедливо условие  $n_e = 1/n_o^*$ , оно обеспечивает противозапасные амплитудные коэффициенты отражения подложки:  $r_e = (1 - n_e)/(1 + n_e) = -r_o^*$ ,  $\text{Re}(r_e) = -\text{Re}(r_o)$ . В результате согласуются поляризации падающего и отражённого света.

На рисунке 14а изображено ОТС в виде локальной интенсивности поля в зависимости от расстояния до границы. Локальная интенсивность нормирована на интенсивность волны, возбуждающей ОТС. Излучение имеет левую круговую поляризацию, падает справа и проникает на границу из хиральной среды. Волна  $B$ , распространяющаяся влево, включает в себя волну, возбуждающую ОТС, и поэтому имеет большую интенсив-



**Рис. 14.** (а) Локальная интенсивность поля в зависимости от расстояния до границы. Жирная сплошная линия — схема ориентации оптической оси в подложке (прямая) и хиральной среде (синусоидальная проекция на ось  $x$ ). (б) Сшивка полей на границе. Сплошными стрелками обозначены векторы напряжённости электрического поля, штриховыми — магнитного. В хиральной среде поле представляется в виде падающей на границу ( $B$ ) и отражённой от неё ( $A$ ) круговых волн. В анизотропной подложке поле раскладывается на необыкновенную ( $x$ ) и обыкновенную ( $y$ ) волны.

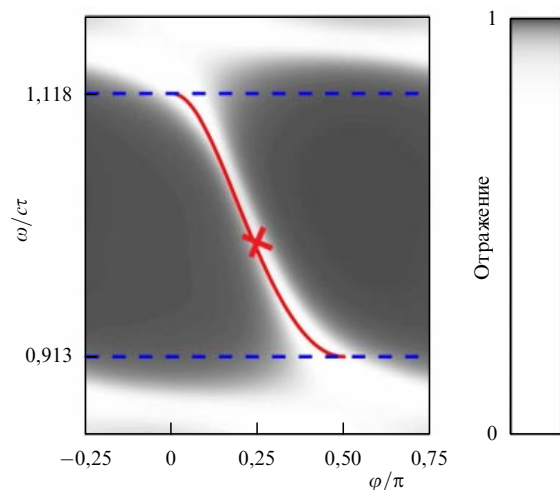
ность, чем переотражённая от подложки волна  $A$ , распространяющаяся вправо. Чтобы не загромождать рисунок, не показана суммарная локальная интенсивность  $|A + B|^2$ , которая вблизи границы почти в 7 раз превышает локальную интенсивность волны, возбуждающей ОТС.

На рисунке 14б поясняется условие сшивки полей на границе. Эллипс поляризации результирующего поля вытянут в направлении  $x$  как для электрической, так и для магнитной напряжённости. В хиральной среде его большая полуось пропорциональна сумме амплитуд  $|A| + |B|$ , а малая — их разности  $|A| - |B|$ . В подложке для необыкновенной волны вытянута электрическая напряжённость, а для обыкновенной — магнитная. Равенство отношений большой и малой полуосей эллипса в хиральной среде и подложке даёт

$$\frac{|A| + |B|}{|A| - |B|} = \frac{1}{n_e} = n_o \gg 1. \quad (22)$$

На рисунке 15 приведён спектр отражения от границы для света правой круговой поляризации, падающего из правозакрученной хиральной среды перпендикулярно границе. Плавное вращение зеркал приводит к смещению частоты ОТС вплоть до краёв запрещённой зоны. При совпадении оптических осей ОТС находится на высокочастотном краю зоны. Середине зоны соответствует наиболее сильный провал в отражении при угле  $\varphi = \pi/4$ . При возбуждении светом правой круговой поляризации отражение в провале составляет 90% (красный крестик на рис. 15), а для света левой круговой поляризации — 45% (рис. 14а). Величина угла  $\varphi = \pi/4$  объясняется тем, что наибольший градиент показателя преломления хиральной среды наблюдается под углом  $\pi/4$  к оптической оси, и электрическое поле, ориентированное в этом направлении, испытывает сильное объёмное отражение. ОТС уходит на низкочастотный край зоны при перпендикулярных оптических осях. Для углов, больших  $\pi/2$ , провал отражения отсутствует.

Для описания части хирального ОТС, расположенной в холестерике, воспользуемся математическим описанием из раздела 3.1.2. В отсутствие магнитной анизотропии зададим направления электрической и магнитной



**Рис. 15.** (В цвете онлайн.) Спектр отражения границы при различных углах  $\varphi$  между оптическими осями на границе. Синими штриховыми линиями обозначены края фотонной запрещённой зоны. Красная сплошная кривая отражает аналитическую зависимость. Красный крестик при  $\varphi = \pi/4$  соответствует параметрам рис. 14а.

поляризаций углами  $\chi_E$  и  $\chi_H$ :

$$\tan \chi_E = \frac{E_u}{E_v} = -\tilde{\lambda}_0 n_f \frac{\mu_e + \mu_o}{\epsilon_e \mu_e \mu_o - n_f^2 \mu_o - \tilde{\lambda}_0^2 \mu_e},$$

$$-\cot \chi_H = \frac{H_v}{-H_u} = -\tilde{\lambda}_0 n_f \frac{\epsilon_e + \epsilon_o}{\mu_e \epsilon_e \epsilon_o - n_f^2 \epsilon_o - \tilde{\lambda}_0^2 \epsilon_e}, \quad (23)$$

$$\psi = \chi_E - \chi_H \neq 0,$$

$$\bar{\chi} = \frac{\chi_E + \chi_H}{2},$$

где показатель преломления  $n_f$  следует подставлять из дисперсионного уравнения (7).

Собственная частота состояния определяется углом  $\bar{\chi}$ :

$$\tilde{\omega}_0 \approx \frac{1}{\sqrt{(\bar{\epsilon} + 1)/2} + \sqrt{(\bar{\epsilon} - 1)/2} \cos(2\bar{\chi})}. \quad (24)$$

Даже в случае идеального сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала ненулевой угол  $\psi$  между направ-



лениями электрической и магнитной поляризаций приводит к появлению нелокальной компоненты хирального ОТС [80]. В результате состояние становится резонансом и приобретает конечное время релаксации  $\tau_\psi$ :

$$\tau_\psi = \frac{\lambda_f}{4\pi c} \frac{1}{\sin^2(\psi/2)}. \quad (25)$$

Далее рассмотрим слой холестерического ЖК конечной толщины  $L$ , ограниченный средой с проницаемостью  $\bar{\epsilon}_g = \sqrt{\epsilon_o \epsilon_e}$ . Соответствующее время релаксации

$$\tau_L = \frac{\lambda_f}{4\pi c} \exp\left(\frac{4\pi L}{\lambda_f}\right). \quad (26)$$

Равенство времён релаксации даёт условие критической связи. Она проявляется в кроссовере Коппа – Генака: при увеличении толщины холестерического ЖК излучение, покидающее хиральное ОТС, меняет знак круговой поляризации. Приравнивая выражения для времён релаксации (25) и (26), получаем аналитическое выражение для толщины кроссовера:

$$L_c = \frac{\lambda_f}{4\pi} \left| \log \sin^2 \frac{\psi}{2} \right|. \quad (27)$$

По-видимому, впервые это выражение было получено в работе [21].

Помимо полученных аналитических выражений и численных расчётов для большей ясности физического явления дополнительно воспользуемся приближённым аналитическим методом — это временная теория связанных мод, или теория связанных мод во временной области [182]. Эта теория позволяет описывать поле в резонаторах, связанных с волноводами. Пространственная структура локализованной моды здесь не рассматривается. По сути тот же метод используется для описания открытых резонаторов и восходит к решению Липпманом и Швингером квантово-механической задачи рассеяния [183]. Этот метод следует отличать от пространственной теории связанных мод, широко используемой в оптике холестерических ЖК. Уравнения последней теории описывают связанные амплитуды распространяющихся волн. В основе обоих подходов лежит понятие связанных мод [184].

В правозакрученном геликоиде амплитуда правокругового отражения, той же (same) хиральности, при возбуждении правокруговым излучением даётся формулой

$$r_{SS} = -1 + \frac{\sqrt{2/\tau_\psi} \sqrt{2/\tau_L}}{i(\omega_0 - \omega) + 1/\tau_\psi + 1/\tau_L}, \quad R_{SS} = |r_{SS}|^2 \quad (28)$$

(рис. 16). Это уравнение описывает спектральный провал в виде лоренцева контура с шириной на полувысоте, равной

$$\Delta\nu = \frac{\gamma}{\pi} = \frac{1}{\pi} \left( \frac{1}{\tau_\psi} + \frac{1}{\tau_L} \right). \quad (29)$$

Этого достаточно, чтобы описать спектральное проявление состояния при помощи временной теории связанных мод.

Хиральное ОТС локализовано на границе строго нулевой толщины и экспоненциально убывает в обе стороны. В отличие от сред, состоящих из изотропных слоёв, не возникает трудностей в определении края

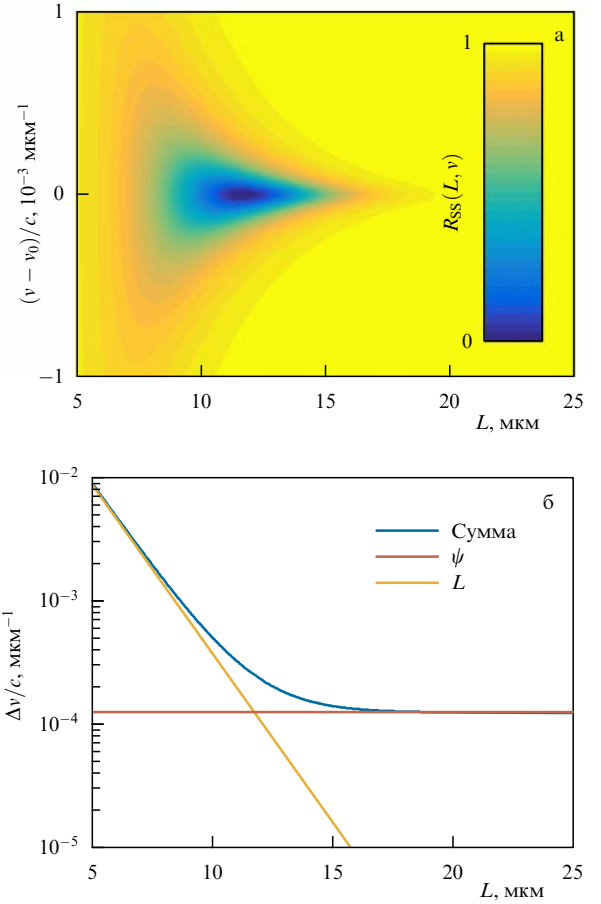


Рис. 16. (В цвете онлайн.) (а) Спектр отражения, уравнение (28). Максимальный провал в отражении соответствует условию критической связи — равенству времён релаксации (25) и (26). (б) Ширина спектрального провала, уравнение (29). Насыщение ширины линии при увеличении толщины холестерического слоя. Прямые пересекаются при толщине холестерика, при которой происходит смена поляризации излучения, покидающего хиральное ОТС. Это соответствует эффекту Коппа – Генака [154]. Шаг кручения холестерического ЖК  $p = 1$  мкм, анизотропия ЖК  $\delta_e = 0,1$ .

структуры, поскольку хиральная среда обладает гладкой винтовой симметрией и в этом смысле может считаться однородной. При проходе границы геометрическая фаза бегущей волны задаётся углом поворота зеркала в плоскости границы, что обеспечивает единственность частоты, при которой фазы согласуются. Этим найденное состояние принципиально отличается от серии состояний, отвечающих дискретному спектру нехирального резонатора.

### 3.4. Спектральные и поляризационные свойства холестерического жидкого кристалла с дефектным слоем нанокompозита с резонансной дисперсией

Данный раздел посвящён особенностям спектральных и поляризационных свойств хиральных фотонных кристаллов, содержащих нанокompозитные материалы с резонансной частотной дисперсией.

**3.4.1. Типы дефектов и локализованные моды в холестерике.** Введение дефектов разных типов в структуру идеального ХЖК приводит к возникновению в запрещённых зонах ФК узких полос пропускания, соответствующих локализованным дефектным модам. Из-

вестно несколько способов индуцирования фотонных дефектных мод в ХЖК. Для этого могут использоваться тонкий слой однородного изотропного [149] или однородного анизотропного вещества, внедрённого между двумя слоями ХЖК [185, 186], твист-дефект (скачок угла поворота холестерической спирали) [133, 153, 154] или дефект, обусловленный локальным изменением шага спирали ХЖК [134, 150, 187]. В [149] с помощью численного анализа впервые исследованы дефектные моды ХЖК как материалов с фотонными запрещёнными зонами. Одним из выявленных оптических эффектов, связанных с дефектом в виде тонкого слоя изотропного диэлектрика, внедрённого между слоями холестерика, является индуцирование дефектных мод в стоп-зоне ХЖК для обеих круговых поляризаций нормально падающего света. Аналитический подход к теории оптических дефектных мод в ХЖК с изотропным дефектным слоем развит в [152] в рамках модели, позволяющей исключить поляризационное смешивание и получить уравнение для света только дифрагирующей поляризации. Дефектные моды в ХЖК, вызванные твист-дефектом — резким поворотом директора вокруг холестерической оси на границе двух ХЖК — аналитически рассмотрены в [155, 188]. Распространение света в ХЖК, содержащем комбинированный дефект из диэлектрического слоя и твист-дефекта на границе диэлектрического слоя и слоя ХЖК, исследовано в [156, 189]. Локализованные моды в хиральном жидком кристалле, подобно дефектным модам в скалярных периодических слоистых средах, могут использоваться при создании узкополосных и перестраиваемых фильтров [189], усилителей вращения плоскости поляризации [190], поляризационных азимутальных стабилизаторов [191] и других устройств. Активно исследуется низкопороговая лазерная генерация в ХЖК [192]. Существуют две возможности такой генерации: на краю запрещённой зоны [193] и на дефектной моде [185], причём для второй возможности порог генерации обычно ниже, поскольку частота моды ближе к центру стоп-зоны, отражение ХЖК-слоёв сильнее и плотность фотонных состояний выше [194].

Ограничения, накладываемые на оптические свойства природных материалов, на сегодняшний день успешно преодолеваются путём использования вместо них метаматериалов. Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурных металл-диэлектрических фотонных кристаллов и на их основе новых способов управления светом. В нанокompозите, состоящем из металлических сферических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости [195, 196]. Положение и ширина области резонанса, который лежит в области видимого света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и размера наночастиц. 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, вещественная часть эффективного показателя преломления может принимать значения, много большие единицы, близкие к единице, меньшие единицы и нулевые [195, 197–199].

Комбинация дисперсии резонансной среды и собственной дисперсии фотонного кристалла открывает новые возможности для управления спектральными и оптическими свойствами фотонного кристалла [200–210].

**3.4.2. Модель резонансной эффективной среды.** Для описания нанокompозитных материалов с включениями различной формы разработаны модели эффективной среды Максвелл-Гарнетта, Бруггемана и др., предложены различные подходы к выводу формул для этих моделей [211–216]. Рассмотрим наиболее простой случай, когда дефектный слой выполнен из диэлектрика с металлическими включениями сферической формы. Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитного слоя  $\varepsilon_{\text{mix}}$  определяется формулой Максвелл-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объёмной доли,

$$\varepsilon_{\text{mix}} = \varepsilon_d \left[ \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_d/(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} + 1 \right]. \quad (30)$$

Здесь  $f$  — фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_m(\omega)$  — диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы,  $\omega$  — частота излучения. В модели эффективной среды пользуются квазистатическим приближением, условием применимости которого является малость размера наночастиц и расстояния между ними по сравнению с длиной оптической волны в среде. Размер наночастиц значительно меньше и глубины проникновения поля в материал. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдём, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (31)$$

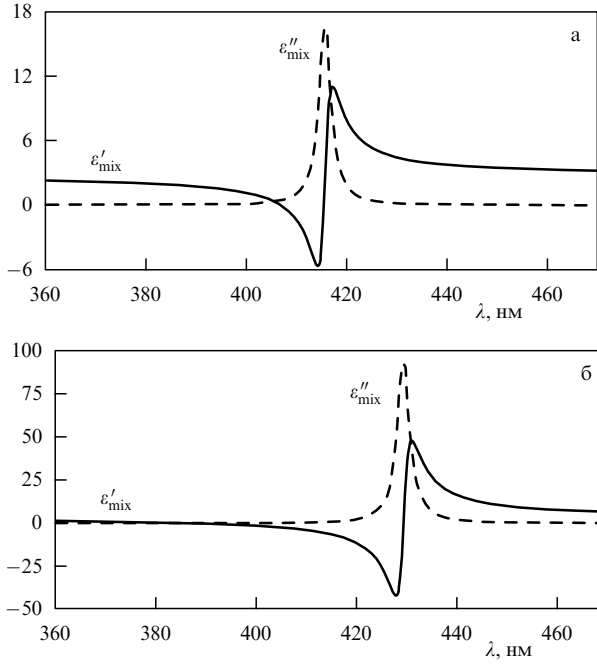
где  $\varepsilon_0$  — постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов,  $\omega_p$  — плазменная частота,  $\gamma$  — величина, обратная времени релаксации электронов. Для металлических наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле,  $\varepsilon_0 = 5$ ,  $\omega_p = 9,6$  эВ,  $\gamma = 0,02$  эВ [217],  $\varepsilon_d = 2,56$ .

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

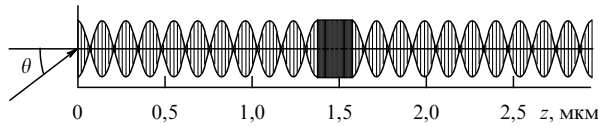
$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (32)$$

На рисунке 17 представлена дисперсионная зависимость диэлектрической проницаемости нанокompозита для двух значений фактора заполнения:  $f = 0,02$ ,  $0,1$ . Из рисунка видно, что с ростом концентрации наночастиц частота  $\omega_0$ , соответствующая резонансу в дефектном слое, смещается в длинноволновую область спектра. При этом полуширина резонансной кривой  $\varepsilon_{\text{mix}}''$  изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая  $\varepsilon_{\text{mix}}'$ , увеличивается область частот, при которых нанокompозит подобен металлу, при  $\varepsilon_{\text{mix}}' < 0$ .

**3.4.3. Управление спектральными свойствами холестерика с резонансным дефектным слоем нанокompозита.** Рассматриваемая структура состоит из двух одинаковых слоёв



**Рис. 17.** Зависимости мнимой  $\varepsilon''_{\text{mix}}$  (штриховая линия) и действительной  $\varepsilon'_{\text{mix}}$  (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита  $\varepsilon_{\text{mix}}$  от длины волны. Фактор заполнения  $f = 0,02$  (а),  $0,1$  (б).



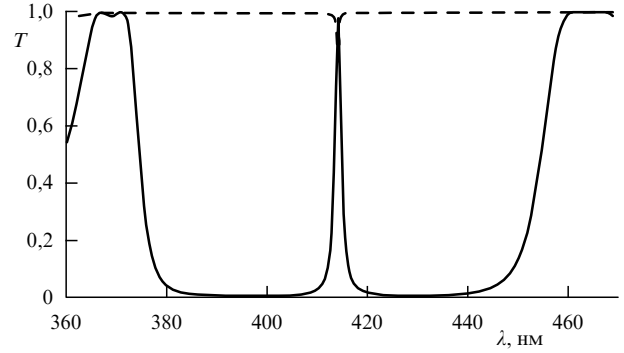
**Рис. 18.** Схематическое представление структуры холестерика с дефектом.

идеального правозакрученного ХЖК, разделённых дефектным слоем нанокompозита (рис. 18). Длина структуры холестерика  $10P$ , где  $P = 275$  нм — шаг спирали кристалла, толщина дефектного слоя  $d = 5P/7$ . 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. Численный анализ спектральных свойств и распределения поля в образце выполнен при помощи метода матрицы переноса Берремана [78], который позволяет количественно исследовать распространение света в ХЖК с дефектом структуры [218]. Уравнение, описывающее распространение света с частотой  $\omega$  вдоль оси  $z$ , имеет вид

$$\frac{d\Psi}{dz} = \frac{i\omega}{c} \Lambda(z)\Psi(z), \quad (33)$$

где  $\Psi(z) = (E_x, H_y, E_y, -H_x)^T$ ,  $\Lambda(z)$  — матрица Берремана [78], которая зависит от диэлектрической функции и волнового вектора падающей волны.

На рисунке 19 приведён затравочный ( $f = 0$ ) спектр пропускания при нормальном падении света на холестерик с дефектом структуры в виде диэлектрической плас-

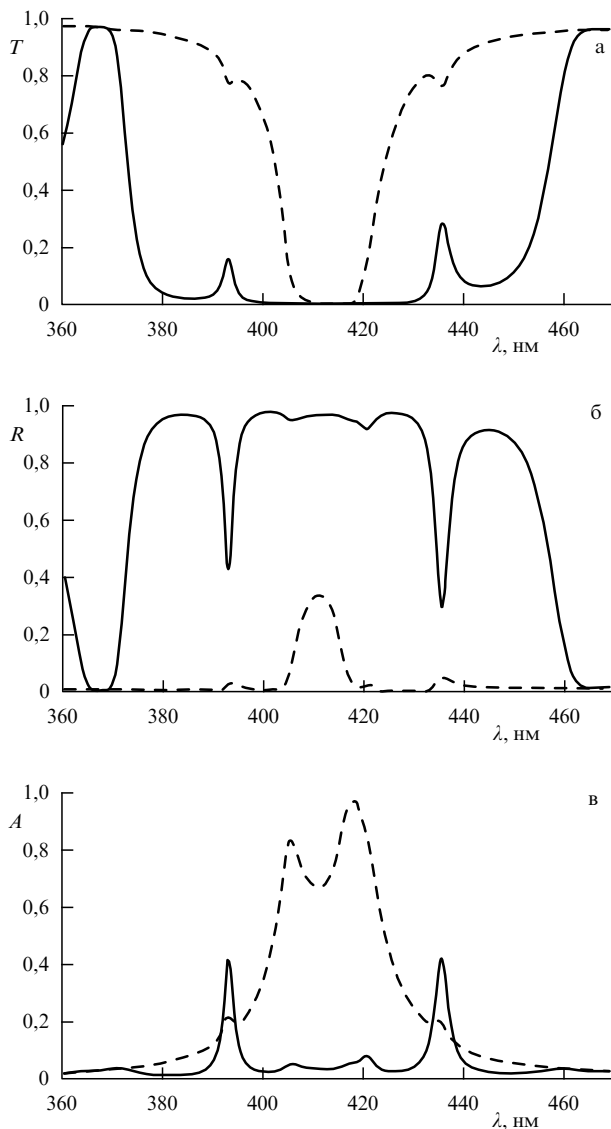


**Рис. 19.** Спектр пропускания для волн с правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговыми поляризациями,  $\theta = 0^\circ$ . Фактор заполнения  $f = 0$ .

тинки. Из рисунка видно, что, как и в [149], в стоп-зоне 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.

Если фактор заполнения отличен от нуля и резонансная частота нанокompозита  $\omega_0$  совпадает с частотой дефектной моды, возникает расщепление частоты дефектной моды. Проявление эффекта расщепления в спектрах пропускания, отражения и поглощения иллюстрируется на рис. 20. Отличие от расщепления частоты двух связанных осцилляторов заключается в том, что в спектре отражения наблюдается более двух мод. Из рисунка 20а видно, что в результате расщепления дефектные моды для правой и левой круговых поляризаций имеют одинаковую длину волны, но разное пропускание в центре пика. Расчёты показывают, что, как и для скалярного одномерного ФК с резонансным дефектным слоем нанокompозита [205], расщепление возрастает с ростом объёмной доли наночастиц в композите. Для спектров отражения и поглощения (рис. 20б, в) характерна сильная зависимость коэффициентов отражения и поглощения от направления круговой поляризации падающего света. Появление после расщепления дефектных мод запрещённой для обеих поляризаций спектральной области (рис. 20а) связано, в первую очередь, с существенным отражением и поглощением волн соответственно правой и левой круговых поляризаций (рис. 20б, в).

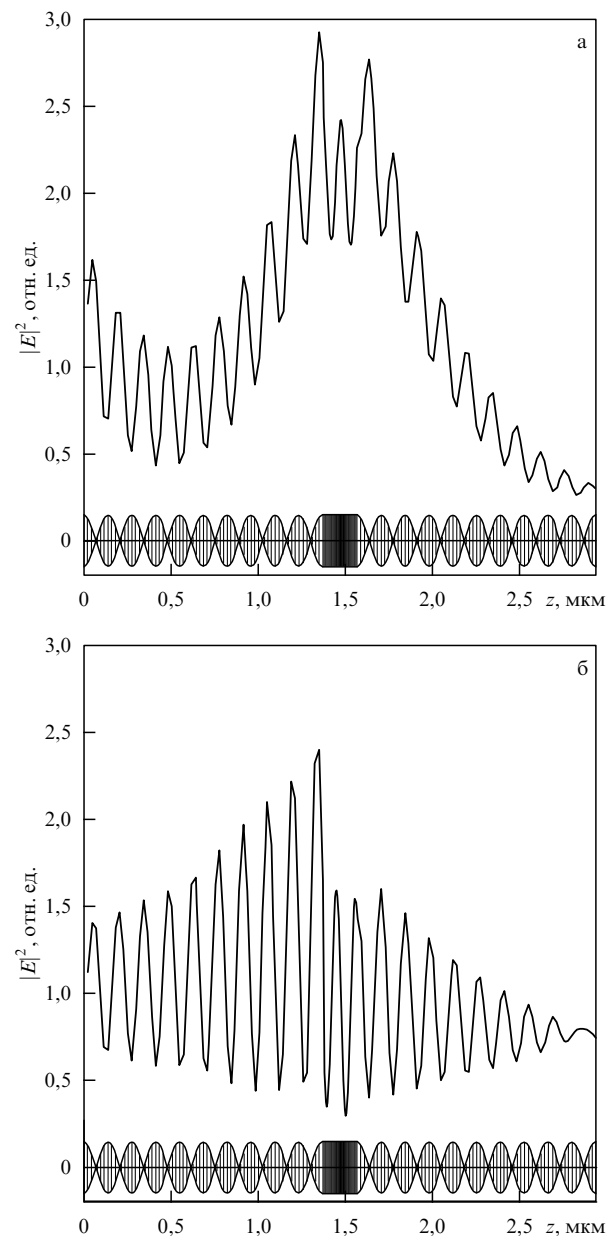
На рисунке 21 приведены пространственные распределения электрического поля в дефектных модах с длиной волны  $\lambda = 435,8$  нм (рис. 20а). Наиболее отчётливо проявляется локализация поля в области, соизмеримой с длиной волны, для моды, соответствующей правой дифрагирующей поляризации. Новые особенности в спектре пропускания возникают при вариации угла падения света  $\theta$ . При увеличении  $\theta$  запрещённая зона ХЖК сдвигается, в соответствии с условием Брэгга, в коротковолновую область, при этом длинноволновый край стоп-зоны сдвигается к резонансной частоте  $\omega_0$  дефектного слоя. При  $\theta = 26^\circ$  (рис. 22а) в стоп-зоне коротковолновый пик, соответствующий дефектной моде, исчезает, остаётся длинноволновый пик дефектных мод, соответствующих правой и левой круговым поляризациям. Существенно, что при этом угле падения резонансная частота  $\omega_0$  оказывается вблизи длинновол-



**Рис. 20.** Спектры пропускания  $T$  (а), отражения  $R$  (б) и поглощения  $A$  (в) для волн правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговых поляризаций,  $\theta = 0^\circ$ . Фактор заполнения  $f = 0,02$ .

новой границы стоп-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 запрещенная полоса частот в окрестности  $\omega_0$  для волн обеих поляризаций, обусловленная в основном поглощением поля в слое нанокompозита. При дальнейшем увеличении угла падения  $\theta$  резонансная частота  $\omega_0$  оказывается в сплошном спектре пропускания, возникающая резонансная ситуация в этом случае приводит к появлению в спектре пропускания дополнительной запрещенной зоны (рис. 22б).

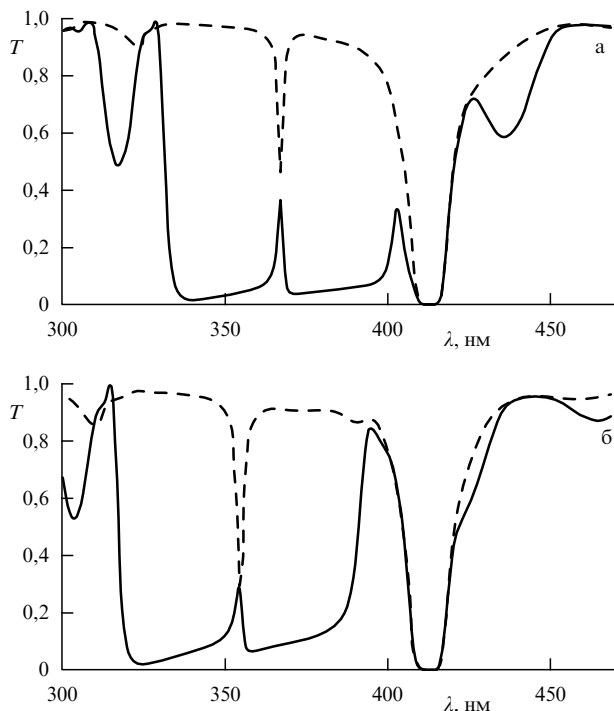
Аналогичные эффекты можно реализовать иначе, путём изменения шага спирали холестерика. Действительно, при увеличении шага спирали, например, из-за изменения температуры, запрещенная зона сдвигается в длинноволновую область. При этом смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к расщеплению стоп-зоны (рис. 23а) и появлению дополнительной запрещенной полосы в сплошном спектре (рис. 23б).



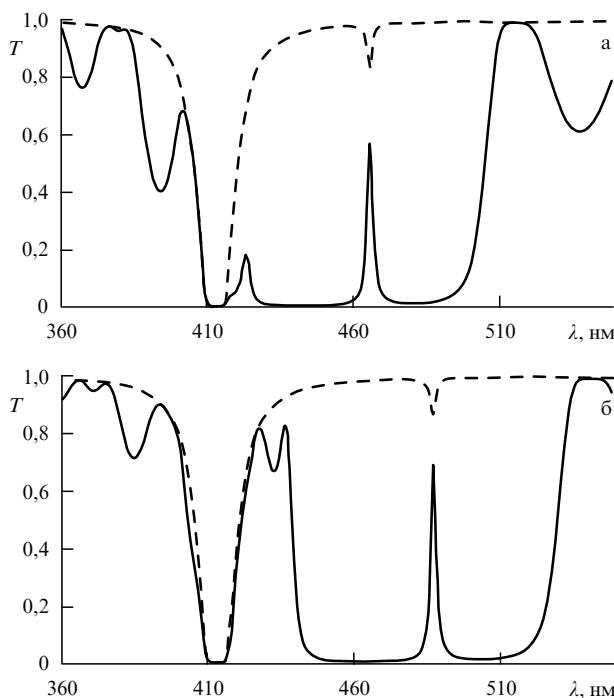
**Рис. 21.** Распределение квадрата модуля электрического поля для  $\lambda = 435,8$  нм (рис. 20а),  $f = 0,02$  для дефектных мод с  $T = 0,3$  (а),  $0,76$  (б).

Описанное резонансное расщепление может оказаться полезным при объяснении явления фотосинтеза [17]. На хиральность участвующих в фотосинтезе фотонных структур указывает геликоидальный порядок водородных связей [219, 220]. Преимуществом хиральных структур для фотосинтеза может служить большая отражательная способность по сравнению со скалярным брэгговским отражателем с той же толщиной и тем же контрастом показателя преломления, откуда вытекает большая добротность резонатора. Подробное сравнение приведено в разделе 3.1.2. Другое преимущество — самоорганизация и перестраиваемость хиральных структур.

**3.5. Управляемые гибридные моды в ограниченном холестерическом жидком кристалле с твист-дефектом**  
В последние годы существенно возрос интерес к гибридным модам, возникающим при взаимодействии резонан-

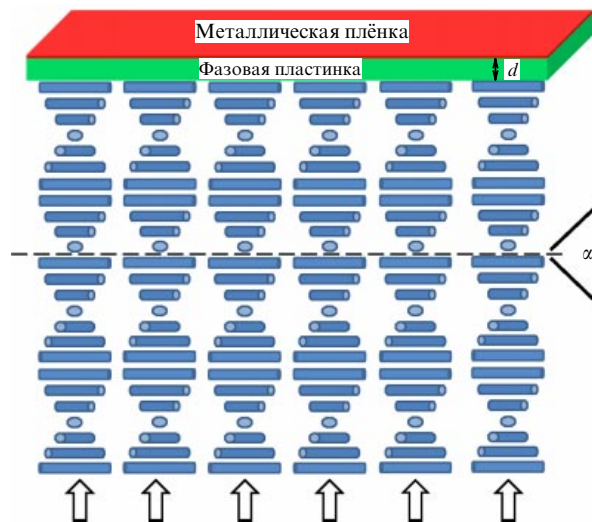


**Рис. 22.** Спектры пропускания для разных углов падения:  $\theta = 26^\circ$  (а),  $30^\circ$  (б). Сплошная и штриховая линии соответственно для света правой и левой круговых поляризации. Фактор заполнения  $f = 0,01$ .



**Рис. 23.** Спектры пропускания для разных значений шага спирали:  $P = 305$  нм (а),  $320$  нм (б). Сплошная и штриховая линии соответственно для волн правой и левой круговых поляризации, фактор заполнения  $f = 0,01$ .

сов различной природы в скалярных фотонных кристаллах. Особенно широко исследуется гибридизация таммовских плазмон-поляритонов с другими типами мод: с экситонной модой [169, 221–223], с поверхностным плазмон-поляритоном [224–226], с микрорезонаторной



**Рис. 24.** Схематичное представление структуры холестерик с твист-дефектом – фазовая пластинка – металл [176, 228].

модой [223, 227]. В хиральных ФК, в отличие от скалярных, возникают новые особенности при описании гибридных мод из-за их уникальных поляризационных свойств и высокой чувствительности к внешним полям [174, 175, 228]. Показана возможность существования оптического локализованного состояния в системе ХЖК – четвертьволновая фазовая пластинка – металлическая плёнка. Необходимость использования фазовой пластинки обусловлена поляризационными особенностями отражения света от ХЖК и металла. В такой системе поле локализовано с максимумом на границе фазовая пластинка/металл. Роль фазовой пластинки может играть дополнительный слой ХЖК с противоположной закруткой [176] или планарный анизотропный дефект в ХЖК [187, 189].

Рассмотрим связывание дефектных мод ХЖК и локализованных мод и образование управляемых гибридных оптических локализованных мод. Дефектная мода индуцирована твист-дефектом структуры кристалла.

**3.5.1. Описание модели.** Исследуемая система представлена на рис. 24. Она состоит из правозакрученного холестерического жидкого кристалла с твист-дефектом структуры, четвертьволновой фазовой пластинки и металлической плёнки.

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) [229]. 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 питчей. Величина твист-дефекта задаётся углом  $\alpha$ . Предполагается, что вращение слоя ХЖК осуществляется по часовой стрелке, при этом принято, что наблюдение ведётся вдоль направления распространения света.

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 усреднённому показателю преломления ХЖК  $n_{\text{ext}} = (n_e + n_o)/2$ . Толщина металлической плёнки  $d_m = 50$  нм, её диэлектрическая проницаемость была задана в виде приближения Друде (31).

Наиболее простым способом изготовления предложенной структуры является использование не жидких, а полимерных холестерических эластомеров [230]. Экспериментально [133, 231] наблюдались фотонные дефектные моды, вызванные твист-дефектом структуры именно в таких холестерических материалах. Твист-дефект может быть индуцирован вращением вокруг оси геликоида 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 [176, 228]. Комбинация четвертьволновой пластинки и металлической плёнки может быть заменена зеркалом, сохраняющим поляризацию, подобно тому как это было предложено в работе [160].

**3.5.2. Гибридные моды и их спектральное проявление.** Расчёты спектров пропускания и распределения интенсивности поля в структуре проведены на основе метода трансфер-матрицы для расчёта слоистых анизотропных структур [78].

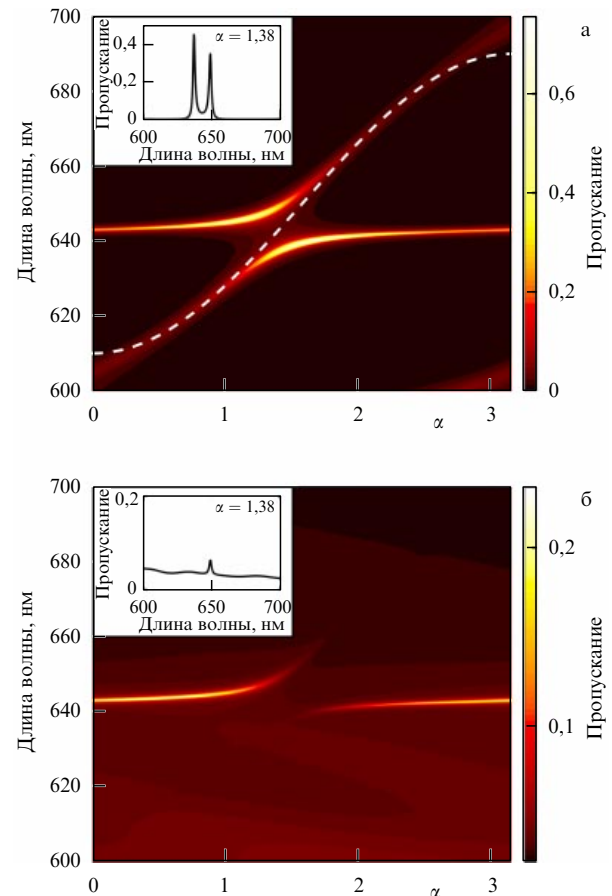
На рисунке 25а приведён рассчитанный спектр пропускания структуры при вариации угла твист-дефекта  $\alpha$  для правой круговой поляризации падающего света. При расчётах проводилось вращение первого слоя ХЖК, второй слой, граничащий с фазовой пластинкой, был неподвижен. В отсутствие твист-дефекта ( $\alpha = 0$ ) в спектре наблюдается только пик, соответствующий локализованной моде на длине волны 643 нм. Увеличение  $\alpha$  приводит к сдвигу пика дефектной моды в длинноволновую область. При  $\alpha = 1,38$  рад длины волн обоих пиков совпадают и возникает расщепление резонансной частоты. Расщеплённые пики находятся на длинах волн 637 нм и 649 нм (вставка на рис. 25а). При вариации  $\alpha$  спектр демонстрирует квазипересечение, характерное для гибридных состояний.

Белая штриховая линия на рис. 25а показывает положение резонансной длины волны для ХЖК, содержащего твист-дефект [156],

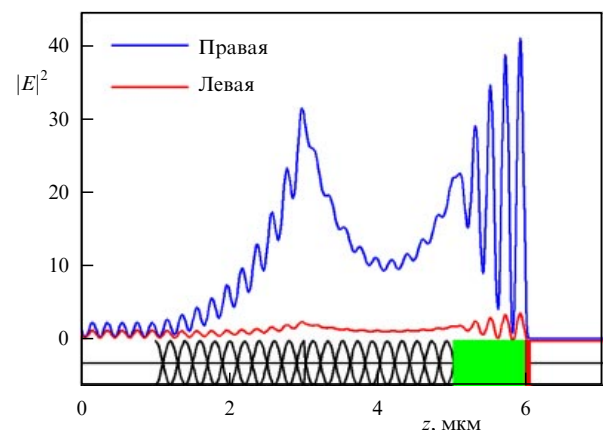
$$\lambda = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{2} + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2} \cos \alpha, \quad (34)$$

где  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$  — длинноволновая и коротковолновая границы запрещённой зоны ХЖК. Из-за того что рассматривается ХЖК толщиной всего 4 мкм, его запрещённая зона шире, чем  $pn_o < \lambda < pn_e$  и, следовательно,  $\lambda_2 - \lambda_1 \neq p(n_e - n_o)$ . Этот факт был использован при построении белой штриховой линии на рис. 25а.

При падении света левой круговой поляризации спектр оказывается другим (рис. 25б). Пика пропускания, соответствующего дефектной моде ХЖК, нет. Причина этого заключается в том, что для света недифрагирующей круговой поляризации, как было отмечено выше, в спектре наблюдается слабый провал. При этом при совпадении частот пиков, соответствующих локализованной моде и дефектной моде ХЖК, расщепление возникает.

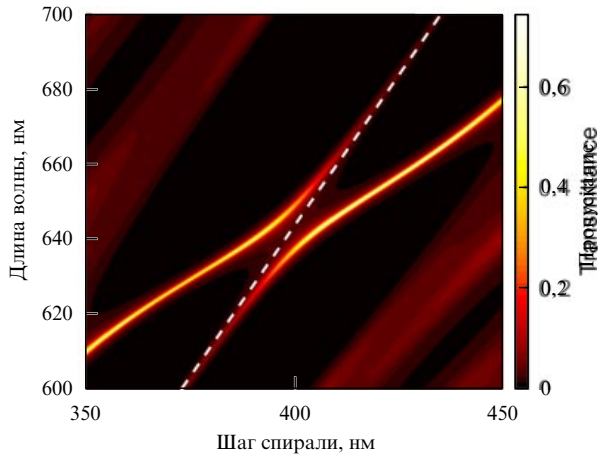


**Рис. 25.** (В цвете онлайн.) Пропускание структуры (см. рис. 24) как функция угла твист-дефекта  $\alpha$  для правой (а) и левой (б) круговых поляризаций падающего света. Вращается первый слой ХЖК; слой ХЖК, граничащий с фазовой пластинкой, неподвижен. На вставке показан спектр пропускания при  $\alpha = 1,38$ , длины волн резонансов соответствуют локализованной моде и дефектной моде ХЖК.



**Рис. 26.** (В цвете онлайн.) Пространственное распределение квадрата модуля электрического поля для длины волны 649 нм.

Рисунок 26 демонстрирует пространственное распределение квадрата модуля электрического поля  $|E|^2(z)$  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 падении света правой круговой поляризации поле локализуется значительно



**Рис. 27.** (В цвете онлайн.) Спектр пропускания структуры (см. рис. 24) как функция шага спирали CLC. Белая штриховая линия показывает положение пика дефектной моды ХЖК, вычисленного по формуле (35).  $\alpha = 1,38$  рад.

сильнее. Для длины волны 637 нм картина распределения  $|E|^2(z)$  аналогична.

Вариация шага спирали при помощи влияния внешних факторов позволяет эффективно перестраивать спектр пропускания ХЖК. Рассчитан спектр пропускания структуры (см. рис. 24) для различных шагов спирали ХЖК (рис. 27).

Условие существования оптических локализованных мод имеет вид

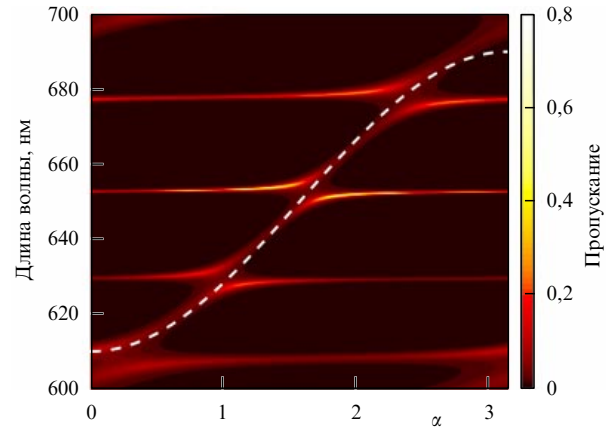
$$\frac{2\pi(n_e - n_o)d}{\lambda} = \frac{\pi}{2}. \quad (35)$$

Если параметры ХЖК и фазовой пластинки значительно различаются и соотношение не выполняется, 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.

Вариация толщины фазовой пластинки приводит к изменению спектра пропускания структуры. Рассмотрены свойства структуры, содержащей фазовую пластинку толщиной  $d' = 5d = 4,8$  мкм. Пластинка остаётся 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 изучаемой структуры (рис. 28).

#### 4. Заключение

Проведён анализ основных подходов для решения фундаментальной задачи взаимодействия света правой и левой круговых поляризаций с фотонными структурами, не обладающими зеркальной симметрией. Для хиральных структур характерны эффекты Могена, оптической активности, селективного брэгговского отражения и понятие геометрической фазы. Выявлены новые поляризационные свойства при проявлении этих эффектов в локализованных резонаторных модах.



**Рис. 28.** (В цвете онлайн.) Зависимость пропускания структуры (см. рис. 24) от угла твист-дефекта для правой круговой поляризации падающего света. Вращается первый слой ХЖК; слой ХЖК, граничащий с фазовой пластинкой, неподвижен. Белая штриховая линия показывает положение пика дефектной моды ХЖК, вычисленного по формуле (35).  $d' = 5d$ .

Особое внимание уделено геликоидальной структуре, распространённой в самоорганизующихся и биологических материалах, на примере холестерического жидкого кристалла. Благодаря сдвигово-вращательной симметрии геликоидальная структура проявляет пространственную периодичность и способна селективно отражать свет круговой поляризации на длинах волн, близких к периоду структуры. Такое хиральное отражение может приводить к локализации света в поверхностных, резонаторных и гибридных модах. Эти состояния обладают высокой поляризационной чувствительностью, и поэтому их появление накладывает определённые условия на параметры структуры. Нетривиально решается вопрос о локализации света между хиральным и нехиральным зеркалами. Даны основные рецепты для конструирования таких локализованных состояний — согласование фазы и поляризации, а также баланс связей локализованного состояния с каналами релаксации.

Выявлен ряд важных особенностей спектральных свойств ХЖК с дефектом структуры, которые обусловлены, прежде всего, резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита и её существенной зависимостью от фактора заполнения. Отметим проявление эффекта расщепления частоты дефектных мод, индуцированных для обеих круговых поляризаций падающего на образец излучения, в спектрах пропускания, поглощения и отражения.

Открываются новые возможности 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 нанокомпозита оказывается вблизи границ запрещённой зоны ХЖК-структуры, что обуславливает появление дополнительной полосы прозрачности для волн дифрагирующей поляризации или дополнительной запрещённой спектральной области для волн обеих круговых поляризаций.

Продемонстрировано существование гибридных оптических мод, сформированных дефектной 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. Описанные эффекты хиральности важны для построения поляризационных фотонных устройств нового поколения: линз, призм, резонаторов, фильтров и переключателей, перестраиваемых дифракционных решёток и голограмм. Ярким примером таких оптических устройств являются ЖК-дисплеи, на протяжении десятилетий успешно конкурирующие не только с экранами на катодных лучах, но и с новыми технологиями плазменных дисплеев, OLED-дисплеев, дисплеев на квантовых точках и с энергосберегающими технологиями электронной бумаги. Другое перспективное направление сосредоточено на понимании явлений биофотоники в широкой области, начиная от эффективности хиральных биологических структур для окраски и фотосинтеза и заканчивая вопросами зрения и аналогового восприятия. Класс известных естественных и синтетических структурно хиральных оптических материалов стремительно расширяется. Новые химические вещества, смеси и наноконкомпозиты ставят рекорды анизотропного оптического отклика и скорости переключения. В целом комплекс свойств рассмотренных материалов и структур приводит к преимуществам в гибкости управления, лёгкости изготовления и надёжности.

## Список литературы

1. Беляков В А, Сонин А С *Оптика холестерических жидких кристаллов* (М.: Наука, 1982)
2. Joannopoulos J D et al. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* 2nd ed. (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2008); Рыбин М В, Лимонов М Ф *УФН* **189** 881 (2019); Rybin M V, Limonov M F *Phys. Usp.* **62** 823 (2019)
3. Belyakov V A *Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media* (New York: Springer-Verlag, 2019) p. 253
4. Палто С П и др. *Кристаллография* **56** 667 (2011); Palto S P et al. *Crystallogr. Rep.* **56** 622 (2011)
5. Faryad M, Lakhtakia A *Adv. Opt. Photon.* **6** 225 (2014)
6. Silveirinha M G *Phys. Rev. A* **89** 023813 (2014)
7. Белотелов В И, Звездин А К *Фотонные кристаллы и другие метаматериалы* (Приложение к журналу "Квант", № 2) (М.: Бюро Квантум, 2006)
8. Ремнев М А, Климов В В *УФН* **188** 169 (2018); Remnev M A, Klimov V V *Phys. Usp.* **61** 157 (2018)
9. Glybovski S B et al. *Phys. Rep.* **634** 1 (2016)
10. Saleh B E A, Teich M C *Fundamentals of Photonics* (Hoboken, N.J.: Wiley Interscience, 2007)
11. Kumar D A, Munshi S *Information Photonics: Fundamentals, Technologies, and Applications* (Boca Raton, Fl.: CRC Press, 2017)
12. Chen J, Cranton W, Fihn M *Handbook of Visual Display Technology* (New York: Springer, 2016)
13. Кильдишев А В, Шалаев В М *УФН* **181** 59 (2011); Kildishev A V, Shalaev V M *Phys. Usp.* **54** 53 (2011)
14. Щелокова А В и др. *УФН* **185** 181 (2015); Shchelokova A V et al. *Phys. Usp.* **58** 167 (2015)
15. Миличко В А и др. *УФН* **186** 801 (2016); Milichko V A et al. *Phys. Usp.* **59** 727 (2016)
16. Vukusic P, Sambles J R *Nature* **424** 852 (2003)
17. Коршунов М А, Шабанов А В, Буханов Е Р, Шабанов В Ф *Докл. РАН* **478** 280 (2018); Korshunov M A, Shabanov A V, Bukhanov E R, Shabanov V F *Dokl. Phys.* **63** 1 (2018)
18. Шабанов А В, Коршунов М А, Буханов Е Р *Компьютерная оптика* **41** 680 (2017)
19. Kinsey N et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 121 (2015)
20. Александров П С *Введение в теорию групп* (Библиотечка "Квант", Вып. 108) (М.: Бюро Квантум, 2008)
21. Timofeev I V et al. *Crystals* **7** 113 (2017)
22. Blinov L M *Structure and Properties of Liquid Crystals. Topics in Applied Physics* (New York: Springer, 2010); Арансон И С *УФН* **189** 955 (2019); Aranson I S *Phys. Usp.* **62** 892 (2019)
23. Xiang J et al. *Adv. Mater.* **27** 3014 (2015)
24. Mitov M *Soft Matter*. **13** 4176 (2017)
25. Mitov M *Sensitive Matter: Foams, Gels, Liquid Crystals, and Other Miracles* (Cambridge, Mass.: Harvard Univ. Press, 2012)
26. Mitov M *Adv. Mater.* **24** 6260 (2012)
27. Hwang J et al. *Nature Mater.* **4** 383 (2005)
28. Carter I E et al. *J. R. Soc. Interface* **13** 20160015 (2016)
29. Caveney S *Proc. R. Soc. London B* **178** 205 (1971)
30. Agez G, Bayon C, Mitov M *Acta Biomater.* **48** 357 (2017)
31. Choi H et al. *Adv. Mater.* **22** 2680 (2010)
32. Shabanov V F, Vetrov S Y, Zharkova G M, Khachatryan V M *J. Mol. Electron.* **6** (3) 141 (1990)
33. Геворгян А А, Папоян К В, Пикичян О В *Оптика и спектроскопия* **88** 647 (2000); Gevorgyan A A, Papoyan K V, Pikichyan O V *Opt. Spectrosc.* **88** 586 (2000)
34. De Luca G, Rey A D *Eur. Phys. J. E* **12** 291 (2003)
35. Lagerwall J P F et al. *NPG Asia Mater.* **6** e80 (2014)
36. Lee D *Nature's Palette: the Science of Plant Color* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 2007)
37. Vignolini S et al. *J. R. Soc. Interface* **10** 20130394 (2013)
38. Thomas K R et al. *J. R. Soc. Interface* **7** 1699 (2010)
39. Vignolini S et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 15712 (2012)
40. Glover B J, Whitney H M *Ann. Botany* **105** 505 (2010)
41. Vigneron J P et al. *Phys. Rev. E* **71** 011906 (2005)
42. Mulroy T W *Oecologia* **38** 349 (1979)
43. Bone R A, Lee D W, Norman J M *Appl. Opt.* **24** 1408 (1985)
44. Lee D W et al. *Am. J. Botany* **77** 370 (1990)
45. Nersisyan S R et al. *Opt. Photon. News* **21** (3) 40 (2010)
46. Tabiryan N V et al. *Opt. Express* **23** 25783 (2015)
47. Wang X-Q et al. *Opt. Mater. Express* **7** (1) 8 (2017)
48. Popov P et al. *Sci. Rep.* **7** 1603 (2017)
49. Bayon C, Agez G, Mitov M *Lab Chip* **14** 2063 (2014)
50. Neville A C *Biology of Fibrous Composites: Development Beyond the Cell Membrane* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
51. Tabiryan N V et al. *AIP Adv.* **1** 022153 (2011)
52. Kim J et al. *Optica* **2** 958 (2015)
53. Блинов Л М *УФН* **114** 67 (1974); Blinov L M *Sov. Phys. Usp.* **17** 658 (1975)
54. Gunyakov V A et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **178** 152 (2016)
55. Nian Y-L, Wu P-C, Lee W *Photon. Res.* **4** 227 (2016)
56. Bikbaev R G, Vetrov S Ya, Timofeev I V *J. Opt. Soc. Am. B* **34** 2198 (2017)
57. Khanikaev A B, Shvets G *Nature Photon.* **11** 763 (2017)
58. Хлебцов Н Г *Квантовая электроника* **38** 504 (2008); Khlbtsov N G *Quantum Electron.* **38** 504 (2008)
59. Wang Z et al. *Nanotechnology* **27** 412001 (2016)
60. Zhang S et al. *Nature Commun.* **3** 942 (2012)
61. Клышко Д Н *УФН* **163** (11) 1 (1993); Klyshko D N *Phys. Usp.* **36** 1005 (1993)
62. Pancharatnam S *Proc. Indian Acad. Sci.* **44** 247 (1956)
63. Bouwmeester D et al. *Phys. Rev. A* **51** 646 (1995)
64. Малыкин Г Б, Харламов С А *УФН* **173** 985 (2003); Malykin G B, Kharlamov S A *Phys. Usp.* **46** 957 (2003)
65. Berry M V *Proc. R. Soc. London A* **392** 1802 (1984)
66. Chruściński D, Jamiolkowski A *Geometric Phases in Classical and Quantum Mechanics* (Progress in Mathematical Physics, Vol. 36) (Boston: Birkhäuser, 2004) p. 337
67. Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M *Nature Photon.* **8** 821 (2014)
68. Zhen B et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 257401 (2014)
69. Hasan M Z, Kane C L *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045 (2010)
70. Bauer T et al. *Science* **347** 964 (2015)
71. Vasnetsov M V, Pas'ko V A, Kasyanyuk D S *Opt. Lett.* **36** 2134 (2011)
72. Hasman E et al. *Prog. Opt.* **47** 215 (2005)
73. Pancharatnam S *Proc. Indian Acad. Sci.* **41** 137 (1955)
74. Simon R, Kimble H J, Sudarshan E C G *Phys. Rev. Lett.* **61** 19 (1988)
75. McManamon P F et al. *Proc. IEEE* **97** 1078 (2009)
76. Hariharan P *Prog. Opt.* **48** 149 (2005)



77. Alberucci A et al. *ACS Photon.* **3** 2249 (2016)
78. Berreman D W *J. Opt. Soc. Am.* **62** 502 (1972)
79. Oldano C, Reyes J A, Ponti S *Phys. Rev. E* **67** 056624 (2003)
80. Avendaño C G et al. *J. Phys. A* **38** 8821 (2005)
81. Abdulhalim I *Appl. Opt.* **47** 3002 (2008)
82. Gevorgyan A H, Rafayelyan M S *J. Opt.* **15** 125103 (2013)
83. Chandrasekhar S *Liquid Crystals* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
84. Mauguin C V *Bull. Soc. Fr. Miner.* **34** 71 (1911)
85. Timofeev I V et al. *Phys. Rev. E* **92** 052504 (2015)
86. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley, 1984); Пер. на русск. яз.: Яри́в А, Юх П *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987)
87. Рытов С М *ЖЭТФ* **29** 605 (1955); Rytov S M *Sov. Phys. JETP* **2** 466 (1956)
88. Abelès F *Prog. Opt.* **2** 249 (1963)
89. Born M, Wolf E *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999) <https://doi.org/10.1017/SVO9781139644181>
90. Беляков В А, Дмитриенко В Е, Орлов В П *УФН* **127** 221 (1979); Belyakov V A, Dmitrienko V E, Orlov V P *Sov. Phys. Usp.* **22** 64 (1979)
91. Долганов П В *Письма в ЖЭТФ* **105** 616 (2017); Dolganov P V *JETP Lett.* **105** 657 (2017)
92. Oseen C W *Trans. Faraday Soc.* **29** 883 (1933)
93. de Vries H *Acta Crystallogr.* **4** 219 (1951)
94. Кац Е И *ЖЭТФ* **59** 1854 (1970); Kats E I *Sov. Phys. JETP* **32** 1004 (1971)
95. Nityananda R *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **21** 315 (1973)
96. Беляков В А *Оптика фотонных кристаллов* (М.: МФТИ, 2013)
97. Brillouin L, Parodi M *Propagation des ondes dans les Milieux Périodiques* (Paris: Masson-Dunod, 1956); Пер. на русск. яз.: Бриллюэн Л, Пароди М *Распространение волн в периодических структурах* (М.: ИЛ, 1959)
98. Бре́ховских Л М *Волны в слоистых средах* (М.: Наука, 1973); Пер. на англ. яз.: Brekhovskikh L M *Waves in Layered Media* (New York: Academic Press, 1980)
99. Арнольд В И *Математические методы классической механики* (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Arnold V I *Mathematical Methods of Classical Mechanics* (New York: Springer, 1997)
100. Isaacs S, Placido F, Abdulhalim I *Appl. Opt.* **53** H91 (2014)
101. Зуряннов В Я et al. *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **488** 118 (2008)
102. Гуняков В А, Крахалев М Н, Зыряннов В Я, Шабанов В Ф *Письма в ЖТФ* **41** (2) 70 (2015); Gunyakov V A, Krakhalev M N, Zyryanov V Ya, Shabanov V F *Tech. Phys. Lett.* **41** 86 (2015)
103. Hsiao Y-C et al. *Opt. Lett.* **36** 2632 (2011)
104. Vargas A et al. *J. Appl. Phys.* **115** 033101 (2014)
105. Márquez A et al. *Opt. Commun.* **265** 84 (2006)
106. Patel J S, Silberberg Y *Opt. Lett.* **16** 1049 (1991)
107. Jones R C *J. Opt. Soc. Am.* **31** 488 (1941)
108. Yeh P, Yariv A, Hong C-S *J. Opt. Soc. Am.* **67** 423 (1977)
109. Yeh P *J. Opt. Soc. Am.* **69** 742 (1979)
110. Yeh P, Gu C *Optics of Liquid Crystal Displays* (New York: Wiley, 2010) p. 438
111. Gooch C H, Tarry H A *J. Phys. D* **8** 1575 (1975)
112. Azzam R M A, Bashara N M *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam: North-Holland, 1977)
113. Ohtera Y, Yoda H, Kawakami S *Opt. Quantum Electron.* **32** 147 (2000)
114. Teitler S, Henvis B W *J. Opt. Soc. Am.* **60** 830 (1970)
115. Палто С П *ЖЭТФ* **119** 638 (2001); Palto S P *JETP* **92** 552 (2001)
116. Zhuang Z, Patel J S *Opt. Lett.* **24** 1759 (1999)
117. Belyakov V A, in *New Developments in Liquid Crystals and Applications* (Ed. P K Choudhury) (New York: Nova Publ., 2013) p. 199
118. Gevorgyan A H et al. *Laser Phys.* **24** 115801 (2014)
119. Timofeev I V et al. *Opt. Mater. Express* **3** 496 (2013)
120. Song L et al. *Optoelectron. Lett.* **8** 277 (2012)
121. Zhang C et al. *Nature Commun.* **5** 3302 (2014)
122. Kiselev A D, Chigrinov V G *Phys. Rev. E* **90** 042504 (2014)
123. Palto S P et al. *Phys. Rev. E* **92** 032502 (2015)
124. Yoda H et al. *Opt. Quantum Electron.* **29** 285 (1997)
125. Zhu X et al. *J. Appl. Phys.* **94** 2868 (2003)
126. Fernández-Pousa C R et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 2074 (2000)
127. Stallinga S J. *Appl. Phys.* **86** 4756 (1999)
128. Poincaré H, Lamotte M, Hurmuzescu D *Théorie mathématique de la lumière II: Nouvelles études sur la diffraction.—Théorie de la dispersion de Helmholtz. Leçons professées pendant le premier semestre 1891–1892. Cours de physique mathématique* (Paris: G. Carré, 1892)
129. Lin Y T et al. *Opt. Express* **18** 26959 (2010)
130. Ветров С Я, Шабанов А В *ЖЭТФ* **120** 1126 (2001); Vetrov S Ya, Shabanov A V *JETP* **93** 977 (2001)
131. Шабанов В Ф, Ветров С Я, Шабанов А В *Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005)
132. Baldycheva A et al. *Nanoscale Res. Lett.* **7** 387 (2012)
133. Schmidtke J, Stille W, Finkelmann H *Phys. Rev. Lett.* **90** 083902 (2003)
134. Matsui T, Ozaki M, Yoshino K *Phys. Rev. E* **69** 061715 (2004)
135. Timofeev I V et al. *Phys. Rev. E* **85** 011705 (2012)
136. Архипкин В Г и др. *ЖЭТФ* **133** 447 (2008); Arkhipkin V G et al. *JETP* **106** 388 (2008)
137. Fang X et al. *Sci. Rep.* **6** 31141 (2016)
138. Тимофеев И В, Ветров С Я *Изв. РАН. Сер. физ.* **78** 1599 (2014); Timofeev I V, Vetrov S Ya *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78** 1308 (2014)
139. Gunyakov V A, Timofeev I V, Krakhalev M N, Zyryanov V Ya *Phys. Rev. E* **96** 022711 (2017)
140. Архипкин В Г и др. *ЖЭТФ* **139** 666 (2011); Arkhipkin V G et al. *JETP* **112** 577 (2011)
141. Shurcliff W A *Polarized Light: Production and Use* (Cambridge: Harvard Univ. Press, 1962)
142. Wang K et al. *Opt. Lett.* **41** 1889 (2016)
143. Aharonov Y, Anandan J *Phys. Rev. Lett.* **58** 1593 (1987)
144. Игнатович Ф В, Игнатович В К *УФН* **182** 759 (2012); Ignatovich F V, Ignatovich V K *Phys. Usp.* **55** 709 (2012)
145. Hodgkinson I J et al. *Opt. Commun.* **239** 353 (2004)
146. Haus H, Shank C *IEEE J. Quantum Electron.* **12** 532 (1976)
147. Mosini F, Tabiryann N V *Proc. SPIE* **1988** 28 (1993)
148. Lakhtakia A, McCall M *Opt. Commun.* **168** 457 (1999)
149. Yang Y-C et al. *Phys. Rev. E* **60** 6852 (1999)
150. Шабанов А В, Ветров С Я, Карнеев А Ю *Письма в ЖЭТФ* **80** 206 (2004); Shabanov A V, Vetrov S Ya, Karneev A Yu *JETP Lett.* **80** 181 (2004)
151. Геворгян А А *Письма в ЖТФ* **32** (16) 18 (2006); Gevorgyan A H *Tech. Phys. Lett.* **32** 698 (2006)
152. Belyakov V A, Semenov S V *ЖЭТФ* **139** 798 (2011); *JETP* **112** 694 (2011)
153. Hodgkinson I J et al. *Opt. Commun.* **184** 57 (2000)
154. Kopp V I, Genack A Z *Phys. Rev. Lett.* **89** 033901 (2002)
155. Vecchi M et al. *Phys. Rev. B* **70** 033103 (2004)
156. Schmidtke J, Stille W *Eur. Phys. J. E* **12** 553 (2003)
157. Ozaki M et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42** L472 (2003)
158. Shibaev P V et al. *Macromolecules* **35** 3022 (2002)
159. Hsiao Y-C et al. *Opt. Express* **19** 23952 (2011)
160. Тимофеев И В, Ветров С Я *Письма в ЖЭТФ* **104** 393 (2016); Timofeev I V, Vetrov S Ya *JETP Lett.* **104** 380 (2016); Rudakova N V et al. *Crystals* **9** 502 (2019)
161. Huang K-C et al. *Opt. Express* **24** 25019 (2016)
162. Oldano C *Phys. Rev. Lett.* **91** 259401 (2003)
163. Kopp V, Genack A Z *Phys. Rev. Lett.* **91** 259402 (2003)
164. McCall M W, Hodgkinson I J, Wu Q *Birefringent Thin Films and Polarizing Elements* 2nd ed. (London: Imperial College Press, 2015)
165. Takayama O, Bogdanov A A, Lavrinenko A V *J. Phys. Condens. Matter* **29** 463001 (2017)
166. Shiyonovskii S V *Mol. Cryst. Liquid Cryst. Incorpor. Nonlinear Opt.* **179** 133 (1990)
167. Belyakov V A, Orlov V P *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **8** (1) 1 (1991)
168. Belyakov V A, Shilina G I *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **223** (1) 55 (1992)
169. Kavokin A, Shelykh I, Malpuech G *Appl. Phys. Lett.* **87** 261105 (2005)
170. Виноградов А П и др. *УФН* **180** 249 (2010); Vinogradov A P et al. *Phys. Usp.* **53** 243 (2010)
171. Chang C-Y et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21** 262 (2015)
172. Kaliteevskii M et al. *Phys. Rev. B* **76** 165415 (2007)
173. Abdulhalim I *Opt. Lett.* **31** 3019 (2006)
174. Vetrov S Ya, Pyatnov M V, Timofeev I V *Opt. Lett.* **39** 2743 (2014)

175. Vetrov S Ya, Pyatnov M V, Timofeev I V *J. Opt.* **18** 015103 (2016)
176. Pyatnov M V, Vetrov S Y, Timofeev I V *Liquid Cryst.* **44** 674 (2017)
177. Plum E, Zheludev N I *Appl. Phys. Lett.* **106** 221901 (2015)
178. Fedotov V A et al., in *IEEE LEOS Annual Meeting Conf. Proc. Vol. 2005* (Piscataway, NJ: IEEE, 2005) p. 539
179. Рудакова Н В, Тимофеев И В, Панкин П С, Ветров С Я *Изв. РАН. Сер. физ.* **81** (1) 10 (2017); Rudakova N V, Timofeev I V, Pankin S Ya, Vetrov S Ya *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **81** 5 (2017)
180. Ding F et al. *ACS Nano* **9** 4111 (2015)
181. Xu W-H et al. "Tamm plasmon sensors", in *JSAP-OSA Joint Symposia 2016 Abstracts*, paper 14p\_C302\_10
182. Haus H A *Waves and Fields in Optoelectronics* (Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, 1983)
183. Lippmann B A, Schwinger J *Phys. Rev.* **79** 469 (1950)
184. Pierce J R *J. Appl. Phys.* **25** 179 (1954)
185. Jeong S M et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 261108 (2007)
186. Gevorgyan A H, Harutyunyan M Z *Phys. Rev. E* **76** 031701 (2007)
187. Hsiao Y-C, Wang H-T, Lee W *Opt. Express* **22** 3593 (2014)
188. Wang F, Lakhtakia A *Opt. Commun.* **215** 79 (2003)
189. Hodgkinson I J et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 223903 (2003)
190. Safrani A, Abdulhalim I *Opt. Lett.* **34** 1801 (2009)
191. Gevorgyan A H et al. *Optik* **123** 2076 (2012)
192. Coles H, Morris S *Nature Photon.* **4** 676 (2010)
193. Ильчишин И П и др. *Письма в ЖЭТФ* **32** 27 (1980); Ilchishin I P et al. *JETP Lett.* **32** 24 (1980)
194. Song M H et al. *Adv. Mater.* **18** 193 (2006)
195. Ораевский А Н, Проценко И Е *Квантовая электроника* **31** 252 (2001); Oraevsky A N, Protsenko I E *Quantum Electron.* **31** 252 (2001)
196. Ораевский А Н, Проценко И Е *Письма в ЖЭТФ* **72** 641 (2000); Oraevskii A N, Protsenko I E *JETP Lett.* **72** 445 (2000)
197. Сухов С В *Квантовая электроника* **35** 741 (2005); Sukhov S V *Quantum Electron.* **35** 741 (2005)
198. Cai W et al. *Nature Photon.* **1** 224 (2007)
199. Moiseev S G *Physica B* **405** 3042 (2010)
200. Желтиков А М и др. *Оптика и спектроскопия* **89** 309 (2000); Zheltikov A M et al. *Opt. Spectrosc.* **89** 282 (2000)
201. Artomi M, La Rocca G, Bassani F *Phys. Rev. E* **72** 046604 (2005)
202. Artomi M, La Rocca G *Phys. Rev. Lett.* **96** 073905 (2006)
203. Дьяченко П Н, Микляев Ю В *Компьютерная оптика* **31** (1) 31 (2007)
204. Ивченко Е Л, Поддубный А Н *ФТТ* **55** 833 (2013); Ivchenko E L, Poddubny A N *Phys. Solid State* **55** 905 (2013)
205. Ветров С Я, Авдеева А Ю, Тимофеев И В *ЖЭТФ* **140** 871 (2011); Vetrov S Ya, Avdeeva A Yu, Timofeev I V *JETP* **113** 755 (2011)
206. Husaini S, Deych L, Menon V M *Opt. Lett.* **36** 1368 (2011)
207. Моисеев С Г, Остаточников В А, Семенов Д И *Квантовая электроника* **42** 557 (2012); Moiseev S G, Ostatochnikov V A, Sementsov D I *Quantum Electron.* **42** 557 (2012)
208. Vetrov S Ya, Pyatnov M V, Timofeev I V *Phys. Rev. E* **90** 032505 (2014)
209. Моисеев С Г *Оптика и спектроскопия* **111** 264 (2011); Moiseev S G *Opt. Spectrosc.* **111** 233 (2011)
210. Тиходеев С Г, Гиппиус Н А *УФН* **179** 1003 (2009); Tikhodeev S G et al. *Phys. Usp.* **52** 945 (2009); Гиппиус Н А, Тиходеев С Г *УФН* **179** 1027 (2009); Tikhodeev S G et al. *Phys. Usp.* **52** 967 (2009)
211. Maxwell Garnett J C *Philos. Trans. R. Soc. A* **205** 237 (1906)
212. Sihvola A, in *Electromagnetic Mixing Formulae and Applications* (IEEE Electromagnetic Waves Series, 47) (London: The Institution of Engineering and Technology, 1999) p. 284
213. Головань Л А, Тимошенко В Ю, Кашкаров П К *УФН* **177** 619 (2007); Golovan' L A, Timoshenko V Yu, Kashkarov P K *Phys. Usp.* **50** 595 (2007)
214. Виноградов А П, Дорофеев А В, Зухди С *УФН* **178** 511 (2008); Vinogradov A P, Dorofeev A V, Zukhdi S *Phys. Usp.* **51** 485 (2008)
215. Markel V A *J. Opt. Soc. Am. A* **33** 1244 (2016)
216. Markel V A *J. Opt. Soc. Am. A* **33** 2237 (2016)
217. Johnson P B, Christy R W *Phys. Rev. B* **6** 4370 (1972)
218. Ветров С Я, Пятнов М В, Тимофеев И В *ФТТ* **55** 1585 (2013); Vetrov S Ya, Pyatnov M V, Timofeev I V *Phys. Solid State* **55** 1697 (2013)
219. Голо В Л и др. *ЖЭТФ* **115** 940 (1999); Golo V L et al. *JETP* **88** 517 (1999)
220. Golo V L, Kats E I, Peyrard M *Письма в ЖЭТФ* **73** 225 (2001); *JETP Lett.* **73** 202 (2001)
221. Mendoza J, Reyes J A, Avendaño C G *Phys. Rev. A* **94** 053839 (2016)
222. Symonds C et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 151114 (2009)
223. Kaliteevski M A et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 251108 (2009)
224. Baryshev A V et al. *Phys. Rev. B* **85** 205130 (2012)
225. Liu H et al. *Opt. Express* **20** 19160 (2012)
226. Afinogenov B I et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 061112 (2013)
227. Pankin P S, Vetrov S Ya, Timofeev I V *J. Opt. Soc. Am. B* **34** 2633 (2017)
228. Pyatnov M V, Vetrov S Ya, Timofeev I V *J. Opt. Soc. Am. B* **34** 2011 (2017)
229. Matsuhsu Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 101109 (2006)
230. Warner M, Terentjev E M *Liquid Crystal Elastomers* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2003)
231. Castro-Garay P, Reyes J A, Corella-Madueño A *Appl. Phys. Lett.* **94** 163504 (2009)

### Localized modes in chiral photonic structures

S.Ya. Vetrov<sup>(1,2)</sup>, I.V. Timofeev<sup>(1,2,\*)</sup>, V.F. Shabanov<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> Kirensky Institute of Physics, FRC KSC, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Akademgorodok 50, str. 38, 660036 Krasnoyarsk, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Siberian Federal University, pr. Svobodnyi 79, 660041 Krasnoyarsk, Russian Federation

E-mail: (\*) tiv@iph.krasn.ru

We discuss chiral structures in self-organizing, artificial and biological materials. A review of experimental studies and recent advances in the localization of light in chiral structures is given. The behavior of polarized resonant modes in such structures is examined using the example of a one-dimensional photonic crystal containing liquid crystal materials. The anomalous spectral shifts of transmission peaks are interpreted as the contribution of the geometric phase caused by the twisting of the layers of the liquid crystal. The optical Tamm state localized at the boundary between chiral and nonchiral mirrors in the form of a cholesteric layer and a polarization-preserving anisotropic mirror is analytically and numerically described. Considerable attention is paid to the presentation of the properties of localized optical modes in the cholesteric with a resonant metal-dielectric nanocomposite. New possibilities for controlling the properties of the photonic structure are noted, due to the combination of the dispersion of the resonant medium and the intrinsic dispersion of the cholesteric. Attention is paid to controlled hybrid modes in the cholesteric structure formed by the coupling of localized modes. Possible applications and further ways of developing the concept of chiral photonic structures are deliberated.

**Keywords:** light localization, photonic crystals, chirality, chiral nematic liquid crystal, Pancharatnam–Berry geometric phase, avoided crossing of coupled modes, cholesteric liquid crystal, optical Tamm states, nanocomposite, resonant frequency dispersion, hybrid modes

PACS numbers: 42.60.Da, 42.70.Df, 42.70.Qs, 42.79.Ci, 42.87.Bg, 61.30.Gd

Bibliography — 231 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **190** (1) 37–62 (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038490>

Received 1 September 2018

*Physics – Uspekhi* **63** (1) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.11.038490>