РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л. В. Киренского
СПЕЦИАЛЬНОЕ КОНСТРУКТОРСКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ БЮРО «Наука»

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
КРАСНОЯРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

В. Ф. Шабанов, С. Я. Ветров, А. В. Шабанов

Оптика реальных фотонных кристаллов

ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДЕФЕКТЫ, НЕОДНОРОДНОСТИ

Ответственный редактор
доктор физико-математических наук
В.В. Слабко

Новосибирск
Издательство СО РАН
2005

УДК 535
ББК 22.343
Ш 12

Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2005. – 209 с.
ISBN 5-7692-0737-X

Монография посвящена современной оптике фотонных кристаллов. В ней изложены теоретические и экспериментальные данные о таких структурах. Монография восполняет пробел в описании оптических свойств фотонно-кристаллических структур, организованных на основе жидких кристаллов или с включением их в качестве дефектов. Рассматриваются вопросы распространения электромагнитных волн в фотонных кристаллах, теория локализованных мод на дефектах структуры, распространения поверхностных волн. Исследуется влияние дефектов, примесей и неоднородностей на спектры пропускания, отражения, флуоресценции, нелинейные эффекты в области запрещенных зон фотонных кристаллов: плоскослоистых сред, холестерических жидких кристаллов, в том числе капсулированных холестериков.

Книга представляет интерес для специалистов по оптике, спектроскопии конденсированного состояния, физике твердого тела. Ее можно рекомендовать использовать как пособие для студентов и аспирантов физических и физико-технических специальностей.

Ил. 81. Библиогр.: 289 назв.

Рецензенты
доктор физико-математических наук *Н.Я. Шапарев*
доктор физико-математических наук *В.Г. Архипкин*

Утверждено к печати ученым советом
Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН

ISBN 5-7692-0737-X

Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ

К настоящему времени сформировалась новая область науки по изучению свойств фотонных кристаллов (ФК) и устройств, базирующихся на их основе. С общей точки зрения ФК является сверхрешеткой, в которой искусственно создан дополнительный период с характерным масштабом периодичности диэлектрической проницаемости порядка длины световой волны. Из понятия запрещенных зон в спектре электромагнитных возбуждений ФК вытекает возможность управления скоростью оптического излучения атомов и локализацией электромагнитных волн на дефектах решетки. Эта уникальная комбинация локализации света и управления радиационной динамикой отличает фотонно-кристаллические материалы от любой из ранее изучаемых оптических сред.

Благодаря своим замечательным свойствам ФК предоставляют качественно новые возможности управления световыми потоками, например, влияя на положение и ширину запрещенной зоны. Для трехмерных фотонных кристаллов, с полной запрещенной зоной в плотности электромагнитных состояний в заданной области частот, возможности управления светом уже были продемонстрированы для микроволновой области спектра. На очереди синтез 3D фотонных кристаллов для работы в видимой и примыкающих к ней ближней инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. ФК представляют огромный интерес для построения лазеров нового типа, оптических компьютеров, хранения и передачи информации. Не исключено, что последствия бума научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в области физики ФК и устройств на их основе будут сравнимы по значимости с созданием интегральной микроэлектроники. ФК позволят создавать оптоэлектронные схемы подобно тому, как обычные полупроводники, металлы и диэлектрики используются для создания электронных интегральных схем.

Эта книга посвящена физике фотонных кристаллов. В ней изложены экспериментальные и теоретические данные о таких структурах. Особое внимание уделено описанию оптических свойств ФК-структур, организованных на основе жидких кристаллов, в том числе с учетом дефектов и неоднородностей. Внешнее управление анизотропией жидких кристаллов (ЖК) с помощью магнитного, электрического и температурного полей позволяет, в свою очередь, управлять спектром электромагнитных возбуждений ФК, сте-

пенью локализации поля в дефектных модах, взаимодействием локализованных мод и таким путем манипулировать световыми потоками в кристалле.

Авторы не претендуют на полноту охвата уже имеющегося обилия и разнообразия публикаций, относящихся к ФК и их приложениям. Значительная часть книги основывается на результатах исследований, выполненных в отделе оптики Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН и опубликованных в разное время в соавторстве с К.С. Александровым, Е.М. Аверьяновым, И.О. Богульским, А.Н. Втюриным, Г.М. Жарковой, В.Я. Зыряновым, А.Я. Корецом, А.Ф. Садреевым, К.М. Хачатурян. Авторы выражают им искреннюю признательность.

Авторы выражают особую благодарность доценту кафедры физики КГТУ В.Б. Шкуряевой и ведущему инженеру ИФ СО РАН Е.В. Бондаревой за работу по подготовке рукописи к изданию.

ГЛАВА I. ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

§ 1.1. Введение

В последнее время внимание исследователей привлекают так называемые фотонные кристаллы (ФК) [1], представляющие собой новый тип искусственных структурноорганизованных сред, диэлектрические свойства которых меняются периодически в одном, двух или трех измерениях с характерным пространственным масштабом периодичности порядка оптической длины волны (рис. 1.1). К настоящему времени сформировалась новая область науки по изучению свойств ФК и устройств, базирующихся на их основе. Ценность концепции фотонных структур заключается в исследовании физических явлений с новой точки зрения, следующей из традиционных идей физики твердого тела и электромагнетизма. Благодаря наличию, вследствие периодичности, фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) (спектральных областей, в которых электромагнитные волны не могут распространяться, испытывая отражения от структуры), фотонные кристаллы позволяют реализовать ряд интересных режимов распространения электромагнитных волн.

С общей точки зрения ФК является сверхрешеткой, в которой искусственно создан дополнительный период, на порядки превышающий период основной решетки. Такой кристалл получают периодическим изменением показателя преломления среды в одном, двух или трех измерениях. Несмотря на то, что понятие фотонных кристаллов утвердилось в оптике лишь за последние несколько лет, свойства структур с периодическим изменением показателя преломления давно известны. В качестве примера можно назвать слоистые структуры (сверхрешетки), состоящие из чередующихся слоев двух материалов, исследованию свойств которых посвящены работы, ставшие классическими [1–4]. Обычные штриховые дифракционные решетки – тоже пример одномерных фотонных структур.

В работе [5] было показано наличие запрещенной зоны в спектре электромагнитных колебаний холестерического жидкого кристалла для волн света с круговой поляризацией, совпадающей со знаком холестерической спирали. В работе [6] наблюдалась низкопороговая генерация второй оптической гармоники в таких средах.

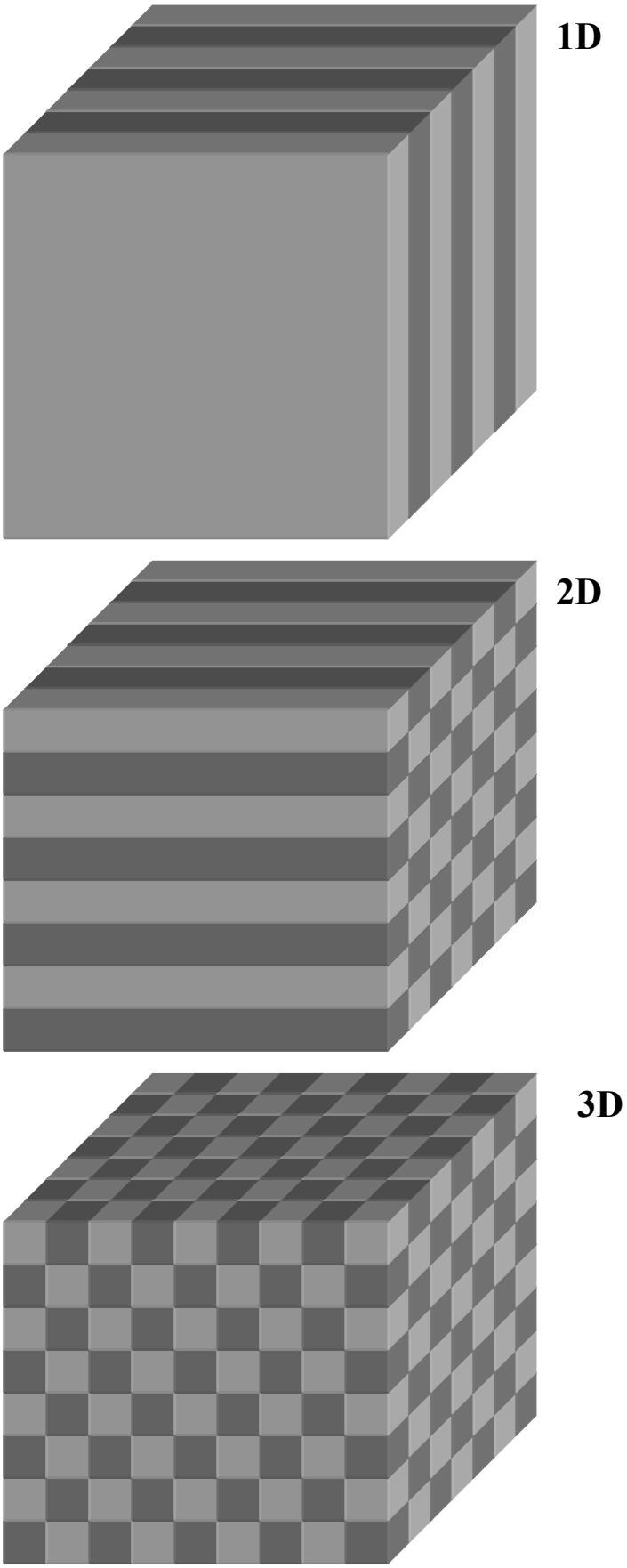


Рис. 1.1. Простые примеры одно-, двух- и трехмерных фотонных кристаллов. Различные цвета представляют материалы с различными диэлектрическими константами.

В работах [7–9] были отмечены два важные положения, вытекающие из понятия запрещенных зон в спектре электромагнитных волн. Первое – наличие полной запрещенной зоны в спектре электромагнитных возбуждений фотонного кристалла. Это означает, что в заданном спектральном диапазоне свет любой поляризации не может войти в ФК или выйти из него в какомлибо направлении. В области полной ФЗЗ невозможно спонтанное излучение, если частота квантового перехода лежит в области запрещенных фотонных энергий. Другое важное свойство фотонных кристаллов – высокая степень локализации электромагнитных волн на дефектах решетки. В этом случае в запрещенных зонах ФК возникают дефектные уровни энергии. Атом может излучить квант с частотой, соответствующей дефектному уровню.

Таким образом, открывается возможность управлять скоростью оптического излучения и локализацией электромагнитных волн, что и послужило стимулом для исследований в области фотонных кристаллов [1, 10]. Эта уникальная комбинация локализации света и управления радиационной динамикой отличает фотонно-кристаллические материалы от любой из ранее изучаемых оптических систем.

В большинстве теоретических работ, посвященных исследованию оптических свойств фотонно-кристаллических структур, не учитываются поглощение и частотная дисперсия; рассматриваются изотропные среды, свойства которых определяются заданием макроскопической диэлектрической проницаемости.

Физический механизм образования ФЗЗ в кристаллах такой же, как и для электронов в диэлектриках и полупроводниках, и обусловлен распространением волны в среде с периодическим полем. Поэтому теория распространения электромагнитных волн в ФК имеет весьма близкую формальную аналогию с квантовой теорией электронов в кристаллах и позволяет использовать понятия блоховских волн, обратной решетки, зон Бриллюэна. В случае, когда ФЗЗ перекрывает электронную запрещенную зону, существенно проявляются квантовые свойства ФК. В этом случае время жизни возбужденного атома, находящегося в ФК, может быть увеличено в несколько раз.

Из сказанного следует, что ФК весьма интересны своими приложениями. Поэтому первоочередной задачей является получение искусственных фотонно-кристаллических структур с большими периодом и изменением диэлектрической проницаемости.

Одномерные и двумерные ФК легко получаются современными технологическими методами. Такие структуры интересны как источники точно решаемых моделей, об актуальности их практических приложений свидетельствует прогресс в реализации оптических фильтров, резонаторов. Цепочка дефектов в двумерном ФК может действовать, как линейный волноводный канал [11–14], обеспечить ультрамаленькие светоделители.

Выход разработок фотонных кристаллов оптического диапазона на уровень коммерческого применения, видимо, произойдет в сфере телекоммуникаций. Связано это с опережающими исследованиями 2D-фотонных кристаллов, на основе которых можно создать оптоволокно нового типа [15]. Кристалл состоит из спеченных стеклянных нитей, центральная из которых – пустотелая (рис. 1.2). Такое волокно в поперечном сечении является двумерным кристаллом с зонной структурой фотонного изолятора. При этом в продольном направлении волокно является идеальным проводником. Эксперименты показали, что такие волокна способны передавать гораздо большую мощность, чем обычные волокна. В двумерных ФК локализация света и управление самопроизвольным испусканием от возбужденных двухуровневых систем неполны, так как в них имеется дополнительное измерение, в котором спектр электромагнитных волн непрерывен. Однако в [16, 17] демонстрировалась низкопороговая лазерная генерация от миниатюрных устройств на основе двумерных фотонных кристаллов.

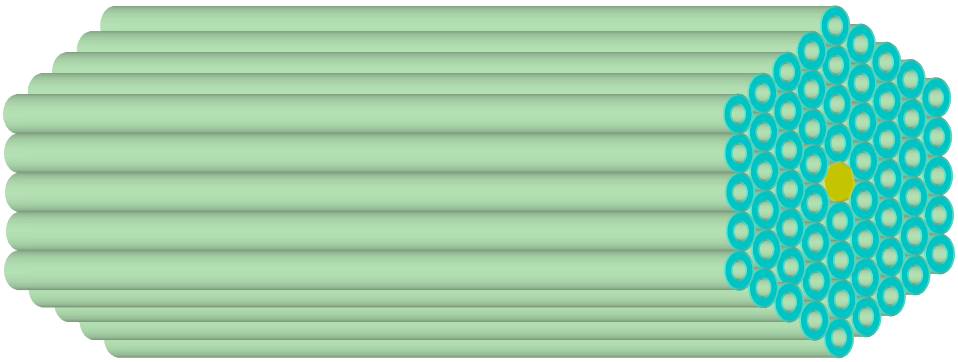


Рис. 1.2. Фотонно-кристаллический волновод.

Теория рассеяния фотонов на трехмерных решетках начала развиваться с области длин волн, лежащих в рентгеновском диапазоне, где узлами ФК являются сами атомы. Запрещенные зоны в рентгеновском спектре весьма узки и возможны только для малых участков на поверхности зоны Бриллюэна кристалла, поэтому невозможно реализовать полную запрещенную зону. Это обусловлено малым изменением диэлектрической проницаемости. Впервые полная ФЗЗ была реализована экспериментально в микроволновом диапазоне на искусственной структуре с ГЦК-решеткой [18], которую в честь одного из авторов назвали яблоновитом. По мере приближения частоты запрещенной зоны к видимой области трудности в создании ФК несоизмеримо возрастают, и важнейшей задачей физики фотонных кристаллов остается создание трехмерных систем [19]. Материалами для получения трехмерного ФК с полной запрещенной зоной в спектре собственных электромагнитных возбуждений кристалла являются искусственные опалы [10, 19] и близкие к ним материалы.

Заманчивым является использование ФК в качестве элементной базы для квантовых компьютеров. Одной из главных физических проблем создания квантовых компьютеров является декогеренция, когда распад когерентности состояний происходит за время меньшее, чем требуется для вычисления. Таким образом, чтобы избежать распада когерентности, нужно найти квантовую систему, изолированную от окружения. Одним из способов изоляции является использование 3D ФК, идеально запирающих фотоны определенной полосы частот внутри кристалла. Изоляция фотонов внутри ФК настолько велика, что при взаимодействии с ними отдельного атома должно наблюдаться явление замораживания спонтанного распада и безынверсная генерация когерентного монохроматического излучения [20].

Фотонные кристаллы представляют существенно новые возможности для нелинейных оптических явлений. Например, в то время, как распространение линейных волн с частотами, лежащими в запрещенной зоне ФК, невозможно, реализуется режим прохождения нелинейных волн с частотами в пределах запрещенной зоны [21, 22]. В работах [23–25] исследовалась возможность управления фазой световых импульсов. Показано, как путем управления дисперсией ФЗЗ-структур и фазовой самомодуляцией с помощью фотонных кристаллов с кубической оптической нелинейностью можно сжать лазерные импульсы до длительности, соответствующей нескольким периодам оптического поля. Кроме того, выявлены преимущества преобразования

во вторую гармонику на одномерных ФЗЗ-структурах. В частности, увеличивается эффективность преобразования. В [26–28] увеличение эффективности преобразования на ФК получено за счет улучшенного синхронизма. Осознано также, что эффективность нелинейно-оптического преобразования частоты может быть существенным образом повышена, если частоты волновых полей находятся вблизи границ областей селективного отражения ФК [29, 30]. Внедрение микрорезонаторного слоя (дефекта) в фотонный кристалл приводит к появлению дополнительного резонанса в спектрах интенсивности второй и третьей гармоники [31, 32].

По сравнению с многочисленными приложениями ФК, распространению волн в линейных и нелинейных фотонных кристаллах для частот внутри фотонной запрещенной зоны уделялось гораздо меньше внимания. Однако открытие суперпреломляющих явлений типа эффекта суперпризмы [33], которые основаны на высоко анизотропной природе изочастотных поверхностей в фотонных структурах, дает множество потенциальных приложений в оптических телекоммуникационных технологиях. Кроме этого, такие явления обеспечивают ценное дополнение к богатой физике распространения волн в фотонных кристаллах. Сильная зависимость направления светового луча от длины волны была установлена при использовании ФК, изготовленного на основе Si [33]. Рисунок 1.3 наглядно демонстрирует этот эффект. При изменении длины волны падающего луча только на 1 % преломленный луч отклоняется от первоначального направления в ФК на 50°, в то время как луч в обычном кристалле практически не поменял траекторию. Таким образом, величина угловой дисперсии в ФК на два порядка больше величины угловой дисперсии, достигаемой в обычных призмах и решетках. Сильная зависимость от угла падения, включая отрицательное преломление, интерпретирована в [34] также с точки зрения высокоанизотропных дисперсионных поверхностей фотонного кристалла.

Известны другие примеры фотонных кристаллов с отрицательным показателем преломления [35, 36]. Для таких веществ необычна реализация ряда основных законов оптики. Так, например, преломленный луч на границе вакуума и среды с отрицательным показателем преломления отклоняется в сторону, противоположную отклонению для обычного случая. То есть падающая и преломленная волны лежат по одну сторону от нормали к поверхности раздела сред. Такое поведение преломленного луча полностью описывается, если показатель преломления в законе Снеллиуса отрицателен [37, 38].

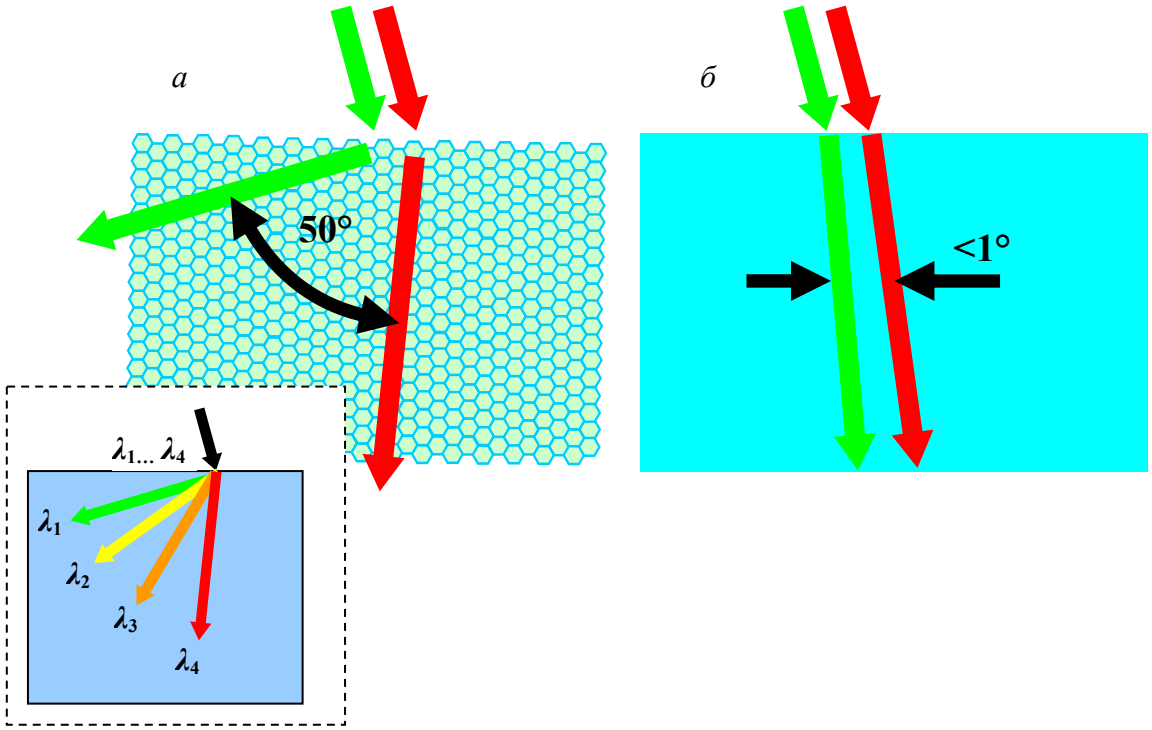


Рис. 1.3. Траектория света (внутри фотонного кристалла (*а*) и обычной пластики кремния (*б*)) для падающего света с двумя различными длинами волн, 0,99 и 1 мкм. Световые волны H-типа падали на образцы под углом 15° к нормали [33].

Возможность реализации фотонных блоховских осцилляций в фотонных кристаллах, аналога электронных блоховских осцилляций в кристаллах, находящихся в электрическом поле [39], предсказана в теоретической работе [40]. В фотонном случае роль электрического поля играет градиент размера элементарной ячейки оптического кристалла. Оптические блоховские осцилляции экспериментально наблюдались в цепочке волноводов [41, 42]. Роль электрического поля может выполнять, например, приложенный градиент температур, изменяющий постоянную распространения [41].

§ 1.2. Фотонно-кристаллические структуры, организованные с использованием жидких кристаллов

Для многих приложений выгодно иметь возможность перестраивать фотонную зонную структуру посредством электрооптических эффектов. Это может обеспечить гибкое управление маршрутизацией сигналов через сеть оптических связей. Одно из больших преимуществ ФК-материалов в том, что большинство из них состоит из пор. Эти поры могут быть пропитаны други-

ми электрооптически-активными материалами, которые позволяют перестраивать зонную структуру ФК глобально или локально. Модификация спектра ФК может быть реализована посредством управления анизотропией электрооптических материалов. Хорошо известны высокая чувствительность к внешним полям и сильная анизотропия диэлектрической проницаемости жидких кристаллов. Наука о жидких кристаллах породила промышленность, связанную с электрооптическими эффектами.

Жидкие кристаллы или, правильнее сказать, мезофазы, т. е. промежуточные фазы между изотропными жидкостями и кристаллами обладают текучестью (свойство жидкого состояния) и анизотропными структурными, а значит и физическими, свойствами, присущими кристаллическим твердым телам [43]. В зависимости от способа получения мезофазы принято разделять на лиотропные, т. е. возникающие при растворении некоторых веществ в соответствующих растворителях, и термотропные, существующие в определенном интервале температур и давлений. Термотропные жидкокристаллические фазы, в свою очередь, подразделяются на нематические (от греческого νημα – нить) и смектические (от греческого σμηγμα – мыло). В свою очередь, нематические жидкие кристаллы подразделяются на ахиральные (нематики) и хиральные (холестерики) (рис. 1.4, 1.5). В нематических мезофазах длинные оси молекул ориентационно упорядочены, но их центры тяжести разупорядочены. Направление преимущественной ориентации молекул принято характеризовать единичным вектором $\vec{n}$. Этот вектор называется директором. Нематические мезофазы оптически одноосны, и направление оптической оси совпадает с директором.

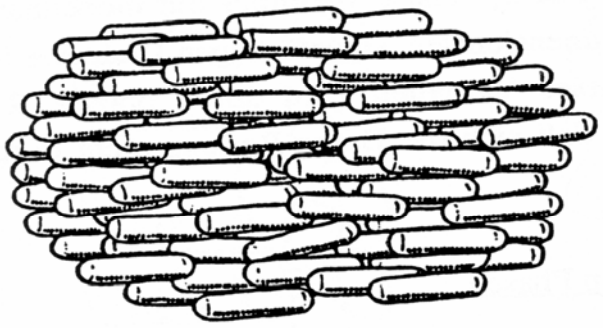


Рис. 1.4. Схематическое расположение молекул жидкого кристалла для нематической фазы.

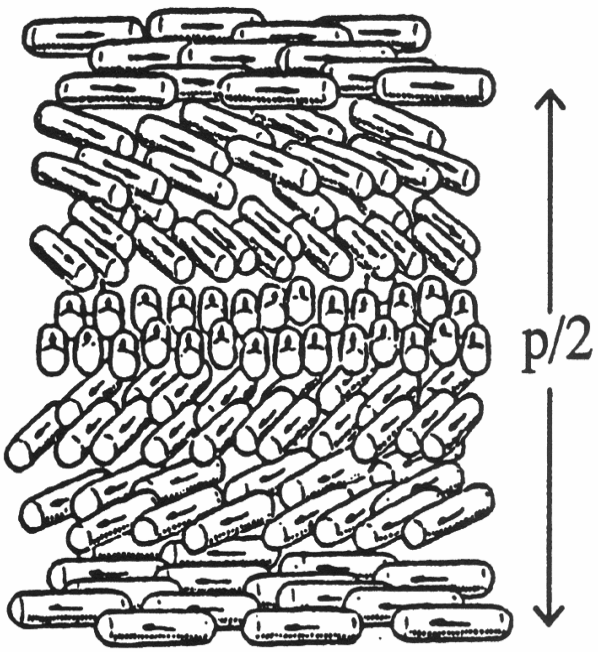


Рис. 1.5. Схема спиральной упаковки молекул жидкого кристалла для холестерической фазы.

Холестерические мезофазы также имеют слоистую структуру, но, в отличие от нематических, они образованы молекулами, не имеющими центра и плоскости симметрии. Характерной отличительной чертой холестерических мезофаз является периодическое изменение направления директора $\vec{n}$ при переходе от одного слоя к другому в направлении оси z. В этом случае оптическая ось перпендикулярна слоям, и поэтому компоненты директора в прямоугольной системе координат можно записать в виде

$$n_x = \cos(q_0 z + \varphi), \qquad n_y = \sin(q_0 z + \varphi), \qquad n_z = 0 .$$

Так же, как и в нематике, направления $\vec{n}$ и $-\vec{n}$ эквивалентны (среда центросимметрична). Поэтому период структуры вдоль оси z равен π/q_0. Он имеет сильную температурную зависимость, и в некотором температурном интервале период равняется длине световой волны. В направлении вдоль оптической оси холестерическая среда обладает очень большим оптическим вращением, обычно порядка нескольких тысяч градусов на миллиметр. Вблизи области отражения дисперсия оптического вращения аномальна, и знаки вращения по разные стороны от полосы отражения противоположны.

Поглощение в холестерических ЖК приводит к ряду качественных особенностей в их оптических характеристиках [29]. Эти особенности связаны с периодической спиральной структурой холестерика и проявляются (наиболее ярко на частотах света, близких к частотам линий поглощения в холестерике) в характере вращения плоскости поляризации, круговом дихроизме, в отражении и прохождении света в образце. На рис. 1.6–1.8 представлены мезофазы, у которых центры тяжести молекул упорядочены в слои.

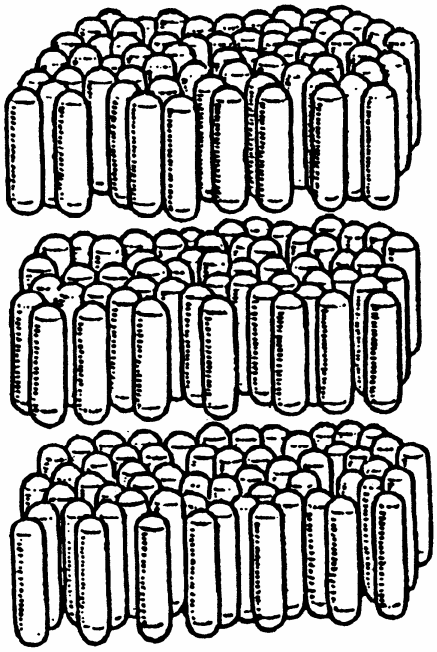


Рис. 1.6. Модель слоистой структуры смектика А.

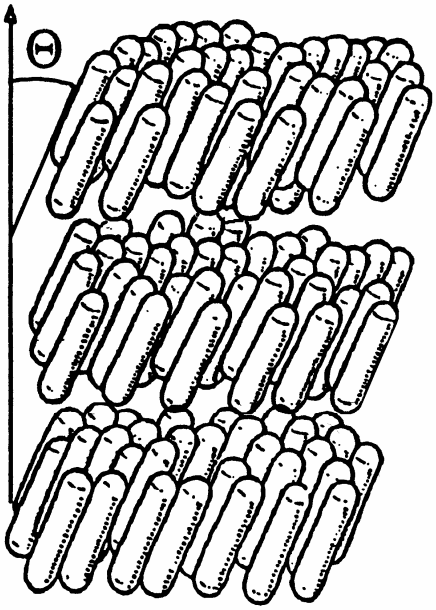


Рис. 1.7. Модель наклонной слоистой структуры смектика С.

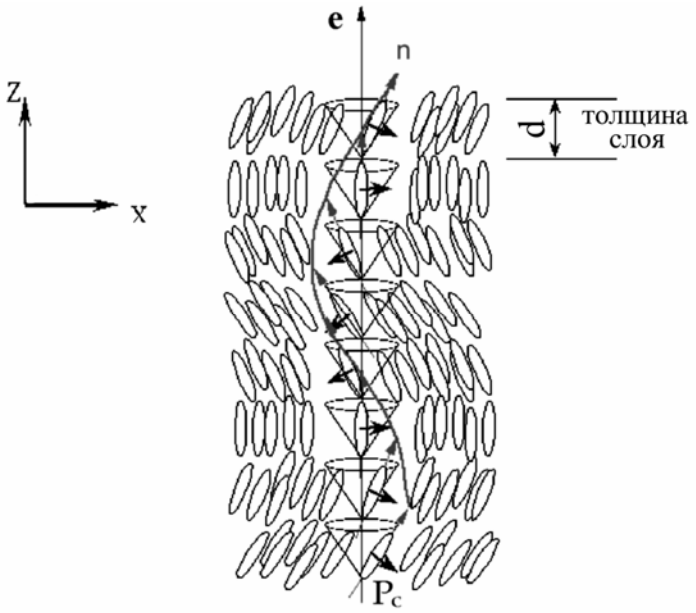


Рис. 1.8. Взаимное расположение вектора спонтанной поляризации смектического слоя $\vec{P}_c$, директора $\vec{n}$ и нормали $\vec{e}$ к смектическому слою в сегнетоэлектрической С* фазе. Нормаль к смектическому слою совпадает с осью *z*.

В смектических фазах А-типа молекулы свободно вращаются вокруг длинных осей. В смектической фазе С-типа молекулы в слое наклонены по отношению к длинной оси молекул и составляют угол θ с нормалью к смектическим слоям. В том случае, когда молекулы смектической С-фазы хиральны, образуются спиральные структуры (C^x-фазы) с точечной группой симметрии C_2. Эта ось является полярной, и при наличии у молекулы дипольного момента, перпендикулярного к длинной оси, возможно существование спонтанной поляризации.

В работе [44] впервые показана возможность эффективной перестройки спектра поверхностных и объемных возбуждений одномерного ФК, структурной единицей одной из подрешеток которого являлся слой нематического жидкого кристалла (НЖК). Двумерные ФК с включением НЖК исследовались теоретически в работе [45]. Показано, что величина ФЗЗ изменяется при введении НЖК в матрицу, а также в окрестностях фазового перехода НЖК в изотропное состояние.

В теоретическом исследовании трехмерного ФК, сформированного упорядоченными капсулами, содержащими ЖК, установлено, что, изменяя ориентацию директора нематика внешним электрическим полем, можно открывать либо закрывать запрещенную зону ФК [46]. Сверхрешетка, состоящая из

чередующихся диэлектрического анизотропного слоя НЖК и слоя алюминия, исследовалась в работе [47]. Наблюдался сдвиг резонансных частот в спектре пропускания для микроволн, падающих на структуру, при изменении ориентации директора ЖК. ФК-структура, организованная на основе кремниевой матрицы, в порах которой помещались дискотический или сегнетоэлектрический смектический ЖК, обсуждается в работе [48]. Изучается ориентация молекул ЖК в порах матрицы. Проблемам управления свойствами фотонных кристаллов, сформированных с включением жидких кристаллов, посвящен обзор в специализированном журнале [49]. Из сказанного выше ясно, что создание ФК-структур с включением ЖК оказывается весьма перспективным для управления их оптическими свойствами.

§ 1.3. Эффект Фредерикса в жидкокристаллических структурах

Ориентация ЖК в объеме рассчитывается при помощи минимизации плотности свободной энергии, зависящей от упругой энергии и энергии внешних воздействий [43, 50, 51].

Упругая энергия изгибовых деформаций ЖК определяется искажением поля директора. Принято различать три главных деформации [51] (рис. 1.9). В инвариантной форме они описываются следующим образом:

поперечный изгиб (см. рис. 1.9, *а*) $\operatorname{div}\vec{n}$;

кручение (см. рис. 1.9, *б*) $\vec{n}\cdot\operatorname{rot}\vec{n}$;

продольный изгиб (см. рис. 1.9, *в*) $\vec{n}\times\operatorname{rot}\vec{n}$.

Для нематика плотность свободной энергии имеет вид

$$F_0=\frac{1}{2}\left[K_{11}(\operatorname{div}\vec{n})^2+K_{22}(\vec{n}\cdot\operatorname{rot}\vec{n})^2+K_{33}(\vec{n}\times\operatorname{rot}\vec{n})^2\right]. \qquad (1.1)$$

Для холестерика F_0 записывается как

$$F_0=\frac{1}{2}\left[K_{11}(\operatorname{div}\vec{n})^2+K_{22}(\vec{n}\cdot\operatorname{rot}\vec{n}+q_0)^2+K_{33}(\vec{n}\times\operatorname{rot}\vec{n})^2\right], \qquad (1.2)$$

где q_0 – параметр, описывающий спиральное закручивание в отсутствие внешних деформаций ($q_0=2\pi/p$, где p – шаг спирали холестерика).

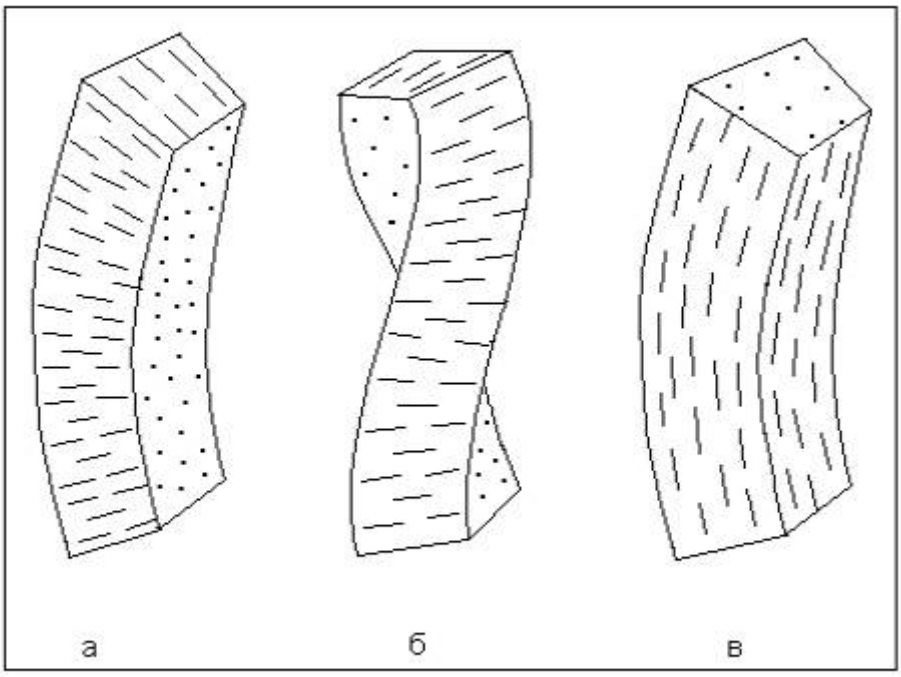


Рис. 1.9. Основные изгибовые деформации жидких кристаллов [51]:
а – поперечный изгиб; *б* – кручение; *в* – продольный изгиб.

Для смектика А или А*[52]

$$F_0 = \frac{K_{11}}{2}(\mathrm{div}\,\vec{n})^2 . \qquad (1.3)$$

В приведенных уравнениях K_{11}, K_{22} и K_{33} – константы упругости поперечного изгиба, кручения и продольного изгиба соответственно. Значительное упрощение математических выражений при решении задач об ориентации ЖК дает одноконстантное приближение ($K_{11} = K_{22} = K_{33} = K$). В этом случае выражение для НЖК принимает вид

$$F_0 = \frac{1}{2}K\left[(\mathrm{div}\,\vec{n})^2 + (\mathrm{rot}\,\vec{n})^2\right]. \qquad (1.4)$$

Внешнее воздействие электрическим или магнитным полем описывается дополнительными слагаемыми в уравнении свободной энергии (F_m или F_e):

$$F_m = -\frac{1}{2}\chi_a(\vec{n}\cdot\vec{H})^2, \qquad F_e = -\frac{1}{2}\varepsilon_a\varepsilon_0(\vec{n}\cdot\vec{H})^2, \tag{1.5}$$

где χ_a и ε_a – диамагнитная и диэлектрическая анизотропии, которые выражаются как разности диамагнитной восприимчивости (диэлектрической проницаемости) для поля, направленного вдоль и перпендикулярно директору:

$$\chi_a = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}, \qquad \varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}.$$

Легко убедиться, что максимальное значение F_m или F_e и, соответственно, минимальное F_o будет при сонаправленности $\vec{n}$ и внешнего поля для χ_a и $\varepsilon_a > 0$ и взаимно перпендикулярной ориентации для χ_a и $\varepsilon_a < 0$.

Если в исходном состоянии директор и внешнее поле ортогональны, а χ_a и $\varepsilon_a > 0$, то переориентация ЖК начинается по достижении определенной напряженности поля, называемой критической. Она определяется материальными константами нематика и толщиной слоя ЖК:

$$H_c = \frac{\pi}{d}\left(\frac{K}{\chi_a}\right)^{1/2}, \qquad E_c = \frac{\pi}{d}\left(\frac{K}{\varepsilon_a\varepsilon_0}\right)^{1/2}, \tag{1.6}$$

где d – толщина образца и K – константа упругости, конкретные индексы которой определяются взаимным расположением $\vec{n}$ и $\vec{H}(\vec{E})$. Оценки показывают (и результаты эксперимента это подтверждают), что $H_c \sim 10$ кЭ, $E_c \sim 10^6$ В/м.

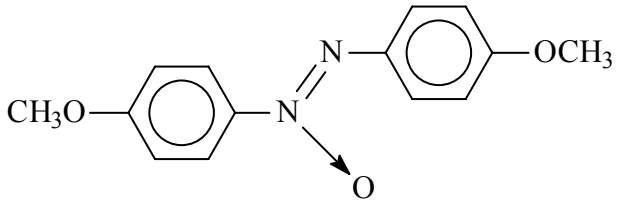
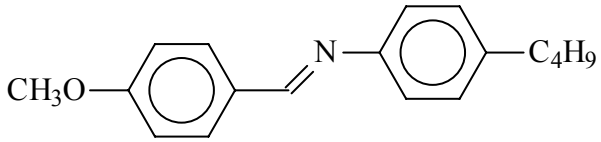
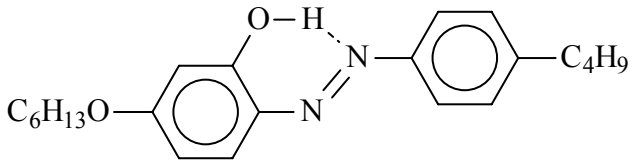
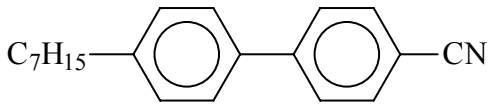
Изменение ориентации директора под воздействием электрического и магнитного полей носит название переходов Фредерикса (в честь русского ученого, впервые изучившего влияние полей на ЖК). Они лежат в основе почти всех электро- и магнитооптических эффектов в ЖК.

Одним из перспективных материалов для фотонно-кристаллических структур являются капсулированные в полимере жидкие кристаллы (КПЖК-материалы). С более общей точки зрения, интерес к ЖК-композитам обусловлен разнообразным проявлением физических эффектов в таких системах, а также новыми возможностями их практического использования [43, 51]. Существенна роль поверхностных эффектов в формировании объемных свойств капсулированных жидких кристаллов.

В табл. 1.1 приведены структурные формулы молекул и температуры фазовых переходов некоторых широко известных ЖК.

Таблица 1.1

Структурные формулы молекул и температуры фазовых переходов жидких кристаллов [50, 51]

Типы соединений	T_{KN}	T_{NI}
n-азоксианизол, ПАА 	118	135,5
N-(n)-метоксибензилиден)-n-бутиланилин, МББА 	22	47
n-гексилокси-о-гидрокси-n-бутилазобензол 	8	82
n-гептил-n′-цианобифенил 	28,5	42

КПЖК представляет собой полимерную пленку с диспергированными в ней каплями ЖК. Ориентацией ЖК в каплях и, следовательно, оптическими характеристиками материала можно управлять внешними воздействиями, например электрическим полем, так же легко, как и в случае чистых жид-

кокристаллических пленок. В то же время оптоэлектронные устройства на основе КПЖК пленок имеют ряд преимуществ: гибкость, высокую яркость и быстродействие.

При использовании полимерного фильтра с микропорами, заполненного нематическим жидким кристаллом (НЖК) с положительной диэлектрической анизотропией, показатели преломления подбираются так, чтобы удовлетворялось условие: $n_{\perp} = n_{\text{p}}$; $\Delta n = (n_{||} - n_{\perp})$ – по возможности наибольшее значение, где $n_{||}$, $n_{\perp}$ – показатели преломления ЖК для света, поляризованного, соответственно, параллельно или перпендикулярно директору, n_{p} – показатель преломления полимерной матрицы. В исходном состоянии такая структура интенсивно рассеивает свет вследствие градиентов показателя преломления на границе полимер–ЖК (рис. 1.10, *а*). Под действием электрического поля нематик переориентируется по направлению поля (при условии $\Delta\varepsilon>0$). Тогда для света, распространяющегося нормально поверхности пленки, градиенты показателя преломления на границах пор близки к нулю, рассеяние не происходит, и образец становится прозрачным (рис. 1.10, *б*).

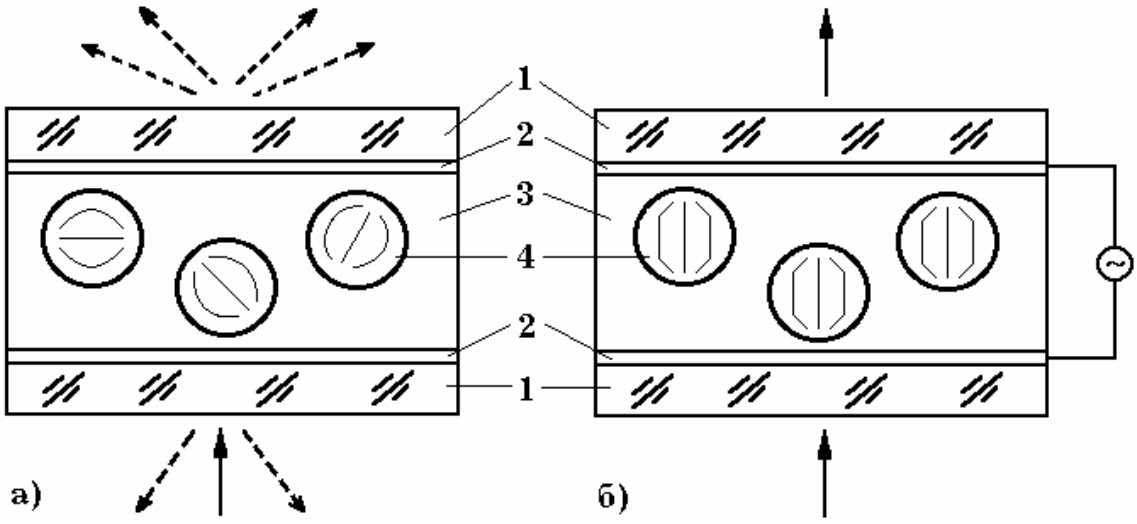


Рис. 1.10. Схематическое изображение электрооптической ячейки на основе капсулированных полимером нематических жидких кристаллов: *а* – в выключенном состоянии; *б* – при включении электрического поля.

1 – стеклянные подложки; 2 – прозрачные электроды; 3 – полимерная матрица; 4 – капли нематика.

Оптические, электрооптические и динамические характеристики КПЖК-материала в основном определяются ориентационной структурой капель ЖК

и ее трансформацией в электрическом поле. В свою очередь, ориентация жидкого кристалла в каплях зависит от материальных параметров ЖК, от энергии сцепления молекул ЖК и полимера, от размера и формы капсул, от напряженности электрического поля. Изучению специфики ориентационного упорядочения ЖК в каплях посвящено множество работ, подробный обзор которых представлен в [51]. Наиболее полно исследованы композитные структуры на основе нематических ЖК. В таких средах в зависимости от вышеперечисленных параметров могут сформироваться различные конфигурации директора в каплях ЖК: радиальная, осесимметричная, аксиальная, биполярная и другие. Под действием электрического поля может произойти ориентационный переход из одной конфигурации в другую, например, из радиальной в осесимметричную, или образоваться новый тип ориентационной структуры. Достаточно сильное электрическое поле приводит к однородной ориентации директора ЖК практически во всем объеме капли вдоль по полю ($\Delta\varepsilon>0$) [51, 53].

Эффект Фредерикса в КПНЖК-пленках с биполярной конфигурацией директора в каплях ЖК достаточно подробно исследован при мягких граничных условиях [54–58]. При этом эффект переориентации имеет пороговый характер и заключается в перемещении полюсов по поверхности капли без разрушения одноосной симметрии ее объема. Теоретическая модель [59, 60] определяет величину порогового поля в одноконстантном приближении, как:

$$E_c = \frac{A}{D}\left(\frac{2\varepsilon_p + \varepsilon_k}{3\varepsilon_p}\right)\left(\frac{K}{\varepsilon_0 \Delta\varepsilon}\right)^{1/2}, \qquad (1.7)$$

где K – константа упругости, в данной модели не зависящая от типа деформации (одноконстантное приближение); $D=(6V/\pi)^{1/3}$ – диаметр капли; V – ее объем; параметр $A^2 = 100(l^2-1)/(l^2+1)$, $l=a/c$ – отношение длины максимальной оси эллипсоида капли a к минимальной c. Отметим, что параметр A, учитывающий анизометрию капли, равен 0 при $l=1$ (беспороговая переориентация сферической капли НЖК) и 10 при $l \Rightarrow \infty$ (для сильно вытянутых или сплюснутых капель). Фактор $(2\varepsilon_p + \varepsilon_{lc})/3\varepsilon_p$ является поправкой на действующее поле в капле ЖК, а в качестве ε_{lc} авторы [61, 62] брали некоторое эффективное значение $\bar{\varepsilon}$ в диапазоне $\varepsilon_\perp \le \bar{\varepsilon} \le \varepsilon_\text{Ц}$ (например, для ЖК 5ЦБ $\bar{\varepsilon}=10$). Понятно, что использование поправки в таком виде обосновано лишь для изотропного

шара либо в некотором приближении в случае малой величины $\Delta\varepsilon$. Причем авторы [61, 62] пытаются распространить действие теории и на жестко фиксированные граничные условия, предполагая, что центральная часть капель будет ориентироваться по модели «мягкой границы» с изменением A.

В теоретической модели [58] для определения порога Фредерикса в биполярных каплях нематика в случае их малой эллиптичности (l~1,1) получено соотношение:

$$E_c = \frac{\left(l^2 - 1\right)^{1/2}}{a}\left(\frac{2\varepsilon_p + \varepsilon_{lc}}{3\varepsilon_p}\right)\left(\frac{K}{\varepsilon_0 \Delta\varepsilon}\right)^{1/2}, \qquad (1.8)$$

которое отличается от предыдущей формулы лишь первым сомножителем.

Теоретическая работа [61], посвященная исследованию процесса переориентации НЖК, содержащегося в прямоугольной полости размером $d_x \times d_y \times d_z$, заслуживает особого внимания. Здесь в исходном состоянии директор ориентирован однородно и параллельно оси Z во всем объеме; ориентация ЖК на границах раздела жесткая. Величину порогового поля, направленного вдоль оси X можно рассчитать по формуле

$$E_c = \pi \left(\frac{1}{\varepsilon_0 \Delta\varepsilon}\right)^{1/2}\left(\frac{K_{11}}{d_x^2} + \frac{K_{22}}{d_y^2} + \frac{K_{33}}{d_z^2}\right)^{1/2}, \qquad (1.9)$$

где K_{ii} (i = 1, 2, 3) – модули упругости. Следует отметить полуэмпирический подход к расчетам конфигурации ЖК в данной модели.

Математическое описание энергетически устойчивых ориентационных структур в каплях холестерика приводятся в работе [62]. В ней показано, что в каплях радиусом много больше шага холестерической спирали образуется система концентрических сферических слоев с исходящей из центра дисклинацией.

§ 1.4.Заключение

Таким образом, стимулом для активных исследований в области фотонных кристаллов послужило осознание того факта, что ФК-структуры позволяют решить фундаментальные проблемы, связанные, например, с управлением процессами спонтанного излучения света из атомов и молекул, с ло-

кализацией света, и имеют огромные возможности для применений. В связи с общей направленностью книги мы остановились на структуре и электрооптических свойствах ЖК разного типа. Создание ФК-структур на основе жидких кристаллов или с включением ЖК в качестве дефектов структуры весьма перспективно для управления их оптическими свойствами. Перестраиваемость спонтанного излучения, волноводных эффектов и локализации света может значительно увеличить технологическую ценность композитных жидкокристаллических материалов с фотонной запрещенной зоной, даже превысить ценность самих объемных ЖК или объемных материалов с ФЗЗ.

ГЛАВА II. ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ И ФОНОННОМ КРИСТАЛЛАХ

§ 2.1. Объемные электромагнитные волны в фотонном кристалле

Наиболее простым примером одномерных фотонных кристаллов являются слоистые среды, организованные периодическим чередованием двух и более, как правило, изотропных веществ с различными показателями преломления. Интерес к таким средам связан как с перспективами их практического использования, так и с возможностью наблюдения с их помощью различных физических явлений. Активно исследуются в таких системах поверхностные возбуждения, играющие заметную роль в развитии физики поверхности вследствие чувствительности их характеристик к свойствам поверхности твердых тел. В литературе существует целый ряд работ, посвященных исследованию распространения электромагнитных волн в таких средах [1–9].

Исследуем электромагнитные волны в периодической среде, состоящей из чередующихся однородных изотропного и анизотропного слоев двух веществ [10–11]. В качестве анизотропной среды рассматривается нематический жидкий кристалл. Слоистая структура (рис. 2.1) характеризуется тензором диэлектрической проницаемости

$$\tilde{\varepsilon}_{ij} = \begin{cases} \varepsilon_1 \delta_{ij}, & nL < z < nL + d_1 \\ \varepsilon_{ij}, & nL + d_1 < z < (n+1)L, \end{cases} \tag{2.1}$$

где $L=d_1+d_2$ – период сверхрешетки (СР); d_1, d_2 – толщины слоев двух веществ с диэлектрическими проницаемостями соответственно ε_1, ε_{ij}; $n = 0, 1, 2,\ldots$; компоненты симметричного тензора диэлектрической проницаемости НЖК

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\perp \cos^2\theta + \varepsilon_\parallel \sin^2\theta & 0 & \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot \Delta\varepsilon \\ 0 & \varepsilon_\perp & 0 \\ \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot \Delta\varepsilon & 0 & \varepsilon_\perp \sin^2\theta + \varepsilon_\parallel \cos^2\theta \end{pmatrix}, \tag{2.2}$$

где $\varepsilon_\perp = \varepsilon_{x'x'} = \varepsilon_{y'y'}$; $\varepsilon_\parallel = \varepsilon_{z'z'}$ – компоненты диэлектрического тензора в главных осях, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp$, θ – угол между директором и осью z. В дальнейшем учиты-

ваются только диагональные компоненты тензора (2.2). Это оправдано, если $\theta = 0$ либо $\pi/2$.

Уравнения Максвелла для анизотропной среды СР на классе монохроматических волн *H*-типа

$$\left\{E_{x,z}; H_y\right\} = \left\{E_{x,z}(z), H_y(z)\right\} \exp\left[i(kx - \omega t)\right], \tag{2.3}$$

распространяющихся в плоскости *xz* вдоль направления *x* с поверхностным волновым вектором $\vec{k}$ и частотой ω, имеют вид

$$\begin{aligned} &\left[\frac{d^2}{dz^2} - \alpha\left(k^2 - \frac{\varepsilon_{zz}\omega^2}{c^2}\right)\right] E_x(z) = 0, \quad \alpha = \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}}. \\ &H_y(z) = \frac{i\omega}{c}\frac{\varepsilon_{zz}(dE_x/dz)}{(k^2 - \varepsilon_{zz}\omega^2/c^2)}, \qquad E_z(z) = \frac{-kc}{\varepsilon_{zz}\omega} H_y(z), \end{aligned} \tag{2.4}$$

где *c* – скорость света в вакууме.

Уравнения Максвелла в изотропной среде СР получаются из (2.4) заменой $\alpha \to 1$, $\varepsilon_{zz} \to \varepsilon_1$.

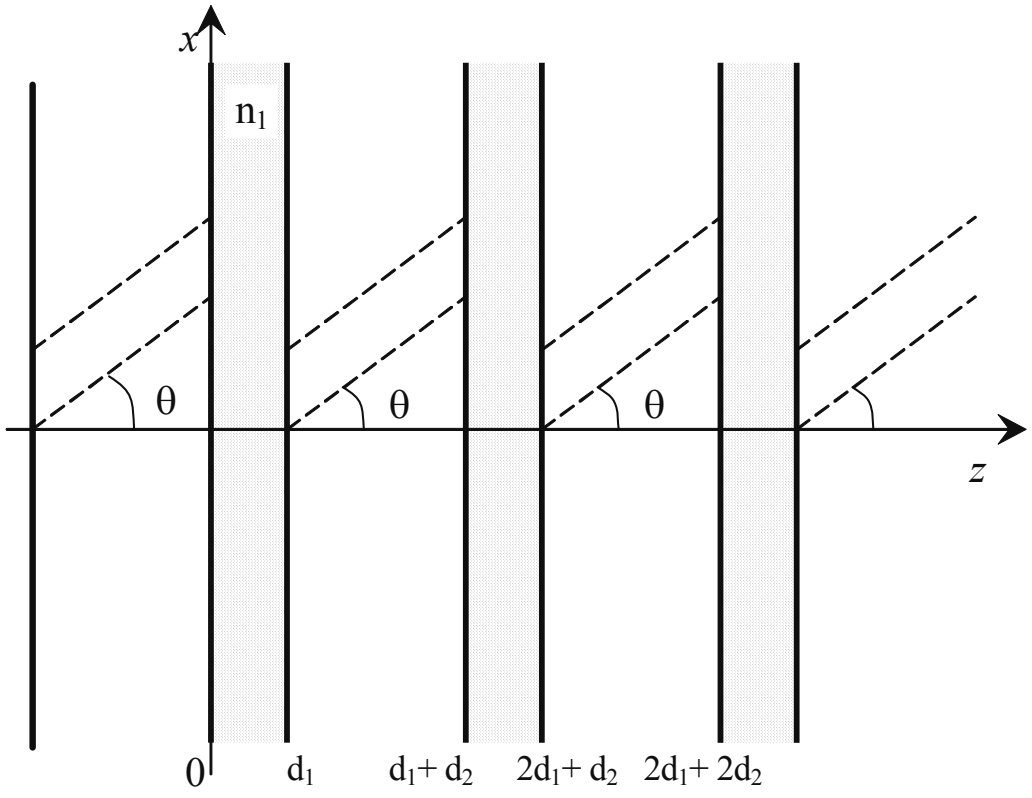


Рис. 2.1. Схематическое представление одномерного фотонного кристалла.

Общее решение уравнения (2.4) для x-компоненты поля в изотропной среде бесконечной сверхрешетки имеет вид

$$E_x(z) = A_+ e^{a_1 z} + A_- e^{-a_1 z}, \tag{2.5}$$

где

$$\alpha_1 = \left(k^2 - \varepsilon_1 \omega^2 / c^2\right)^{1/2}. \tag{2.6}$$

Используя периодичность в z-направлении, представим $E_x(z)$ в форме блоховской волны

$$E_x(z) = e^{ik_3 z} E_x(k_3, z), \tag{2.7}$$

где

$$E_x(k_3, z) = E_x(k_3, z + L). \tag{2.8}$$

Из (2.5) и (2.7) получаем $E_x(k_3, z)$:

$$E_x(k_3, z) = e^{-ik_3 z}(A_+ e^{a_1 z} + A_- e^{-a_1 z}). \tag{2.9}$$

Функция $E_x(k_3, z)$ должна быть периодической с периодом L. Это можно сделать посредством замены z на $z–nL$, когда z лежит в n-м слое. В результате находим:

$$\begin{aligned} E_x(k_3, z) = \exp\left[-ik_3(z - nL)\right]\left\{ A_+ \exp\left[a_1(z - nL)\right] + \right. \\ \left. + A_- \exp\left[-a_1(z - nL)\right] \right\}, \end{aligned} \tag{2.10}$$

где

$$nL < z < nL + d_1, \qquad n = 0, \pm 1, \pm 2, ... \tag{2.11}$$

Очевидно, что функция $E_x(k_3, z)$ не зависит от n и, следовательно, является периодической с периодом L, т. е. удовлетворяет условию периодичности (2.8). Таким образом, используя (2.7) и (2.10), получаем

$$E_x(z) = \exp(ik_3 nL)\left\{ A_+ \exp\left[\alpha_1(z - nL)\right] + A_- \exp\left[-\alpha_1(z - nL)\right] \right\}, \tag{2.12}$$

где

$$nL < z < nL + d_1 \tag{2.13}$$

Выражение для поля в анизотропной среде бесконечной СР получается аналогично и имеет вид

$$\begin{aligned} E_x(z) &= \exp(ik_3 nL)\left\{ B_+ \exp\left[\alpha_1^{1/2}\alpha_2 (z - nL - d_1)\right] + \right. \\ &\left. + B_- \exp\left[-\alpha_1^{1/2}\alpha_2 (z - nL - d_1)\right] \right\}, \end{aligned} \tag{2.14}$$

где

$$nL + d_1 < z < (n+1)L\,, \tag{2.15}$$

$$\alpha_2 = (k^2 - \varepsilon_{zz}\omega^2 / c^2)^{1/2}\,. \tag{2.16}$$

На основании (2.4) могут быть получены выражения типа (2.12), (2.14) для *y*-компоненты магнитного поля:

$$\begin{aligned} H_y(z) &= \frac{i\omega\varepsilon_1}{\alpha_1 c}\exp(ik_3 nL)\left\{ A_+ \exp\left[\alpha_1 (z - nL)\right] - \right. \\ &\left. - A_- \exp\left[-\alpha_1 (z - nL)\right] \right\}, \end{aligned} \tag{2.17}$$

где

$$nL < z < nL + d_1$$

$$\begin{aligned} H_y(z) &= \frac{i\omega\varepsilon_{zz}\sqrt{\alpha}}{\alpha_2 c}\exp(ik_3 nL)\left\{ B_+ \exp\left[\sqrt{\alpha}\alpha_2 (z - nL - d_1)\right] - \right. \\ &\left. - B_- \exp\left[-\sqrt{\alpha}\alpha_2 (z - nL - d_1)\right] \right\}, \end{aligned} \tag{2.18}$$

где

$$nL + d_1 < z < (n+1)L$$

Закон дисперсии объемных электромагнитных волн определяется граничными условиями между различными средами. Непрерывность электрического и магнитного полей в точке $z = nL + d_1$ соответственно дает

$$A_+ e^{\alpha_1 d_1} + A_- e^{-\alpha_1 d_1} = B_+ + B_-\,, \tag{2.19}$$

$$F\left(A_+ e^{\alpha_1 d_1} + A_- e^{-\alpha_1 d_1}\right) = B_+ - B_-\,, \tag{2.20}$$

где

$$F = \alpha_2 \varepsilon_1 \big/ \alpha_1 \varepsilon_{zz} \sqrt{\alpha} \, .$$

Из условия непрерывности полей при $z = nL$ получаем

$$A_+ + A_- = e^{-ik_3 L}\left(B_+ e^{\sqrt{\alpha}\alpha_2 d_2} + B_- e^{-\sqrt{\alpha}\alpha_2 d_2} \right), \tag{2.21}$$

$$F\left(A_+ - A_- \right) = e^{-ik_3 L}\left(B_+ e^{\sqrt{\alpha}\alpha_2 d_2} - B_- e^{-\sqrt{\alpha}\alpha_2 d_2} \right). \tag{2.22}$$

Таким образом, граничные условия (2.19)–(2.22) дают четыре уравнения для четырех неизвестных A_+, A_-, B_+, B_-, условие нетривиальной разрешимости которых приводит к дисперсионному соотношению для $\omega(k, k_3)$:

$$\cos\left(k_3 L\right) = \mathrm{ch}\left(\alpha_1 d_1\right)\mathrm{ch}\left(\sqrt{\alpha}\alpha_2 d_2\right) + \frac{1}{2}\left(F + \frac{1}{F} \right)\mathrm{sh}\left(\alpha_1 d_1\right)\mathrm{sh}\left(\sqrt{\alpha}\alpha_2 d_2\right). \tag{2.23}$$

В случае замены $\alpha \to 1$ и $\varepsilon_{zz} \to \varepsilon_2$ уравнение (2.23) совпадает с точностью до обозначений с дисперсионным уравнением для электромагнитных волн H-типа в бесконечной слоистой среде, состоящей из чередующихся однородных изотропных слоев с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 [3]. Численный анализ (2.23) в случае изотропных слоев показывает, что спектр объемных электромагнитных волн имеет зонный характер [6]. Если волна распространяется вдоль нормали к изотропным слоям (k=0), тогда (2.23) совпадает с точностью до обозначений с дисперсионным уравнением, полученным в [12].

Дисперсионное уравнение (2.23) решалось численно. Для иллюстрации приведем здесь результаты расчетов для слоистой среды с толщинами изотропного и анизотропного слоев соответственно d_1 = 0,1 мкм, d_2 = 0,9 мкм. Диэлектрическая проницаемость изотропного слоя ε_1 = 2,2, для анизотропного слоя в области оптических частот значения $\varepsilon_\perp$ = 2,4, $\varepsilon_\parallel$ = 4 соответствуют жидкому кристаллу 4-бутил-4′-метоксиазоксибензол (БМАОБ) при температуре t = 20 °С [13]. На рис. 2.2 представлена зонная структура спектра электромагнитных волн при различных значениях ориентации директора НЖК.

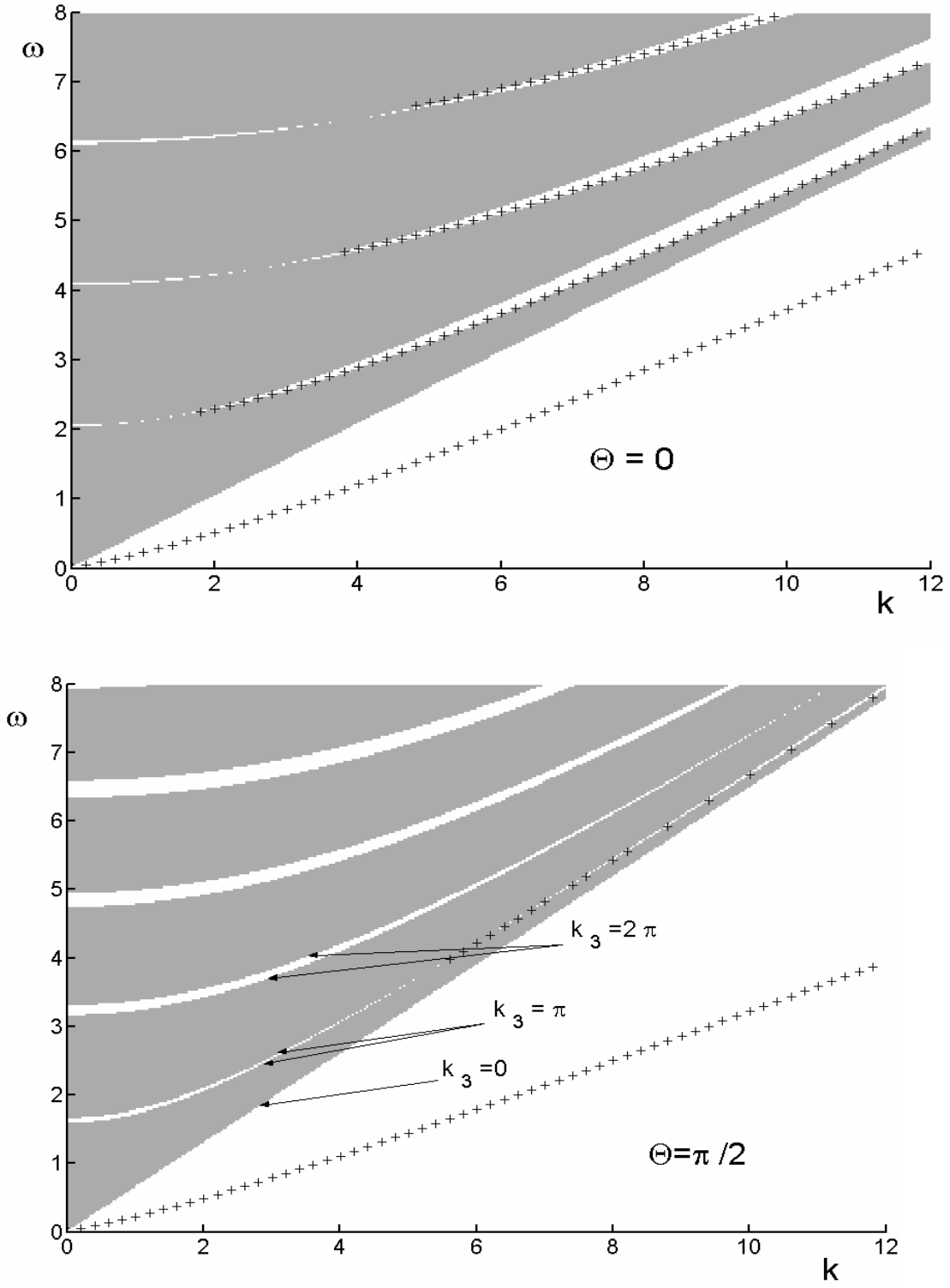


Рис. 2.2. Зонная структура объемных мод в плоскости ωk, ω – в единицах c/L, k – в единицах $1/L$. Сплошная заливка соответствует разрешенным зонам; (+) – частоты поверхностных мод.

Изменение угла, задающего ориентацию оптической оси НЖК, при неизменных прочих параметрах системы, с $\theta = 0$ на $\theta = \pi/2$ приводит к качественным изменениям зонной структуры спектра объемных электромагнитных волн. В заданном частотном диапазоне меняются ширины и число запрещенных зон. Этот вывод остается в силе в случае двумерных [14] и трехмерных [15] фотонных кристаллов с включением нематика.

Шириной запрещенной зоны можно эффективно управлять (закрывать, открывать), изменяя ориентацию директора НЖК электрическим или температурным полями. В работе [16] исследуется влияние магнитного поля на электрические и поляризационные характеристики световых волн, распространяющихся в одномерных периодических магнитоактивных структурах. Показано существование скачкообразных изменений поляризации излучения, прошедшего слоистую среду и отраженного от нее, вблизи границ фотонных запрещенных зон; предсказывается существенное усиление фарадеевского вращения в периодической среде при некоторых значениях величины внешнего магнитного поля.

§ 2.2. Поверхностные электромагнитные волны в фотонном кристалле

Решения уравнений Максвелла, убывающие при $x \to \pm\infty$, будем искать в полуограниченной СР (рис. 2.3) в виде, отличном от (2.12) и (2.14) лишь заменой ik_3 на $-\beta$ ($\mathrm{Re}\beta > 0$) (при этом n = 0, 1, 2,...). В изотропной среде при $z < 0$

$$E_x(z) = A_0 e^{\alpha_0 z}, \tag{2.24}$$

где

$$\alpha_0 = (k^2 - \varepsilon_0 \omega^2 / c^2)^{1/2}, \qquad \mathrm{Re}\,\alpha_0 > 0. \tag{2.25}$$

Согласование выражений для полей в различных областях обеспечивается посредством использования граничных условий.

Для того чтобы получить закон дисперсии поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), достаточно рассмотреть граничные условия вдоль трех границ раздела: $z = nL$, $z = nL + d_1$ и $z = 0$. Из условия непрерывности электрического и магнитного полей E_x, H_y на границах раздела $z = nL$ и $z = nL + d_1$ получаем четыре уравнения для A_+, A_-, B_+, B_-. Если выделим B_+ и

B_- из этого ряда из четырех уравнений, то получим два уравнения для A_+ и A_- :

$$\begin{bmatrix} (1+F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) & (1-F)(e^{-\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) \\ (1-F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{\alpha_2 d_2}) & (1+F)(e^{-\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{\alpha_2 d_2}) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_+ \\ A_- \end{pmatrix} = 0, \qquad (2.26)$$

где

$$F = \varepsilon_1 \alpha_2 / (\alpha_1 \varepsilon_{zz} \alpha^{1/2}).$$

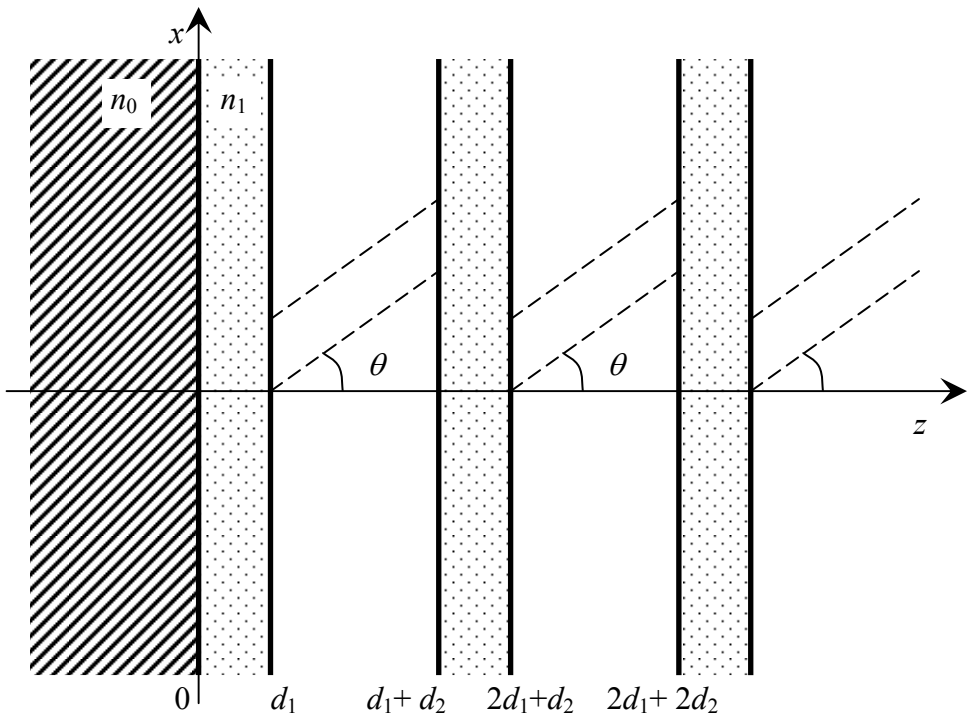


Рис. 2.3. Схематическое представление слоистой структуры, граничащей с изотропной средой.

Из условия непрерывности электрического и магнитного полей при z=0 следует:

$$A_+ = GA_-, \qquad (2.27)$$

где

$$G = (1+F_0)/(F_0 - 1), \qquad F_0 = \varepsilon_1 \alpha_0 / \varepsilon_0 \alpha_1.$$

Из совместного рассмотрения (2.26), (2.27) получаем дисперсионное уравнение, определяющее ω как функцию k:

$$F\left(F_0^2-1\right)\mathrm{th}\left(\alpha_1 d_1\right)+\left(F_0^2-F^2\right)\mathrm{th}\left(\alpha_2 d_2\right)+F_0\left(1-F^2\right)\mathrm{th}\left(\alpha_1 d_1\right)\mathrm{th}\left(\alpha_2 d_2\right)=0, \quad (2.28)$$

и уравнение для экспоненциального фактора $\beta(k)$

$$\exp(-\beta L)=\frac{F_0\,\mathrm{ch}\left(\alpha_2 d_2\right)-F\,\mathrm{sh}\left(\alpha_2 d_2\right)}{F_0\,\mathrm{ch}\left(\alpha_1 d_1\right)+\mathrm{sh}\left(\alpha_1 d_1\right)}. \quad (2.29)$$

В случае замены $\alpha\to 1$ и $\varepsilon_{zz}\to\varepsilon_2$ уравнения (2.28) и (2.29) сводятся с точностью до обозначений к соответствующим выражениям, полученным в [3] для ПЭВ *H*-типа на границе раздела изотропной среды и сверхрешетки.

Если $d_1\to 0$, то следует известный результат [9] для закона дисперсии и параметров затухания ПЭВ *H*-типа на границе раздела полубесконечных изотропной и анизотропной сред:

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_0\varepsilon_{zz}(\varepsilon_0-\varepsilon_{xx})}{\varepsilon_0^2-\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}}, \quad (2.30)$$

$$\beta=-\frac{\varepsilon_{xx}\omega}{c\varepsilon_0}\left[\frac{\varepsilon_0^2(\varepsilon_0-\varepsilon_{zz})}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}-\varepsilon_0^2}\right]^{1/2}, \qquad \alpha_0=\frac{\omega}{c}\left(\frac{\varepsilon_0^2(\varepsilon_0-\varepsilon_{zz})}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}-\varepsilon_0^2}\right)^{1/2}. \quad (2.31)$$

При $d_2\to 0$ получаем ПЭВ на границе раздела изотропных сред [3, 17]:

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\frac{|\varepsilon_0|\varepsilon_1}{|\varepsilon_0|-\varepsilon_1}, \quad (2.32)$$

$$\beta=-\frac{\omega\varepsilon_1}{c\sqrt{|\varepsilon_0|-\varepsilon_1}}, \quad (2.33)$$

$$\alpha_0=\frac{\omega}{c}\left(\frac{\varepsilon_0^2}{|\varepsilon_0|-\varepsilon_1}\right)^{1/2} \qquad \varepsilon_0<0, \qquad \varepsilon_1<|\varepsilon_0|. \quad (2.34)$$

Как и в случае объемных волн, дисперсионное уравнение (2.28) решалось численно. Для случая контакта СР с металлом, диэлектрическая проницаемость которого $\varepsilon_0 = -3{,}4$, и неизменных прочих параметрах системы, на рис. 2.2 приведены дисперсионные кривые поверхностных электромагнитных мод, расположенные в запрещенных зонах объемного спектра ФК. Как видно из рисунка, переориентация директора приводит к радикальной перестройке спектра поверхностных волн. Особенностью фундаментальных поверхностных волн, соответствующих нижней дисперсионной кривой, является наивысшая степень локализации в слоистой среде. Так, например, при $L \approx 10^4$ Å для $kL \approx 10$ (когда частота $\omega \approx 10^{15}$ Гц) глубина проникновения в слоистую среду фундаментальных возбуждений соизмерима с периодом решетки, в то время, как длина локализации возбуждений других ветвей на порядок больше.

Таким образом, показано, что спектр объемных и поверхностных электромагнитных волн существенно перестраивается при переориентации директора НЖК. Этот результат качественно подтверждается независимыми экспериментальными данными работы [18], в которой сообщается о реализации для микроволновой области частот (26,5–40 ГГц) жидкокристаллического переключателя, организованного из чередующихся слоев НЖК и слоя алюминия. Зарегистрирован ряд резонансных частот пропускания для микроволн, падающих на структуру с их электрическим полем, перпендикулярным к слоям. Эти резонансы обусловлены возбуждением поверхностных плазмонов. При изменении напряжения, приложенного к металлическим слоям, резонансными частотами пропускания можно управлять, изменяя ориентацию оптической оси нематика.

§ 2.3. Объемные акустические волны в фононном кристалле

По аналогии с фотонными кристаллами слоистые среды, в которых плотность и скорость звука изменяются периодически с характерным масштабом периодичности порядка длины акустической волны называются фононными кристаллами. Рассмотрим, следуя работе [19], распространение поперечных упругих волн в периодической слоистой среде, состоящей из двух чередующихся однородных и изотропных слоев. Геометрия исходной структуры изображена на рис. 2.4.

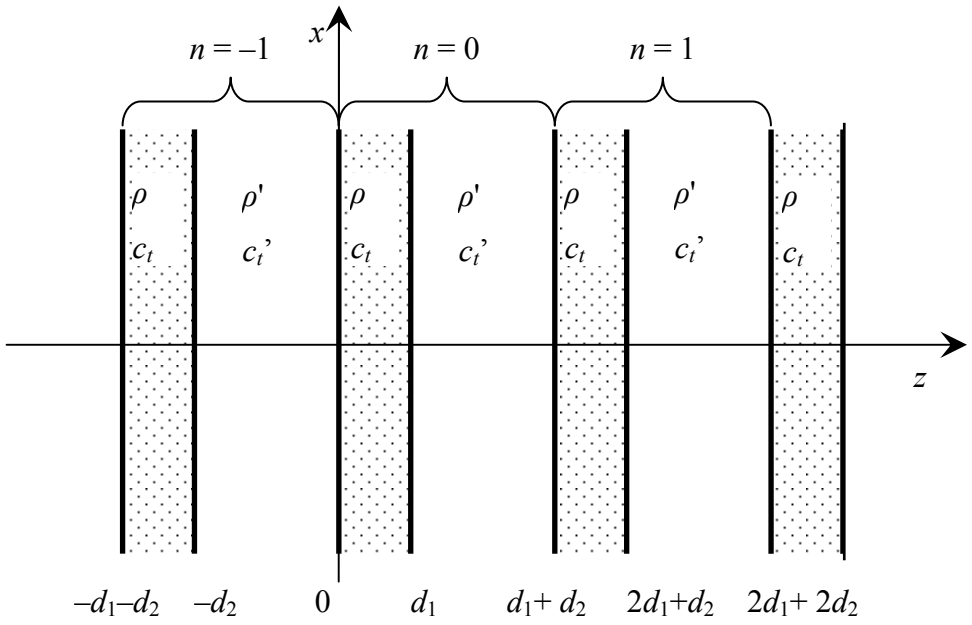


Рис. 2.4. Схематическое представление периодической слоистой среды.

Упругие свойства среды толщиной d_1 описываются двумя параметрами – плотностью ρ и поперечной скоростью звука c_t, толщиной $d_2 - \rho'$ и c'_t. Рассматриваются сдвиговые упругие волны со смещением вдоль x_2-направления, распространяющиеся в x_3-направлении; в волне испытывает колебание смещение упругой среды u_2, зависящее от координат x_1, x_3 (и от времени t), но не от x_2. Для описания сдвиговых колебаний в слоистой среде используется уравнение движения упругой среды [20]. Следует отметить, что для заданной геометрии задачи изучение распространения упругих волн проводится методом, уже использованным выше при исследовании распространения электромагнитных волн в периодической слоистой среде.

Уравнение движения в нештрихованной среде для смещения $u_2(x_1, x_3, t)$ имеет вид

$$\ddot{u}_2(x_1, x_3, t) = c_t^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \right) u_2(x_1, x_3, t). \qquad (2.35)$$

Решение уравнения (2.35) будем искать в виде

$$u_2(x_1, x_3, t) = e^{i(k_3 x_3 - \omega t)} u_2(x_1), \tag{2.36}$$

где ω, k_3 – соответственно частота и составляющая по оси x_3 волнового вектора поперечной волны, распространяющейся в плоскости $x_1\, x_3$. Подставляя (2.36) в (2.35), находим

$$(c_t^2 k_3 - \omega) u_2(x_1) = c_t^2 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} u_2(x_1). \tag{2.37}$$

Общее решение (2.37) имеет вид

$$u_2(x_1) = A_+ e^{\alpha_1 x_1} + A_- e^{\alpha_1 x_1}, \tag{2.38}$$

где

$$\alpha_1 = (k_3^2 - \omega^2 / c_t^2)^{1/2}. \tag{2.39}$$

Используя периодичность в x_1-направлении, представим $u_2(x_1)$ в форме блоховской волны

$$u_2(x_1) = e^{ik_1 x_1} u_2(k_1, x_1), \tag{2.40}$$

где

$$u_2(k_1, x_1) = u_2(k_1, x_1 + L). \tag{2.41}$$

Здесь $L=d_1+d_2$ – период в x_1-направлении. Из (2.38) и (2.40) можно найти $u_2(k_1, x_1)$:

$$u_2(k_1, x_1) = e^{-ik_1 x_1} (A_+ e^{\alpha_1 x_1} + A_- e^{\alpha_1 x_1}). \tag{2.42}$$

Функция $u_2(k_1,x_1)$ должна быть периодической функцией с периодом L. Это можно сделать посредством замены x_1 на $x_1 - nL$, когда x_1 лежит в n-м слое. В результате находим

$$u_2(k_1, x_1) = e^{-ik_1 (x_1 - nL)} (A_+ e^{\alpha_1 (x_1 - nL)} + A_- e^{\alpha_1 (x_1 - nL)}), \tag{2.43}$$

где

$$nL < x_1 < nL + d_1. \tag{2.44}$$

Очевидно, что функция $u_2(k_1,x_1)$ не зависит от n и, следовательно, является периодической с периодом L, т. е. удовлетворяет условию периодичности (2.41). Таким образом, используя (2.40) и (2.43), получаем

$$u_2(x_1) = e^{ik_1 nL}(A_+ e^{\alpha_1(x_1-nL)} + A\_e^{\alpha_1(x_1-nL)}), \tag{2.45}$$

где

$$nL < x_1 < nL + d_1. \tag{2.46}$$

Выражение для смещения в штрихованной области получается аналогично и имеет вид

$$u_2(x_1) = e^{ik_1 nL}(B_+ e^{\alpha_2(x_1-nL-d_1)} + B\_e^{\alpha_2(x_1-nL-d_1)}), \tag{2.47}$$

где

$$nL + d_1 < x_1 < (n+1)L \tag{2.48}$$

и

$$\alpha_2 = (k_3^2 - \omega^2 / c_t'^2)^{1/2}. \tag{2.49}$$

Для того чтобы найти соотношение дисперсии, а также произвольные константы A_+, A_-, B_+, B_-, воспользуемся граничными условиями на границах между различными упругими материалами. На границе между различными средами должны равняться: 1) смещение сред и 2) напряжения:

$$n_i \sigma_{ik} = n_i \sigma'_{ik}, \tag{2.50}$$

где n_i – компоненты единичного вектора, направленного по оси x_1, компоненты тензора напряжений изотропной среды

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\sigma}\left(u_{ij} + \frac{\sigma}{1-\sigma}u_{ij}\delta_{ij}\right).$$

здесь σ, E – соответственно коэффициент Пуассона и модуль Юнга, компоненты тензора деформации

$$u_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i).$$

Для волн, рассматриваемых здесь, отлична от нуля только компонента тензора напряжений

$$\sigma_{12} = \rho c_t^2 \frac{\partial u_2}{\partial x_1}, \qquad c_t^2 = E/[2\rho(1+\sigma)];$$
$$\sigma_{11} = \sigma_{13} = 0. \tag{2.51}$$

В штрихованной области

$$\sigma'_{12} = \rho' c_t'^2 \frac{\partial u_2}{\partial x_1}, \qquad \sigma'_{11} = \sigma'_{13} = 0. \tag{2.52}$$

Непрерывность смещения при $x_1 = nL + d_1$ дает

$$A_+ e^{\alpha_1 d_1} + A_- e^{-\alpha_1 d_1} = B_+ + B_-. \tag{2.53}$$

Непрерывность давления при $x_1 = nL + d_1$ дает

$$\alpha_1 \rho c_t^2 (A_+ e^{\alpha_1 d_1} + A_- e^{-\alpha_1 d_1}) = \alpha_2 \rho' c_t'^2 (B_+ - B_-). \tag{2.54}$$

Из условия непрерывности смещения и давления при $x_1 = nL$ получаем соответственно

$$A_+ + A_- = e^{-ik_1 L} \ (B_+ e^{\alpha_2 d_2} + B_- e^{-\alpha_2 d_2}), \tag{2.55}$$

$$\alpha_1 \rho c_t^2 (A_+ + A_-) = e^{-ik_1 L} \ \alpha_2 \rho' c_t'^2 (B_+ e^{\alpha_2 d_2} - B_-^{\ -\alpha_2 d_2}). \tag{2.56}$$

Таким образом, граничные условия дают четыре уравнения (2.53)–(2.56) для четырех неизвестных A_+, A_-, B_+, B_-, условие нетривиальной разрешимости которых приводит к дисперсионному уравнению для $\omega(k_1, k_3)$:

$$\cos(k_1 L) = ch(\alpha_1 d_1) ch(\alpha_2 d_2) + \frac{1}{2}\left(F + \frac{1}{F} \right) sh(\alpha_1 d_1) sh(\alpha_2 d_2), \tag{2.57}$$

где $F = \alpha_1 \rho c_t^{\ 2} / \alpha_2 \rho' c_t'^{\ 2}$.

В случае волн, распространяющихся в x_1-направлении (k_3=0), (2.57) сводится, с точностью до обозначений, к дисперсионному уравнению, полученному в [21].

Результаты численного решения уравнения (2.57) приведены на рис. 2.5. Расчеты выполнены с использованием параметров для слоистой структуры Nb-Cu (табл. 2.1).

Таблица 2.1

Плотность ρ, поперечная скорость звука c_t и модуль сдвига $C_{44} = \rho c_t^2$ для слоистой структуры Nb-Cu [19]

	C_{44}, 10^{11} дин/см^2	ρ, г/см^3	c_t, 10^5 см/с
Nb	2,87	8,57	1,83
Cu	7,53	8,92	2,905

На рис. 2.5 заштрихованные области соответствуют разрешенным зонам, светлые области – запрещенным. Границы зон имеют место в точках $k_3L=n\pi$, n = 0, 1, 2 …Выше исследованы акустические волны в периодической слоистой среде. Новые особенности возникают в спектре акустических фононов слоистой среды с внедренным дефектным слоем [22]. В запрещенных зонах фононного спектра идеальной СР возникают дефектные уровни, соответствующие локализованным на дефекте акустическим фононным модам. Частота и степень локализации этих локализованных мод сильно зависит от ширины слоя затравочной идеальной структуры и ширины дефектного слоя. В рамках теории для сплошной среды исследованы также свойства локализованных оптических фононных мод в полупроводниковых сверхрешетках со структурным дефектным слоем [23]. Оказывается, что для определенных параметров структуры локализованные оптические фононные моды всегда появляются парами внутри каждой запрещенной фононной зоны. Антисимметричная и симметричная локализованные моды соответствуют поперечным (TO) и продольным (LO) колебаниям. Частоты и степень локализации мод зависят от отношения ширин слоев в элементарной ячейке и ширины дефектного слоя, но не от периода сверхрешетки. Локализованные оптические фононные моды могут быть выявлены в экспериментах по комбинационному рассеянию света.

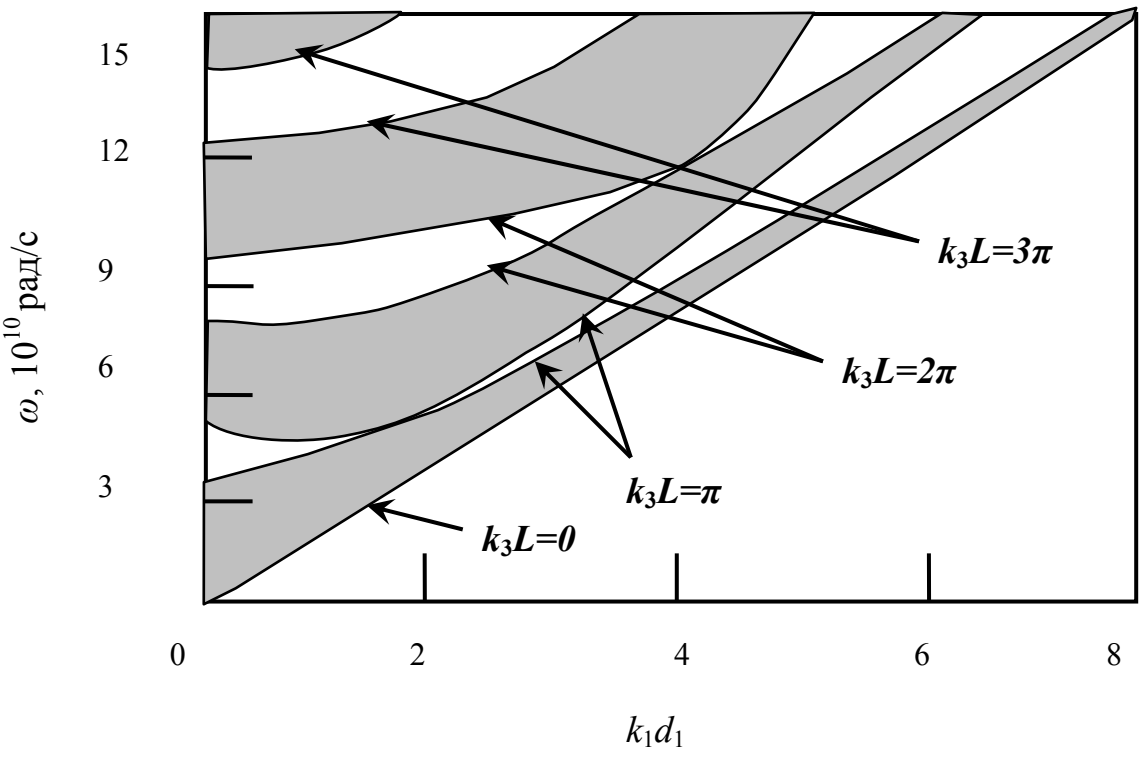


Рис. 2.5. Дисперсионные кривые для поперечных упругих волн, распространяющихся в бесконечной среде. Вычисления выполнены с d_1=1000 Å для Nb и d_2=500 Å для Cu.

Теперь мы можем рассмотреть влияние на акустические волны введения дополнительных граничных условий.

§ 2.4. Поверхностные акустические волны на границе полубесконечной слоистой структуры с вязкой средой

Исследуем сдвиговые акустические волны на границе полубесконечной слоистой среды и несжимаемой жидкости со смещением вдоль x_2-направления, распространяющиеся в x_3-направлении; в волне испытывают колебания смещение упругой среды u_2 и скорость движения частиц υ_2, зависящие от координат x_1, x_3 (и от времени t) [24]. Геометрия исходной структуры изображена на рис. 2.6.

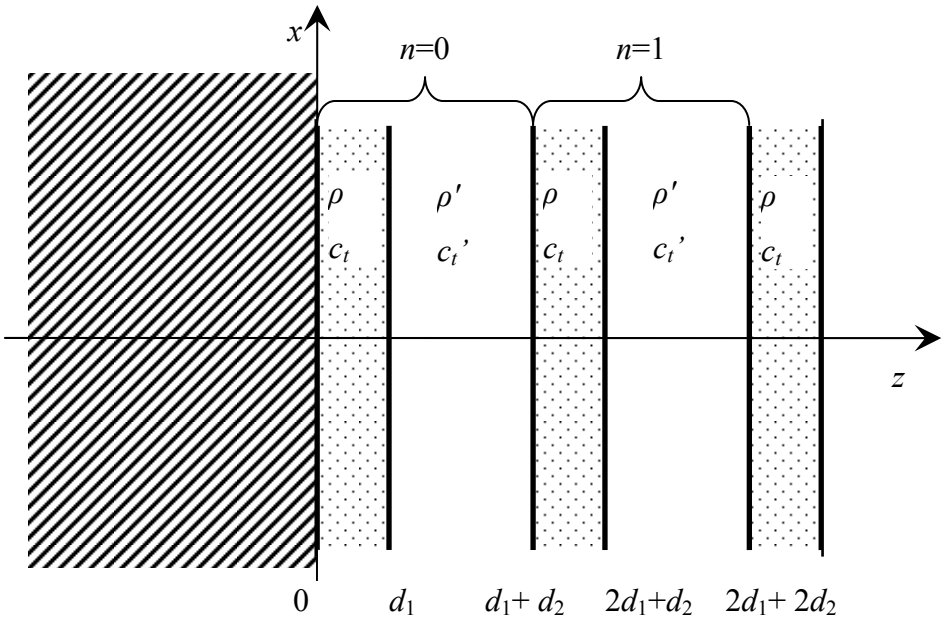


Рис. 2.6. Схематическое представление слоистой структуры, граничащей с жидкостью.

Для описания сдвиговых колебаний в слоистой среде и жидкости будем использовать уравнения движения упругой среды (2.35) и уравнение Навье–Стокса [25], которое сводится к линейному уравнению в силу того, что в рассматриваемой геометрии нелинейный член $(\vec{\upsilon}\nabla\vec{\upsilon})_{x_2} = 0$:

$$\frac{\partial \upsilon_2(x_1,x_3,t)}{\partial t} = \gamma\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}\right)\upsilon_2(x_1,x_3,t), \tag{2.58}$$

где γ – кинематическая вязкость жидкости.

Теперь будем искать поверхностные волновые решения, т. е. поверхностные волны, которые локализуются вблизи границы раздела слоистой структуры и жидкости и которые экспоненциально затухают по мере проникновения в сверхрешетку и жидкость. С этой целью заменим (2.45) посредством

$$\begin{aligned} &u_2(x_1) = e^{-\beta nL}\left(A_+ e^{\alpha_1(x_1-nL)} + A_- e^{-\alpha_1(x_1-nL)}\right), \\ &nL < x_1 < nL + d_1. \end{aligned} \tag{2.59}$$

В штрихованной области смещение теперь имеет вид

$$u_2(x_1) = e^{-\beta nL}(B_+ e^{\alpha_2(x_1-nL-d_1)} + B_- e^{-\alpha_2(x_1-nL-d_1)}),$$
$$nL + d_1 < x_1 < (n+1)L. \qquad (2.60)$$

Параметр β управляет экспоненциальным затуханием поля смещения поверхностной волны по мере его проникновения в слоистую среду. Экспоненциальное усиление исключается посредством требования Reβ>0. Решение уравнения (2.58) ищем в виде

$$\upsilon_2 = \upsilon_0 e^{\chi x_1} e^{i(k_3 x_3 - \omega t)}, \qquad \mathrm{Re}\,\chi > 0. \qquad (2.61)$$

Выражения (2.59) и (2.60) удовлетворяют тождественно уравнениям движения упругой среды в соответствующих областях, а подставляя (2.61) в (2.58), получаем

$$\chi = (k_3^2 - i\omega/\gamma)^{1/2}. \qquad (2.62)$$

Уравнения движения упругой среды и жидкости должны решаться при граничных условиях вдоль трех границ раздела: x_1=0, x_1=nL, x_1=nL+d_1. Из граничных условий при x_1=n и x_1=nL+d_1 получаем четыре уравнения для A_+, A_-, B_+, B_-, которые идентичны уравнениям (2.53) – (2.56), за исключением того, что ik_1 в (2.55), (2.56) заменяется на –β. Если выделить B_+ и B_- из этого ряда из четырех уравнений, тогда получаем два уравнения для A_+ и A_-:

$$\begin{pmatrix} (1+F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) & (1-F)(e^{-\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{-\alpha_2 d_2}) \\ (1-F)(e^{\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{\alpha_2 d_2}) & (1+F)(e^{-\alpha_1 d_1} - e^{-\beta L} e^{\alpha_2 d_2}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_+ \\ A_- \end{pmatrix} = 0. \qquad (2.63)$$

На границе жидкость – слоистая среда должны равняться скорости сред и напряжения. Из условия равенства скоростей

$$\dot{u}_2 = \upsilon_2 \qquad \text{при} \qquad x_1 = 0$$

получаем

$$\upsilon_0 = -i\omega(A_+ + A_-). \qquad (2.64)$$

Из условия

$$\sigma_{12} = \sigma^*_{12} \qquad \text{при} \qquad x = 0$$

или, иначе,

$$\rho c_t^2 \frac{\partial u_2}{\partial x_1} = \gamma \rho_* \frac{\partial \upsilon_2}{\partial x_1},$$

где ρ_* – плотность жидкости, следует уравнение

$$\alpha_1 A_+ - \alpha_1 A_- = \frac{\gamma \rho_*}{\rho c_t^2} \upsilon_0 \chi. \tag{2.65}$$

Используя уравнения (2.62), (2.64) преобразуем (2.65) к виду

$$A_+ = GA_-, \tag{2.66}$$

где

$$G = \left(1 - \frac{i\gamma\rho_*\omega\chi}{\alpha_1 c_{44}}\right) \Big/ \left(1 + \frac{i\gamma\rho_*\omega\chi}{\alpha_1 c_{44}}\right), \qquad c_{44} = \rho c_t^2.$$

В итоге мы имеем три уравнения (2.63), (2.66) для трех неизвестных β, A_+, A_-, решая которые получаем точные дисперсионные уравнения

$$F \operatorname{th} x + \operatorname{th} y + \frac{b}{a} F^2 \operatorname{th} x \operatorname{th} y - \frac{b}{a} \operatorname{th} x \operatorname{th} y \frac{b^2}{a^2} F \operatorname{th} x - \frac{b^2 F^2}{a^2} \operatorname{th} y = 0, \tag{2.67}$$

где

$$x = \alpha_1 d_1, \qquad y = \alpha_2 d_2, \qquad a = \alpha_1 c_{44}, \qquad b = y\rho_* \cdot i\omega\chi, \qquad F = \alpha_1 c_{44} / \alpha_2 c'_{44},$$

и уравнение для параметра затухания β

$$e^{-\beta L} = a \operatorname{ch} x / (a + bF) \operatorname{ch} y + [ab \operatorname{sh} x \operatorname{th} y (F^2 - 1) - b^2 F \operatorname{sh} x - b^2 F^2 \operatorname{ch} x \operatorname{th} y + \\ + abF \operatorname{ch} x - ab \operatorname{sh} x] / a(a + bF) e^y. \tag{2.68}$$

Если вязкость γ=0, тогда уравнения (2.67) и (2.68) переходят в известные формулы, полученные в случае контакта слоистой среды с вакуумом [19]:

$$F \operatorname{th} x + \operatorname{th} y = 0, \tag{2.69}$$

$$e^{-\beta l} = \operatorname{ch} x / \operatorname{ch} y. \tag{2.70}$$

В пределе, когда $x<<1$, $y<<1$, и в нижайшем порядке по k_3 можно получить аналитическое решение для закона дисперсии поверхностных волн [19]. В этом пределе дно нижайшей из объемных зон дается уравнением

$$\omega^2 = \overline{c}_t^2 k_3^2 (1 - \in k_3^2), \tag{2.71}$$

где

$$\overline{c}_t^2 = \frac{d_1 c_{44} + d_2 c'_{44}}{d_1 \rho + d_2 \rho'}, \qquad c_{44} = \rho c_t^2$$

и

$$\in = \frac{d_1^2 d_2^2 c_{44} c'_{44}}{2} \cdot \frac{d_1 c'_{44} + d_2 c_{44}}{d_1 c_{44} + d_2 c'_{44}} \cdot \frac{(1/c_t^2 - 1/c_t'^2)^2}{(d_1\rho + d_2\rho')^2}.$$

Частота поверхностной волны дается соотношением

$$\omega_S^2 = \overline{c}_t^2 k_3^2 (1 - 4 \in k_3^2). \tag{2.72}$$

Мы видим, что поправочные члены в (2.71), (2.72) имеют порядок $k_3^2 L^2$. Кроме того при заданных d_1 и d_2 они играют тем меньшую роль, чем ближе параметры одного вещества к параметрам другого.

Из сравнения (2.71), (2.72) видно, что частоты поверхностных мод лежат ниже соответствующих частот объемных мод. Используя (2.70), можно показать [19], что полученные поверхностные волны существуют только, если $c_t < c_t'$. Параметр затухания этих волн $\beta \approx \omega^2$.

Получим аналитическое решение дисперсионного уравнения в случае, когда $1>>|b/a|>>\{|x|, |y|\}$ и $|F| \approx 1$. В этом пределе уравнение (2.67) сводится к виду

$$y + Fx - \frac{b^2}{a^2} Fx - \frac{b^2 F^2}{a^2} y = 0. \tag{2.73}$$

Решая (2.73) относительно k_3, находим

$$k_3 = \left(\frac{A}{B}\right)^{1/2} \omega \left(1 + i \frac{D}{2A} \omega\right), \tag{2.74}$$

где эффективное значение скорости звука слоистой среды

$$\overline{c}_t = \left(\frac{B}{A}\right)^{1/2}; \qquad \frac{D}{A} = \frac{\gamma\rho_*^{\,2}(c_{44}d_2 + c'_{44}d_1)}{c_{44}c'_{44}(\rho' d_2 + \rho d_1)}. \tag{2.75}$$

Коэффициент затухания сдвиговых поверхностных волн

$$\Gamma = \mathrm{Im}k_3 = \frac{1}{2}k_0\frac{\rho_*^{\,2}}{\overline{\rho c}}\omega\gamma, \tag{2.76}$$

где $k_0\omega/\overline{c}_t$; эффективные значения плотности $\overline{\rho}$ и модуля сдвига $\overline{c}$ слоистой среды равны

$$\overline{\rho} = \frac{\rho d_1 + \rho' d_2}{d_1 + d_2}, \qquad \overline{c} = \frac{c_{44}c'_{44}(d_1 + d_2)}{d_1 c'_{44} + d_2 c_{44}}. \tag{2.77}$$

Сравним длину пробега акустической волны с ее длиной λ:

$$\lambda / \Gamma^{-1} = \pi\rho_*^2\omega\gamma / \overline{\rho c}. \tag{2.78}$$

Из уравнения (2.68) в обсуждаемом пределе получаем

$$e^{-\beta L} = 1 - \frac{\gamma\rho_* i\omega\chi(d_1 c'_{44} + d_2 c_{44})}{c_{44}c'_{44}}, \tag{2.79}$$

а если учесть в выражении для χ (2.62), что обычно $|k_3|^2 << \omega/\gamma$, тогда из (2.79) следует

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{(i+1)}{\sqrt{2}}\frac{\omega\rho_*}{\overline{c}}(\omega\gamma)^{1/2}, \\ \lambda / |\beta|^{-1} &= 2\pi\frac{\rho_*\overline{c}_t(\omega\gamma)^{1/2}}{\overline{c}}. \end{aligned} \tag{2.80}$$

В случае $\rho = \rho'$, $c_t = c_t'$ формулы (2.78) и (2.80) с точностью до обозначений совпадают с аналогичными выражениями, полученными в [26]. Напомним, что (2.74), (2.78) и (2.80) получены при условии, что

$$\{|x|, |y|\} << |b/a| << 1, \qquad |k_3|^2 << \omega/\gamma, \qquad |F| \approx 1$$

или, иначе,

$$1+\frac{\rho}{\rho_*}q >> \frac{2\sqrt{\omega\gamma}}{\overline{c}_t} >> \frac{\rho}{\rho_*}q\left[qk_0d_1+\left|(1-(c_t'/\overline{c}_t)^2)^{1/2}\right|\frac{c_t}{c_t'}k_0d_2\right],$$
$$\left|F\right|=\frac{\rho c_t}{\rho' c_t'}\left|(c_t^2-\overline{c}_t^2)^{1/2}/(c_t'^2-\overline{c}_t^2)^{1/2}\right|\approx 1, \qquad (2.81)$$

где

$$q=\left|(1-(c_t/\overline{c}_t)^2)^{1/2}\right|.$$

Отметим, что в слоистой полубесконечной среде, в отличие от однородного твердого тела, сдвиговые поверхностные волны существуют, если $c_t < c'_t$ и в отсутствие нагружения поверхности вязкой жидкостью (γ =0). Такие волны могут быть получены [19] на основе формул (2.69), (2.70), если в них удержать слагаемые не только нижайшего, но и следующего порядка малости по x и y. Параметр затухания этих волн $\beta \sim \omega^2$, в отличие от случая, рассмотренного нами (2.80), где $|\beta| \sim \omega^{3/2}$.

Приведем оценки, используя для определенности параметры для слоистой структуры Nb–Cu (табл. 2.1) и $\omega = 6\cdot10^8$ с$^{-1}$. В случае контакта слоистой среды с водой при 0 °С, когда ее вязкость γ = 2 см^2/с, плотность ρ_* = 1 г/см^3, получаем $|\beta|^{-1}= 10\lambda$, $\Gamma^{-1} = 10^3\,\lambda$ (λ=2·10^{-3} см).

Таким образом, установлено, что при нагружении поверхности слоистой среды вязкой жидкостью волна становится поверхностной. С ростом вязкости уменьшается глубина локализации волн и возрастает затухание. Вопрос о значениях затухания и глубины проникновения поверхностной волны должен решаться на основе полученных формул (2.78) и (2.80).

§ 2.5. Волны в конечной сверхрешетке

Новые особенности в свойствах электромагнитных волн возникают при исследовании распространения их в конечных слоистых средах [27]. Рассмотрим распространение электромагнитных волн *H*-типа вдоль *z*-направления в конечных периодических слоистых диэлектриках. Исследуем модификацию электромагнитных полей при вариации всех основных параметров системы, периода структуры, частоты поля, угла ориентации директора θ, толщины СР.

Уравнения Максвелла в анизотропной среде запишем в виде, подобном системе уравнений акустики [28, 29]:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial H_y}{\partial t} + c\frac{\partial E_x}{\partial z} = 0, \\ &\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{a(\theta)}\frac{\partial H_y}{\partial z} = 0, \end{aligned} \tag{2.82}$$

где

$$a(\theta) = \varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\text{ц}} / \left(\varepsilon_{\perp}\sin^2\theta + \varepsilon_{\text{ц}}\cos^2\theta\right).$$

Система уравнений для изотропного слоя получается из (2.82) заменой $a(\theta) \to \varepsilon_1$. Заметим, что, принимая $H_y(z,t) = H_y(z)\exp(-i\omega t)$, $E_x(z,t) = E_x(z)\exp(-i\omega t)$, система (2.82) при $\theta = 0$ либо $\pi/2$ эквивалентна (2.4) в случае распространения волн в *z*-направдении ($k = 0$). Умножая второе уравнение (2.82) на $\sqrt{a}$ и затем складывая с первым и вычитая из него, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} &\frac{\partial X}{\partial t} + \frac{c}{\sqrt{a}}\frac{\partial X}{\partial z} = 0, \\ &\frac{\partial Y}{\partial t} + \frac{c}{\sqrt{a}}\frac{\partial Y}{\partial z} = 0, \end{aligned} \tag{2.83}$$

где введены обозначения

$$X = H_y + \sqrt{a}E_x, \qquad Y = H_y - \sqrt{a}E_x.$$

Величины *X* и *Y* называются инвариантами Римана. Общее решение полученных уравнений имеет вид

$$X = f(x - c_1 t), \qquad Y = \varphi(x + c_1 t), \tag{2.84}$$

где f и φ – произвольные гладкие функции, $c_1 = c/\sqrt{a}$ – скорость распространения волны. Из (2.84) следует, что величины *X* и *Y* не изменяются соот-

ветственно вдоль линий $x - c_1 t = \text{const}$, $x + c_1 t = \text{const}$, которые называют характеристиками системы (2.82).

Для однозначного определения решения необходимо задать краевые условия. Используются так называемые «неотражающие граничные условия» [28]. Граница $x = l$ (l – размер СР) будет неотражающей, если инвариант Римана $Y = H_y - \sqrt{a} E_x$, который «приносится» справа характеристикой $x + c_1 t = const$, будет равен нулю:

$$\left(E_x - H_y \right)|_{z=l} = 0 . \qquad (2.85)$$

Слева на границу раздела вакуум – СР падает плоская волна, распространение которой описывается по закону косинуса, условие на границе

$$\left(E_x + H_y \right)|_{z=0} = 2 \cos \omega t. \qquad (2.86)$$

Начальные условия берутся нулевыми:

$$E_x(z,0) = 0 , \; H_y(z,0) = 0 . \qquad (2.87)$$

При численном решении систем гиперболических уравнений (2.82) используется метод Годунова [28]. В первую очередь найдем решение при тех же параметрах системы, что и в случае неограниченной СР, рассмотренной выше. Значения $\varepsilon_1 = 2,2$, $\varepsilon_\perp = 2,4$, $\varepsilon_\parallel = 4$ соответствуют жидкому кристаллу БМАОБ, d_1=0,1 мкм, d_2=0,9 мкм, $\theta = \pi / 2$. Число периодов СР $N = 20$. Частота падающего на СР излучения $\omega = 1,9 \cdot 10^{15} c^{-1}$ лежит в центре самой высокочастотной запрещенной зоны, представленной на рис. 2.2 при k=0 (случай нормального падения).

При заданных параметрах системы электромагнитная волна практически полностью отражается. Установившийся режим колебаний электрического поля в сверхрешетке подобен колебанию стоячей волны. На рис. 2.7 приведены решения для двух моментов времени. Одно решение соответствует моменту времени, когда значения электрического поля вдоль оси z достигают наибольшего абсолютного значения. Второе решение приведено с интервалом через четверть периода. Частота установившихся колебаний совпадает с

частотой падающего на СР излучения $\omega = 1{,}9 \cdot 10^{15}\,\text{с}^{-1}$. При изменении ориентации оптической оси на $\pi/2$ $(\theta = 0)$ и неизменных прочих параметрах системы СР прозрачна для падающего излучения, т. е. коэффициент пропускания (отношение квадрата амплитуды электрического поля прошедшей волны к квадрату амплитуды электрического поля падающей на СР волны) равен единице.

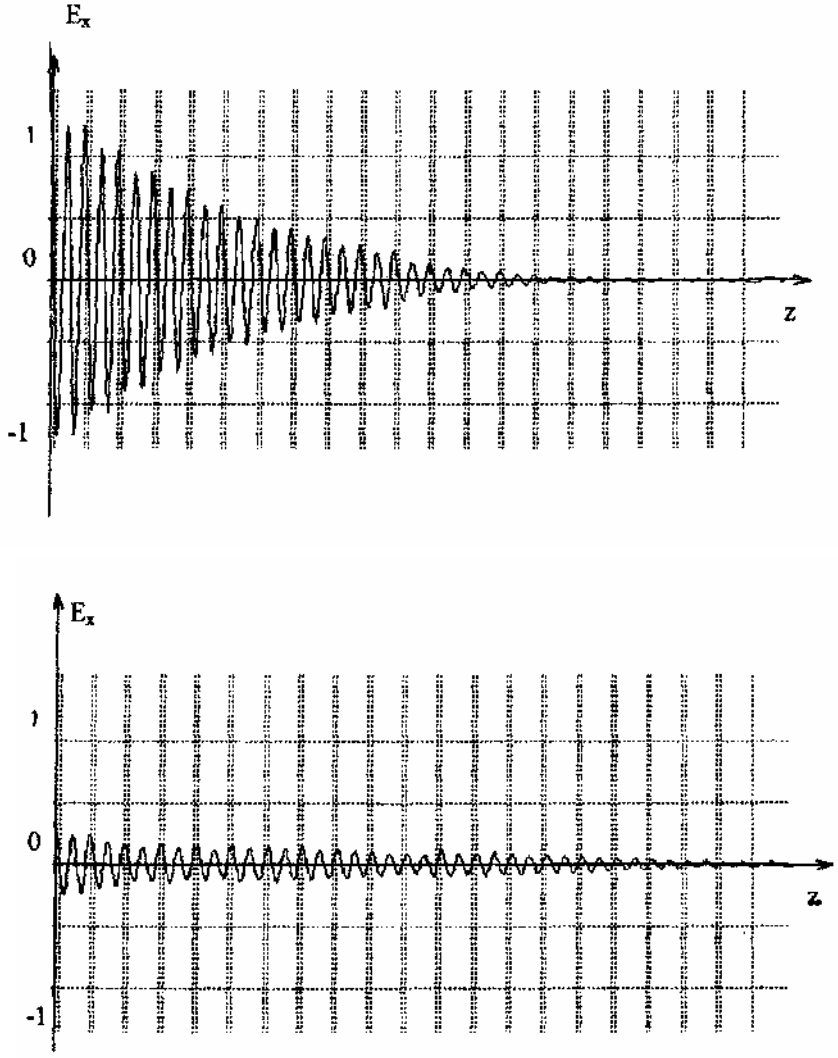


Рис. 2.7. Электрическое поле в СР в разные моменты времени с интервалом в четверть периода ($\theta = \pi / 2$). Период структуры – 1 мкм.

На рис. 2.8 приведены два решения, соответствующие установившемуся режиму колебаний электрического поля с интервалом полпериода. За это время волна проникает из СР в вакуум на расстояние в полдлины волны $\lambda/2$.

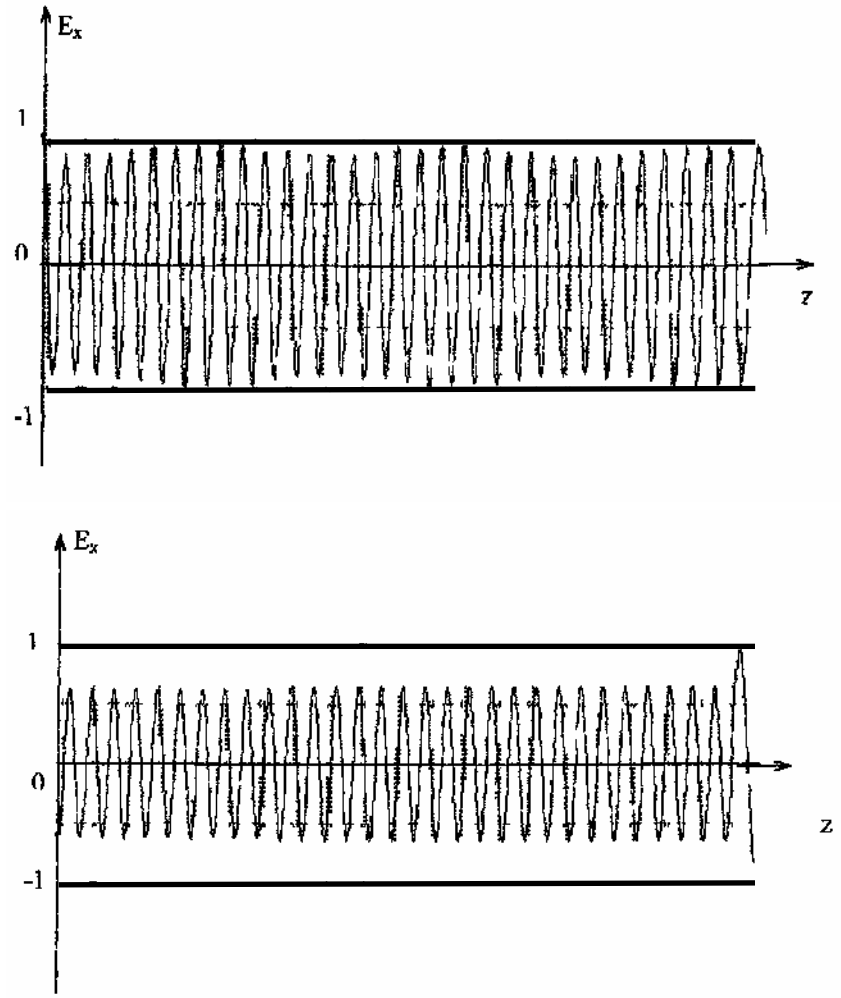


Рис. 2.8. Электрическое поле в СР в разные моменты времени с интервалом в полпериода ($\theta = 0$). Период структуры – 1 мкм.

На рис. 2.9 приведена кривая зависимости коэффициента пропускания K от угла θ, изменяющегося от 0° до $\pi/2$. Видно, что при изменении угла режим отражения электромагнитной волны резко меняется на режим пропускания. Это, очевидно, обусловлено тем, что при изменении ориентации директора нематика радикально перестраивается спектр электромагнитных волн. При уменьшении θ от 90° до 80° частота падающего на СР излучения лежит в области самой высокочастотной запрещенной зоны (см. рис. 2.2) и волна отражается от сверхрешетки. При углах, близких к 0°, частота оказывается в разрешенной зоне спектра электромагнитных волн и поэтому коэффициент пропускания $K \approx 1$.

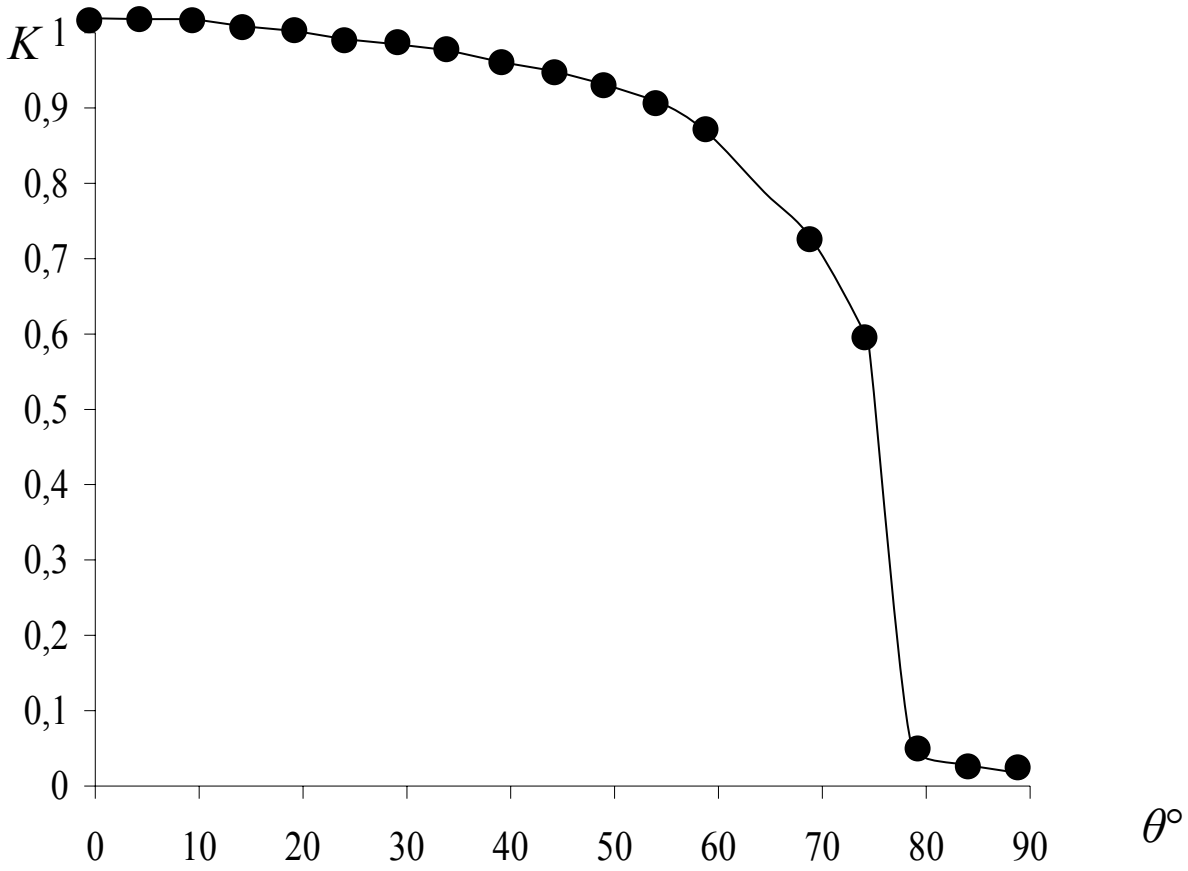


Рис. 2.9. Зависимость коэффициента пропускания от угла ориентации оптический оси нематика.

При увеличении периода СР в два раза (d_1 = 0,2 мкм, d_2 = 1,8 мкм) кривая зависимости $K(\theta)$ практически не отличается от приведенной на рис. 2.9. Отмеченные выше особенности электромагнитных волн в СР имеют место и для волн, частоты которых лежат в других запрещенных зонах спектра. Зонный характер спектра электромагнитных волн в СР достаточно отчетливо проявляется при уменьшении числа периодов в среде, вплоть до десяти ($l = 10L$). Таким образом, показано, что спектры и структура электромагнитных волн в слоистой среде обладают рядом особенностей, которые прежде всего обязаны специфике НЖК, рассматриваемого в качестве одного из чередующихся слоев сверхрешетки. Среди них следует отметить то обстоятельство, что спектр электромагнитных волн для данной области частот может качественно перестраиваться при изменении ориентации оптической оси нематика. Кроме того, для реалистичной модели конечной СР установлена сильная зависимость коэффициента пропускания от ориентации директора нематика. Эти особенности не изучены экспериментально.

§ 2.6. Заключение

Рассмотрено распространение объемных и поверхностных электромагнитных и акустических волн в 1D фотонном и фононном кристаллах. Следует отметить общность математических методов описания таких волн в слоистых средах. В силу этого подобны и структуры спектров объемных электромагнитных и акустических волн в неограниченных сверхрешетках – полосы разрешенных значений энергий разделены энергетическими щелями (см. рис. 2.2, 2.5). Частоты, соответствующие поверхностным волнам, находятся в запрещенных зонах (щелях) объемного спектра идеальных фотонного и фононного кристаллов.

Показана возможность эффективного внешнего управления спектром объемных и поверхностных электромагнитных возбуждений в ФК, а также спектром пропускания ФК при изменении ориентации оптической оси нематика, рассматриваемого в качестве одного из чередующихся слоев сверхрешетки.

Вязкая нагрузка поверхности слоистой среды приводит к локализации поперечной упругой волны у поверхности и затуханию образовавшихся поверхностных волн.

Новые особенности возникают в спектре акустических фононов слоистой среды с внедренным дефектным слоем. В запрещенных зонах спектра идеального фононного кристалла возникают дискретные дефектные уровни, соответствующие акустическим модам, локализованным на дефекте.

ГЛАВА III. ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОДЫ И СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТАМИ РЕШЕТКИ

§ 3.1. Спектр собственных возбуждений одномерного ФК с дефектом решетки

Фундаментальным свойством фотонных кристаллов является локализация электромагнитного поля в дефектных модах. Эффекты локализации широко исследовались ранее, как на основе анализа дисперсионных свойств ФК, позволяющего установить особенности спектра пропускания фотоннокристаллических структур, так и путем численного решения уравнений Максвелла [1–10]. Выше была показана возможность эффективного управления спектром объемных и поверхностных волн в ФК, структурной единицей одной из подрешеток которого являлся нематический жидкий кристалл. В связи с этим представляет интерес исследование возможности внешнего управления спектром дефектных мод, а также свойствами электромагнитного поля, локализованного в дефектных модах одномерного ФК с дефектным слоем НЖК.

Рассмотрим структуру, которая представляет собой неограниченную слоистую среду, состоящую из чередующихся изотропных слоев двух материалов со структурным дефектом (рис. 3.1). В качестве дефектного слоя был выбран слой нематического жидкого кристалла [11], обозначенный как d, толщиной W_d, θ – угол между оптической осью нематика и осью z. Слой НЖК внедрен между двумя полуограниченными сверхрешетками с элементарной ячейкой, состоящей из a и b материалов с толщинами слоев соответственно W_a и W_b. Обсуждаемая структура характеризуется диэлектрическими проницаемостями слоев a и b соответственно ε_a, ε_b и тензором диэлектрической проницаемости слоя НЖК, имеющего вид (2.2):

$$\hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_\perp \cos^2\theta + \varepsilon_\parallel \sin^2\theta & 0 & \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot \Delta\varepsilon \\ 0 & \varepsilon_\perp & 0 \\ \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot \Delta\varepsilon & 0 & \varepsilon_\perp \sin^2\theta + \varepsilon_\parallel \cos^2\theta \end{bmatrix}, \qquad (3.1)$$

где $\varepsilon_{\perp}=\varepsilon_{x'x'}=\varepsilon_{y'y'}$, $\varepsilon_{\parallel}=\varepsilon_{z'z'}$ – компоненты диэлектрического тензора в главных осях, $\Delta\varepsilon=\varepsilon_{\parallel}-\varepsilon_{\perp}$. В дальнейшем учитываются только диагональные компоненты тензора (3.1). Это оправдано, если $\theta=0$ либо $\theta=\pi/2$. Уравнения Максвелла в анизотропном дефектном слое ФК на классе полей *H*-типа с частотой ω

$$\left\{E_x, H_y\right\} = \left\{E_x(z), H_y(z)\right\} e^{-i\omega t} \tag{3.2}$$

имеют вид

$$\begin{aligned} &\left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\varepsilon_{xx}\omega^2}{c^2}\right) E_x(z) = 0, \\ &H_y(z) = -\frac{icdE_x}{\omega dz}, \end{aligned} \tag{3.3}$$

где c – скорость света в вакууме.

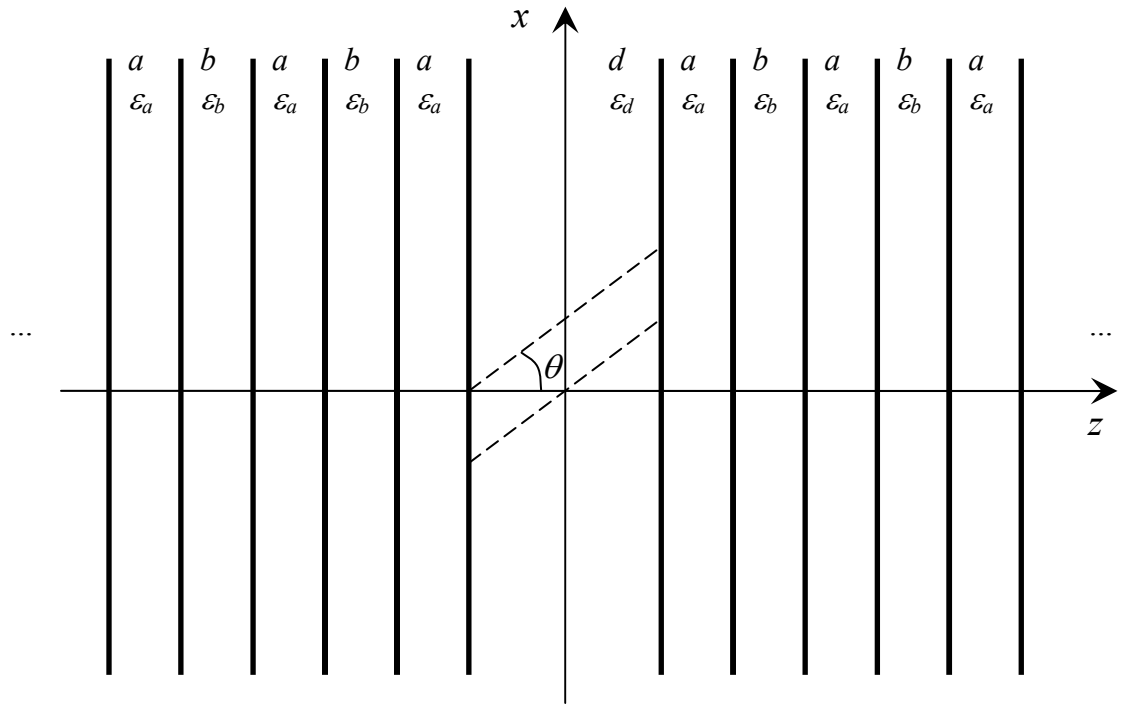


Рис. 3.1. Одномерный ФК с дефектом решетки.

Уравнения для полей *E*-типа получаются из (3.3) заменой $E_x(z) \to E_y(z)$, $H_y(z) \to H_x(z)$ и $\varepsilon_{xx} \to \varepsilon_{yy} = \varepsilon_\perp$. Уравнения Максвелла в изотропных слоях рассматриваемой слоистой структуры получаются из (3.3) заменой $\varepsilon_{xx} \to \varepsilon_a$ либо $\varepsilon_{xx} \to \varepsilon_b$.

Геометрия задачи, заданная выше, позволяет адаптировать для наших целей метод исследования локализованных акустических фононных мод в сверхрешетке с изотропным дефектным слоем [12, 13]. Решение уравнений Максвелла для электрического поля, локализованного в дефектной *L*-моде, может быть записано как

$$E_x(z,t) = E_L(z)e^{-i\omega_L t}, \tag{3.4}$$

где $E_L(z) = E_x(z)$ – напряженность электрического поля для локализованной *L*-моды и ω_L – частота локализованной моды. Для ФК-структуры с дефектом напряженность электрического поля в различных слоях может быть представлена, с учетом общего решения уравнения Максвелла для поля в слое (3.3), в виде

$$E_L(z) = \begin{cases} f(A_{Lj}^r, B_{Lj}^r, k_{Lj}, z - z_{mj}^r)e^{iq_z(m-1)W} & \left(-\dfrac{W_j}{2} \le z - z_{mj}^r \le \dfrac{W_j}{2}\right), \\ f(A_{Ld}, B_{Ld}, k_{Ld}, z - z_d) & \left(-\dfrac{W_d}{2} \le z - z_d \le \dfrac{W_d}{2}\right), \\ f(A_{Lj}^l, B_{Lj}^l, k_{Lj}, z - z_{mj}^l)e^{iq_z(m-1)W} & \left(-\dfrac{W_j}{2} \le z - z_{mj}^l \le \dfrac{W_j}{2}\right). \end{cases} \tag{3.5}$$

Здесь функция $f(A, B, k, z)$определяется посредством

$$f(A,B,k,z) = Ae^{ikz} + Be^{-ikz}, \tag{3.6}$$

z_d – координата центра дефектного слоя, z^l_{mj}, z^r_{mj} – координаты центров *j*-го (*j*=*a*, *b*) слоя в *m*-м (*m* = 1, 2, 3,...) периоде слева и справа полубесконечных СР; $k_{L\mu}$ задается равенством

$$k_{L\mu} = \frac{\omega_L n_\mu}{c} \qquad (\mu = a, b, d), \tag{3.7}$$

где

$$n_\mu = \sqrt{\varepsilon_\mu}, \qquad \varepsilon_d = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_\perp \cos^2\theta + \varepsilon_\parallel \sin^2\theta,$$

блоховское волновое число q_z должно быть комплексным:

$$q_z = \frac{n\pi}{W} + iq \qquad (q > 0, \quad n = 1,2,3,...). \tag{3.8}$$

Здесь $W = W_a + W_b$ – период идеальной слоистой среды. Из условия непрерывности E_x и H_y на границах раздела сред получаем уравнения для определения частоты ω_L и коэффициента затухания q локализованных мод:

$$\mathrm{ch}(qW) = (-1)^n(\cos\alpha\cos\beta - \frac{1}{2}n_{ba}^{+}\sin\alpha\sin\beta), \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}&(-1)^n \,\mathrm{sh}(qW)\left(2\cos\alpha\cos\beta - n_{da}^{+}\sin\alpha\sin\gamma\right) - (\sin\alpha\cos\beta + \\ &+\frac{1}{2}n_{ba}^{+}\sin\beta\cos\alpha)\times\left(2\sin\alpha\cos\gamma + n_{da}^{+}\sin\gamma\cos\alpha\right) + \frac{1}{2}n_{ba}^{-}n_{da}^{-}\sin\beta\sin\gamma = 0,\end{aligned} \tag{3.10}$$

где

$$\alpha = k_{La}W_a, \qquad \beta = k_{Lb}W_b, \qquad \gamma = k_{Ld}W_d,$$
$$n_{ba}^{\pm} = n_b/n_a \pm n_a/n_b, \qquad n_{da}^{\pm} = n_d/n_a \pm n_a/n_d.$$

Распределение электрического поля в локализованных модах ФК-структуры может быть представлено как

$$E_L(z) = \begin{cases} A_{La}^r f(A_{Ld}, B_{Ld}, k_{Ld}, z - z_d) & \left(-\frac{W_d}{2} \le z - z_d \le \frac{W_d}{2}\right), \\ A_{La}^r f\left[1, (e^{-iq_zW} - \varphi_1)/\varphi_1, k_{La}, z - z_{ma}^r\right] e^{iq_z(m-1)W} & \left(-\frac{W_a}{2} \le z - z_{ma}^r \le \frac{W_a}{2}\right), \\ A_{La}^r f(A_{Lb}^r, B_{Lb}^r, k_{Lb}, z - z_{mb}^r) e^{iq_z(m-1)W} & \left(-\frac{W_b}{2} \le z - z_{mb}^r \le \frac{W_b}{2}\right), \\ A_{La}^r f(A_{L\nu}^l, B_{L\nu}^l, k_{L\nu}, z - z_{m\nu}^l) e^{iq_z(m-1)W} & \left(-\frac{W_\nu}{2} \le z - z_{m\nu}^l \le \frac{W_\nu}{2}\right) \quad (\nu = a,b), \end{cases} \tag{3.11}$$

где

$$\varphi_1 = \cos\alpha\cos\beta - i\sin\alpha\cos\beta - \frac{1}{2}n_{ba}^{-}(\sin\alpha\sin\beta + i\cos\alpha\sin\beta),$$

$$\varphi_2 = -\frac{i}{2}n_{ba}^{-}\sin\beta,$$

$A_{La}{}^{r}$ – нормировочная константа, q_z – определяется посредством (3.9), (3.10);

$$\begin{pmatrix} A_{Lb}^{r} \\ B_{Lb}^{r} \end{pmatrix} = \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{Lb}, -W_b)\hat{\Lambda}(c_1, k_{La}, W_a)\hat{C},$$

$$\begin{pmatrix} A_{Ld} \\ B_{Ld} \end{pmatrix} = \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{Ld}, W_d)\hat{\Lambda}(c_1, k_{La}, -W_a)\hat{C},$$

$$\begin{pmatrix} A_{La}^{l} \\ B_{La}^{l} \end{pmatrix} = \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{La}, W_a)\hat{\Lambda}(c_1, k_{Ld}, -W_d)\begin{pmatrix} A_{Ld} \\ B_{Ld} \end{pmatrix}, \qquad (3.12)$$

$$\begin{pmatrix} A_{Lb}^{l} \\ B_{Lb}^{l} \end{pmatrix} = \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{Lb}, W_b)\hat{\Lambda}(c_1, k_{La}, -W_a)\begin{pmatrix} A_{La} \\ B_{La} \end{pmatrix},$$

где

$$\hat{\Lambda}(c_1, k, z) = \begin{pmatrix} e^{ikz/2}e^{-ikz/2} \\ ic_1 k e^{ikz/2} - ic_1 k e^{-ikz/2} \end{pmatrix}, \qquad (3.13)$$

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} 1 \\ (e^{-iq_z W} - \varphi_1)/\varphi_2 \end{pmatrix}. \qquad (3.14)$$

§ 3.2. Спектр пропускания конечной сверхрешетки

Спектр пропускания ограниченного ФК с дефектами решетки исследуем методом трансфер-матрицы [14]. Диэлектрические проницаемости слоев зададим в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon(0) = 1 & z > z_0, \\ \varepsilon(1) = \varepsilon_b & z_0 < z < z_1, \\ \varepsilon(2) = \varepsilon_a & z_1 < z < z_2, \\ \quad \ldots & \\ \varepsilon(l_1) = \varepsilon_d & z_{l_1-1} < z < z_{l_1}, \\ \quad \ldots & \\ \varepsilon(l_2) = \varepsilon_d & z_{l_2-1} < z < z_{l_2}, \\ \quad \ldots & \\ \varepsilon(N) = \varepsilon_b & z_{N-1} < z < z_N, \\ \varepsilon(s) = 1. & \end{cases} \tag{3.15}$$

Для рассматриваемой нами структуры распределение электрического поля в слоях имеет вид

$$E_x(n,t) = \left[A(n)e^{\alpha(n)(z-z_n)} + B(n)e^{-\alpha(n)(z-z_n)} \right] e^{-i\omega t}, \tag{3.16}$$

где $A(n)$, $B(n)$ – амплитуды соответственно падающей и отраженной волн в n-м слое,

$$\alpha(n) = \frac{\sqrt{\varepsilon(n)}\omega}{c}. \tag{3.17}$$

Распределение магнитного поля в слоях дается выражением

$$H_y(n,t) = \left[\sqrt{\varepsilon(n)} A(n)e^{i\alpha(n)(z-z_n)} - \sqrt{\varepsilon(n)} B(n)e^{-i\alpha(n)(z-z_n)} \right] e^{-i\omega t}. \tag{3.18}$$

Из непрерывности E_x , H_y на границах раздела сред $z = z_{n-1}$ получаем систему уравнений, которая может быть представлена как матричное уравнение

$$\begin{pmatrix} A(n-1) \\ B(n-1) \end{pmatrix} = T_{n-1,n} \begin{pmatrix} A(n) \\ B(n) \end{pmatrix}, \tag{3.19}$$

где трансфер-матрица

$$T_{n-1,n} = D^{-1}(n-1)D(n)P(n), \tag{3.20}$$

$$D(n)=\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \sqrt{\varepsilon(n)} & -\sqrt{\varepsilon(n)} \end{pmatrix}, \tag{3.21}$$

$$P(n)=\begin{pmatrix} e^{-i\alpha(n)\gamma_n} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha(n)\gamma_n} \end{pmatrix}, \tag{3.22}$$

$\gamma_n = z_n - z_{n-1}$, $n = 1, 2, \ldots, N$. Из (3.19) следует связь амплитуд $A(0)$, $B(0)$ с $A(s)$ и $B(s)$:

$$\begin{pmatrix} A(0) \\ B(0) \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A(s) \\ B(s) \end{pmatrix}, \tag{3.23}$$

$$\hat{M} = \hat{T}_{01}\hat{T}_{12}\ldots\hat{T}_{N-1,N}\hat{T}_{Ns}, \tag{3.24}$$

$$s \equiv N+1,\ \gamma_{N+1} \equiv 0.$$

Коэффициент пропускания $t(\omega)$ определяется при условии, что отсутствует отражение электромагнитных волн с правой стороны образца ФК, выражением

$$t(\omega) = \left| \left(\frac{A(s)}{A(0)} \right) B(s) = 0 \right|^2. \tag{3.25}$$

Окончательно, используя (3.24), получаем

$$t(\omega) = 1 - \left| \frac{\hat{M}_{21}}{\hat{M}_{11}} \right|^2, \tag{3.26}$$

где $\hat{M}_{11}$, $\hat{M}_{21}$ – элементы матрицы $\hat{M}$.

Уравнения (3.9), (3.10), определяющие частоты и коэффициенты затухания локализованных мод неограниченного ФК, решались численно. Приведем результаты расчетов для ФК с толщинами слоев $W_a = W_b = 1$ мкм и диэлектрическими проницаемостями соответственно $\varepsilon_a = 4$, $\varepsilon_b = 2{,}25$. Значения

показателей преломления дефектного слоя в ИК области $n_d = (\pi/2) = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} = n_{\parallel} = 1{,}7$ и $n_d(0) = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} = n_{\perp} = 1{,}5$ соответствуют нематическому жидкому кристаллу 5ЦБ при температуре 20 °С [15].

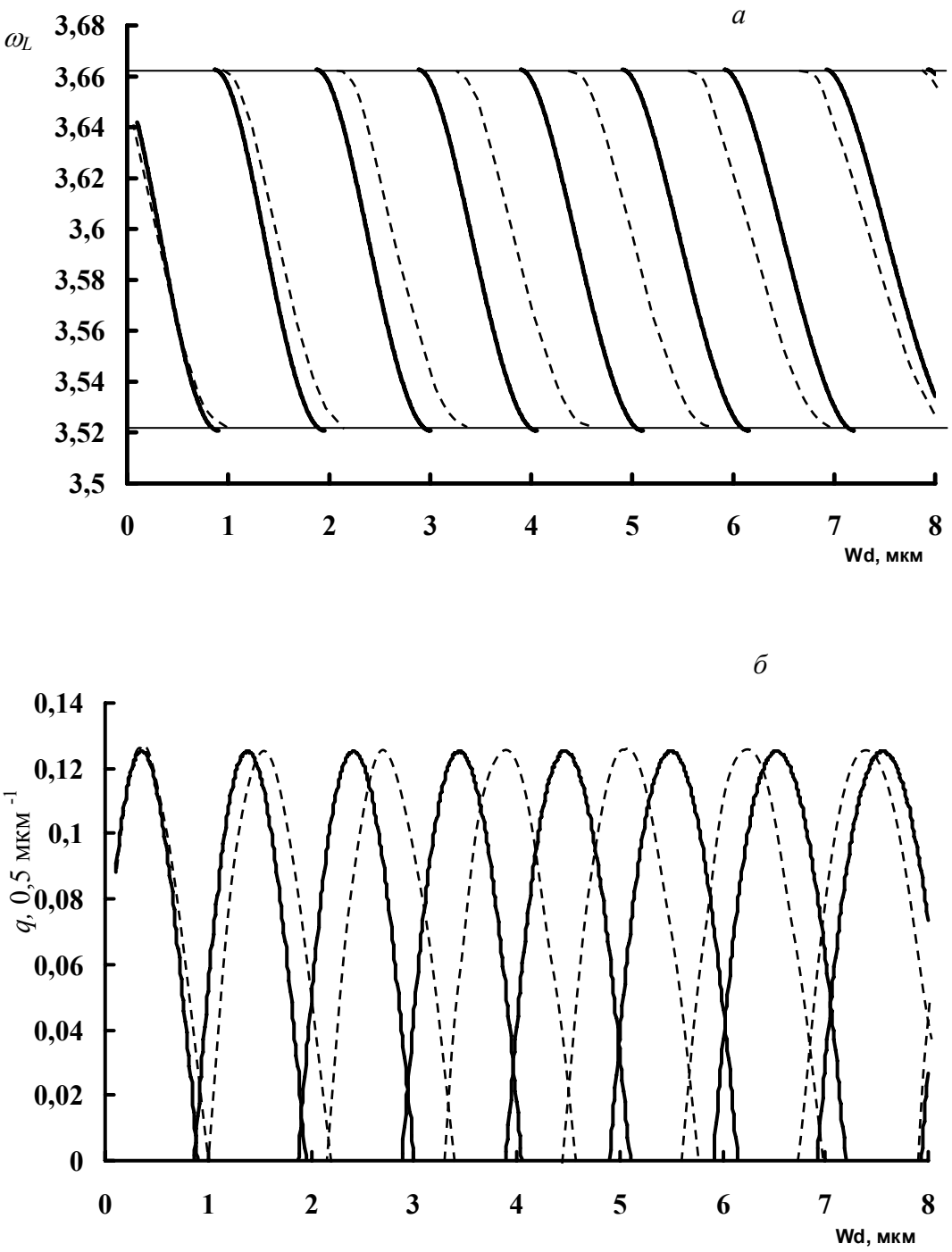


Рис. 3.2. Зависимость частоты (*а*) и коэффициента затухания (*б*) локализованных мод от толщины дефектного слоя. Штриховые кривые соответствуют n_d=1,5 при θ=0, сплошные – n_d=1,7 при θ=π/2; ω_L в единицах *c/W*.

Спектр электромагнитных возбуждений идеальной слоистой среды имеет зонный характер [16]. Дефектный слой, внедренный в ФК, может приводить к возникновению дискретных частот, лежащих в запрещенных зонах невозмущенной слоистой среды и локализации электромагнитного поля в дефектных модах. На рис. 3.2 представлена зависимость частоты и коэффициента затухания дефектных мод, лежащих во второй запрещенной зоне ($n = 2$), от толщины дефектного слоя, в случае нормальной и тангенциальной ориентации оптической оси нематика. Частоты $\omega_1 = 3{,}521$ с/$W = 5{,}281 \cdot 10^{14}$ Гц и $\omega_2 = 3{,}663$ с/$W = 5{,}495 \cdot 10^{14}$ Гц на этом рисунке определяют границы спектрального диапазона запрещенной зоны. Видно, что при изменении ориентации директора нематика не только существенно меняются частота и коэффициент затухания локализованных мод, но могут возникать, при определенных толщинах дефектного слоя, новые локализованные моды. Отметим, что при восстановлении трансляционной инвариантности в ФК при $W_d = 1$ мкм и $n_d = 1{,}5$ дискретные частоты в запрещенных зонах исчезают. Увеличение толщины дефектного слоя, при заданной ориентации оптической оси ЖК, приводит к росту числа дискретных частот в запрещенной зоне ФК. При $W_d = 100$ мкм число локализованных мод при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ возрастает до 5. На качественном уровне этот результат может быть наглядно интерпретирован. Локализованные моды вблизи дефекта в ФЗЗ-структурах имеют много общего с резонатором. Действительно, дефектную моду ФК можно представить в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от полуограниченных сверхрешеток, иначе говоря, стенок резонатора. Число же мод в заданном частотном интервале в резонаторе пропорционально его длине.

На рис. 3.3 иллюстрируется возможность управления спектром дефектных мод и пространственным распределением квадрата модуля электрического поля в дефектных модах ФК с толщиной дефектного слоя W_d=4,5 мкм. Центр дефектного слоя совпадает с началом координат. Кривые на этом рисунке при отрицательных значениях z получаются в результате операции зеркального отражения в плоскости $z = 0$. Кривая (на рис. 3.3(*б*)) построена для $\theta = \pi/2$, $n_{||}$=1,7. В этом случае частота локализованной моды, лежащая вблизи центра запрещенной зоны, ω_L=5,380·10^{14} Гц, соответствующий коэффициент затухания $q = 0{,}125$. Отчетливо проявляется локализация квадрата модуля электрического поля в окрестности вблизи дефектного слоя. Изменение ориентации оптической оси нематика с тангенциальной на нормальную ($\theta = 0$, $n_{\perp}$=1,5) приводит к появлению вместо одной двух дефектных мод, ле-

жащих вблизи границ сплошного спектра (см. рис. 3.3, *а* и *в*). Частоты и коэффициенты затухания мод на рис. 3.3, *а* и *в* равны соответственно ω_L=5,491·10^{14} Гц, q=0,026, ω_L=5,282·10^{14} Гц , q = 0,019. Следовательно, изменение ориентации директора индуцирует новые дефектные моды с существенно более слабой локализацией. Действительно, коэффициенты затухания мод (см. рис. 3.3, *а* и *в*) уменьшились соответственно в 4,8 и 6,6 раз.

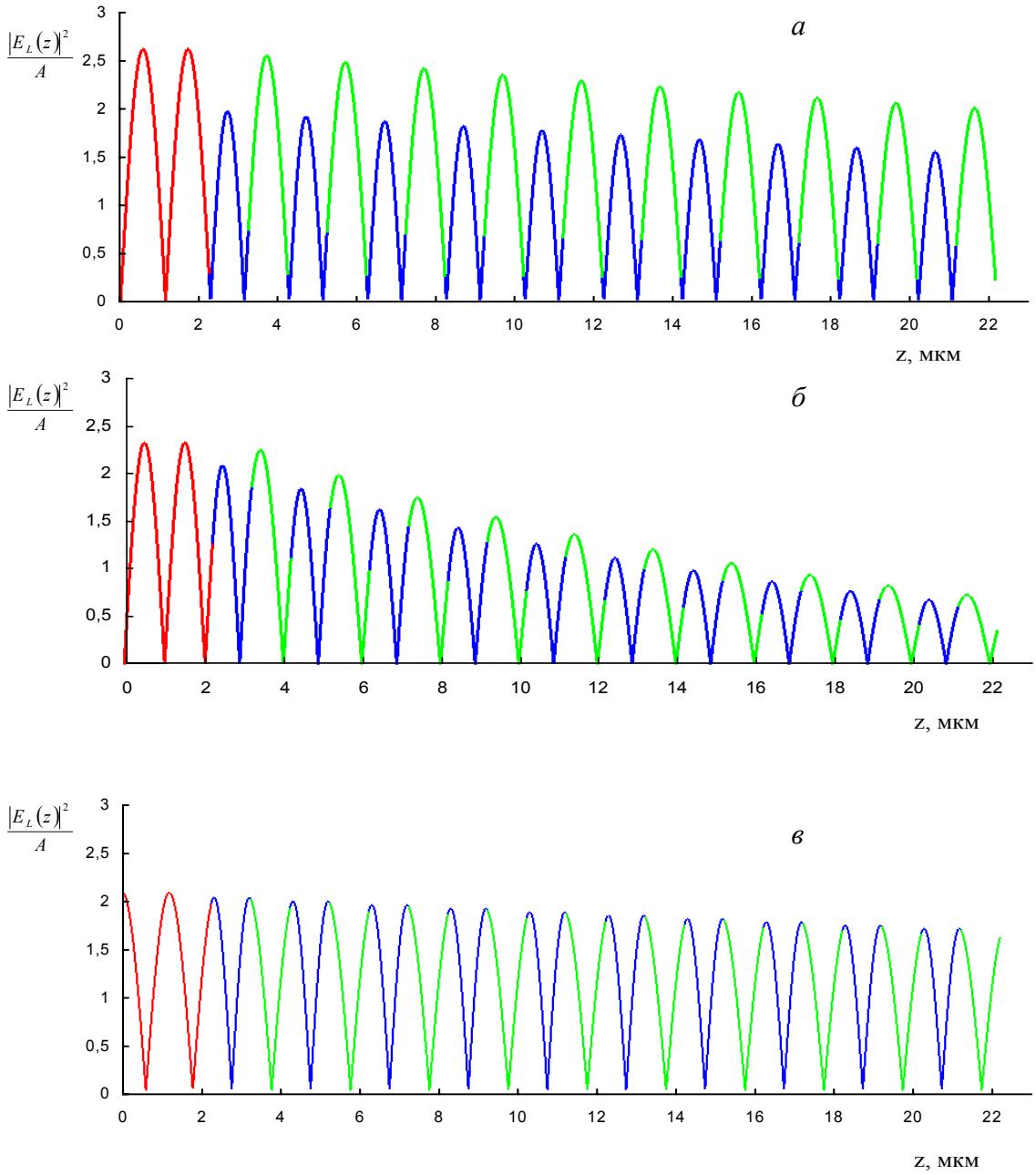


Рис. 3.3. Квадрат модуля электрического поля локализованной моды. Толщина дефектного слоя W_d = 4,5 мкм, n_d=1,5, (*а*, *в*), 1,7 (*б*), $A = \left|A_{La}^{r}\right|^2$. Центр дефектного слоя совпадает с началом координат(z = 0).

Из рис. 3.2, *а* видно, что существуют толщины дефектного слоя, при которых изменение ориентации директора с тангенциальной на нормальную не меняет число дефектных мод, а приводит лишь к сдвигу частот и коэффициентов затухания.

Исследуем теперь особенности спектра пропускания конечного ФК с помощью численного решения уравнения для коэффициента пропускания (3.26) при вариации параметров слоистой среды. Везде в дальнейшем полагаем, как и в случае неограниченного ФК, $W_a = W_b = 1$ мкм , $\varepsilon_a = 4$, $\varepsilon_b = 2{,}25$.

На рис. 3.4 приведена зависимость коэффициента пропускания ФК от частоты, изменяющейся в диапазоне существования второй запрещенной зоны идеального ФК, для разных ориентаций оптической оси нематика. Видно, что спектр дефектных мод конечного образца согласуется со спектром локализованных мод неограниченного фотонного кристалла при прочих равных параметрах слоистых структур (см. рис. 3.2, 3.3). Действительно, при угле ориентации $\theta = \pi/2$ в спектре пропускания появляется дефектная мода с частотой (ω_L=5,381·10^{14} Гц), близкой к соответствующей частоте дефектного уровня неограниченного ФК (см. рис. 3.3, *б*).

Ширина кривой пропускания ~10 Å. В случае, когда $\theta = 0$, в спектре пропускания появляются две дефектные моды с частотами ω_L=5,271·10^{14} Гц и ω_L =5,502·10^{14} Гц. Частотная зависимость коэффициента пропускания для образца с меньшим числом слоев приведена на рис. 3.5.

Сравнение рис. 3.5 с рис. 3.4 показывает, что уменьшение почти в два раза числа слоев в образце ФК с дефектом решетки приводит к заметной модификации спектра пропускания. Кривые пропускания уширены, изменилось положение минимума, а также частотное положение максимума в пропускании излучения. Как отмечалось выше, для неограниченного ФК существуют толщины дефектного слоя, при которых изменение ориентации оптической оси нематика сдвигает частоту дефектной моды, но не приводит к появлению новых дефектных уровней в запрещенной зоне. Это имеет место, например, для толщины слоя нематика W_d=5,2 мкм (см. рис. 3.2).

На рис. 3.6 для сравнения приведена частотная зависимость коэффициента пропускания конечного образца ФК с дефектным слоем такой же толщины. Характерной чертой приведенных на рис. 3.4–3.6 кривых является высокая проницательная способность *H*-волн. Коэффициент пропускания *H*-волн при появлении дефектных уровней в запрещенной зоне увеличивается практически до единицы.

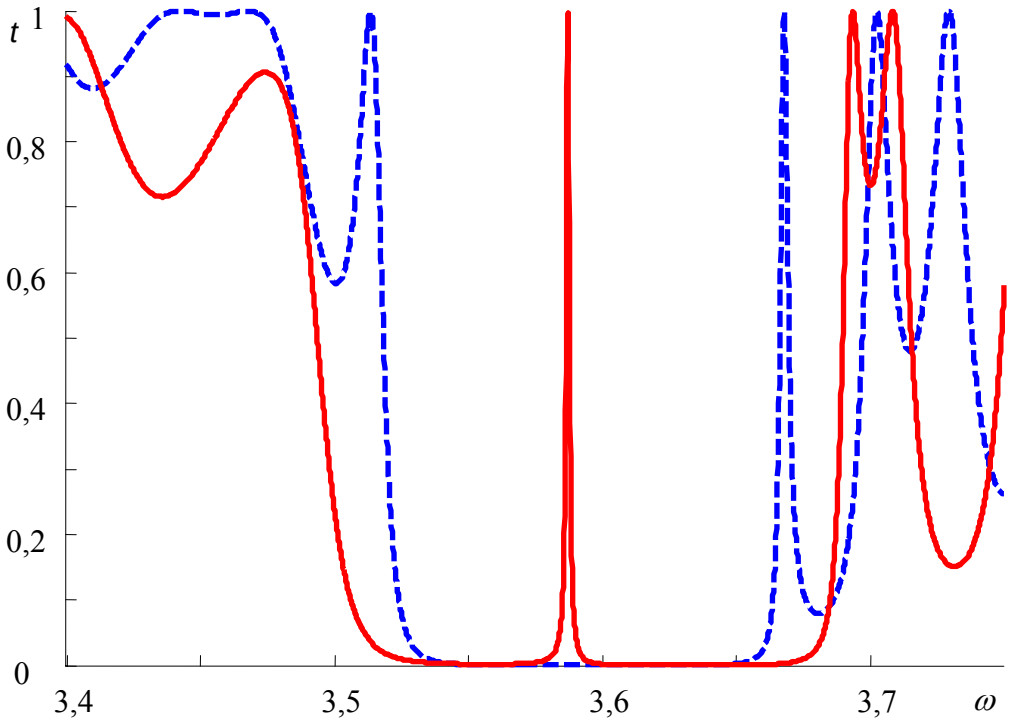


Рис. 3.4. Частотная зависимость коэффициента пропускания для ФК с числом слоев N=85. Толщина дефектного слоя, расположенного в центре слоистой среды, W_d=4,5 мкм. Штриховая кривая соответствует n_d=1,5 при θ=0, сплошная – n_d=1,7 при θ=π/2; ω – в единицах c/W.

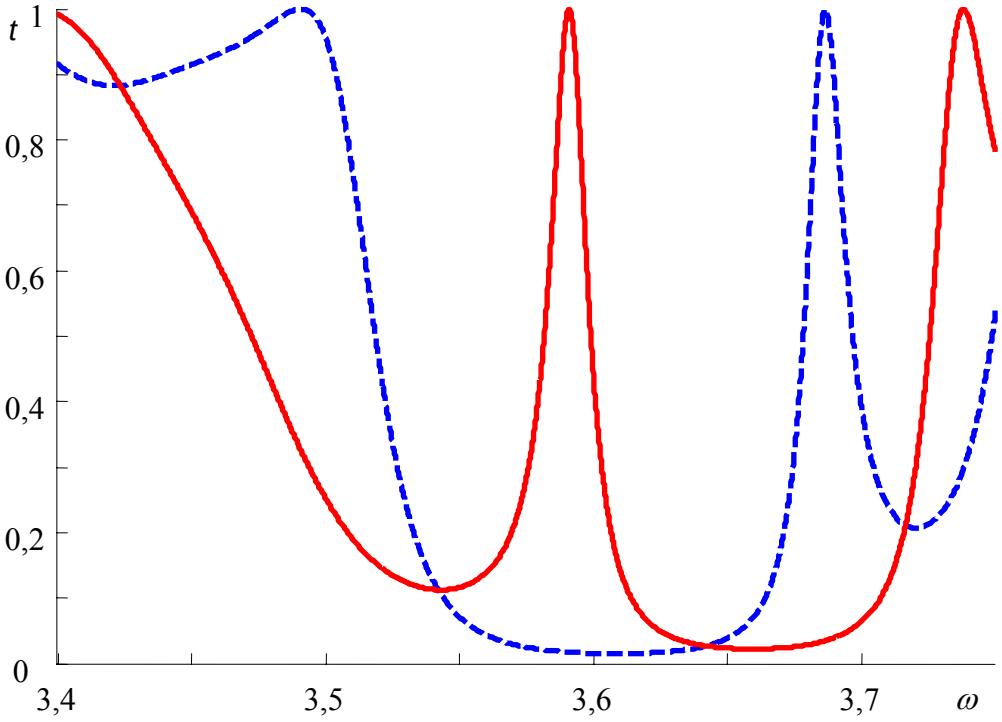


Рис. 3.5 Частотная зависимость коэффициента пропускания для ФК с числом слоев N = 45. Дефект находится в центре ФК. Значения остальных параметров те же, что для рис. 3.4; ω – в единицах c/W.

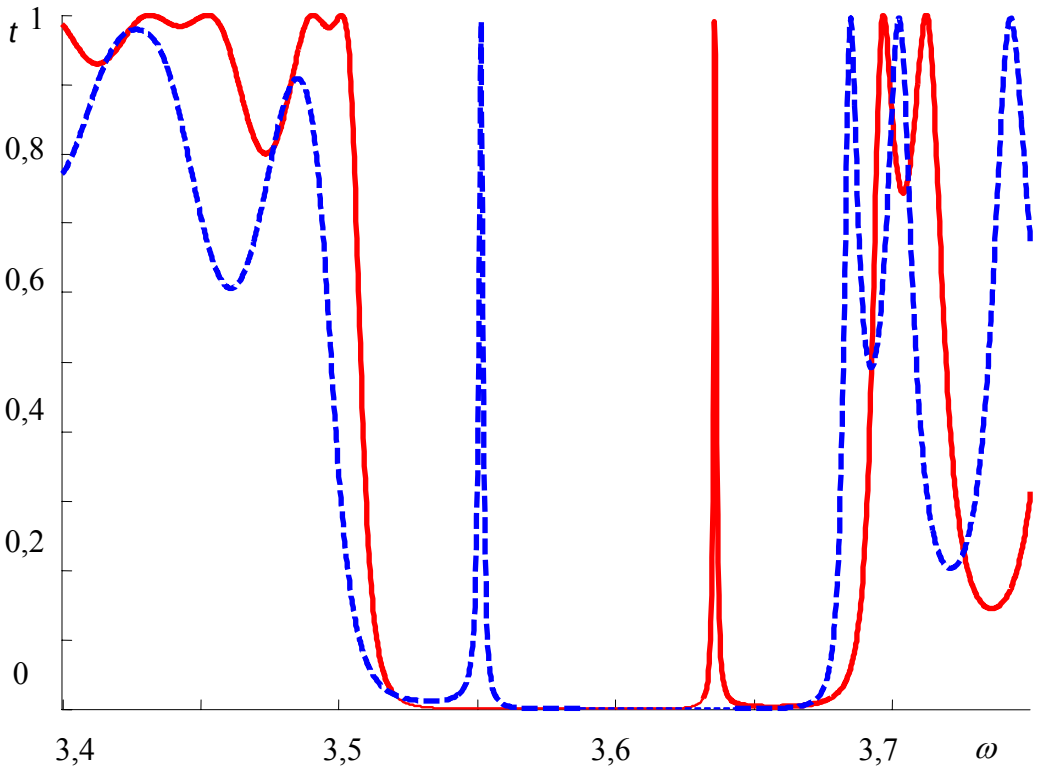


Рис. 3.6. Частотная зависимость коэффициента пропускания для ФК с толщиной дефектного слоя W_d = 5,2 мкм. Остальные параметры те же, что для рис. 3.4; ω в единицах c/W.

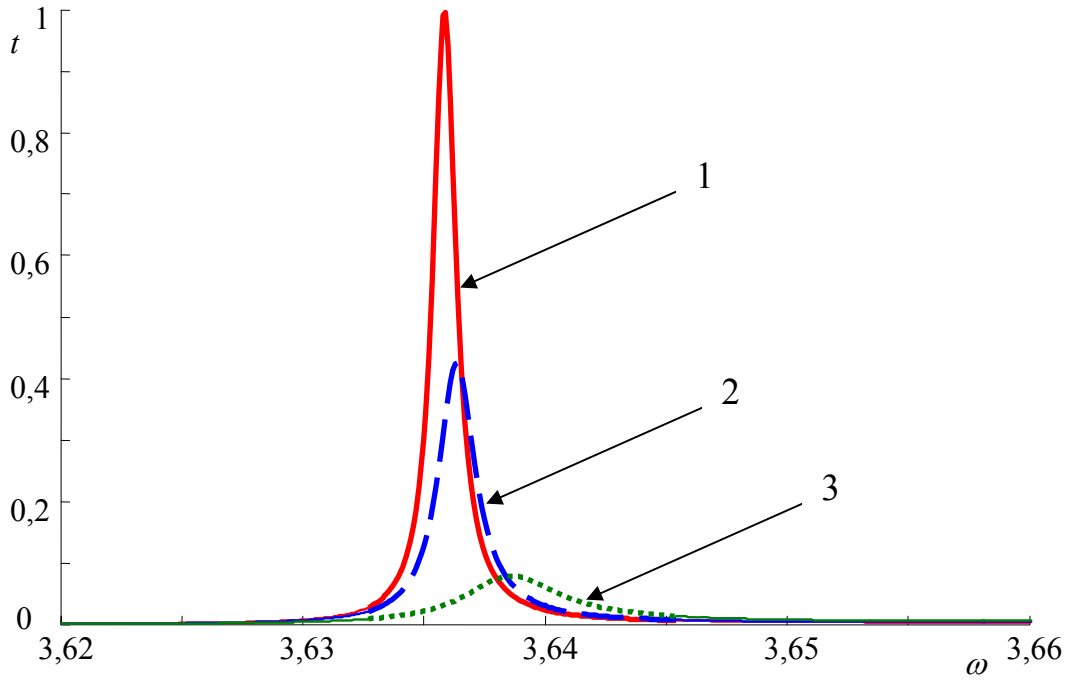


Рис. 3.7. Фрагмент спектра пропускания образца ФК для $\theta=\pi/2$ в зависимости от положения дефектного слоя в решетке. Дефект в центре образца с l = 43 (1), l =33 (2), l =23 (3). Остальные параметры те же, что и на рис. 3.6.

Укажем также на возможность управления поляризацией излучения, прошедшего через образцы ФК с дефектом решетки. Действительно, переориентация оптической оси НЖК с нормальной на тангенциальную приводит к тому, что моды *H*-типа и *E*-типа приобретают разность фаз при прохождении через слой нематика.

На рис. 3.7 приведен фрагмент спектра пропускания в зависимости от положения дефектного слоя в образце ФК. Рисунок демонстрирует типичное поведение коэффициента пропускания *H*–волн, обусловленное появлением дефектного уровня в запрещенной зоне, при перемещении дефектного слоя из симметричного положения к границе раздела образца с вакуумом. Видно, что коэффициент пропускания ФК уменьшается, растет ширина кривой пропускания, незначительно сдвигается частота дефектной моды. Эти особенности допускают простую физическую интерпретацию. Как уже отмечалось выше, локализованные моды вблизи дефекта в ФК имеют много общего с резонатором. Смещение дефекта к границе раздела образца с вакуумом приводит к уменьшению добротности резонатора. На рис. 3.8 приведен спектр пропускания ФК с двумя одинаковыми дефектами решетки при различных расстояниях между ними. Выявлено расщепление частот собственных мод, обусловленное связью локализованных мод.

По мере увеличения расстояния между дефектными слоями спектр пропускания качественно меняется – две кривые пропускания дефектных мод сливаются в одну, т. е. возникает вырождение частот локализованных электромагнитных мод. В первую очередь вырождение частот возникает в случае нормальной ориентации директора НЖК.

Качественно поведение частотного положения максимумов кривых пропускания дефектных мод можно понять из следующих рассуждений.

Характерная длина, определяющая область локализации электромагнитной моды вблизи дефекта, $l = 1/q$. Для W_d = 5,2 мкм, согласно рис. 3.2, $l(0)=1/q \approx 17$ мкм в случае $\theta=0$ и $l(\pi/2)\approx 21$ мкм при $\theta=\pi/2$. Когда расстояние между дефектами сравнивается с характерной длиной $r\approx l$, две моды сильно связаны, происходит расщепление частот (рис. 3.8, *а*). Расстояние между парой частот дефектных мод возрастает по мере дальнейшего сближения слоев НЖК. При сближении дефектов до расстояния r = 11,2 мкм высокочастотная и низкочастотная кривые пропускания дефектных мод соответственно $\theta=\pi/2$ и $\theta= 0$ (см. рис. 3.8, *а*) сливаются со сплошным спектром пропускания ФК.

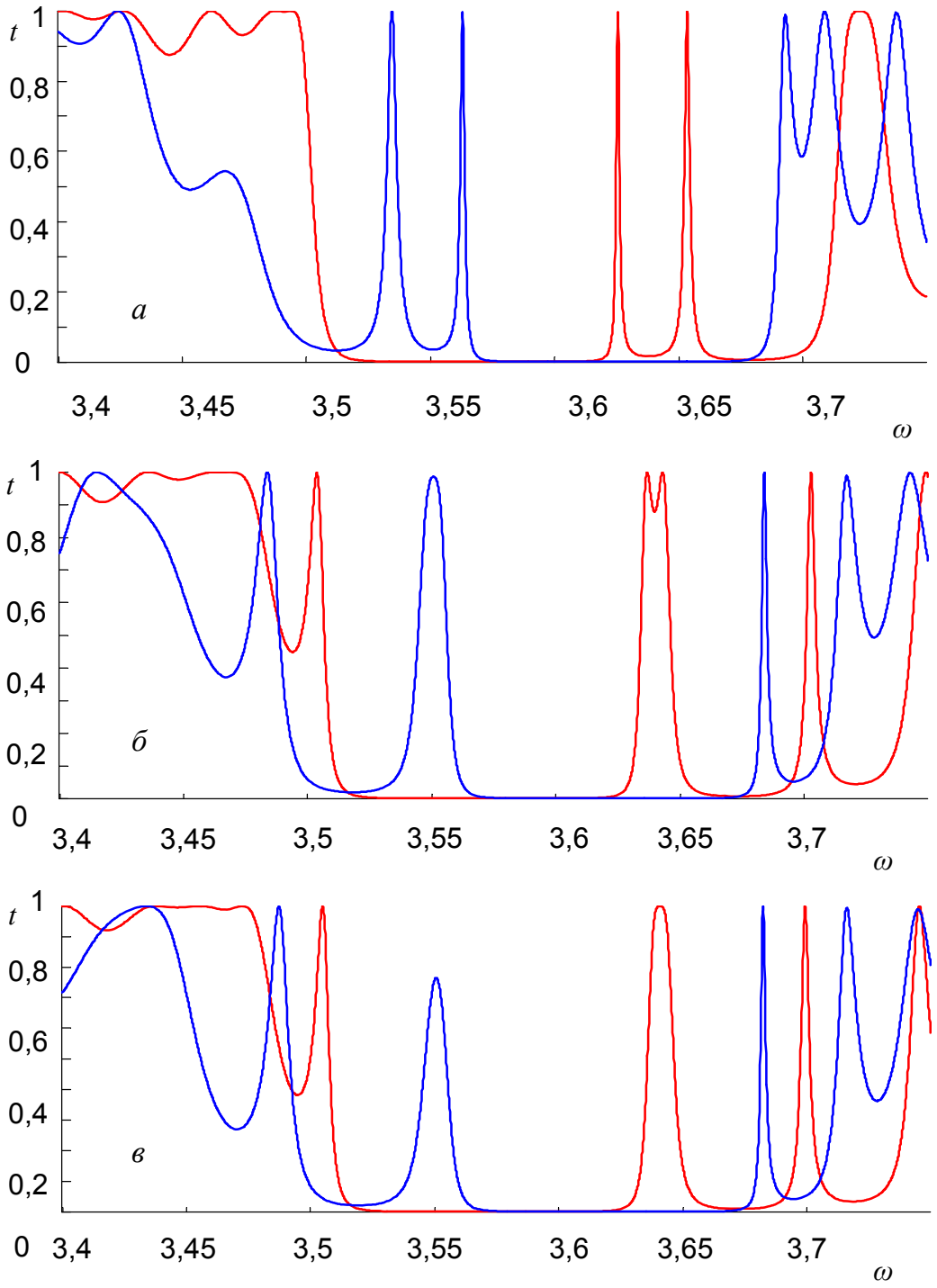


Рис. 3.8. Частотная зависимость коэффициента пропускания ФК с двумя дефектными слоями. Число слоев в ФК N=89. Остальные параматры те же, что и для рис. 3.6.

а – номера дефектных слоев 33, 57 (расстояние между дефектными слоями 24 мкм);

б – номера дефектных слоев 21, 69 (расстояние между дефектными слоями 48 мкм);

в – номера дефектных слоев 19, 71 (расстояние между дефектными слоями 52 мкм).

Связь между модами слабая, если расстояние между дефектами больше характерной длины l. В этом случае частота дефектной моды дважды вырождена. Вырождение частоты для $\theta = 0$ возникает при меньшем расстоянии между дефектами по сравнению со случаем $\theta = \pi/2$ (рис. 3.8, *б*, *в*) в силу того, что характерная длина локализации $l(0) < l(\pi/2)$. При разнесении дефектов на расстояние $r = 71{,}2$ мкм, когда они оказываются в положениях, близких к границе раздела ФК с вакуумом, частоты дефектных мод при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ дважды вырождены, кривые пропускания локализованных мод сильно уширены, особенно в случае $\theta = 0$, максимальные значения коэффициентов пропускания много меньше единицы. Следует отметить, что при связи между дефектными модами близкой к критической, когда возникает вырождение частот, кривая пропускания имеет высокую крутизну склона, а коэффициент пропускания имеет слабую частотную зависимость (см. рис. 3.8, *б*; $\theta = \pi/2$). Эту особенность можно использовать для создания полосовых фильтров.

В работе [17] экспериментально наблюдалось расщепление собственных мод, обусловленное связью дефектных мод в трехмерном фотонном кристалле. На рис. 3.9 приведена экспериментальная установка для измерения спектра пропускания ФК с дефектами. В качестве дефектов использовались переносные стержни из оксида алюминия прямоугольной формы, расстояние между центрами которых 1,28 см. Фотонный кристалл имеет фотонную запрещенную зону в частотной области от 10,6 до 12,8 ГГц.

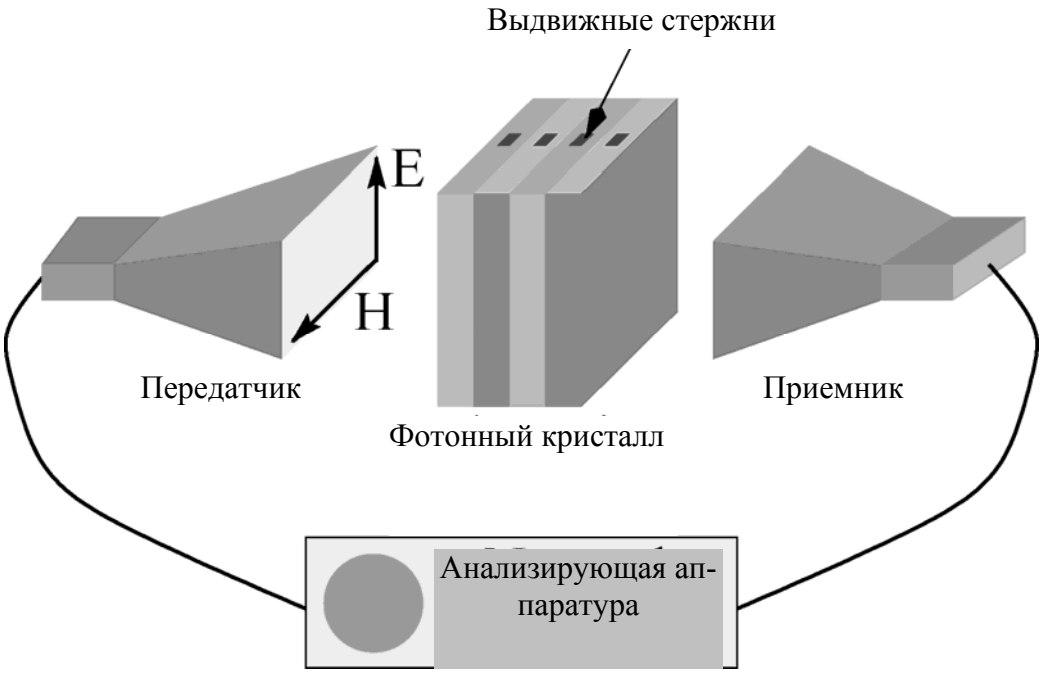


Рис. 3.9. Схема экспериментальной установки для измерения спектра пропускания ФК с дефектами [17].

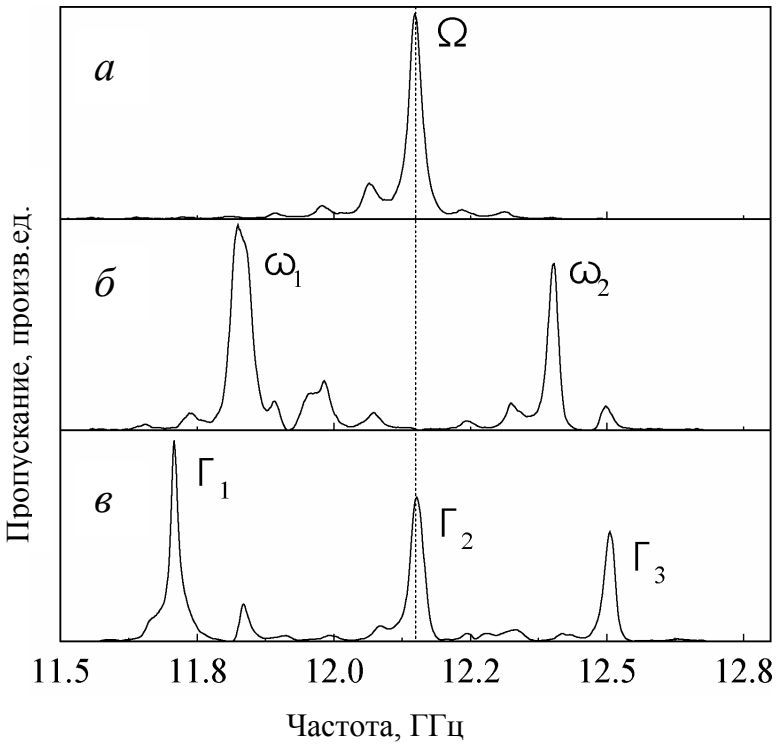


Рис. 3.10. Спектр пропускания ФК с дефектами структуры: для одного дефекта с резонансной частотой Ω (*а*); для двух последовательно расположенных дефектов с двумя расщепленными модами с резонансными частотами ω_1 и ω_2 (*б*); для трех последовательно расположенных дефектов с резонансными частотами Γ_1, Γ_2, Γ_3 (*в*) [17].

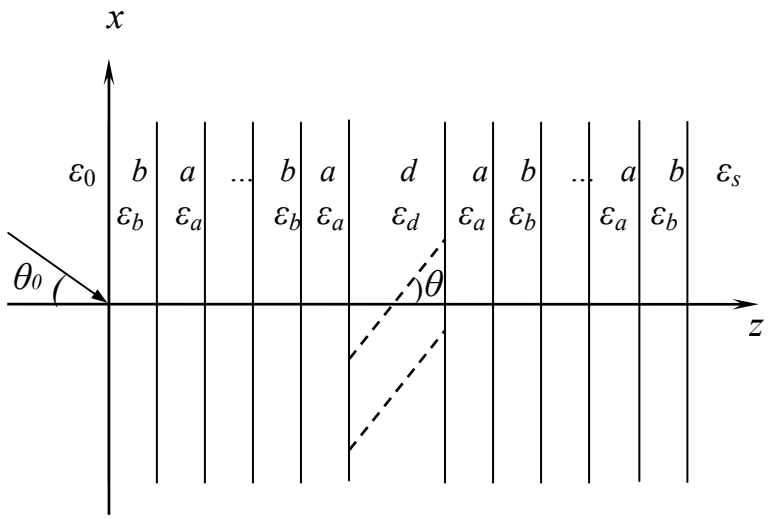


Рис. 3.11. Одномерный конечный ФК с дефектом решетки. Угол падения на образец – θ_0, остальные обозначения те же, что и для рисунка 3.1

Характеристики пропускания ФК в случае одного, двух и трех дефектов приведены на рис. 3.10. Наблюдалось пропускание около 100 % через беспримесную зону, т. е. фактически продемонстрирован новый тип волновода через локализованные моды. Расщепление мод было объяснено теорией, основанной на классическом волновом аналоге формализма метода сильной связи, известного в физике твердого тела.

Далее исследуем особенности спектра пропускания 1D ФК с дефектом решетки при наклонном падении излучения на образец (см. рис. 3.11) в случае непрерывного изменения ориентации оптической оси НЖК от гомеотропной до планарной. Изучим также модификацию спектра пропускания ФК при изменении диэлектрических характеристик ЖК под воздействием температурных полей, особенно в окрестности фазового перехода нематика в изотропную фазу, когда показатель преломления весьма чувствителен к изменению температуры.

При наклонном падении излучения на образец уравнения Максвелла в анизотропном дефектном слое ФК на классе полей *H*-типа с частотой ω

$$\left\{ E_x, E_z, H_y \right\} = \left\{ E_x(z), E_z(z), H_y(z) \right\} e^{i(kx-\omega t)}, \tag{3.27}$$

где постоянная распространения $k = k_x$, имеют вид

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + 2ik \frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} \frac{d}{dz} - \beta \left(k^2 - \frac{\varepsilon_d \omega^2}{\beta c^2} \right) \right] E_x = 0, \tag{3.28}$$

где $\beta = \varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$,

$$\varepsilon_d = (\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}{}^2)/\varepsilon_{zz} = \varepsilon_\perp \varepsilon_\Pi / (\varepsilon_\perp \sin^2\theta + \varepsilon_\Pi \cos^2\theta), \tag{3.29}$$

$$H_y = -\frac{ic}{\omega} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \tag{3.30}$$

$$E_z = \frac{1}{(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{zz})}\left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{zx}E_x - ik\frac{dE_x}{dz}\right]. \qquad (3.31)$$

Уравнения Максвелла в изотропных слоях ФК получаются из (3.28)–(3.31) заменой $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{zz} \to \varepsilon_a$, либо $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{zz} \to \varepsilon_b$ и полагая $\varepsilon_{xz} = 0$. Диэлектрические проницаемости слоев зададим в виде (3.15).

Для рассматриваемой структуры распределение электрического поля в слоях имеет вид

$$\begin{aligned} E_x(n,t) &= A(n)\exp\left[i\alpha\ (n)(z - z_n) - i\omega t\right] + \\ &+ B(n)\exp\left[-i\alpha_1\ (n)(z - z_n) - i\omega t\right], \end{aligned} \qquad (3.32)$$

где $A(n), B(n)$ – амплитуды соответственно падающей и отраженной волн в n-ом слое,

$$\alpha(l) = -k\frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} + \sqrt{\varepsilon_d\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{k^2}{\varepsilon_{zz}}\right)}, \qquad (3.33)$$

$$\alpha_1(l) = k\frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} + \sqrt{\varepsilon_d\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{k^2}{\varepsilon_{zz}}\right)}, \qquad (3.34)$$

$$k = \frac{\omega}{c}n_0 \sin\theta_0.$$

Распределение магнитного поля в слоях дается выражением

$$\begin{aligned} H_y(n,t) &= \left\{q(n)A(n)\exp\left[i\alpha\ (n)(z - z_n) - i\omega\ t\right] - \right. \\ &\left. - q(n)B(n)\exp\left[= i\alpha_1(n)(z - z_n) - i\omega\ t\right]\right\}, \end{aligned} \qquad (3.35)$$

где $q(n) = \left[\varepsilon_d\varepsilon_{zz}(n)/(\varepsilon_{zz}(n) - n_0^2\sin^2\theta_0)\right]^{1/2}$, θ_0 – угол падения излучения на образец из среды характеризуемой показателем преломления $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$.

Граничные условия требуют, чтобы на границе тангенциальные составляющие $\vec{E}$ и $\vec{H}$ были непрерывны. Из условия непрерывности E_x, H_y на границах раздела сред $z = z_{n-1}$ получаем систему уравнений, которая может быть представлена как матричное уравнение

$$\begin{pmatrix} A(n-1) \\ B(n-1) \end{pmatrix} = T_{n-1,n} \begin{pmatrix} A(n) \\ B(n) \end{pmatrix} \ , \tag{3.36}$$

трансфер матрица $T_{n-1,n}$ имеет вид

$$T_{n-1,n} = D^{-1}(n-1)D(n)P(n) \ . \tag{3.37}$$

Для анизотропного слоя

$$D(n) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ q(n) & -q(n) \end{pmatrix}, \tag{3.38}$$

$$P(n) = \begin{pmatrix} e^{-i\alpha(n)\gamma(n)} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1(n)\gamma(n)} \end{pmatrix}, \tag{3.39}$$

$\gamma_n = z_n - z_{n-1}$, $n = 1,2,...N$. Из (3.36) следует, что амплитуды A(0), B(0) связаны с A(s) и B(s) соотношением

$$\begin{pmatrix} A(0) \\ B(0) \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A(s) \\ B(s) \end{pmatrix} \ , \tag{3.40}$$

где

$$\hat{M} = \hat{T}_{01}\hat{T}_{12}...\hat{T}_{N-1,N}\hat{T}_{N,s} \ , \tag{3.41}$$

$s = N+1$, $\gamma_{N+1} = 0$. Коэффициент пропускания определяется, как и в случае нормального падения света на образец, выражением

$$t(\omega) = 1 - \left| \frac{\hat{M}_{21}}{\hat{M}_{11}} \right|^2 \ . \tag{3.42}$$

Результаты расчетов коэффициента пропускания приведем для ФК с числом слоев N = 85, включая дефектный слой расположенный в центре слоистой среды. Кроме того, в дальнейшем полагаем толщины слоев $W_a = W_b$ = 1 мкм, диэлектрические проницаемости соответственно ε_a = 4, ε_b = 2.25, ε_0 = 1, толщину дефектного слоя W_d = 5.2 мкм. Исследуем, в первую очередь, зависимость коэффициента пропускания ФК от частоты, изменяющейся в

диапазоне существования второй запрещенной зоны идеального ФК, для различных ориентаций оптической оси нематика.

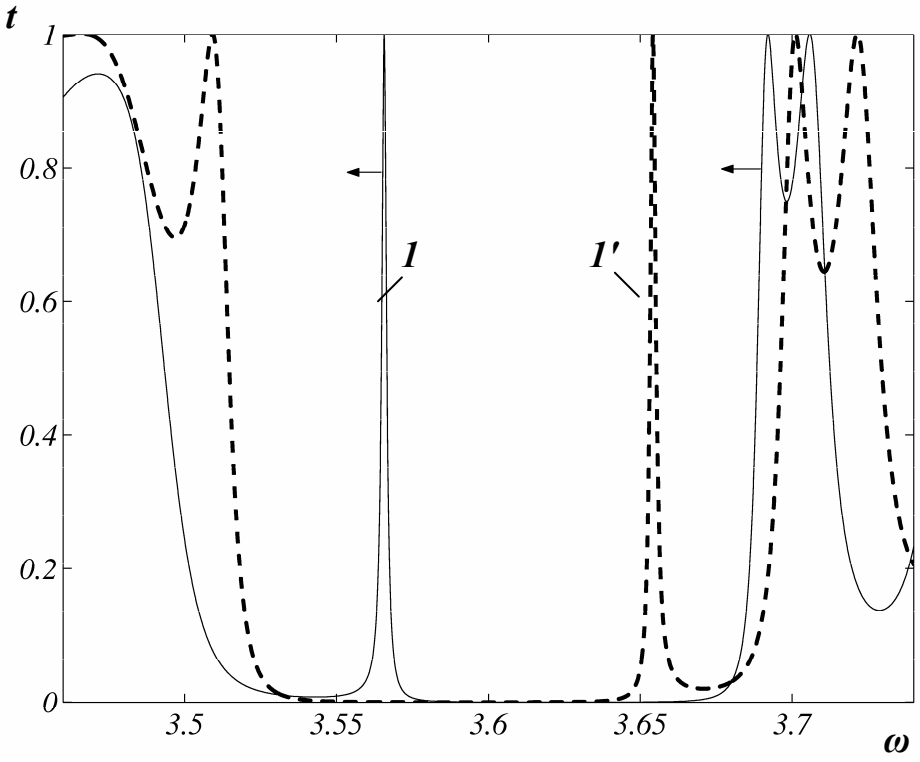


Рис. 3.12. Частотная зависимость коэффициента пропускания для ФК, при различных углах ориентации θ оптической оси нематика. Угол падения $\theta_0 = 0$. Кривые дефектных мод *1*, *1′* приведены для значений $n_d(0) = n_\perp = 1{,}5$ и $n_d(\pi/2) = n_{\text{П}} = 1{,}665$ соответственно; ω в единицах *c/W*. Стрелки указывают направление смещения штриховой кривой, при увеличении угла θ от 0 до $\pi/2$.

На рис. 3.12 приведена частотная зависимость коэффициента пропускания при различных углах ориентации оптической оси нематика в случае нормального падения излучения на образец ФК. Значения показателей преломления дефектного слоя в ИК области для тангенциальной и нормальной ориентации директора нематика

$$n_d\left(\frac{\pi}{2}\right) = \sqrt{\varepsilon_{\text{П}}} = n_{\text{П}} = 1{,}665$$

и

$$n_d(0) = \sqrt{\varepsilon_\perp} = n_\perp = 1{,}5$$

соответствуют НЖК 5ЦБ при комнатной температуре (рис. 3.13). Промежуточные значения показателей преломления определяются выражением (3.29). Кривые дефектных мод *1* и *1′* на рис. 3.12 соответствуют углам ориентации директора $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$. Проследим эволюцию моды *1* при увеличении угла θ. Оказывается кривая дефектной моды *1* смещается с ростом θ в сторону низких частот и при $\theta = \pi/2$ сливается со сплошным спектром, при этом кривая дефектной моды отщепившейся в высокочастотной области от сплошного спектра при $\theta = \pi/2$ совпадает с кривой *1′*. Спектральная ширина линий дефектных мод *1* и *1′* порядка 10 Å, ширина запрещенной зоны 180 нм.

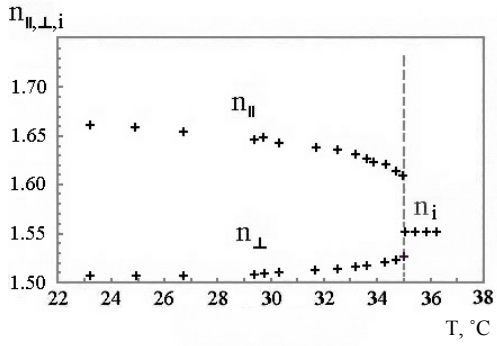


Рис. 3.13. Температурные зависимости показателей преломления НЖК 5ЦБ для длиы волны λ = 3,12 мкм [15].

На рис. 3.14 показана возможность управления спектром пропускания ФК при изменении угла падения излучения на образец. Для примера рассмотрим случай нормальной ориентации директора НЖК ($\theta = 0$).

Видно, что увеличение угла падения θ_0 приводит к сдвигу границ запрещенной зоны и своеобразному поведению положения дефектной моды в ней. Изменение θ_0 от 0 до $\pi/3$ приводит к сдвигу границ запрещенной зоны на величину около 570 нм. При увеличении угла падения, начиная с $\theta_0 = 0$, кривая дефектной моды (соответствующая кривая на рис. 3.12 отмечена цифрой 1) смещается к низкочастотной границе запрещенной зоны, сливаясь при $\theta_0 = 0.65$ со сплошным спектром. Кроме того, при угле падения $\theta_0 = 0.2$ в высокочастотной области от сплошного спектра отщепляется кривая второй дефектной моды, которая с ростом θ_0 повторяет поведение первой.

Интересно отметить, что для света рассматриваемой поляризации, падающего из среды с показателем преломления $n_0 = n_b$ (независимо от значе-

ния угла ориентации директора нематика) запрещенная зона сокращается до нуля при $k = (\omega / c) n_b \sin\theta_б$, где $\theta_б = 53{,}1°$ – угол Брюстера. При этом угле френелевское отражение на границах раздела исчезает.

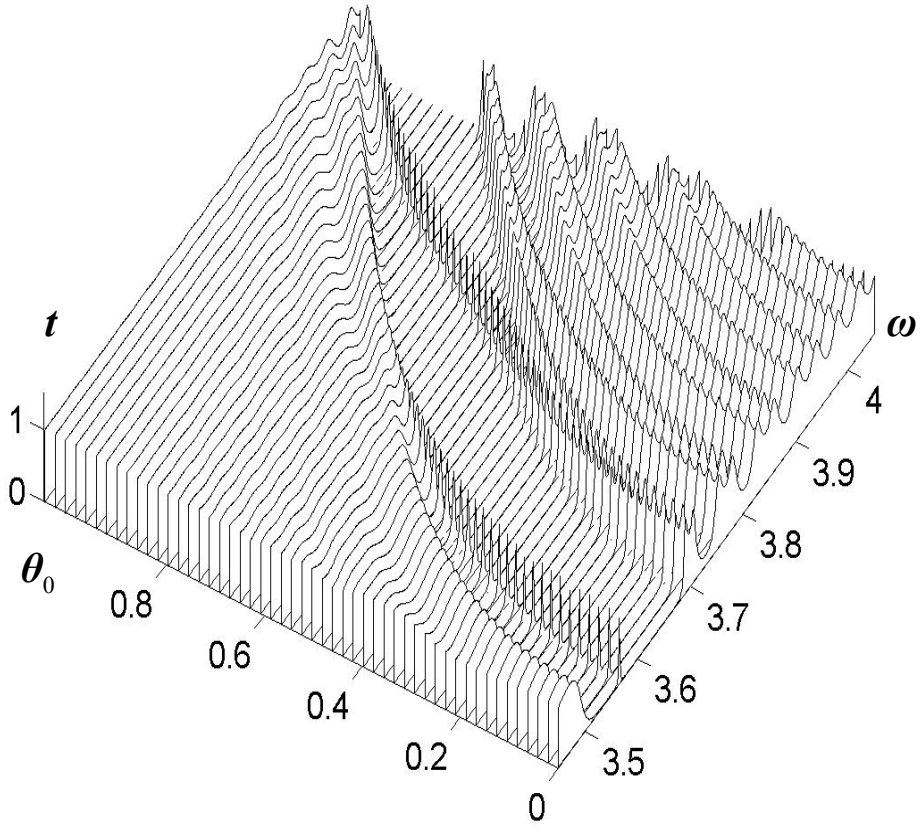


Рис. 3.14. Зависимость коэффициента пропускания фотонного кристалла с дефектом структуры от частоты ω и угла падения θ_0. Рассматривается случай нормальной ориентации ($\theta = 0$) директора нематика, θ_0 в радианах, остальные параметры те же, что для рис. 3.12.

На рис. 3.15 иллюстрируется перестройка спектра пропускания ФК по мере приближения к точке фазового перехода нематика в изотропное состояние, в окрестности которой наиболее существенны изменения показателей преломления (см. рис. 3.13). При T=28°C в запрещенной зоне спектра пропускания ФК отчетливо проявилась кривая новой дефектной моды *2*. Стрелки на рисунке указывают направления смещения кривых дефектных мод *1*, *1'* и новой дефектной моды *2* с ростом температуры. Отметим, что возникновение новых дефектных мод возможно не только при изменении оптических характеристик дефектного слоя, но и, как уже отмечалось выше, при изменении геометрических размеров слоев. То есть, изменением оптической толщи-

ны дефектного слоя можно индуцировать новые дефектные уровни в запрещенной зоне ФК. При температуре фазового перехода НЖК в изотропное состояние (T=35°C) спектр пропускания ФК скачком перестраивается и в изотропной фазе описывается сплошной кривой. При этом кривая *1′*сливается со сплошным спектром, а кривые *1* и *2* скачком сравниваются с кривой дефектной моды *3*.

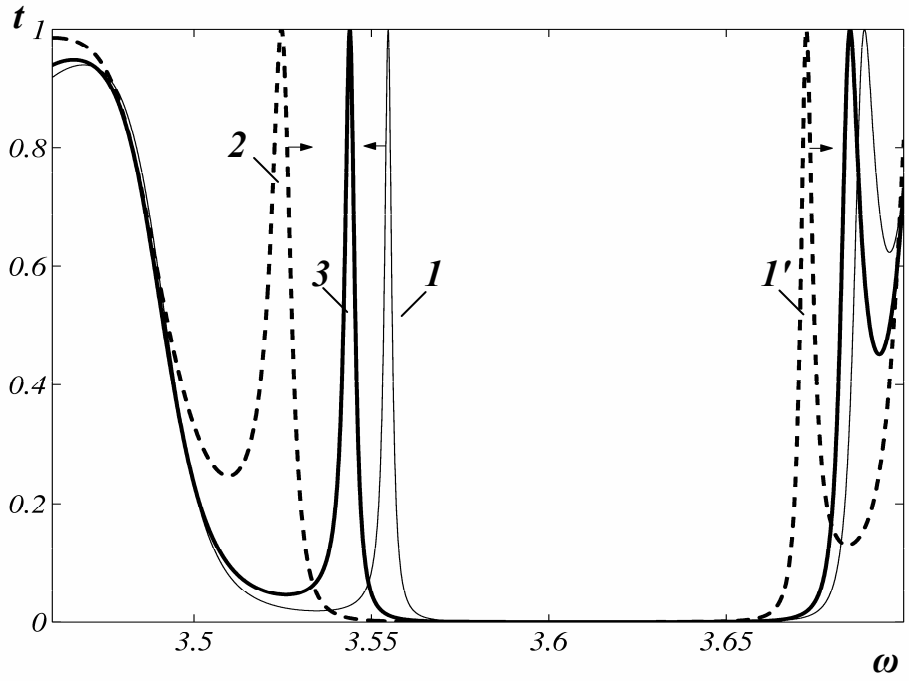


Рис. 3.15. Температурное поведение спектра пропускания ФК. Кривые дефектных мод *1* и *1′*, *2* приведены соответственно для значений $n_d(0) = n_\perp = 1{,}499$ и $n_d(\pi/2) = n_\text{II} = 1{,}65$, измеренных при T=28°C, остальные параметры те же, что и для рис. 3.12. Стрелки указывают направление смещения кривых дефектных мод, при увеличении температуры.

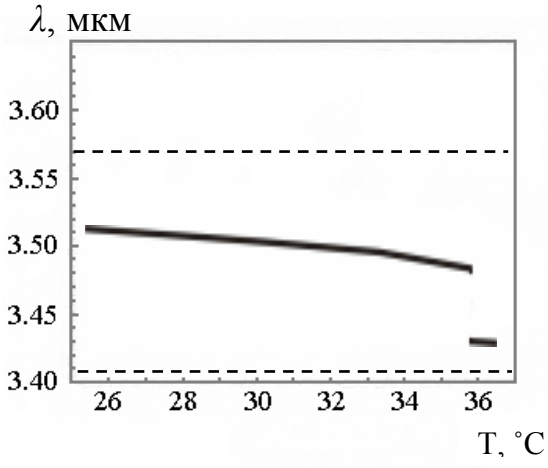


Рис. 3.16. Положение максимума дефектной моды ФК в зависимости от температуры. Штриховыми линиями обозначены границы второй запрещенной зоны ФК.

Наконец, на рис. 3.16 приведена температурная зависимость длины волны дефектной моды *2* (см. рис. 3.15), которая обусловлена зависимостью от температуры показателя преломления $n_{\text{П}}$. Скачок длины волны дефектной моды в точке фазового перехода около 30 нм.

§ 3.3. Заключение

Спектр дефектных мод и распределение поля в дефектных модах одномерного ФК обладают рядом особенностей, которые обязаны, прежде всего, сильной анизотропии диэлектрической проницаемости и высокой чувствительности к внешним полям нематика, рассматриваемого в качестве структурного дефектного слоя.

Важно отметить, что существуют оптические толщины слоев ЖК, при которых изменение ориентации оптической оси нематика с нормальной на тангенциальную приводит к качественным изменениям в спектре дефектных мод, возникают новые дефектные уровни, существенно меняется и степень локализации поля в дефектных модах.

Непрерывное изменение ориентации директора НЖК приводит к существенному сдвигу частот дефектных мод в пределах запрещенной зоны ФК, практически без изменения ширины кривых пропускания дефектных мод и пропускательной способности ФК на частотах дефектных мод. В случае двух дефектов решетки ФК выявлено расщепление частот, обусловленное резонансной связью дефектных мод. Показано также, что положением запрещенной зоны и дефектных мод в запрещенной зоне можно эффективно управлять изменяя угол падения излучения на образец ФК.

Установлено, что температурный фазовый переход НЖК в изотропную фазу может приводить к качественным изменениям в спектре пропускания ФК – изменению числа и положения дефектных мод в запрещенной зоне фотонного кристалла.

В практических приложениях такие ФК могут быть перспективны, например, при создании узкополосных фильтров с перестраиваемыми характеристиками, термодатчиков. Наконец отметим, что возможность управления степенью локализации электромагнитного поля вдоль направления распро-

странения лазерного пучка представляется перспективной для управления эффективностью нелинейно-оптических взаимодействий.

Новые возможности управления дисперсией и спектром пропускания оптических элементов, состоящих из наполненных резонансным газом структур с фотонными запрещенными зонами продемонстрированы в [18] на примере модели одномерной слоистой среды. Сочетание дисперсии резонансного газа и дисперсии ФЗЗ-структуры может приводить к увеличению дисперсии и изменению спектра пропускания комбинированных спектральных элементов. На основе данных явлений могут также создаваться узкополосные фильтры с управляемыми характеристиками путем изменения давления газа и параметров структуры.

ГЛАВА IV. СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МОД В ОПТИКЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

§ 4.1. *Плотность фотонных состояний*

Одной из фундаментальных характеристик фотонных кристаллов является плотность фотонных состояний. Например, согласно «золотому правилу» Ферми, скорость спонтанной эмиссии атома, внедренного в ФК пропорциональна плотности электромагнитных мод. В связи с этим ее знание полезно для понимания усиления атомной эмиссии, ожидаемой на краях фотонной полосы пропускания в слоистых полупроводниках [1, 2]; усиления флуоресценции допированного красителем холестерического жидкого кристалла в области запрещенной зоны [3]; исследования краевой генерации в лазерах [4], нелинейных оптических эффектов [5].

Тот факт, что плотность электромагнитных мод одномерного ФК обратно пропорциональна групповой скорости, позволяет исследовать замедление групповой скорости на краях фотонной полосы с применением к краевой генерации в лазере [4], изучение аномальной групповой скорости в центре запрещенной зоны ФК [2], отвечающее наблюдениям времени туннелирования [6].

Расчет плотности мод в фотонных кристаллах можно провести подобно вычислению плотности состояний электрона [7, 8] или плотности колебаний кристаллической решетки [9], используя понятия блоховских волн, обратной решетки, зон Бриллюэна. Использование блоховских функций удобно тем, что они изменяются только по фазе и не изменяются по амплитуде от ячейки к ячейке в бесконечно периодическом потенциале. Эту фазу в единичной ячейке называют блоховской фазой. Собственные значения энергии частицы, находящейся в периодическом поле изменяются с периодичностью обратной решетки. Отсюда понятно, что поиск собственных значений следует ограничить примитивной ячейкой обратной решетки или, иначе, первой зоной Бриллюэна.

Рассмотрим волны *E*-типа, распространяющиеся в двумерных фотонных кристаллах. Описание волн *H*-типа в ФК проводится аналогично. Для

электромагнитной волны *E*-типа в ФК волновое уравнение сводится к скалярному уравнению для *z*-компоненты электрического поля $E_z(\vec{r}) = E(\vec{r})$

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)E(\vec{r})+\frac{\omega^2}{c^2}E(\vec{r})=0, \qquad (4.1)$$

где $\vec{r}=(x,y)$ – двумерный радиус-вектор.

Информация о структуре ФК содержится в диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\vec{r})=\varepsilon(\vec{r}+\vec{R})$, периодической относительно набора векторов решетки $\vec{R}=n_1\vec{a}_1+n_2\vec{a}_2$, где $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ – векторы элементарных трансляций ФК. Уравнение (4.1) представляет собой дифференциальное уравнение с периодическими коэффициентами, поэтому $E(\vec{r})$ представимо в виде блоховской волны

$$E_{n\vec{k}}(\vec{r})=u_{n\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}, \qquad (4.2)$$

где амплитудная функция

$$u_{n\vec{k}}(\vec{r}+\vec{R})=u_{n\vec{k}}(\vec{r}), \qquad (4.3)$$

т. е. обладает периодичностью кристаллической решетки фотонного кристалла; зависимость частоты моды от волнового вектора $\vec{k}$, значения которого ограничены первой зоной Бриллюэна, не является однозначной функцией, а состоит из множества $\omega_n(\vec{k})$, где *n* – номер зоны разрешенной энергии. Заметим, что в рассматриваемом случае ситуация аналогична образованию конечного числа ветвей колебаний кристаллической решетки [9] с тем только отличием, что число разрешенных фотонных зон энергии бесконечно велико. Далее, периодические функции могут быть разложены в ряд Фурье:

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}=\sum_{\vec{G}}\eta_{\vec{G}}e^{i\vec{G}\vec{r}}, \qquad E_{\vec{k}}(\vec{r})=\sum_{\vec{G}}C_{\vec{G}}^{\vec{k}}e^{i(\vec{k}+\vec{G})\vec{r}}, \qquad (4.4)$$

для вычисления коэффициентов $\eta_{\vec{G}}$ умножим левую и правую части (4.4) на $e^{-i\vec{G}\vec{r}}$ и проинтегрируем по объему ячейки Вигнера–Зейтца:

$$\eta_{\vec{G}}=\frac{1}{V}\int d^2\vec{r}\,\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}e^{-i\vec{G}\vec{r}}. \qquad (4.5)$$

После подстановки (4.4) в (4.1) вместо дифференциального уравнения получаем бесконечную одномерную систему уравнений

$$\sum_{\vec{G}'}\left|\vec{k}+\vec{G}\right|\left|\vec{k}+\vec{G}'\right|\eta_{\vec{G}-\vec{G}'}d_{\vec{G}'}^{\vec{k}}=\frac{\omega_{\vec{k}}^2}{c^2}d_{\vec{G}}^{\vec{k}}, \tag{4.6}$$

где $d_{\vec{G}}^{\vec{k}}=\left|\vec{k}+\vec{G}\right|C_{\vec{G}}^{\vec{k}}$ и суммирование проводится по всем векторам обратной решетки.

Решение (4.6) определяет собственные значения. Дисперсионная зависимость $\omega_n\left(\vec{k}\right)$ определяет плотность фотонных состояний $N(\omega)$, которая определена выражением

$$N(\omega)=\sum_n\int d^2k\delta\left(\omega-\omega_n\left(\vec{k}\right)\right), \tag{4.7}$$

где проводится суммирование по всем зонам, а интегрирование дельта-функции Дирака по первой зоне Бриллюэна.

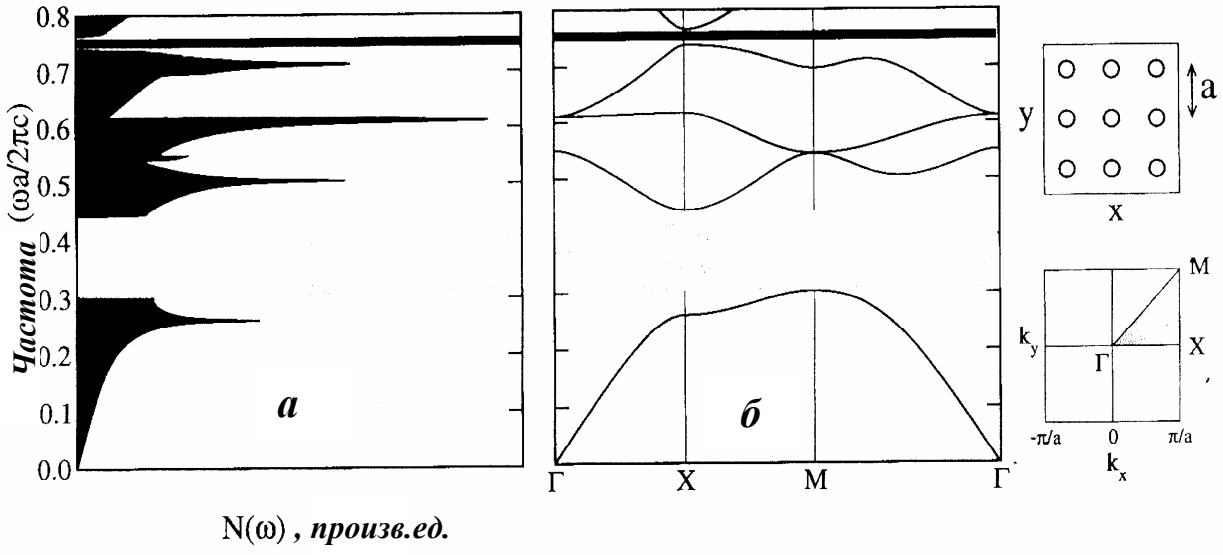


Рис. 4.1. Плотность фотонных состояний $N(\omega)$ (*а*) и зонная структура (*б*) для волн *E*-типа в квадратной решетке цилиндрических стержней [7].

На рис 4.1 показана зонная структура спектра для излучения *E*-типа в двумерном ФК, состоящем из квадратной решетки цилиндрических стержней (радиуса R=0,18a и диэлектрической постоянной кремниевого стержня ε=11,56, a – период решетки) в воздухе. Структура спектра показывает две полные запрещенные зоны, находящиеся между частотами $\omega = 0,302\left(2\pi c / a\right)$ и $\omega = 0,443\left(2\pi c / a\right)$, запрещенная зона более высокого порядка существует от $\omega = 0,738\left(2\pi c / a\right)$ до $\omega = 0,763\left(2\pi c / a\right)$.

Характерным поведением плотности фотонных состояний для двумерных систем является линейное поведение для малых частот, а также логарифмические особенности (сингулярности Ван Хова), связанные с обращающимися в нуль групповыми скоростями для некоторых частот внутри зон (см. рис. 4.1)

Прямой метод расчета плотности оптических мод $\rho(\omega)$ плоскослоистой среды включает задачу о собственных значениях для решения уравнения Гельмгольца с целью определения дисперсионного соотношения $k = k(\omega)$. Более быстрый и изящный метод получения точного выражения для плотности фотонных состояний конечных 1D-структур, характеризуемых показателем преломления $n(z)$ без учета потерь и дисперсии, предложен в [2]. Плотность оптических мод определяется выражением

$$\rho(\omega) = \frac{dk}{d\omega}, \tag{4.8}$$

т. е. $\rho(\omega)$ – количество волновых чисел k на единичную частоту ω, и, следовательно, оно обратно пропорционально групповой скорости

$$\mathrm{v} = \frac{1}{\rho} = \frac{d\omega}{dk}. \tag{4.9}$$

Идея предложенного подхода для расчета плотности мод состоит в том, что коэффициент пропускания $t(\omega)$, через который выражается энергетический коэффициент пропускания $T = |\ t\ |^2$, несет в себе фазовую информацию, из которой можно извлечь дисперсионное соотношение $k=k(\omega)$ и, следовательно, плотность мод $\rho(\omega)=dk/d\omega$.

Из выражения для комплексного коэффициента пропускания

$$t = \alpha + i\beta \equiv \sqrt{T}e^{i\varphi} \tag{4.10}$$

можно получить плотность мод. Действительно, известно, что tg $\varphi = \beta/\alpha$, где φ – фаза, приобретенная плоской волной при ее прохождении через структуру длиной d. Показатель преломления среды $n(z)$ меняется в интервале $z \in [0, d]$. Фаза φ может быть также представлена в виде $\varphi = kd$, где k – эффективное волновое число, а дисперсионное соотношение может быть записано как

$$tg(kd) = \beta(\omega)/\alpha(\omega). \tag{4.11}$$

Взяв производную по ω слева и справа в (4.11) и воспользовавшись тождеством $\mathrm{tg}^2(kd) + 1 = \sec^2(kd)$, получаем окончательно

$$\rho(\omega) = \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{d}\frac{(\beta'\alpha - \alpha'\beta)}{(\alpha^2 + \beta^2)}. \tag{4.12}$$

Плотность мод для одномерной N-слойной структуры с произвольным распределением толщин слоев и их показателей преломления $\rho_N = dk_N/d\omega$ может быть найдена, используя (4.12), если известны вещественная и мнимая части коэффициента пропускания $t_N = \alpha_N + i\beta_N = \sqrt{T_N}\exp(i\varphi_N)$. Амплитудный коэффициент пропускания t_N может быть получен на основании выражений (3.23), (3.24) и определяется выражением

$$t_N = \frac{1}{\hat{M}_{11}}, \tag{4.13}$$

где $\hat{M}_{11}$ – элемент матрицы $\hat{M}$:

$$\hat{M} = \hat{T}_{01}\hat{T}_{12}\cdots\hat{T}_{Ns}, \qquad s \equiv N+1, \gamma_{N+1} = 0.$$

Трансфер-матрица для моды E-типа имеет вид:

$$T_{l-1,l}=\begin{bmatrix}\frac{1}{2}\left(1+\frac{B}{A}\right)\exp\left(-i\gamma_l B\right) & \frac{1}{2}\left(1-\frac{B}{A}\right)\exp\left(i\gamma_l B\right)\\ \frac{1}{2}\left(1-\frac{B}{A}\right)\exp\left(-i\gamma_l B\right) & \frac{1}{2}\left(1+\frac{B}{A}\right)\exp\left(i\gamma_l B\right)\end{bmatrix}, \qquad (4.14)$$

где $l = 1, 2, \ldots, N$; $\gamma_l = z_l - z_{l-1}$ – толщина l–го слоя;

$$A=\sqrt{\left(n(l-1)\frac{\omega}{c}\right)^2-k_y^2}\,; \qquad B=\sqrt{\left(n(l)\frac{\omega}{c}\right)^2-k_y^2}\,.$$

Здесь $n(l)$ – показатель преломления l-го слоя; $k_y = n(0)\frac{\omega}{c}\sin\theta$, $n(0)$ – показатель преломления полубесконечной среды с левой стороны образца ФК, θ – угол падения светового луча.

Для моды H-типа трансфер-матрица определена выражением

$$T_{l-1,l}=\begin{bmatrix}\frac{1}{2}\left(\frac{n(l)}{n(l-1)}+\frac{n(l-1)B}{n(l)A}\right)\exp\left(-i\gamma_l B\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{n(l-1)B}{n(l)A}-\frac{n(l)}{n(l-1)}\right)\exp\left(i\gamma_l B\right)\\ \frac{1}{2}\left(\frac{n(l-1)B}{n(l)A}-\frac{n(l)}{n(l-1)}\right)\exp\left(-i\gamma_l B\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{n(l)}{n(l-1)}+\frac{n(l-1)B}{n(l)A}\right)\exp\left(i\gamma_l B\right)\end{bmatrix}.$$

На рис. 4.2 и 4.3 представлены результаты расчета нормированной плотности фотонных состояний $\rho_N \mathrm{v}^b$ (сплошная линия), где объемная фазовая скорость $\mathrm{v}^b = \frac{(n_a + n_b)}{n_a n_b}\frac{c}{2}$, и коэффициента пропускания T_N (штриховая линия) в случае нормального падения света на ФК (θ=0). Из анализа результатов, представленных на рис. 4.2, *а* и 4.2, *б* видно, что с увеличением числа слоев фотонно-кристаллической структуры сильно возрастает плотность фотонных состояний на краях фотонной запрещенной зоны. Коэффициент пропускания в области прозрачности периодически изменяется. Число максимумов возрастает с числом слоев, что находится в согласии с результатами работы [10]. Значение коэффициента пропускания в этих максимумах равно единице, т. е. ФК на этих частотах прозрачен независимо от числа слоев.

Далее рассмотрим как влияет изменение $\Delta n = n_b - n_a$ на обсуждаемые характеристики. На рис. 4.3, *а* и 4.3, *б* представлены результаты расчета $\rho_N \nu^b$ и T_N для структур, соответственно подобных структурам, характеристики которых указаны на рис. 4.2, *а* и 4.2, *б*, за исключением показателя преломления слоя n_b=2,2. Из сравнения графиков 4.2, *а*, 4.3, *а*, а также 4.2, *б*, 4.3, *б* видно, что с увеличением $\Delta n = n_b - n_a$ возрастают ширина запрещенной зоны и плотность фотонных состояний на ее границах. Кроме того, возрастает крутизна крыльев контура коэффициента пропускания. В области прозрачности слева и справа от запрещенной зоны на кривой $T_N(\lambda)$ имеются максимумы, которые достигают значения, равного единице.

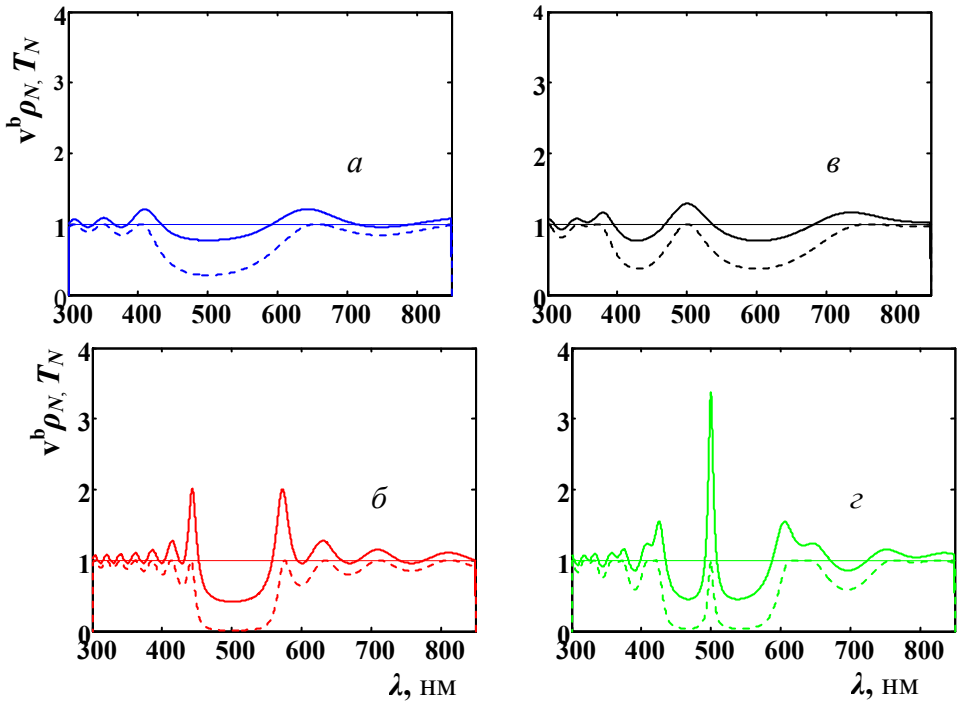


Рис. 4.2. Зависимость коэффициента пропускания T_N (штриховая линия) и нормированной плотности фотонных состояний $\rho_N \nu^b$ (сплошная линия) ФК от длины волны:
а – образец с числом слоев N=11, с толщиной слоев W_a= 0,104 мкм, W_b=0,078 мкм, с показателями преломления n_a=1,2, n_b=1,6;
б – число слоев в образце N=23, остальные параметры те же, что и для случая *а*;
в – структура ФК отличается от случая *а* появлением в спектре кристалла дефектного слоя с толщиной W_d=2W_b=0,156 мкм;
г – структура ФК отличается от случая *б* лишь появлением в центре кристалла дефектного слоя W_d=2W_b=0,156 мкм.

При наличии дефекта в структуре ФК проявляется дефектная мода (см. рис. 4.2, *в*, *г*, 4.3, *в*, *г*). Плотность фотонных состояний, соответствующая дефектным модам, как видно из рис. 4.2, 4.3, гораздо больше, чем на краях стоп-зоны как для ФК с дефектами, так и для аналогичного идеального фотонного кристалла. При этом плотность фотонных состояний дефектной моды возрастает с увеличением числа слоев и величины $\Delta n = n_b - n_a$. Таким образом, на дефектных модах ФК можно осуществлять реализацию оптических устройств и преобразователей с более высокими характеристиками, чем на аналогичных устройствах, в которых используется преобразование на краях стоп-зоны.

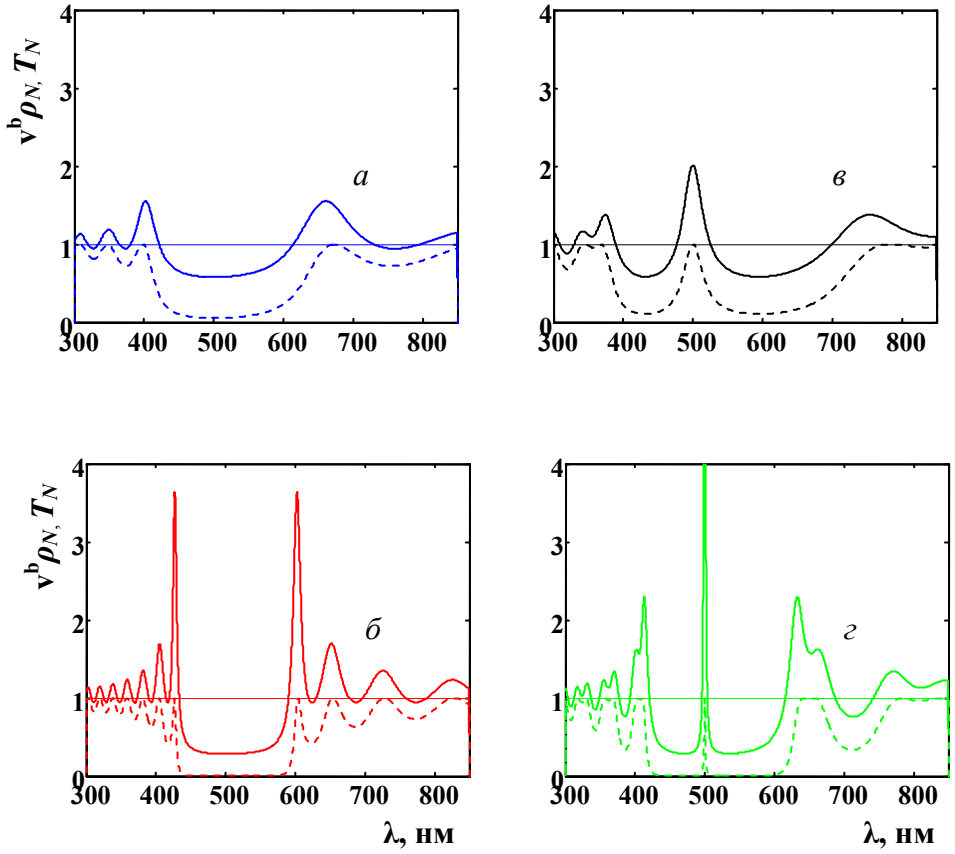


Рис. 4.3. Зависимость коэффициента пропускания T_N (штриховая линия) и нормированной плотности фотонных состояний $\rho_N v^b$ (сплошная линия) ФК от длины волны. Параметры структуры ФК отличаются от соответствующих параметров структуры, изображенной на рис. 4.2, лишь изменением показателя преломления n_b на значение $n_b = 2{,}2$.

Коэффициент пропускания в области максимума дефектной моды равен единице, так же как и на частотах в максимумах, расположенных слева и справа от стоп-зоны. Иначе говоря, ФК на этих частотах прозрачен незави-

симо от числа слоев структуры, их прозрачности, наличия дефектов и межслоевой анизотропии показателя преломления.

Из сказанного выше ясно, что задачу определения плотности фотонных состояний и коэффициента пропускания ФК можно в общем случае решить численно. Для определения их в аналитическом виде упростим условия, возьмем двухслойную периодическую структуру и рассмотрим случай нормального падения света на образец одномерного фотонного кристалла.

Выражения для α_{N_1} и β_{N_1} определяются через число периодов N_1, блоховскую фазу γ для бесконечной периодической структуры, вещественную и мнимую части коэффициента пропускания элементарной ячейки [2]:

$$\alpha_{N_1} = \left[\alpha \sin N_1\gamma \sin\gamma - \left(\alpha^2 + \beta^2\right)\sin\gamma \sin(N_1 - 1)\gamma \right] / g\,, \qquad (4.15а)$$

$$\beta_{N_1} = \beta \sin N_1\gamma \sin\gamma / g\,, \qquad (4.15б)$$

где

$$g = \sin^2 N_1\gamma - 2\alpha \sin N_1\gamma \sin(N_1 - 1)\gamma + (\alpha^2 + \beta^2)\sin^2(N_1 - 1)\gamma.$$

Блоховская фаза определяется выражением

$$\cos\gamma = \mathrm{Re}(1/t), \qquad (4.16)$$

она будет действительной всегда, когда выполняется условие $\left|\mathrm{Re}(1/t)\right| \le 1$ и комплексной во всех остальных случаях, соответствуя условиям полосы пропускания и запрещенной зоны. В запрещенной зоне $\gamma = i\theta$ или $\gamma = \pi + i\theta$ для $\mathrm{Re}(1/t) > 1$ и $\mathrm{Re}(1/t) < 1$ соответственно. Энергетический эффект пропускания T_{N_1} определяется выражением [2]

$$\frac{1}{T_{N_1}} = 1 + \frac{\sin^2 N_1\gamma}{\sin^2\gamma}\left(\frac{1}{T} - 1\right), \qquad (4.17)$$

которое было получено также в [10] для случая, когда элементарная ячейка состоит из двух однородных слоев.

Отметим, что в полосах пропускания T_{N_1} изменяется синусоидально с изменением γ. В первой полосе $\gamma \in [0, \pi]$, во второй – $\gamma \in [\pi, 3\pi]$, и так далее.

Исходя из (4.17) видно, что T_{N_1} является периодическим по γ с периодом π/N_1 и, следовательно, будет проявлять N_1 осцилляций в каждом интервале полосы пропускания. Точное выражение для плотности мод, определяемое через число периодов N_1, блоховскую фазу γ и коэффициент пропускания элементарной ячейки t, имеет вид [2]

$$\rho_{N_1} = \frac{1}{(N_1 d)} \frac{\left[\sin(2N_1\gamma)/\sin\gamma\right]\left[\eta' + \eta\xi\xi'/(1-\xi^2\right]/2 - N_1\eta\xi'/(1-\xi^2)}{\cos^2 N_1\gamma + \eta^2[\sin(N_1\gamma)/\sin\gamma]^2}, \qquad (4.18)$$

где $\xi = \alpha/T$, $\eta = \beta/T$.

Для так называемых четвертьволновых слоистых сред анализ уравнения для плотности мод существенно упрощается. Для четвертьволновой слоистой структуры оптический путь в каждом слое составляет четверть длины волны λ_0, соответствующей частоте в центре запрещенной зоны ω_0,

$$n_1 a = n_2 b = \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi c}{2\omega_0} \qquad (a+b=d), \qquad (4.19)$$

где c – скорость света в вакууме.

Отметим, что рассматриваемая четвертьволновая сверхрешетка находится между полубесконечными областями (-∞, 0] и [$N_1 d$, ∞), показатели преломления которых одинаковы и равны n_1.

Далее найдем энергетический коэффициент пропускания и плотности мод для конечной четвертьволновой слоистой структуры. Комплексный коэффициент пропускания произвольной двухслойной единичной ячейки определяется выражением [2]:

$$t = \frac{T_{12} e^{i(p+q)}}{1 - R_{12} e^{2iq}}, \qquad (4.20)$$

$$T_{12} = \frac{4 n_1 n_2}{(n_1 + n_2)} \qquad (4.21)$$

и

$$R_{12} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 . \qquad (4.22)$$

Здесь $p = n_1 a\omega/c$, $q = n_2 b\omega/c$; n_1, n_2 – показатели преломления слоев. Отметим, что $T_{12} + R_{12} = 1$. После выделения действительной и мнимой части из коэффициента пропускания $t^{\lambda/4}$ четвертьволновой ячейки, имеем выражения для $\alpha^{\lambda/4}$ и $\beta^{\lambda/4}$ единичной ячейки

$$\alpha^{\lambda/4} = T_{12}\frac{\cos\pi\tilde{\omega} - R_{12}}{1 - 2R_{12}\cos\pi\tilde{\omega} + R_{12}^2}, \tag{4.23}$$

$$\beta^{\lambda/4} = T_{12}\frac{\sin\pi\tilde{\omega}}{1 - 2R_{12}\cos\pi\tilde{\omega} + R_{12}^2}, \tag{4.24}$$

где $\tilde{\omega} = \omega/\omega_0$. Пропускание единичной ячейки получаем в виде выражения

$$T^{\lambda/4} = \frac{T_{12}^2}{1 - 2R_{12}\cos\pi\tilde{\omega} + R_{12}^2}. \tag{4.25}$$

Теперь мы можем рассчитать все компоненты, необходимые для получения $\rho^{\lambda/4}$ через (4.18). Мы имеем

$$\eta = \frac{\sin\pi\tilde{\omega}}{T_{12}}, \qquad \cos\gamma = \xi = \frac{\cos\pi\tilde{\omega} - R_{12}}{T_{12}}, \tag{4.26}$$

$$\eta' = \frac{\pi}{\omega_0}\frac{\cos\pi\tilde{\omega}}{T_{12}}, \qquad \xi' = -\frac{\pi}{\omega_0}\frac{\sin\pi\tilde{\omega}}{T_{12}}, \tag{4.27}$$

где (4.26) для ξ также определяет блоховскую фазу γ.

На рис. 4.4 для примера приведены результаты расчета пропускания T_{N_1} и ρ'_{N_1} в области существования первой запрещенной зоны, безразмерная величина $\rho'_{N_1} = \rho_{N_1}\mathrm{v}$, где объемная фазовая скорость

$$\mathrm{v} = \frac{c}{2}\left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right). \tag{4.28}$$

Из рисунка видно, что с увеличением n_2 и N_1 растет крутизна запрещенной зоны, возрастают также пики ПФС на краях запрещенной зоны.

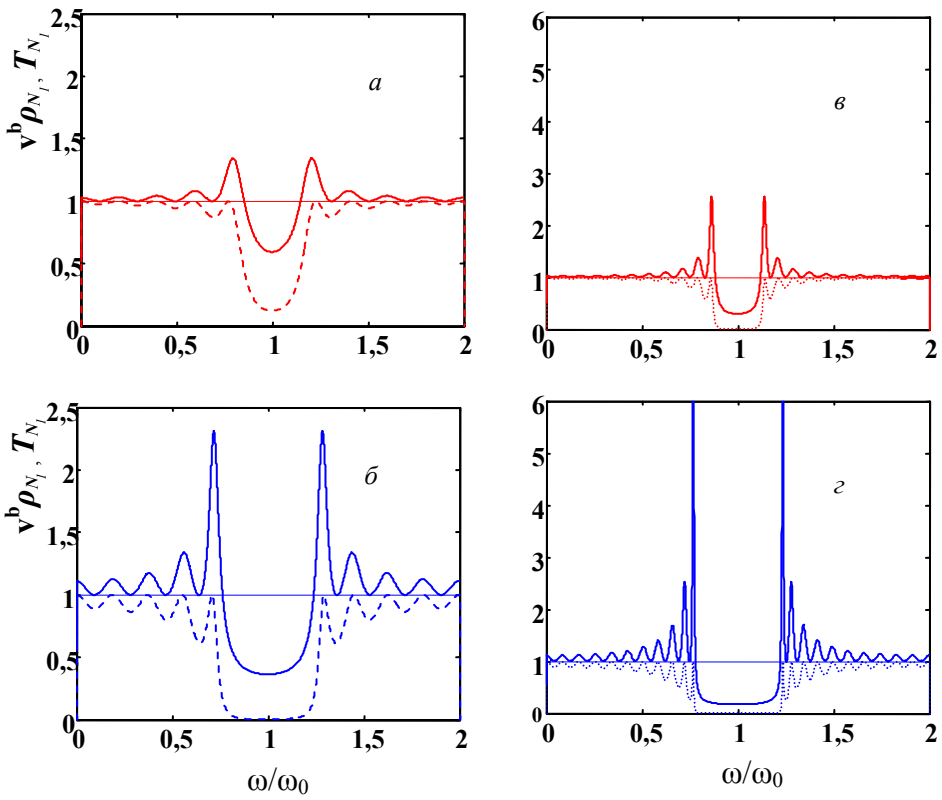


Рис. 4.4. Зависимость коэффициента пропускания T_{N_1} (штриховая линия) и нормированной плотности фотонных состояний $\rho_{N_1} v^b$ (сплошная линия) ФК от нормированной частоты. *а* – образец с числом периодов $N_1 = 5$ и показателем преломления $n_1 = 1$, $n_2 = 1{,}41$; *б* – $N_1 = 5$, $n_1 = 1$, $n_2 = 2$; *в* – $N_1 = 10$, $n_1 = 1$, $n_2 = 1{,}41$; *г* – $N_1 = 10$, $n_1 = 1$, $n_2 = 2$.

Как и в общем случае, слева от первой запрещенной зоны существует N_1 пиков на кривых коэффициента пропускания и плотности мод, поскольку T_{N_1} и ρ_{N_1} являются периодическими по γ с периодом π/N_1, и в первой полосе пропускания $\beta \in [0, \pi]$. Оказывается, что в середине запрещенной зоны с ростом N_1 наблюдается асимптотически экспоненциальное уменьшение коэффициента пропускания [2]. Максимум плотности мод, ближайший к краю полосы пропускания, для умеренно больших N_1 возрастает пропорционально N_1^2, что представляет интерес с точки зрения усиления краевой эмиссии [1].

Плотность мод на частотах внутри запрещенной зоны для четвертьволновой структуры в основном изменяется асимптотически обратно пропорционально N_1. Эквивалентно этому групповая скорость в середине запрещенной зоны возрастает как линейная функция N_1, в конце концов становясь «сверхпросвечивающей» [6, 11]. Отметим, что благодаря изоморфизму 1D

волновых уравнений Шредингера и Максвелла формулы для плотности мод и, следовательно, групповой скорости могут быть использованы в физике твердого тела для описания электронного транспорта в полупроводниковых квантовых проволоках с периодически изменяющимся потенциалом [12].

§ 4.2. Флуоресценция допированного красителем холестерического жидкого кристалла в области запрещенной зоны

Холестерические жидкие кристаллы из-за синусоидального распределения диэлектрических свойств вдоль оси спирали имеют одну запрещенную зону в случае нормального падения на образец циркулярно поляризованного света. Физические свойства ХЖК зависят как от шага спирали, так и ориентационной упорядоченности молекул в слое. Наличие запрещенной зоны влияет на спектр флуоресценции молекул гостя: внутри щели флуоресценция подавлена, около краев зоны она увеличена из-за высокой плотности фотонных состояний; на границах полосы частот групповая скорость приближается к нулю, в результате длительные времена жизни испускаемых фотонов поддерживают вынужденную эмиссию. Свет, распространяющийся вдоль оси спирали холестерика, можно рассматривать как две эллиптически-поляризованных волны с противоположным направлением вращения [13]. В некотором частотном диапазоне запрещенная зона ХЖК приходится на моду, поляризация которой имеет то же самое направление вращения, что и спираль холестерика.

В работе [14] впервые показано, что краситель–легированный ХЖК действует как фотонные лазеры с распределенной обратной связью на границах полосы частот. Для полного осмысления наблюдаемых явлений генерирования лазерного излучения надо понять влияние холестерической среды на самопроизвольное испускание молекул красителя. При переходе от изотропного состояния к холестерической фазе имеются сильные изменения в спектре флуоресценции внутри запрещенной зоны, усиление на границах полосы и Фабри – Перо – подобные колебания, [3]. Кроме того, наблюдается доминирующий циркулярнополяризованный эмиссионный компонент около зоны остановки. Ниже, следуя в основном работе [3], обсуждаются сильные изменения в интенсивности флуоресценции и поляризации в области запрещенной зоны. Показывается, что наблюдаемые изменения в испускании можно

объяснить, если принять во внимание изменения в плотности фотонных состояний (ПФС) в рассматриваемой области длин волн. Для вычисления плотности фотонных состояний принят метод, развитый в [1, 2] и описанный выше в § 4.1. Однако потребовалась модификация этого метода из-за оптической анизотропии холестерической среды и анизотропного ориентационного распределения флуоресцентных молекул красителя.

В изотропной фазе вероятность испускания фотона с определенной поляризацией и определенным волновым вектором $\vec{k}$ возбужденной молекулой описывается золотым правилом Ферми

$$W_{iso} \sim \rho_{iso} \left| < f \left| \vec{\mu} \cdot \vec{a}_k \right| i > \right|^2, \tag{4.29}$$

где $\vec{\mu}$ – оператор дипольного момента, $\vec{a}_{\vec{k}}$ – электромагнитный векторный потенциал, i и f – начальное и конечное состояние, ρ_{iso} – плотность фотонных состояний.

В изотропных средах плотность состояний не зависит от поляризации и направления. Состояния i и f обычно не известны точно, так что молекулярный переход характеризуется посредством дипольного момента перехода $\vec{d}$, его связью с электрическим полем $\vec{E}$:

$$W_{iso} \sim \rho_{iso} \left| \vec{E}^* \cdot \vec{d} \right|^2. \tag{4.30}$$

При переходе от изотропной к холестерической фазе среда становится двулучепреломляющей и испускание молекулы зависит от ориентации дипольного момента перехода $\vec{d}$ относительно оси холестерика и локального директора. В дальнейшем рассматривается излучение в направлении оси спирали. Плотность состояний теперь зависит от поляризации. Предполагается, что возбужденная молекула должна выбрать одну из двух нормальных мод $\vec{E}_1, \vec{E}_2$ для эмиссии, с соответствующими вероятностями испускания

$$W_i \sim \rho_i \left| \vec{E}_i^* \cdot \vec{d} \right|^2, \tag{4.31}$$

где ρ_i – плотность состояний, связанная с модой $\vec{E}_i$. Флуоресцирующие молекулы принимают локальный нематический порядок холестерического растворителя, который приводит к анизотропному ориентационному распределению дипольного момента. Далее рассматривается изменение испускания ХЖК пленки толщиной *D* при переходе от изотропной к холестерической фазе. Поэтому введем относительные интенсивности флуоресценции

$$I_i = \frac{\int_0^D < \omega_i >_{clc} dz}{\int_0^D < \omega_{iso} >_{iso} dz} = \frac{\rho_i}{\rho_{iso}} \cdot \frac{\int_0^D < \left| \vec{E}_i^{\,*} \cdot \vec{d} \right|^2 >_{clc} dz}{\int_0^D < \left| \vec{E}_{iso}^{\,*} \cdot \vec{d} \right|^2 >_{iso} dz}, \tag{4.32}$$

где скобки $<\ldots>_{iso}$ и $<\ldots>_{clc}$ обозначают усреднение по ориентационному распределению дипольного момента перехода в изотропной и холестерической фазах соответственно. Нормальная мода $\vec{E}_{iso}$ представляет плоскую волну с произвольно выбранной поляризацией. Относительные интенсивности I_i не зависят от абсолютного значения дипольного момента $\vec{d}$, а только от его ориентации. Поэтому вместо $\vec{d}$ в (4.32) введем единичный вектор $\hat{\vec{d}} = \vec{d} / \left| \vec{d} \right|$. Кроме того, предполагаем, что флуоресцирующие молекулы распределены в пленке однородно. Следовательно, можно не учитывать пространственную зависимость нормальной моды $\vec{E}_i$. С учетом вышесказанного, получаем упрощенное выражение для относительной интенсивности:

$$I_i = \frac{\rho_i}{\rho_{iso}} \cdot \frac{< \left| d_i \right|^2 >_{clc}}{< \left| d_{iso} \right| >_{iso}} \tag{4.33}$$

с

$$d_i = \hat{\vec{e}}_i^{\,*} \cdot \hat{\vec{d}}\,, \qquad d_{iso} = \hat{\vec{p}}^{\,*} \cdot \hat{\vec{d}}\,, \tag{4.34}$$

где $\hat{\vec{e}}_1$ и $\hat{\vec{e}}_2$ обозначают поляризацию двух нормальных мод и $\vec{p}$ обозначает произвольно выбранную поляризацию. Для вычисления плотности состояний и коэффициентов d_i, а также для обсуждения поляризации испускаемого света будут использованы результаты классического описания света, распро-

страняющегося в ХЖК [13]. Такое описание обеспечивает точные результаты для поляризации, дисперсионных соотношений, коэффициентов отражения и пропускания этих двух мод для света распространяющегося параллельно оси спирали.

Приведем основные результаты теории de Vries [13] в оптике ХЖК. Рассматривается распространение света вдоль оси спирали ХЖК с шагом p. Двойное лучепреломление плоскостей квазинематика характеризовано их показателями преломления n_o и n_e. Правые и левые спиральные структуры задаются соответственно положительными и отрицательными значениями p. Полезно ввести средний показатель преломления плоскостей нематика

$$\overline{n} = \sqrt{(n_o^2 + n_e^2)/2}\,, \tag{4.35}$$

параметр

$$\alpha = \frac{n_e^2 - n_o^2}{2\overline{n}^2} \tag{4.36}$$

описывает относительную диэлектрическую анизотропию, и приведенную длину волны

$$\lambda' = \lambda/(\overline{n}p)\,, \tag{4.37}$$

где λ – длина волны в вакууме. Отрицательные и положительные значения λ' соответствуют лево- и правосторонним спиралям. Для описания вращения директора $\hat{\vec{n}}$ вводится правая лабораторная система координат ($\hat{\vec{x}}$, $\hat{\vec{y}}$, $\hat{\vec{z}}$) с вектором $\hat{\vec{z}}$, параллельным винтовой оси:

$$\hat{\vec{n}}(z) = -\sin(k_p z)\hat{\vec{x}} + \cos(k_p z)\hat{\vec{y}}\,, \tag{4.38}$$

где k_p=2π/p – волновое число. Для описания распространения света вдоль оси спирали удобно ввести вращающуюся систему координат

$$\begin{aligned} \hat{\vec{\xi}} &= \cos(k_p z)\hat{\vec{x}} + \sin(k_p z)\hat{\vec{y}}\,, \\ \hat{\vec{\eta}} &= -\sin(k_p z)\hat{\vec{x}} + \cos(k_p z)\hat{\vec{y}} = \hat{\vec{n}}\,, \end{aligned} \tag{4.39}$$

$$\hat{\vec{\zeta}} = \hat{\vec{z}}\,.$$

Во вращающейся системе координат два поляризованных состояния представляют эллиптически-поляризованные волны $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ с противоположной хиральностью,

$$\vec{E}_{1,2} = \hat{\vec{e}}_{1,2}\exp(ik_{1,2}\zeta)\,. \tag{4.40}$$

Рассматривается распространение вдоль положительного ζ-направления, временная зависимость $\exp(-i\omega t)$ опущена. Эти основные волны имеют поляризацию

$$\hat{\vec{e}}_i = \frac{1}{\sqrt{1+|f_i|^2}}(\hat{\vec{\xi}} + if_i\hat{\vec{\eta}}) \tag{4.41}$$

с эллиптичностями f_1, f_2. Волновые числа k_1, k_2 могут быть написаны в форме

$$k_i = 2\pi\frac{m'_i}{\lambda' p}\,, \tag{4.42}$$

где $m'_{1,2}$ определяются выражением

$$m'^2_{1,2} = 1 + \lambda'^2 \mp \sqrt{4\lambda'^2 + \alpha^2}\,. \tag{4.43}$$

Для $|\lambda'| > \sqrt{1+\alpha}$ отрицательный корень m'^2_1 приводит к отрицательному волновому числу k_1 (4.42) во вращающейся системе координат. Для $|\lambda'^2 - 1| < \alpha$ m'^2_1 – отрицательное и поэтому m'_1 мнимое, получаем мнимое волновое число k_1: в этом случае волна $\vec{E}_1$ представляет быстро затухающую волну. Эта область длин волн – запрещенная зона ХЖК. Эллиптичности $f_{1,2}$ поляризаций собственных состояний (4.41)

$$f_i = \frac{1-\alpha-m'^2_i-\lambda'^2}{2m'_i\lambda'}\,. \tag{4.44}$$

Значения $f_i = 0$ и $f_i = \pm\infty$ представляют линейно-поляризованные волны с электрическим полем, параллельным направлениям $\hat{\vec{\xi}}$ и $\hat{\vec{\eta}}$, соответственно. Для длин волн $|\lambda'| << \alpha$ две основные волны почти линейно поляризованы. Для $|\lambda'| >> \alpha$, $\vec{E}_2$ демонстрирует почти идеальную круговую поляризацию. Это также справедливо для $\vec{E}_1$ вдали от запрещенной зоны. Однако около запрещенной зоны ее поляризационные изменения огромны, и на краях полосы частот формируется волна с линейной поляризацией – с длинноволновой стороны параллельной локальному директору ($\hat{\vec{\eta}}$-направление), с коротковолновой перпендикулярно локальному директору. Внутри запрещенной зоны, f_1 мнимый, что приводит к линейной поляризации $\hat{\vec{e}}_1$ затухающей волны $\vec{E}_1$. Следует отметить особенность $\hat{\vec{e}}_1$, $\hat{\vec{e}}_2$: в общем они не ортогональны $(\hat{\vec{e}}_1^{\,*} \cdot \hat{\vec{e}}_2 \neq 0)$.

Для вычисления плотности фотонных состояний и поляризации флуоресценции вне пленки, нужны свойства отражения и пропускания на границах раздела стекло – ХЖК и ХЖК – стекло. Для большинства холестериков, зажатых между стеклами, хорошей аппроксимацией является предположение, что окружающая среда имеет показатель преломления $\overline{n}$ (4.35). Полезно ввести величину

$$q_i = \lambda' f_i + m'_i . \tag{4.45}$$

Падающая волна $\vec{E}_i^{\,in}$ возбуждает внутри ХЖК волну $\exp(ik_i\zeta)\hat{\vec{e}}_i$, эллиптически-поляризованную,

$$\vec{E}_i^{\,in}(z=0) = \left[\frac{1+(f_i/q_i)^2}{1+|f_i|^2}\right]^{1/2} \frac{1+q_i}{2}\hat{\vec{e}}_i^{\,iso} \tag{4.46}$$

с

$$\hat{\vec{e}}_i^{\,iso} = \frac{1}{\sqrt{1+(f_i/q_i)^2}}\left(\hat{\vec{x}} + i\frac{f_i}{q_i}\hat{\vec{y}}\right). \tag{4.47}$$

На границе раздела ХЖК – стекло каждая нормальная мода вызывает отраженную волну, которая также состоит только из соответствующей основной волны; коэффициент отражения r_i для $\vec{E}_i$

$$r_i = -\frac{1-q_i}{1+q_i}. \tag{4.48}$$

В окружающей среде волна $\vec{E}_i$ приводит к эллиптически-поляризованной прошедшей волне $\vec{E}_i^{out}$. Принимая за единичную интенсивность основной волны на границе ХЖК – стекло, амплитуда прошедшей волны описывается следующим образом:

$$\vec{E}_i^{out} = \left[\frac{1+(f_i/q_i)^2}{1+|f_i|^2}\right]^{1/2} \frac{2q_i}{1+q_i}\hat{\vec{e}}_i^{iso} \quad . \tag{4.49}$$

При выводе (4.49) снова предполагалась согласованность координатных систем ($\hat{\vec{\xi}}$, $\hat{\vec{\eta}}$, $\hat{\vec{\zeta}}$) и ($\hat{\vec{x}}$, $\hat{\vec{y}}$, $\hat{\vec{z}}$) на границе. Для $|\lambda'| >> \alpha$ волны $\vec{E}_i^{in}$ и $\vec{E}_i^{out}$ почти циркулярно поляризованы. Две поляризации $\hat{\vec{e}}_1^{iso}$ и $\hat{\vec{e}}_2^{iso}$ ортогональны $(\hat{\vec{e}}_1^{iso} \cdot \hat{\vec{e}}_2^{iso} = 0)$.

4.2.1. Плотность фотонных состояний в холестерической пленке

Плотность фотонных состояний ρ может быть определена выражением

$$\rho = \frac{dk}{d\omega}. \tag{4.50}$$

В изотропной среде с коэффициентом преломления $\overline{n}$ плотность состояний

$$\rho_{iso} = \overline{n}/c, \tag{4.51}$$

где c – скорость распространения света в вакууме.

Для двулучепреломляющей среды, подобной ХЖК, вводится две плотности состояний 1, 2, по одной для каждого вектора поляризации собственного состояния. Сначала рассматриваем плотность состояний $\rho_i^{(\infty)}$ в толстой холестерической пластине, где эффекты, обусловленные многократными отражениями на поверхностях раздела, можно не учитывать. В этом случае для вычисления ПФС необходимо использовать дисперсию волн $\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$ (4.40). Нет необходимости преобразовывать волны $\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$, которые описывают распространение света во вращающейся системе координат, назад к лабораторной системе. Эта операция изменяет волновое число $k_{1,2}$ (4.42) в ($\hat{\vec{\xi}}$, $\hat{\vec{\eta}}$, $\hat{\vec{\zeta}}$)-системе на постоянное волновое число $k_{\text{р}}=2\pi/p$ (4.38), которое исчезнет при взятии производной согласно (4.50). В запрещенной зоне волновое число k_1 соответствующее $\vec{E}_1$, мнимое, следовательно, плотность состояний равна нулю. Рассмотрим случай действительных волновых чисел k_i. Согласно (4.42), k_i дается как функция приведенной длины волны λ' и неявно посредством зависимости m'_i от λ'. Таким образом, $\rho_i^{(\infty)}$ определяется выражением

$$\rho_i^{(\infty)} = p^{-1}\frac{dk_i}{d\lambda'}\frac{d\lambda'}{d\omega}, \tag{4.52}$$

где

$$\frac{d\lambda'}{d\omega} = -\frac{2\pi c}{\bar{n}p}\omega^{-2} = -\frac{\bar{n}p}{2\pi c}\lambda'^2;$$

$$\frac{dm'_{1,2}}{d\lambda'} = \left(1 \mp 2/\sqrt{4\lambda'^2+\alpha^2}\right)\frac{\lambda'}{m'_{1,2}};$$

$$\frac{dk_i}{d\lambda'} = 2\pi\left(\frac{1}{\lambda'}\frac{dm'_i}{d\lambda'} - \frac{m'_i}{\lambda'^2}\right).$$

В тонких ХЖК пленках толщиной $N{\cdot}p$ (N – число шагов спирали), чтобы вычислить плотность состояний, удобно определить как и в [2], эффективное волновое число $k'_{\text{эфф},i}$. Произведение $k'_{\text{эфф}}{\cdot}N$ есть фаза, приобретенная волной при ее прохождении через структуру длиной $N{\cdot}p$. С помощью комплексного коэффициента пропускания

$$\text{T}_i=\text{X}_i+i\text{Y}_i \tag{4.53}$$

выражение для плотности фотонных состояний может быть представлено в виде

$$\rho_i = p^{-1}\frac{dk'_{эфф,i}}{d\omega} = \frac{1}{Np}\frac{X_i(dY_i/d\omega) - Y_i(dX_i/d\omega)}{X_i^2 + Y_i^2}, \qquad (4.54)$$

подобном уравнению (4.12). Производные в (4.54) удобно записать в форме

$$\frac{dX_i}{d\omega} = \frac{dX_i}{d\lambda'}\frac{d\lambda'}{d\omega}, \qquad \frac{dY_i}{d\omega} = \frac{dY_i}{d\lambda'}\frac{d\lambda'}{d\omega}. \qquad (4.55)$$

Выражение для коэффициента пропускания для конечной пленки ХЖК имеет вид [3]

$$T_i = t_i(1+r_i)\frac{\exp[ik'_iN]}{1-r_i^2\exp[2ik'_iN]}, \qquad (4.56)$$

где коэффициент пропускания падающей волны на границе $z'=N$ ($z'=\zeta/|\mathrm{p}|$)

$$t_i = 1 - q_i\,. \qquad (4.57)$$

Для разделения T_i на его действительную и мнимую части необходимо рассмотреть два случая: 1) для основной волны $\vec{E}_1$ вне запрещенной зоны и для основной волны $\vec{E}_2$ при всех длинах волн, t_i, r_i, k_i действительны; 2) внутри запрещенной зоны, t_1 и r_1комплексны и k_1 мнимое. Выделяя в (4.56) X_i, Y_i, получаем для первого случая

$$\frac{dX_i}{d\lambda'} = -2r_i\cos(k'_iN)\frac{dr_i}{d\lambda'} - (1-r_i^2)N\sin(k'_iN)\frac{dk'_i}{d\lambda'}\,, \qquad (4.58)$$

$$\frac{dY_i}{d\lambda'} = 2r_i\sin(k'_iN)\frac{dr_i}{d\lambda'} + (1+r_i^2)N\cos(k'_iN)\frac{dk'_i}{d\lambda'}\,. \qquad (4.59)$$

Производные $dk'_i/d\lambda'$ определены в (4.52), а $dr_i/d\lambda'$ определены формулами

$$\frac{\partial f_i}{\partial \lambda'} = \left(m'_i - \frac{1-\alpha}{m'_i} \right) \frac{1}{\lambda'^2} - \frac{1}{2m'_i},$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial m'_i} = \left(\lambda' - \frac{1-\alpha}{\lambda'} \right) \frac{1}{2m'^2_i} - \frac{1}{2\lambda'},$$

$$\frac{df_i}{d\lambda'} = \frac{\partial f_i}{\partial \lambda'} + \frac{\partial f_i}{\partial m'_i} \frac{dm'_i}{d\lambda'},$$

$$\frac{dq_i}{d\lambda'} = f_i + \lambda' \frac{df_i}{d\lambda'} + \frac{dm'_i}{d\lambda'},$$

$$\frac{dr_i}{d\lambda'} = \frac{2}{(1+q_i)^2} \frac{dq_i}{d\lambda'}.$$

Для второго случая запишем комплексные параметры в виде $k'_1 = i\tilde{k}'_1$, $r_1 = r_a + ir_b$ (r_a и r_b – действительны) и $t_1 = 1 - i\tilde{q}_1$. Тогда производные, необходимые для вычисления плотности состояний, определяются выражением

$$\frac{dX_1}{d\lambda'} = \frac{dA}{d\lambda'} C + A \frac{dC}{d\lambda'} - \frac{dB}{d\lambda'} D - B \frac{dD}{d\lambda'}, \qquad (4.60)$$

и аналогично для $dY_1/d\lambda_1$,

$$A = 1 + r_a + \tilde{q}_1 r_b,$$

$$B = r_b + \tilde{q}_1 (1 + r_a),$$

$$C = 1 - (r_a^2 - r_b^2) \exp(-2\tilde{k}'_1 N),$$

$$D = 2 r_a r_b \exp(-2\tilde{k}'_1 N).$$

На рис. 4.5 приведена относительная плотность фотонных состояний ρ_1/ρ_{iso} волны с поляризацией $\hat{\tilde{e}}_1$, вычисленная для относительной диэлектрической анизотропии α=0,1 и трех различных толщин пленки $N|p|$, а также от-

носительная плотность $\rho_1^{(\infty)}/\rho_{iso}$ толстой пленки, вычисленная согласно (4.52).Плотность состояний толстой пленки расходится на краях полосы частот, а внутри запрещенной зоны равна нулю. В случае тонкой пленки возникают осцилляции плотности состояний, подобные осцилляциям Фабри–Перо. При увеличении толщины пленки резонансные пики становятся все более явными и близко расположенными. Отмеченные особенности ПФС в области существования запрещенной зоны, вычисленной для тонкой пленки ХЖК, аналогичны особенностям в ПФС линейно-поляризованной моды *E*-типа, распространяющейся в слоистой среде (см. рис. 4.2, 4.3).

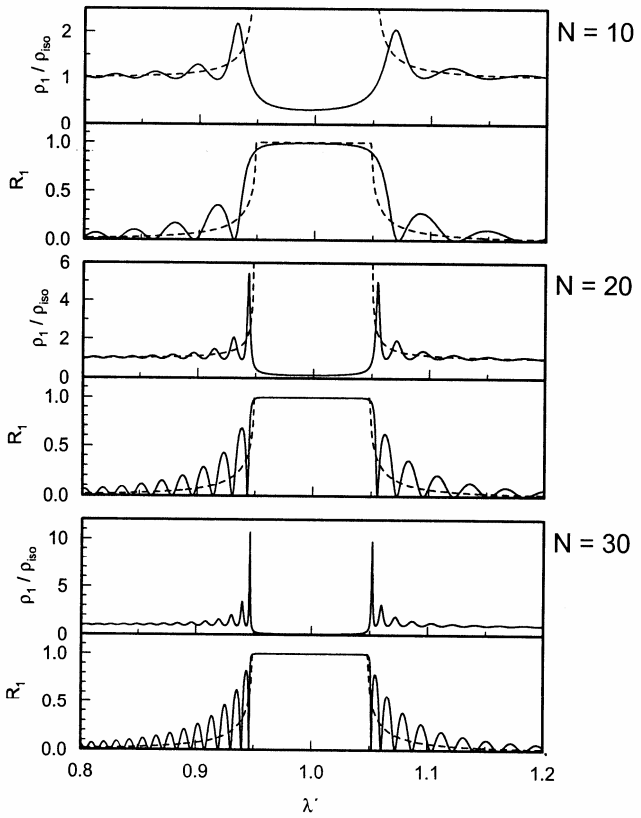


Рис. 4.5. Относительная ПФС ρ_1/ρ_{iso} и отражение R_1 волны с поляризацией $\hat{\vec{e}}_1$. Сплошные кривые вычислены для тонкой пленки толщиной $N|p|$, штриховые – для пленки неограниченной толщины.

Относительная плотность ρ_2/ρ_{iso} (не приведенная на рис. 4.5) близка к единице и обнаруживает незначительные колебания. Кривые коэффициента отражения для света с поляризацией $\hat{\vec{e}}_1$ рассчитаны с теми же параметрами α, N, что и при расчете ρ_1/ρ_{iso}. Максимумы коэффициентов отражения почти совпадают с минимумами ПФС, это соответствие улучшается с увеличением толщины пленки.

4.2.2. Интенсивность испускаемого света

После вычисления ПФС можно вычислить относительные интенсивности I_i согласно (4.33), определяя предварительно среднее $<|d_i|^2>$ от квадрата проекций дипольного момента перехода $\hat{\vec{d}}$ на поляризационных собственных состояниях $\hat{\vec{e}}_i$. Для вычисления d_i необходимо знать только проекцию $\vec{d}_{\xi\eta}$ на ($\hat{\vec{\xi}}$, $\hat{\vec{\eta}}$)-плоскость. Ориентацию проекции будем характеризовать углом ψ по отношению к локальному директору, т. е. $\hat{\vec{\eta}}$-оси (рис. 4.6):

$$\vec{d}_{\xi\eta} = d_{\xi\eta}\left(\sin\psi\hat{\vec{\xi}} + \cos\psi\hat{\vec{\eta}}\right). \tag{4.61}$$

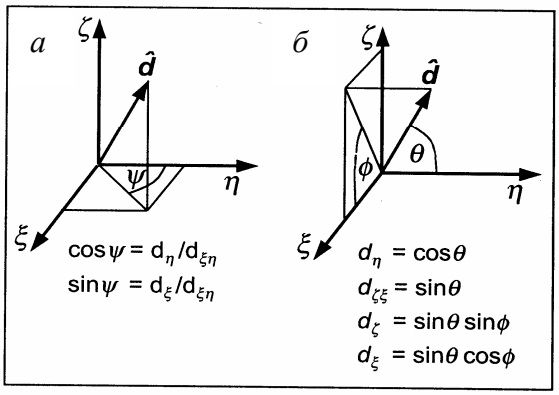


Рис. 4.6. Углы, используемые для описания ориентации дипольного момента перехода $\hat{\vec{d}}$.

Используя (4.41), получаем

$$\left|d_i\right|^2 = d_{\xi\eta}^2\ \frac{1+\left(f_i^2-1\right)\cos^2\psi}{1+f_i^2}, \tag{4.62}$$

исключая d_1 для длин волн внутри запрещенной зоны; здесь $\vec{E}_1$ линейно поляризован из-за мнимой эллиптичности f_1. Записывая $f_1 = i\tilde{f}_1$, получаем

$$\left|d_1\right|^2 = d_{\xi\eta}^2\ \frac{1+\left(\tilde{f}_1^{\,2}-1\right)\cos^2\psi}{1+\tilde{f}_1^{\,2}} - \frac{2\tilde{f}_1}{1+\tilde{f}_1^{\,2}} d_{\xi\eta}^2\ \sin\psi\cos\psi\,. \tag{4.63}$$

Для того чтобы получить изменение в испускании краситель – легированной ХЖК пленке, $|d_i|^2$ должны быть усреднены согласно ориентационному распределению дипольного момента перехода.

Для количественного описания ориентационной упорядоченности молекул используем функцию ориентационного распределения $F(\phi, \theta, \psi)$, дающую вероятность нахождения ориентации молекулы в малом телесном угле $d\Omega$ вблизи соответствующих углов Эйлера ϕ, θ, ψ [15]. Последние определяют ориентацию молекулярной системы координат относительно лабораторной. В нематических и А-смектических жидких кристаллах ось x выберем совпадающей с направлением директора $\vec{n}$, а оси y, z лежат в перпендикулярной ему плоскости. В квазинематическом слое планарной текстуры холестерического жидкого кристалла ось x совпадает с направлением директора $\vec{n}$ слоя, ось y лежит в плоскости слоя, а z – перпендикулярно слою. Рентгеноструктурные данные [15–18] показывают, что направления $\vec{n}$ и $(-\vec{n})$ в нематиках и А-смектиках эквивалентны. То же справедливо для $\vec{n}$ и $(-\vec{n})$ в квазинематических слоях холестериков.

Далее, как следует из эксперимента, рассматриваемые здесь типы жидких кристаллов локально одноосны, и проекции длинных осей молекул на плоскости yz выбранных выше лабораторных систем координат распределены хаотически. Наконец, форма большинства молекул жидких кристаллов близка к цилиндрической и в мезофазе имеет место вращение молекул вокруг их длинных осей [16, 19].

С учетом вышесказанного функциональная зависимость F определяется только углом θ между длинной осью молекулы и направлением $\vec{n}$. В этом приближении F описывает ориентационное распределение длинных молекулярных осей в мезофазе и может быть представлена в виде разложения в ряд по четным полиномам Лежандра $P_l(\cos\theta)$ [15] :

$$F(\theta) = 1/2 + 5/2\langle P_2\rangle P_2 + 9/2\langle P_4\rangle P_4 + \ldots, \tag{4.64}$$

где

$$\begin{aligned} P_2 &= 1/2(3\cos^2\theta - 1), \\ P_4 &= 1/8(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3). \end{aligned} \tag{4.65}$$

Скобки $\langle\ldots\rangle$ означают тепловое усреднение.

Значения коэффициентов разложения $F(\theta)$ можно определить из экспериментальных данных.

Спектроскопия КР позволяет находить как $\langle P_2 \rangle$, так и $\langle P_4 \rangle$ для любых валентных связей в молекуле, в том числе и для концевых групп. Последнее обстоятельство чрезвычайно важно в связи с выделением роли конформационных молекулярных изменений в образовании мезофазы [18].

Рассмотрим комбинационное рассеяние света (КРС) на внутримолекулярном колебании с частотой ν_l в лабораторной системе координат жидкого кристалла, выбор которой определен выше. В рамках теорий поляризуемости Плачека [20] с учетом локального поля в конденсированной среде [21] интенсивность стоксовой компоненты рассеянного одной молекулой света с поляризацией j в телесный угол $d\Omega$, при наблюдении перпендикулярно оси j есть [22]

$$dJ_{ij} = f_{jj}^2 \frac{n_j^s}{n_i} f_{ii}^2 \frac{2\pi^2 (\nu_0 - \nu_l)^4 h (\alpha_{ij}^{/})^2 J_{0i} d\Omega}{\mu c^4 \nu_l [1 - \exp(-h\nu_l / kT)]}. \qquad (4.66)$$

Здесь ν_0 – частота возбуждающего света, поляризованного вдоль оси i; f_{ii} – компоненты диагонального в рассматриваемой системе тензора локального поля световой волны [15, 21], связывающего макроскопическое поле E с действующим на молекулу $E_i^{\text{л}} = f_{ii} E_i$; n_i, n_j – показатели преломления соответственно падающего и рассеянного лучей; μ – приведенная масса осциллятора; c, h, k, T – скорость света, постоянная Планка, постоянная Больцмана, абсолютная температура соответственно; $\alpha_{ij}^{/}$ – производная компонент тензора молекулярной поляризуемости по нормальной координате; J_{0i} – интенсивность возбуждающего света.

При небольших интенсивностях падающего света рассеяние различных молекул некогерентно. Тогда полная интенсивность в данном направлении есть

$$dJ_{ij}^{\text{п}} = \sum_{\sigma=1}^{N} dJ_{ij}^{(\sigma)} = N \langle dJ_{ij}^{(\sigma)} \rangle, \qquad (4.67)$$

где $dJ_{ij}^{(\sigma)}$ дается выражением (4.66), N – число молекул, участвующих в рассеянии, а скобки означают усреднение по ориентациям различных молекул.

Для холестерических жидких кристаллов усреднение в (4.67) проводится в пределах квазинематического слоя. Из (4.67) ясно, что распределение интенсивности по компонентам в тензоре рассеяния жидкого кристалла зависит от характера усреднения, т. е. отражает свойства дальнего ориентацион-

ного порядка в жидком кристалле. В собственной системе координат тензор производной молекулярной поляризуемости диагонален. Учет отмеченных особенностей ориентационного порядка в А-смектических, нематических и холестерических жидких кристаллах приводит к тому, что в макроскопическом тензоре интенсивностей линии КР имеются только четыре независимые компоненты. В случае цилиндрической симметрии нормального колебания, например для C≡C-связи, можно получить [15]

$$\begin{aligned}
&\langle(\alpha'_{yy})^2\rangle = (\gamma'_{33})^2[R^2 + R(1-R)\langle s^2\rangle + 3/8(1-R)^2\langle s^4\rangle],\\
&\langle(\alpha'_{xx})^2\rangle = (\gamma'_{33})^2[1 - 2(1-R)\langle s^2\rangle + (1-R)^2\langle s^4\rangle],\\
&\langle(\alpha'_{yz})^2\rangle = (\gamma'_{33})^2 \cdot 1/8(1-R)^2\langle s^4\rangle,\\
&\langle(\alpha'_{yx})^2\rangle = (\gamma'_{33})^2 \cdot 1/2(1-R)^2[\langle s^2\rangle - \langle s^4\rangle].
\end{aligned} \tag{4.68}$$

Здесь γ_{33}' – компонента тензора производной поляризуемости в молекулярной системе координат вдоль оси симметрии связи,

$$R = \gamma'_{11}/\gamma'_{33}, \quad \langle s^2\rangle = \langle\sin^2\theta\rangle, \quad \langle s^4\rangle = \langle\sin^4\theta\rangle.$$

Экспериментально измеряется степень деполяризации линий КР: $\rho = J_{yx}/J_{yy}$ при двух ориентациях оптической оси образца по отношению к плоскости рассеяния *zx*. В первом случае (а) оптическая ось кристалла лежит в плоскости рассеяния и составляет с осью *x* угол *ε*. Во втором случае (б) оптическая ось кристалла параллельна оси *y* системы координат прибора при том же расположении кюветы, что и в случае (а). Вектор напряженности возбуждающего луча в обоих случаях параллелен *y*. Оптимальный угол наклона ячейки с плоскопараллельными гранями равен 11°, для ячейки с полусферой – 5°.

При учете эффектов отражения и преломления рассеянного излучения на границе жидкий кристалл – стекло [15] выражения для экспериментально наблюдаемых степеней деполяризации имеют вид

$$\rho_1 = \frac{J_{yx}(а)}{J_{yy}(а)} = \frac{f_{xx}^2(n_0+n)^2[A\langle s^4\rangle + B\langle s^2\rangle]}{f_{yy}^2(n_e+n)^2[C\langle s^4\rangle + D\langle s^2\rangle + E]}, \tag{4.69}$$

$$\rho_2 = \frac{J_{yx}(б)}{J_{yy}(б)} = \frac{f_{xx}^2(n_e+n)^2[\langle s^2\rangle - \langle s^4\rangle]}{f_{yy}^2(n_0+n)^2[2\langle s^4\rangle - F\langle s^2\rangle + G]}. \tag{4.70}$$

В формулах (4.69) и (4.70)

$$A = 1/8(1 - 5\cos^2\varepsilon'), \quad B = 1/2\cos^2\varepsilon', \quad C = 3/8,$$
$$D = R/(1-R), \quad E = D^2, \quad F = 4/(1-R), \quad G = 2/(1-R)^2. \tag{4.71}$$

Компоненты тензора локального поля определяются методом, описанным в [23, 24], ε' – угол падения необыкновенного луча рассеянного излучения на границу жидкий кристалл – стекло; n_e , n_0 – необыкновенный и обыкновенный показатели преломления жидкого кристалла при данной температуре, n – показатель преломления материала ячейки.

В случае изотропной фазы, когда $n_e = n_0, f_{yy} = f_{xx}$, $\langle s^2 \rangle = 2/3$ и $\langle s^4 \rangle = 8/15$, формулы (4.69) и (4.70) переходят в хорошо известную [25]

$$\rho_1 = \rho_2 = \frac{(1-R)^2}{8R^2 + 4R + 3}. \tag{4.72}$$

Используя теперь приведенные степени деполяризации:

$$\rho_1' = \frac{f_{yy}^2 (n_e + n)^2}{f_{xx}^2 (n_0 + n)^2} \rho_1 \equiv \Lambda \rho_1,$$
$$\rho_2' = \Lambda^{-1} \rho_2, \tag{4.73}$$

нетрудно получить из (4.65), (4.69) и (4.70) выражения для $\langle P_2 \rangle$ и $\langle P_4 \rangle$:

$$\langle P_2 \rangle = 1 - 3/2\langle s^2 \rangle, \tag{4.74}$$

$$\langle P_2 \rangle = 1 - \frac{3/2[\rho_1' E(1 + 2\rho_2') + \rho_2' G(A - \rho_1' C)]}{(A - \rho_1' C)(1 + \rho_2' F) + (1 + 2\rho_2')(B - \rho_1' D)}, \tag{4.74a}$$

$$\langle P_4 \rangle = 35/8\langle s^4 \rangle - 5\langle s^2 \rangle + 1, \tag{4.75}$$

$$\langle P_4 \rangle = 1 - \frac{5/8}{(A - \rho_1' C)(1 + \rho_2' F) + (1 + 2\rho_2')(B - \rho_1' D)} \cdot$$
$$\cdot \{\rho_1' E[1 + \rho_2'(16 - 7F)] + \rho_2' G[8A + 7B - \rho_1'(8C + 7D)]\}. \tag{4.75a}$$

Формулы (4.74а) и (4.75а) позволяют находить $\langle P_2 \rangle$ и $\langle P_4 \rangle$ в нематических и А-смектических жидких кристаллах по данным КРС.

Для холестерических жидких кристаллов использование такой методики затруднено учетом влияния спиральности структуры вдоль оптической оси на поляризационные свойства возбуждающего света. Поэтому предлагается использовать 180-градусную методику для холестерических жидких кристаллов с текстурой «отпечатков пальцев». В такой текстуре квазинематические слои располагаются перпендикулярно стенкам ячейки, а оптическая ось образца параллельна стенкам.

Для получения 180-градусного рассеяния используется кювета с поворотной призмой, ребро которой порядка 1 мм. Оптическая ось образца параллельна оси x прибора, а луч падающего и рассеянного света перпендикулярен плоскости yx стенок ячейки. С использованием (4.66), где индексы ij относятся теперь к системе координат прибора, и формул (4.68) для системы координат директора $\vec{n}$ в слое можно получить

$$\rho_3 = \frac{J_{xy}}{J_{xx}} = \frac{f_{yy}^2 (n_e + n)^2 [a\langle s^2\rangle + b\langle s^4\rangle]}{f_{xx}^2 (n_0 + n)^2 [c\langle s^4\rangle + d\langle s^2\rangle + e]}, \tag{4.76}$$

$$\rho_4 = \frac{J_{yx}}{J_{yy}} = \frac{f_{xx}^2 (n_0 + n)^2 [a\langle s^2\rangle + b\langle s^4\rangle]}{f_{yy}^2 (n_e + n)^2 [k\langle s^4\rangle + m\langle s^2\rangle + g]}, \tag{4.77}$$

где

$$a = 4, \quad b = -3, \quad c = 6, \quad d = 16R/(1-R), \quad e = 16R^2/(1-R)^2,$$
$$k = 9/4, \quad m = 2(R+3)/(R-1), \quad g = 2(3R^2 + 2R + 3).$$

В случае изотропной фазы формулы (4.76) и (4.77) переходят в (4.72). При получении (4.76), (4.77) предполагалось, что холестерик локально одноосный [16] и диаметр лазерного луча больше шага спирали, при этом проводилось дополнительное усреднение $\langle (\alpha_{ij}^{/})^2 \rangle$ в (4.66) по шагу спирали. Из (4.74)–(4.77) имеем

$$\langle P_2 \rangle = 1 - \frac{3/2[\rho_3^{/} e(\rho_4^{/} k + b) + \rho_4^{/} g(b - \rho_3^{/} c)]}{(\rho_3^{/} c - b)(\rho_4^{/} m - a) + (a - \rho_3^{/} d)(\rho_4^{/} k - b)}, \tag{4.78}$$

$$\langle P_4 \rangle = 1 - \frac{5/8}{(\rho_3^{/} c - b)(\rho_4^{/} m - a) + (a - \rho_3^{/} d)(\rho_4^{/} k - b)} \cdot$$
$$\cdot \{\rho_3^{/} e[\rho_4^{/}(7m + 8k) - 7a + 8b)] + \rho_4^{/} g[(7a + 8b) - \rho_3^{/}(7d + 8c)]\}, \tag{4.79}$$

где

$$\rho_3^{/} = \frac{f_{zz}^2 (n_0 + n)^2}{f_{xx}^2 (n_e + n)^2} \rho_3 \equiv U\rho_3, \qquad \rho_4^{/} = \frac{\rho_4}{U}.$$

Таким образом, для определения величин $\langle P_2 \rangle$ и $\langle P_4 \rangle$ в рассмотренных выше типах жидких кристаллов необходимо количественное измерение степеней деполяризации линий КРС.

По аналогии с параметром порядка P_2, используемым в определении степени молекулярного ориентационного порядка в нематике и холестерике [15], будем характеризовать степень порядка дипольного момента перехода параметром порядка S_d. Он определяется как среднее

$$S_d = \frac{3}{2} < \cos^2\theta > -\frac{1}{2}, \tag{4.80}$$

где θ – угол между локальным директором ($\hat{\vec{\eta}}$ – направление) и дипольным моментом перехода (см. рис. 4.6). Максимальное значение $S_d = 1$ соответствует (гипотетическому) случаю $\hat{\vec{d}} \| \hat{\vec{n}}$. $S_d = 0$ соответствует изотропному ориентационному распределению, когда $<\cos^2\theta> = 1/3$. Чтобы определить усредненный коэффициент $<d_i>$ в терминах параметра порядка S_d, мы начнем с произвольно ориентированного дипольного момента $\hat{\vec{d}}$, характеризуемого углами θ и ϕ (см. рис. 4.6, б). Тогда проекция дипольного момента перехода на $(\hat{\vec{\xi}}, \hat{\vec{\eta}})$-плоскость есть

$$\begin{aligned} d_{\xi\eta} &= \left(d_\xi^{\,2} + d_\eta^{\,2}\right)^{1/2} = \left[\left(1 - \cos^2\theta\right)\cos^2\phi + \cos^2\theta\right]^{1/2} = \\ &= \left(\cos^2\theta \sin^2\phi + \cos^2\phi\right)^{1/2}. \end{aligned} \tag{4.81}$$

Используя тождество

$$\cos\psi = \cos\theta / d_{\xi\eta}, \tag{4.82}$$

можно определить ориентационное среднее величины $|d_i|^2$. Во-первых, рассмотрим случай действительных f_i (4.62):

$$< \left| d_i \right|^2 >= \frac{1}{1+f_i^2} << d_{\xi\eta}^2 \left[1 + (f_i^2 - 1)\cos^2\psi \right] >_\phi >_\theta \ , \qquad (4.83)$$

где скобки $<\ldots>_\phi$, $<\ldots>_\theta$ означают усреднение по ϕ и θ соответственно. Чтобы выполнить усреднение, необходимо подставить (4.81) и (4.82) в (4.83) и использовать $<\cos^2\phi>_\phi = <\sin^2\phi>_\phi = 1/2$ (ориентационное распределение предполагает осевую симметрию вдоль директора). В результате получаем

$$< \left| d_i \right|^2 >= \frac{1}{1+f_i^2} \left[\left(f_i^2 - \frac{1}{2} \right) <\cos^2\theta>_\theta + \frac{1}{2} \right]. \qquad (4.84)$$

Используя определение параметра порядка S_d (4.80), получаем

$$< \left| d_i \right|^2 >= \frac{2}{3} \frac{f_i^2 - 1/2}{f_i^2 + 1} S_d + \frac{1}{3} \ . \qquad (4.85)$$

Выражение для $<|d_1|^2>$ получается из (4.85) заменой f_1 на $\tilde{f}_1$. Это обусловлено тем, что последнее слагаемое в (4.63) после выполнения усреднения обращается в нуль. В случае изотропного ориентационного распределения S_d=0 и (4.85) дает среднее

$$<|d_{i\mathrm{so}}{}^2|>_{i\mathrm{so}} = 1/3, \qquad (4.86)$$

необходимое для вычисления относительной интенсивности (4.33). Теперь имеются все компоненты, чтобы вычислить относительные интенсивности флуоресценции I_1 и I_2 (4.33) как функции приведенной эмиссионной длины волны в терминах относительной диэлектрической анизотропии, толщины пленки и параметра S_d дипольного момента перехода красителя.

Рассмотрим случай тонких пленок, принимая во внимание многократные отражения. На рис. 4.7 приведена зависимость интенсивности I_1 от приведенной длины волны для различных толщин пленки и параметра порядка S_d. Вместо двух расходимостей толстой ХЖК-пленки теперь имеются два доминирующих пика интенсивности около границ полосы пропускания. Как и в случае с толстой пленкой, при увеличении S_d резонанс длинноволновой

стороны становится все более доминирующим. Увеличение толщины пленки приводит к улучшенному качеству резонанса пленки и к более острым пикам интенсивности.

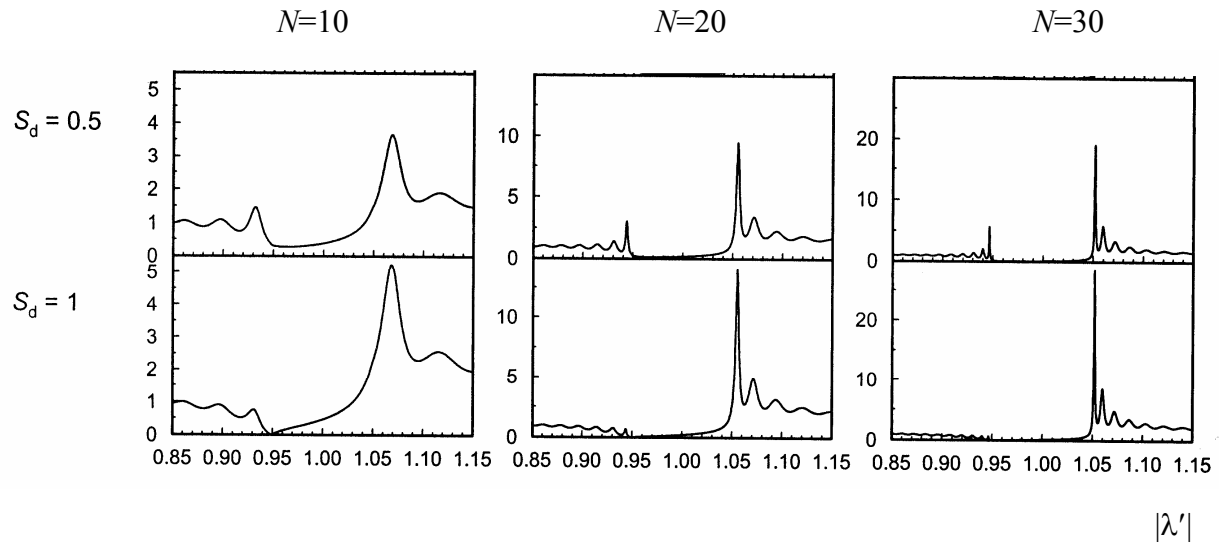


Рис. 4.7. Зависимость относительных интенсивностей I_1 от приведенной длины волны, толщины пленки $N|p|$ и параметра порядка S_d, α=0,1.

Широко используемый для характеристики поляризации флюоресценции – коэффициент асимметрии q_e:

$$q_e = 2\frac{I_L - I_R}{I_L + I_R}, \tag{4.87}$$

где I_L, I_R обозначают лево- и правовинтовые поляризованные интенсивности. Возможные значения q_e лежат в области от –2 до +2.

На рис. 4.8, *а*, *б* приведены экспериментальные и теоретические кривые отражения и пропускания света ХЖК с левой спиральной структурой. В спектрах отчетливо проявляются запрещенная зона и интерференционные полосы. Снижение пропускания на коротких длинах волн происходит из-за поглощения света краситетем. Как и ожидалось, со средой взаимодействует только свет круговой поляризации, совпадающей со знаком холестерической спирали. Экспериментальные кривые интенсивностей флуоресценции приведены на рис. 4.8, *в*, *г*, *д*.

Интенсивность флуоресценции, почти нулевая внутри запрещенной зоны, усиливается на границах и испытывает сильные колебания вблизи стопзоны (см. рис. 4.8, *в*). Для света с правой поляризацией спектр аналогичен спектру флуоресценции ХЖК в изотропной фазе (см. рис. 4.8, *г*, *д*).

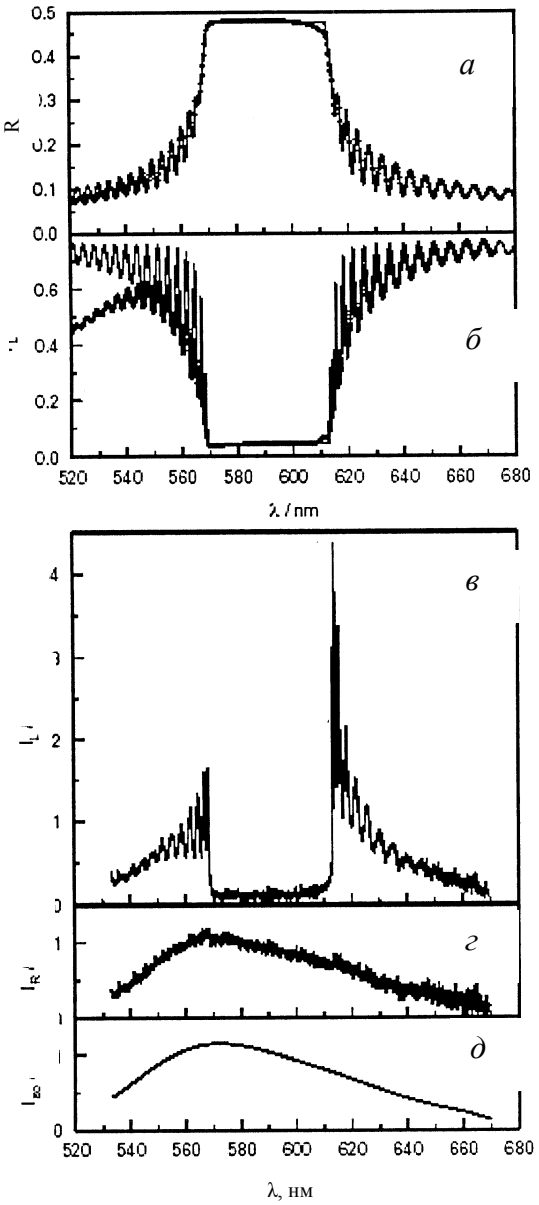


Рис. 4.8. Оптические характеристики и флуоресценция допированного красителем холестерического жидкого кристалла в области запрещенной зоны [3]. Отражение (*а*) и пропускание (*б*); точки и сплошные кривые представляют экспериментальные и теоретические результаты соответственно; спектр флуоресценции в произвольных единицах: левополяризованная интенсивность (*в*); правополяризованная интенсивность (*г*); интенсивность в изотропной фазе (*д*);

§ 4.3. *Спектр отражения холестерического жидкого кристалла с дефектами структуры*

Холестерические жидкие кристаллы являются одномерными ФК с фотонной запрещенной зоной для света, распространяющегося вдоль оптической оси ХЖК с круговой поляризацией, совпадающей со знаком холестерической спирали [13, 26]. Световые волны с противоположной круговой поля-

ризацией проходят через среду холестерика почти без изменения. Для ХЖК предложены два способа введения дефекта: тонкий слой изотропного вещества, внедренный между двумя слоями холестерика [27], и дефект, вызванный фазовым скачком холестерической спирали на границе раздела двух слоев пленки холестерического полимера [28]. Экспериментальное доказательство того, что в ХЖК дефектная мода может быть индуцирована введением фазового скачка спирали, приведено в [29]. Авторы [29] наблюдали увеличенную флуоресценцию и лазерную эмиссию из-за дефекта в легированном красителем холестерическом полимере. Спектры флуоресценции показывают дополнительную резонансную моду внутри фотонной запрещенной зоны. Импульсное возбуждение вызывает лазерную эмиссию дефектной моды с исключительно низким порогом. Эмиссия дефектной моды имеет круговую поляризацию с направлением вращения против холестерической спирали. Очевидно, низкопороговая лазерная эмиссия обусловлена высокой плотностью фотонных состояний дефектной моды. Эффект усиления ПФС дефектной моды по сравнению с плотностью состояний на границах запрещенной зоны ФК с дефектом структуры отмечен в § 4.1 (см. рис. 4.2).

Ниже исследуется спектр отражения ХЖК с дефектом нового типа – локальным изменением шага спирали [30]. Изучены также особенности в спектре отражения холестерика с двумя дефектами структуры в зависимости от расстояния между ними. Рассматриваемая структура представляет собой пленку ХЖК, на толщине которой укладывается N шагов спирали, а внешняя среда изотропна и характеризуется усредненным показателем преломления для исследуемого холестерика $n=(n_{||}+n_{\perp})/2$. Предполагается, что локально шаг спирали может отличаться от шага идеального ХЖК P, соразмерного с длиной волны света. Будем считать структуру правовращающей, а свет, поляризованный по кругу вправо, нормально падает на пленку и распространяется вдоль оптической оси спирали. Геометрия задачи, заданная выше, позволяет адаптировать для наших целей метод исследования, развитый для дифракции рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, который с успехом использовался для описания спектра отражения идеально организованного ХЖК [31]. В общем случае поставленная задача имеет решение в рамках строгого подхода, основанного на теории электромагнетизма с использованием метода, развитого для описания оптических свойств неоднородных анизотропных слоистых сред [32]. Однако в рассматриваемом случае, когда свет

падает нормально к поверхности пленки и распространяется вдоль оси спирали, решение задачи упрощается. Результаты же расчетов коэффициента отражения, выполненные для идеального холестерика, в случае отсутствия диэлектрических границ, по динамической теории дифракции (см. рис. 4.9) и в рамках строгого подхода, основанного на теории электромагнетизма практически совпадают [26, 31]. Кроме того, когда внешняя среда вне холестерика изотропна с показателем преломления для исследуемого холестерика $n=(n_{||}+n_{\perp})/2$, Френелевское отражение от поверхности пленки и интерференционные полосы от граничных поверхностей слабые. Экспериментально такие условия осуществить легко. В рамках динамической модели отражение света от холестерика определяется только дифракцией на его структуре, что позволяет корректно исследовать влияние дефектов на спектры отражения. Динамическая теория не применима для очень малых толщин пленки или если расстояние, на котором амплитуда падающей волны уменьшается в e раз, $l = Pn/(\pi\delta n)$, где $\delta n=n_{||}+n_{\perp}$ – двулучепреломление квазинематического слоя, сравнимо с шагом спирали.

Будем считать, что ХЖК состоит из неэквидистантных параллельных плоскостей, отстоящих одна от другой на расстояние, равное шагу спирали, изменяющемуся вдоль оптической оси. Т. е. каждая плоскость заменяет собой m слоев, амплитудный коэффициент отражения плоскости имеет вид [31]

$$r = -iQ = -i\pi\delta n / n . \tag{4.88}$$

Для учета эффекта многократных отражений от плоскостей необходимо записать разностные уравнения. Пусть A_l и B_l – комплексные амплитуды падающей и отраженной волн в точке непосредственно над n-й плоскостью, тогда разностные уравнения в случае холестерика с непостоянным шагом спирали имеют вид

$$\begin{aligned} &B_l = -iQA_l + \exp(-i\varphi_l)B_{l+1}, \\ &A_{l+1} = \exp(-i\varphi_l)A_l - iQ\exp(-2i\varphi_l)B_{l+1}, \\ &l = 0,1,...,n-1, \end{aligned} \tag{4.89}$$

где разность фаз φ_l, которая возникает при прохождении расстояния между плоскостями, имеет вид $\varphi_l = 2\pi nP_l / \lambda$ [31]; здесь λ – длина волны света в ва-

кууме, P_l – шаг спирали, соответствующий l-й плоскости. Заметим, что (4.89) сводится к разностным уравнениям идеального ХЖК [31], если опустить индекс l в выражении для разности фаз φ_l. При выводе (4.89) мы считали коэффициент отражения одинаковым с обеих сторон плоскости.

Система уравнений (4.89) может быть представлена как матричное уравнение

$$\begin{pmatrix} B_l \\ A_l \end{pmatrix} = \hat{T}_l \begin{pmatrix} B_{l+1} \\ A_{l+1} \end{pmatrix}, \tag{4.90}$$

здесь трансфер-матрица имеет вид

$$T_l = \begin{pmatrix} e^{-i\varphi_l} & -iQe^{i\varphi_l} \\ iQe^{-i\varphi_l} & e^{i\varphi_l} \end{pmatrix}. \tag{4.91}$$

Из (4.90) следует, что амплитуды A_0, B_0 связаны с A_N и B_N следующим образом:

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} B_N \\ A_N \end{pmatrix}, \tag{4.92}$$

где

$$\hat{M} = \hat{T}_0, \hat{T}_1, ..., \hat{T}_{N-1}. \tag{4.93}$$

Энергетический коэффициент отражения $R(\lambda)$ определяется при условии, что отсутствует отражение с правой стороны образца ХЖК, выражением

$$R(\lambda) = \left| \left(\frac{A_0}{B_0} \right) B_N = 0 \right|^2. \tag{4.94}$$

Используя (4.92), получаем:

$$R(\lambda) = \left| \frac{M_{12}}{M_{22}} \right|^2, \tag{4.95}$$

где M_{12}, M_{22} – элементы матрицы $\hat{M}$.

Исследуем теперь особенности спектра отражения ХЖК с одним и двумя дефектами структуры с помощью численного решения уравнения для коэффициента отражения (4.95) при вариации параметров ФК. В дальнейшем полагаем параметры затравочной структуры такими же, как и в [31] при исследовании идеальной пленки ХЖК толщиной 25P: n=1,5, δn=0,07, λ_0=nP=0,5 мкм.

На рис. 4.9 приведена зависимость коэффициента отражения ХЖК пленки от длины волны, изменяющейся в диапазоне существования запрещенной зоны, в случае, если шаг спирали в центре пленки уменьшен по сравнению с шагом идеальной структуры и равен 0.8P. Границы спектрального диапазона запрещенной зоны идеального холестерика определяют длины волн λ_1 = 485 нм и λ_2 = 515 нм. Значение коэффициента отражения для ХЖК без дефекта в полосе селективного отражения достигает единицы и уменьшается с уменьшением как толщины пленки, так и анизотропии холестерика δn. Как видно из рисунка, в центре запрещенной зоны возникает провал, обусловленный дефектом структуры, а ширина запрещенной зоны ХЖК с дефектом возросла по сравнению с шириной зоны идеального холестерика. Осцилляции коэффициента отражения по мере удаления длины волны от области селективного отражения обусловлены дифракцией света на ограниченном объеме, и для полуограниченного пространства, занятого холестериком, такие осцилляции коэффициента отражения отсутствуют [31].

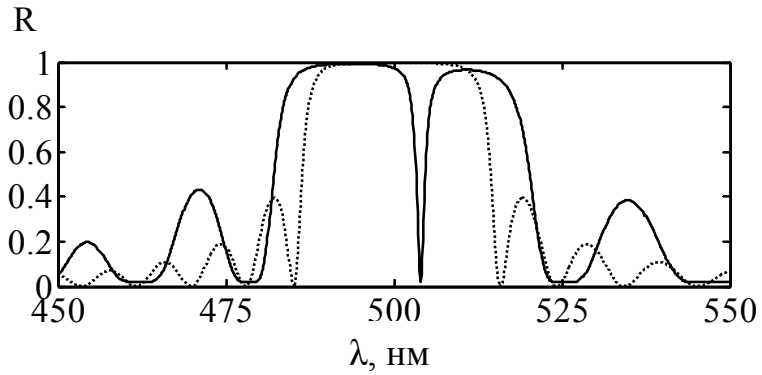


Рис. 4.9. Зависимость коэффициента отражения от длины волны при нормальном падении света на ХЖК. Пунктирная кривая соответствует идеальной структуре, сплошная – структуре с дефектом. Параметры идеального ХЖК: n=1,5, δn=0,07, λ_0=nP=500 нм, толщина пленки 25P. Толщина дефектного шага спирали, расположенного в центре среды, P_D=0,8P.

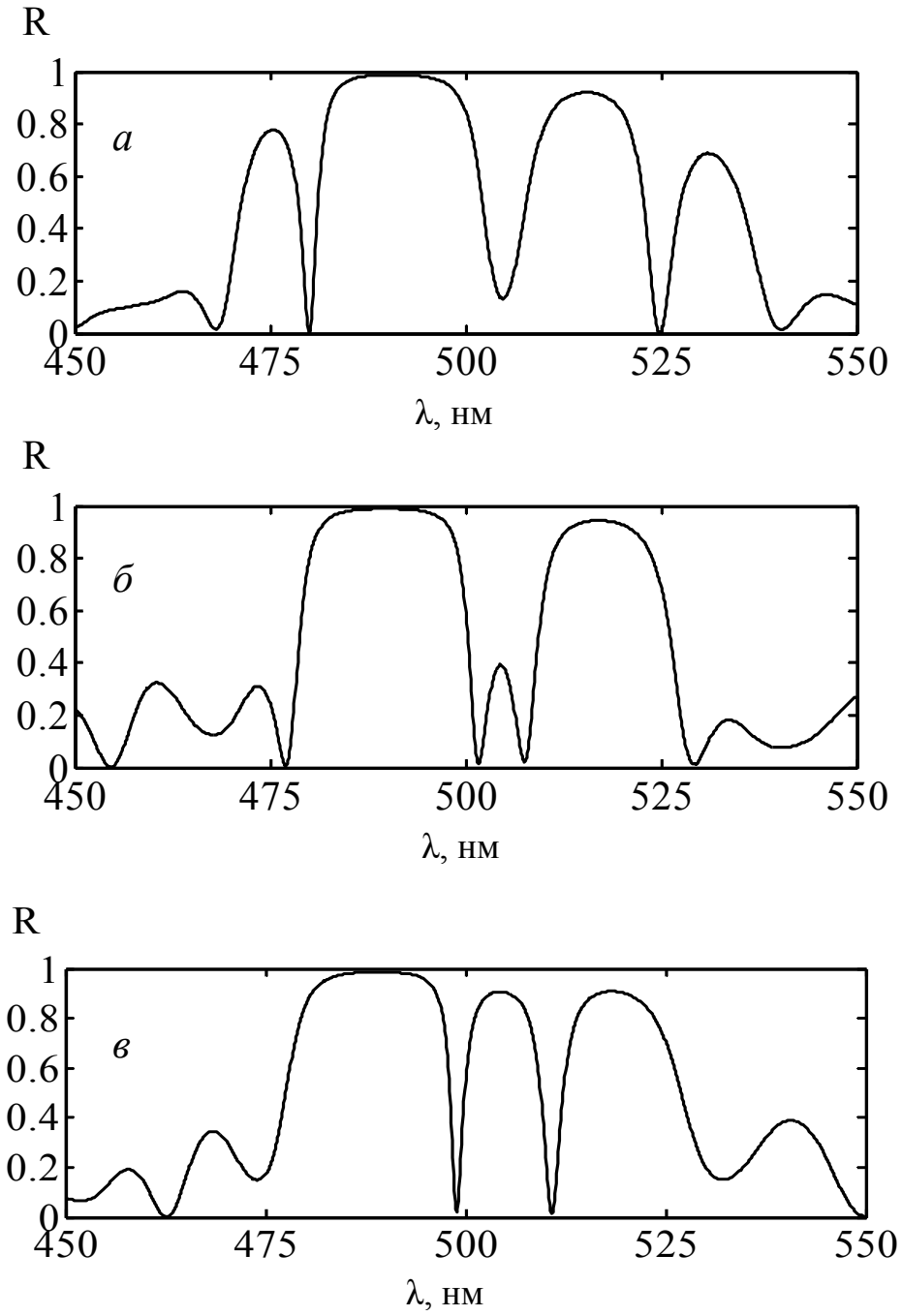


Рис. 4.10. Зависимость коэффициента отражения от длины волны при нормальном падении света на ХЖК с двумя дефектами структуры. Значения параметров идеальной структуры те же, что для рис. 4.9; расстояние между дефектами, симметрично расположенными относительно центра пленки: *а* – 13*P*, *б* – 9*P*, *в* – 5*P*.

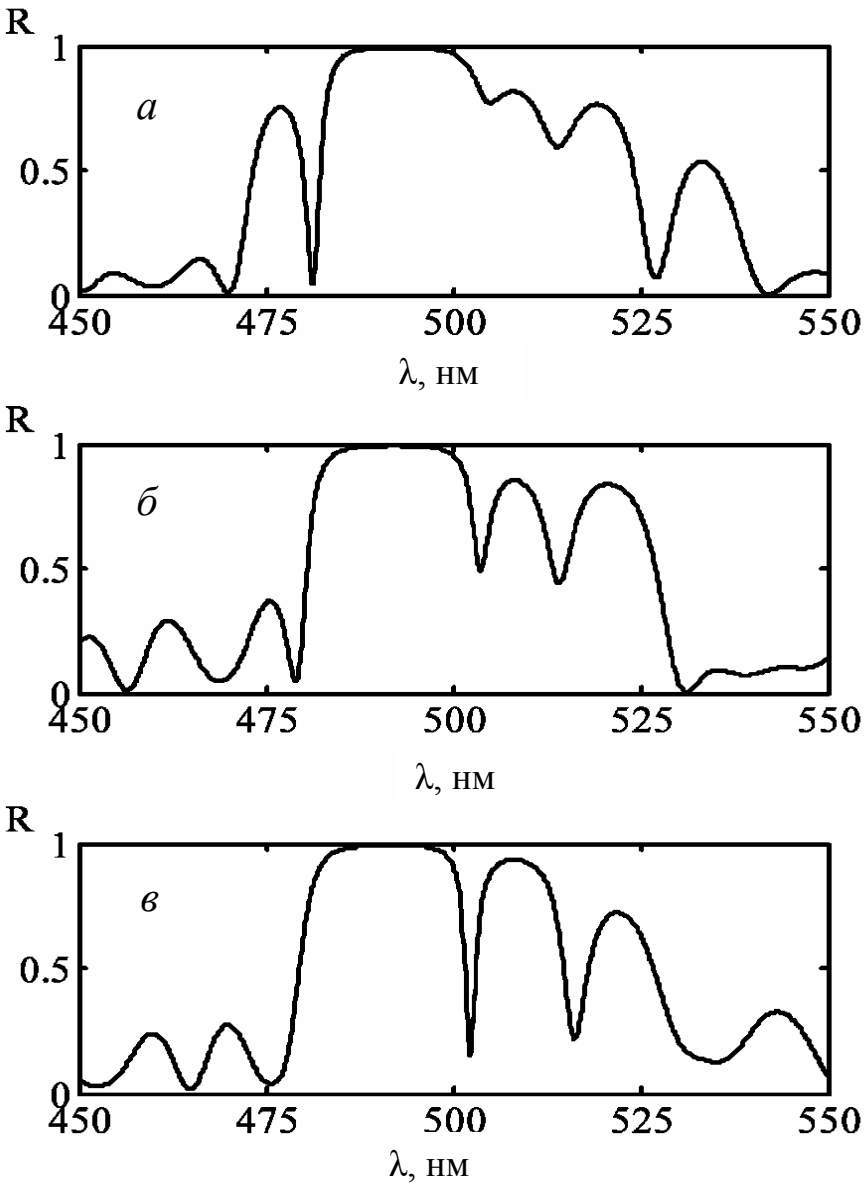


Рис. 4.11. Зависимость коэффициента отражения от длины волны при нормальном падении света на ХЖК с двумя разными дефектами структуры: 0,8*P*, 0,9*P*. Значения остальных параметров те же, что для рис. 4.10.

Спектр отражения ХЖК с двумя одинаковыми дефектами структуры при различных расстояниях между ними приведен на рис. 4.10. Рисунок демонстрирует, что по мере увеличения расстояния между дефектами или, иначе, при уменьшении взаимного влияния электромагнитных мод, локализованных на дефектах, спектр отражения качественно меняется. В области селективного отражения два провала, индуцируемые дефектами, сливаются в один, т. е. возникает вырождение частот электромагнитных мод локализованных на дефектах, меняются положения границ спектрального диапазона запрещенной зоны. Существенное изменение претерпевают осцилляции коэффициента отражения для длин волн вблизи области селективного отражения, например, для длин волн, меньших 480 нм и больших 525 нм (см. рис. 4.10, *а*).

На рисунке 4.11 приведен спектр отражения ХЖК с двумя различными дефектами с шагами спирали 0,8*P* и 0,9*P*. Дефекты относительно центра пленки удалены на практически равные расстояния, такие же как и в случае двух одинаковых дефектов (см. рис. 4.10). Из рисунка видно, что провалы в полосе селективного отражения не сливаются при разнесении дефектов вплоть до расстояния равного 13*P* (см. рис. 4.11, *а*), т. е. не возникает вырождение частот дефектных мод. Кроме того, как видно из сравнения рисунков 4.11, *б*, *в* и 4.10, *б*, *в*, глубины провалов меньше для ХЖК с разными дефектами. Это основные особенности, которые отличают эти спектры от спектров отражения, приведенных на рис. 4.10, указывающих на резонансный характер взаимного влияния электромагнитных дефектных мод в холестерике с одинаковыми дефектами.

§ 4.4. *Биосенсоры на фотонно-кристаллических структурах*

Современные спектральные методы (ИК-, лазерной КР-спектроскопии, УФ-поглощения, люминесценции) позволяют провести сложный биохимический анализ. Между тем, несмотря на высокий уровень автоматизации эксперимента и обработки полученных результатов, интерпретация спектров сложных молекулярных соединений затруднительна как по существу, так и по длительности времени обработки спектральной информации.

Прорывом в проведении экспресс-анализа послужила идея использования биохимических реакций, в результате которых образуются новые специ-

фические соединения с другими физическими характеристиками, в том числе оптическими и спектральными.

Например, молекулы обелина, адсорбированные на частицах наноалмаза, при взаимодействии с ионами кальция люминесцируют [33]. Интенсивность этой биолюминесценции пропорциональна концентрации молекул обелина и ионов кальция. Проградуировав такую биолюминесцентную тест-систему, можно за несколько минут определять концентрации биолюминесцирующих молекул обелина либо ионов кальция, если концентрация одной из компонент системы известна, что легко осуществить при приготовлении образцов.

Получили распространение биодатчики на основе лигандов нуклеиновой кислоты [34]. При взаимодействии лигандов с белками, гормонами, токсинами возникают биохимические комплексы с характерными для каждого из них полосами флуоресценции. По положению полос и интенсивности флуоресценции можно быстро определить наличие и концентрацию анализируемых молекул. Сотрудниками Института молекулярной биологии им. Энгельгард Российской академии наук впервые был создан биочип.

Они разместили биодатчики в определенной последовательности на стеклянной поверхности. Каждый биодатчик представлял собой гелевую частичку с молекулой-детектором в центре. Эти молекулы различались тем, что каждая их них взаимодействовала только с одним штаммом какой-либо болезни. В этом случае ячейки, к которым «прилипли» молекулы вируса или клетки бактерий, флуоресцируют при облучении их ультрафиолетовым светом. Зная положение ячейки и ее способность взаимодействия с биологическими молекулами, становится возможным провести анализ нескольких соединений на одной пластине. Действительно, сканируя микроскопом по пластине и регистрируя яркость флуоресценции каждой ячейки, молекула которой взаимодействует лишь с одним вирусом или штаммом, можно по интенсивности определять концентрацию, а по положению ячейки-штамм или вирус. Устройство, состоящее из биодатчика и блока регистрации его сигнала, называется биосенсором.

В работе [35] описан оригинальный оптический биосенсор на основе холестерических жидких кристаллов молекул ДНК. Двухцепочечная ДНК может взаимодействовать с различными группами веществ за счет разветвленных центров взаимодействия [36, 37]. Так, несложные группировки некоторых молекул взаимодействуют с азотистыми основаниями ДНК, вытяну-

тые молекулы встраиваются между цепочками, другие способны «пришиваться» к ДНК без отрыва или с отрывом ее азотистых оснований. Самое интересное что удается получить при этом разные структурные формы фаз, в том числе холестерические жидкие кристаллы, образующиеся при добавлении в водно-солевой раствор ДНК полиэтиленгликоля. В главе 1 было показано, что ХЖК имеют аномально большую оптическую активность и, следовательно, аномальный сигнал оптического кругового дихроизма. На рис. 4.12 представлен спектр дихроизма [35] ХЖК ДНК, свободных от примесей (*1*) и ХЖК ДНК, провзаимодействовавших с токсичным соединением (*2*). По измеренным параметрам величины сигнала, его знака, а также положению максимума производится биохимический экспресс-анализ. Такой подход был реализован в работах [36, 37].

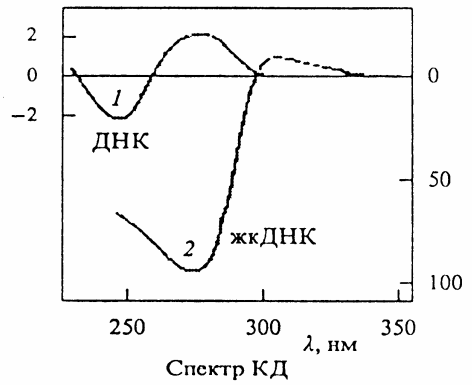


Рис. 4.12. Спектр кругового дихроизма [35].

В параграфах 4.2, 4.3 настоящей главы было показано, что оптические свойства ХЖК можно описать аналогично одномерной фотонной структуре. У них также есть стоп-зона. В случае совпадения полосы флуоресценции исследуемой молекулы с полосой стоп-зоны плотность фотонных состояний флуоресцентной полосы резко увеличивается на краях стоп-зоны (см. рис. 4.8). Такие максимумы [29] с большой точностью можно экспериментально измерить и поэтому более точно произвести идентификацию спектра, задействовав меньшее число молекул в исследуемом образце.

Характеристическим параметром флуоресценции является так называемый коэффициент асимметрии q_e (4.87):

$$q_e = 2\frac{I_L - I_R}{I_L + I_R},$$

где I_L, I_R обозначают лево- и право- циркулярно-поляризованные интенсивности. Значение q_e находится из эксперимента и является еще одним экспериментально измеряемым параметром, позволяющим правильно производить интерпретацию спектральных результатов сложных биологических объектов и количественно определять структуру и концентрацию исследуемых объектов.

Таким образом, использование жидкокристаллической холестерической фазы ДНК (одномерного фотонного кристалла) открывает возможности создать универсальный биочип как за счет развитой биоповерхности с химически активными центрами, так и за счет существенного увеличения чувствительности оптического датчика из-за особенностей поведения плотности фотонных состояний на краях стоп-зоны и на дефектных модах.

При создании биочипов на основе холестерических структур ДНК использован эффект самоорганизации такой фазы. Интересно отметить, что в живой природе фотонно-кристаллические структуры не являются чем-либо уникальным.

Наноструктуры с характеристическими размерами порядка световой волны ответственны за блеск хитиновых скелетов насекомых и крыльев бабочек. Они служат фильтрами, защищая глазное дно от УФ-излучения [38].

§ 4.5. *Спонтанная эмиссия в сверхрешетках с фотонной запрещенной зоной*

Одним из наиболее интересных свойств периодических диэлектрических материалов является их способность изменять интенсивность излучения зондовых атомов, внедренных в периодическую решетку. В частности, имеет место затухание эмиссии в запрещенных зонах, увеличение и подавление интенсивности излучения в зонах в зависимости от частоты внедренного в ФК диполя и положение его в решетке. Наблюдаются резкие увеличения выходной мощности по сравнению с выходной мощностью в свободном пространстве на частотах диполя близких к краям запрещенной зоны [1, 2, 39–41].

Выражение спектральной мощности излучаемого точечного диполя с частотой ω, находящегося в точке x сверхрешетки имеет вид [39]:

$$P(\omega, x) = c\rho(\omega)\left|a(\omega, x)\right|^2, \tag{4.96}$$

где $\rho(\omega)$ – плотность фотонных мод, $a(\omega, x)$ – величина нормальных мод электрического поля в положении диполя, C – постоянная, зависящая от ω и параметров материала излучающего диполя. Чтобы исключить из расчетов постоянную C, используется параметр названный усилением излучения, $I_{\text{ус}}$, который определяется отношением спектров мощности излучения тестируемого образца ФК к мощности базового образца:

$$I_{\text{ус.}} = \text{P}_{\text{тест.}}(\omega)/\text{P}_{\text{баз.}}(\omega). \qquad (4.97)$$

Аналитическое выражение мощности спонтанного излучения $\text{P}_n(\omega, x)$ (уравнение 4.96) диполя в n-ой элементарной ячейке ФК с координатой x и частотой ω определяется выражением для плотности фотонных мод в конечной сверхрешетке $\rho_N(\omega)$ (4.18) и выражением для нормальных мод электрического поля $a_n(\omega, x)$, процедура получения которого описана в [41].

Таким образом, измеряя спектры мощности одномерного тестируемого образца ФК и подобного ему базового образца, можно получить экспериментальное значение усиления излучения. Рассчитывая же плотность мод и поле нормальной моды тестируемого и базового образцов, можно получить значение усиления эмиссии. Таким путем можно провести сравнение теории и результатов эксперимента.

Для проведения эксперимента были изготовлены два несколько различных полупроводниковых одномерных светодиода AlAs–AlGaAs–GaAs с фотонной запрещенной зоной. Спектры излучения этих структур измерялись и сравнивались со спектрами базового GaAs светодиода. Для излучателя, внедренного в слой с высоким показателем преломления (как в данном случае), теория предсказывает, что излучение будет усиливаться у длинноволнового края зоны больше, чем у коротковолнового, поскольку здесь интенсивность электрического поля диполя наибольшая. Кроме того, излучение должно подавляться на частоте ω внутри фотонной запрещенной зоны. Имея это в виду, был разработан [1] тестовый образец ФК (называемый образцом А) так, чтобы длинноволновый край зоны пересекался со спектром излучения базового GaAs, причем большая часть базового спектра лежала вне запрещенной зоны, а не внутри нее (рис. 4.13, слева). Второй тестовый образец (образец В) был изготовлен таким образом, чтобы коротковолновый край зоны перекрывался с базовым спектром, и большая часть базового спектра лежала внутри запрещенной зоны, а не вне ее (рис. 4.13, справа). В соответствии с теорией образец А должен излучать намного больше по сравнению с образцом В.

На рис. 4.14 представлена схематическая диаграмма структуры образцов A и B. Оба тестовых образца состояли из 20,5 периодов $Al_{x=0,2}$ GaAs и AlAs с центральным слоем AlGaAs, замещенным излучающим слоем GaAs. Оптическая толщина каждого слоя равна в точности одной четверти длины волны (для некоторой базовой длины волны). Два тестовых образца были идентичны по форме; только действительные толщины слоев различались (в соответствии с разными базовыми длинами волн для двух образцов). В качестве базового образца использовался трехслойный p-i-n светодиод $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$-GaAs-$Al_{0,4}Ga_{0,6}As$ соответствующий контрольному объемному излучателю. Каждый слой в базовом образце имел толщину, намного большую длины волны в вакууме (~ 875 нм) в соответствии с пиком излучения GaAs.

На рис 4.15 сравнивается измеренное и расчетное усиление излучения, распространяющегося нормально к слоям. Ясно видно близкое соответствие между формами спектрального усиления. Измеренное усиление излучения каждого образца PBG было найдено путем деления спектра излучения на спектр базового образца.

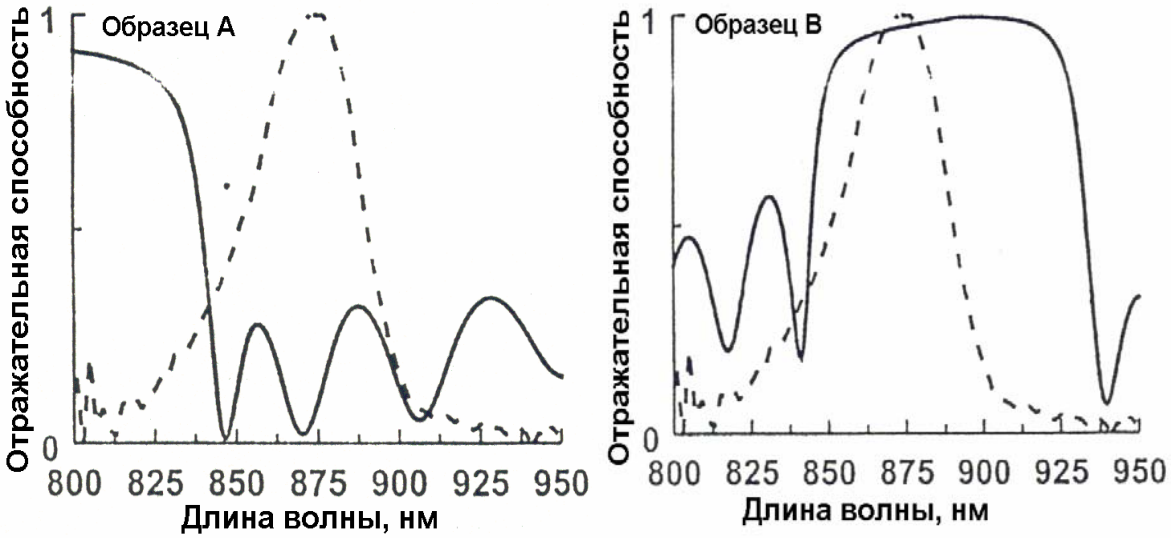


Рис. 4.13. Отражение (сплошная линия) как функция длины волны для образцов A и B. Пунктирной линией показан спектр поверхностного излучения базового образца GaAs при токе накачки 63 мА [1].

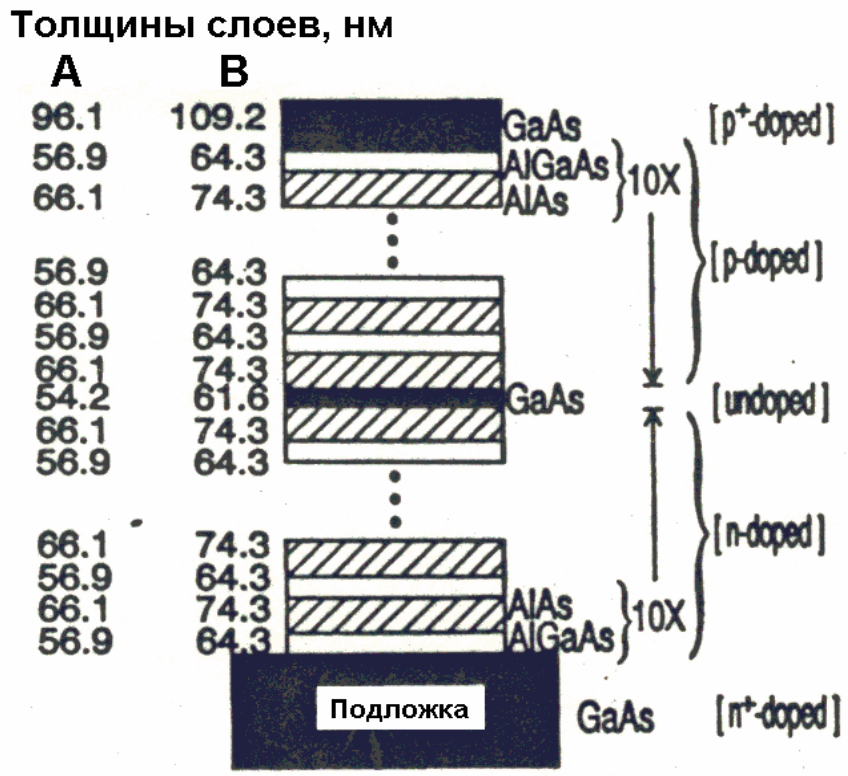


Рис. 4.14. Схематическое представление образцов A, B [1].

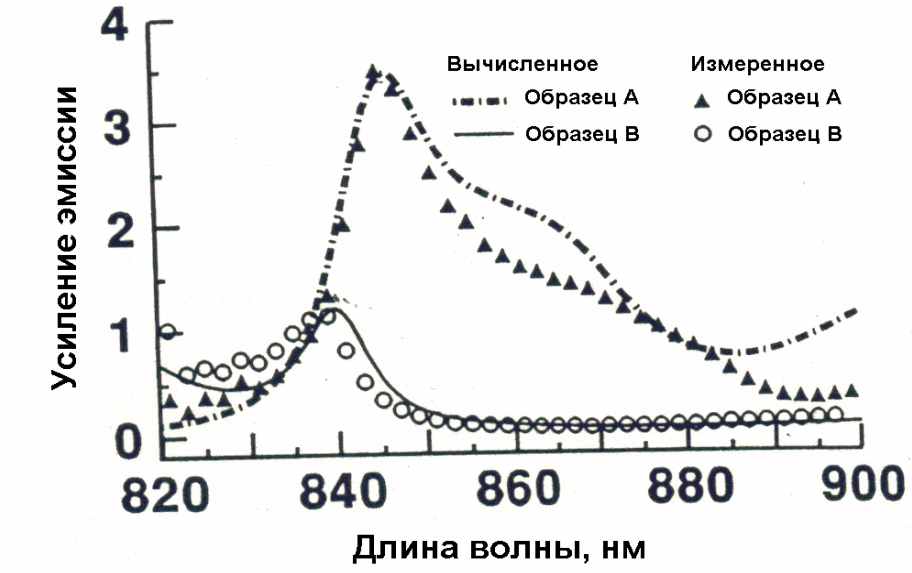


Рис. 4.15. Вычисленное и измеренное усиление эмиссии для образцов A и B [1].

Способность изменять и моделировать спонтанное излучение активных сред может найти новые применения в таких важных областях как светодиодные дисплеи и высокоэффективные светодиоды.

§ 4.6. *Нелинейные эффекты в фотонно-кристаллических средах*

4.6.1. Введение

Методы нелинейной оптики широко применяются для изучения структуры твердых тел и ее изменения при различных внешних воздействиях. Наблюдаемые при этом процессы обусловлены нелинейностями диэлектрической восприимчивости вещества и описываются тензорами третьего и более высоких рангов, вид которых ограничивается симметрией кристаллов.

Впервые влияние длиннопериодической модуляции на нелинейные оптические свойства кристаллов по сравнению с однородными средами было отмечено в работе [42]. В работах [43–45] установлено, что максимальный эффект наблюдается в случае, когда волна модуляции сравнима с длиной волны света. В этом случае фазовая расстройка волн накачки и второй гармоники минимизируется за счет достижения фазового синхронизма, обусловленного учетом волнового вектора волны модуляции. В фотонном кристалле на примере жидкого сегнетоэлектрика это явление впервые наблюдалось в работах [45–47].

Усиление генерации перестраиваемого излучения примесными холестерическими жидкими красителями наблюдалось в работе [48]. Максимальный эффект наблюдался, когда полоса селективного отражения ХЖК совпадала с наиболее интенсивной полосой растворенного красителя. В работах [49–52] было показано, что эффективность нелинейно-оптического преобразования может быть существенно повышена, если частоты световых полей находятся вблизи частотных границ областей селективного отражения. Рассмотрен случай, когда максимальный рост эффективности достигается при совпадении частоты синхронно генерируемой второй гармоники (ГВГ) с одной из частотных границ запрещенной зоны ФК [49–51]. Кроме того, установлено, что тот же эффект возрастания эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты в ФК может быть реализован при условии, что волны как накачки, так и гармоники испытывают дифракцию на периодической структуре нелинейной среды [52]. На эксперименте наблюдалось возрастание эффективности генерации второй гармоники в условиях близости частоты волны накачки к границе области селективного отражения [53]. В [54] сделано предположение, что эффективность ГВГ должна быть максимальной в случае, когда частота накачки находится вблизи края запрещенной зоны ФК, где плотность оптических мод максимальна.

В работах [55, 56] была показана возможность низкопороговой генерации в таких средах в полном согласии с результатами работ [43–47]. В [57] показано, что генерация происходит на краях стоп-зоны и не происходит в центре, где отражение максимально. В холестерических эластомерах наблюдается сильная зависимость частот отражения и генерации от механических напряжений. При механическом напряжении и наклонном падении луча генерации могут проявляться несколько запрещенных зон, в том числе для волн с поляризацией, противоположной основной спирали [58]. В некоторых направлениях запрещенные зоны для обеих поляризаций перекрываются по частоте, давая полную стоп-зону, что важно для управления поляризацией. В работах [59, 60] рассмотрены оптические свойства фотонных кристаллов, где одна из подрешеток является нематическим жидким кристаллом. При приложении электрического или магнитного поля директор НЖК переориентируется и, таким образом, изменяются целенаправленно параметры запрещенной зоны. В импульсном режиме генерация второй гармоники в ФК исследовалась в [61, 62].

Внедрение микрорезонаторного слоя (дефекта) в фотонный кристалл приводит к появлению дополнительного резонанса в спектре интенсивности второй и третьей гармоник [63, 64]. В таком микрорезонаторе усиление ГВГ происходит из-за эффективной локализации электромагнитного поля резонансного моде микрорезонатора. Возрастание эффективности ГВГ на краю запрещенной зоны ФК и в микрорезонаторной моде обусловлено эффектами фазового синхронизма и локализации полей.

Генерация второй гармоники, как и параметрическое усиление, определяется эффектами второго порядка ($\chi^{(2)}$), тогда как зависимость показателя преломления от интенсивности падающего луча, фазовая автомодуляция, самофокусировка света связаны с $\chi^{(3)}$. В фотонных кристаллах эти два класса оптических явлений взаимосвязаны из-за почти полного согласования фаз первой и второй волн. В таком случае может возникнуть сильная сверхбыстрая фазовая автомодуляция через эффект каскадирования. Таким образом, преобразование частоты и генерация являются важнейшей областью, где фотонные кристаллы играют ключевую роль в эффектах каскадирования.

Фотонные кристаллы в области оптических волн являются аналогами полупроводниковых гетероструктур. Прогресс, достигнутый в информационных технологиях на основе полупроводниковых гетероструктур, стимулириет исследователей на поиски путей создания быстрых и компактных уст-

ройств на основе фотонно-кристаллических сред [65]. Действительно выше была описана возможность управления светом с длиной волны, находящейся в пределах запрещенной зоны, путем создания дефекта и изменения его характеристик. Пропускание таких устройств высоко даже при резких изгибах, что позволяет достичь высокий коэффициент полезного действия. Они могут быть использованы в качестве сплошных оптических фильтров и высокоэффективных отражающих устройств.

Для создания оптических диодов, транзисторов, переключателей, бистабильных устройств и ограничителей, необходимо использовать нелинейные свойства фотонных кристаллов. Здесь очень важную роль могут играть низкие пороги нелинейных эффектов в таких средах. Если в качестве дефектного слоя в ФК взять фотохромный материал и работать вблизи полосы стоп зоны, то при низких интенсивностях и коротких временах воздействия свет будет проходить. При больших интенсивностях или временах оптические характеристики фотохромного слоя изменятся, а значит изменятся параметры спот зоны, и свет полностью отразится. Таким образом, используя нелинейно-индуцированное бистабильное отражение можно создать устройство пропускания света путем изменения интенсивности (или времени воздействия) его на фотонно-кристаллическую среду. Другие типы нелинейно-индуцированного пропускания и переключения света подробно представлены в работе [65].

В приведенном примере использования нелинейно индуцированного эффекта в ФК использовалась нелинейность дефектного слоя. При изготовлении всего ФК из нелинейного диэлектрического материала с нелинейными свойствами оказывается возможным создание нелинейных фотонно-кристаллических световодов. В таком случае в ФК может происходить самолокализация света в форме нелинейных локализованных мод или дискретных солитонов, что позволяет создавать почти идеальные световодные цепи. Моды, возбуждаемые в таком световоде, могут быть локализованы вдоль избранного направления и оставаться запертыми Брэгговским отражением в поперечном направлении. Такая локализованная мода соответствует дискретному пространственному солитону. Используя нелинейные оптические свойства ФК можно солитонные сигналы протрассировать по каким угодно специфическим траекториям.

4.6.2. Влияние керровской нелинейности на отражение и пропускания лазерного излучения в одномерном фотонном кристалле

Ключевым моментом при разработке новых оригинальных способов управления распространением электромагнитного излучения в фотонно-кристаллических структурах является обращение к нелинейным фотонным кристаллам, в которых изменение отражения и пропускания зависит от интенсивности лазерного излучения. Нелинейность ФК существенна при проектировании нелинейных устройств, таких как оптические диоды [41], [66, 67], переключатели, ограничители [68, 69]. В основе работы таких устройств лежит оптический эффект Керра, то есть зависимость показателя преломления от интенсивности излучения I: $n_1 = n + n^{(2)}I$, где n – линейный показатель преломления среды, $n^{(2)}$ пропорционален кубичной восприимчивости $\chi^{(3)}$ [70, 71].

В работах [66, 67] представлены результаты теоретического исследования нелинейного многослойного устройства, обладающего анизотропным оптическим пропусканием – аналога электрического диода. Рассматриваемый в [67] оптический диод представляет собой нелинейный ассиметричный брэгговский отражатель с распределенными параметрами, выполненный из чередующихся слоев полидиацетилена (9–BCMU, $n = 1{,}6$, $n^{(2)} = 2\cdot10^{-10}$ см^2/Вт, ≈640 нм) и рутила (TiO_2, $n = 2{,}7$). Пользуясь стационарным приближением, методом трансфер-матрицы, модифицированном для описания нелинейных эффектов, показана возможность конструирования устройства микронных размеров, обладающего анизотропным коэффициентом пропускания. Диод обнаруживает пропускание в одном направлении в 5 раз больше, чем в противоположном и нечувствителен к поляризации света. Новые возможности самоиндуцированного изменения спектров отражения и пропускания мощного лазерного излучения, за счет модуляции показателя преломления слоев нелинейного 1D ФК, продемонстрированы в [68, 69].

Остановимся подробнее на описании влияния кубичной нелинейности на отражение и пропускание света в 1D ФК. В работе [69]задача решается в стационарном приближении методом последовательных возмущений, модифицированном для ФК с кубичной нелинейностью. Рассматривается одномерный ФК на подложке с периодом $d = d_1 + d_2$, где d_1, d_2 – толщины однородных изотропных слоев с показателями преломления соответственно n_1, n_2.

Верхним и нижним полубесконечными слоями является вакуум. На образец ФК падает плоская монохроматическая волна *E*-типа:

$$E_0(\vec{r},t) = A_0 \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)], \tag{4.98}$$

где $A_0 \equiv A_{0y}$ – амплитуда; ω – частота; $k_x = k\sin\theta$, θ – угол падения; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны света; оси *x* и *z* направлены как и на рис. 3.11.

Общее решение линейного уравнения Максвелла для электрического поля в *j*-ом слое ФК определяется выражением

$$E_j(x,z,t) = [A_j e^{i\alpha_j z} + B_j e^{-i\alpha_j z}]\exp[i(k_x x - \omega t)] = E_j(z)\exp[i(k_x x - \omega t)], \tag{4.99}$$

где

$$\alpha_j = k\sqrt{n_j^2 - \sin^2\theta}\,. \tag{4.100}$$

Уравнение Максвелла при учете кубической нелинейности в одномерном ФК может быть представлено в виде [70, 71]:

$$\frac{d^2E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}[n_1^2(z) + 4\pi\chi^{(3)}|E|^2]E = 0\,. \tag{4.101}$$

То есть, эффективные показатели преломления в слоях, при нормальном падении излучения на образец ФК, зависят от *z* и локальной интенсивности поля:

$$n_{1,j}(z) = [n_j^2 + 4\pi\chi_j^{(3)}|E_j(z)|^2]^{1/2} \approx n_j + n_j^{(2)} I_j(z)\,, \tag{4.102}$$

где $I_j(z) = (c/8\pi)n_j|E_j(z)|^2$.

Очевидно, что с ростом интенсивности падающего излучения показатели преломления в слоях изменяются под влиянием поля вследствие высокочастотного эффекта Керра. Изменение же показателей преломления приводит к изменению амплитуд полей, что в свою очередь приводит к изменению значений показателей преломления и т. д.

Слоистая среда разбивается на большое число подслоев $M=(m_1+m_2)N$, где *N* – число бислоев с периодом *d*; m_1, m_2 – целые числа такие, что в пределах

m-го слоя поле $E_m(z)$ (4.99) можно считать постоянным. Из условия непрерывности E_y, H_x на границах раздела сред $z = z_m$ следуют уравнения связывающие амплитуды полей в соседних слоях

$$A_m g_m + B_m g_m^{-1} = A_{m+1} + B_{m+1}, \qquad (4.103\ a)$$

$$S_m(A_m g_m - B_m g_m^{-1}) = S_{m+1}(A_{m+1} - B_{m+1}), \qquad (4.103\ б)$$

где m = 0, 1, 2, …, M+2; $g_m = \exp(iS_m t_m)$; толщины слоев t_m равны d_1/m_1 и d_2/m_2,

$$S_m = k(n_m^2 - \sin^2\theta + 4\pi\chi_m^{(3)}\left|A_m g_m + B_m g_m^{-1}\right|^2)^{1/2}. \qquad (4.104)$$

Материал подложки считается линейным и $\chi_{M+1}^{3} = 0$, а B_{M+2}=0 на выходе из ФК. Из уравнений (4.103, *а*), (4.103, *б*) получается выражение, которое связывает коэффициенты отражения $R_m = B_m/A_m$ и R_{m+1} в соседних слоях:

$$R_m = \frac{r_m + R_{m+1}}{1 + r_m R_{m+1}} g_m^2, \qquad (4.105)$$

здесь

$$r_m = \frac{S_m - S_{m+1}}{S_m + S_{m+1}}. \qquad (4.106)$$

Уравнение (4.105) решается методом последовательных приближений. Решение для линейного ФК принимается в качестве затравочного приближения, то есть восприимчивости в (4.101) $\chi_m^{(3)} = 0$. Значения для R_m находятся на основе рекурентной формулы (4.105) с граничным условием R_{M+2}=0, начиная с нижнего слоя с $m = M$+1. Амплитуды полей в слоях находятся с помощью (4.103 *а*):

$$A_{m+1} = A_m \frac{g_m + R_m g_m^{-1}}{1 + R_{m+1}}. \qquad (4.107)$$

Далее, на основании этого уравнения находятся амплитуды A_m, начиная с верхнего слоя, для которого амплитуда падающей волны A_0 известна. Амплитуды обратных волн в слоях $B_m = R_m A_m$. Найденные значения амплитуд A_m и B_m подставляются в (4.104) и процедура вычислений повторяется при значе-

ниях g_m взятых из предыдущего шага итерации. Вычисления повторяются до тех пор пока не выполняется неравенство $\varepsilon_m^{[j]} = \left|\mathrm{I_m}^{[j]} - \mathrm{I_m}^{[j-1]}\right| / \mathrm{I_m}^{[j]} << 1$, $(\mathrm{I_m}(\theta,\lambda) = |E_m|^2)$ для любого слоя m, где j – номер итерации. Коэффициенты отражения и пропускания определяются численно, используя соотношения $R = |R_0|^2$ и $T = |A_{M+2}/A_0|^2$.

Расчет проводится для ФК состоящего, как и в [67], из чередующихся слоев полидиацетилена и рутила с заданными характеристиками лазерного излучения и параметрами структуры, позволяющими пользоваться стационарным приближением $\tau c >> L$ (τ – длительность импульса, L – толщина образца ФК).

Для энергии лазерного импульса $W = 1$ мкДж, длительностью импульса $\tau = 1$ пс и площадью его поперечного сечения $S = 0{,}01$ см^2 интенсивность $I \approx W/(S\tau) = 10^8$ Вт/см^2 приводит к заметному самоиндуцированному изменению показателя преломления $\Delta n = n^{(2)} I = 0{,}02$.

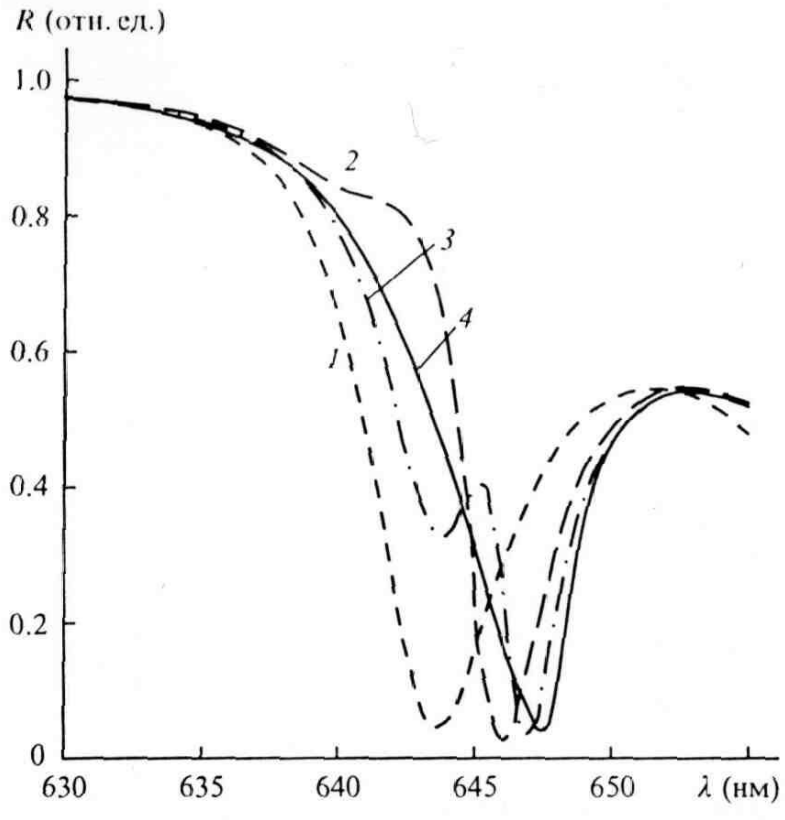


Рис. 4.16. Спектральные зависимости коэффициентов отражения при нормальном падении излучения на линейный ОФК, число итераций – 0(*1*) и ОФК с кубической нелинейностью, число итераций – 1(*2*), 2(*3*) и 25(*4*); толщины слоев d_1 = 167 нм, d_2 = 281 нм, число периодов N = 8, линейные показатели преломления n_1=2,7, n_2=1,6, n_3=1,87, (подложка), Im(n_i) = 0,003, параметры нелинейного взаимодействия $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 0{,}03$ [69].

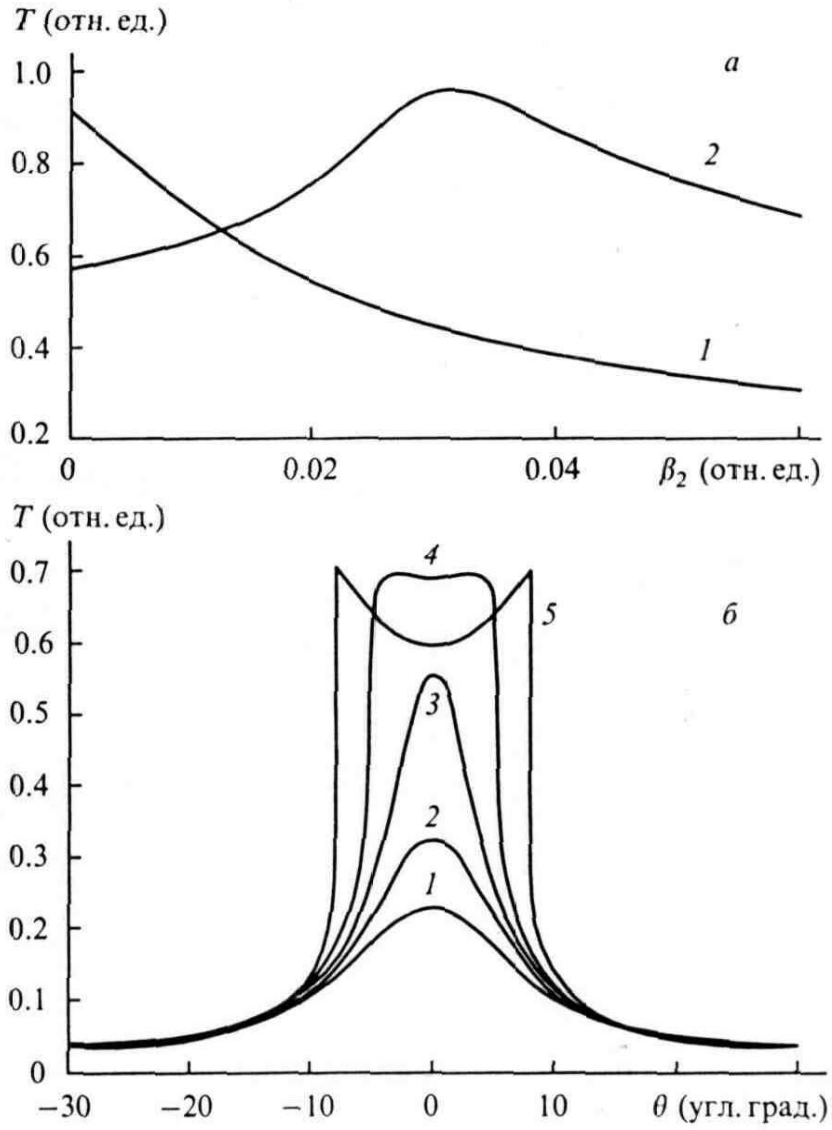


Рис. 4.17. Зависимости прохождения от параметра нелинейного взаимодействия (*а*) для излучения с длиной волны $\lambda = 643$ нм (*1*) и $\lambda = 648$ нм (*2*), остальные параметры те же, что и на рис. 4.16; влияние интенсивности падающего излучения на кривые прохождения через нелнейный ОФК (*б*), параметры нелинейного взаимодействия $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 0$ для линейного кристалла (*1*), $\beta_2 = 0{,}01$ (*2*), 0,015 (*3*), 0,02 (*4*) и 0,03 (*5*), длина волны $\lambda = 701$ нм, число периодов – 12, толщины слоев $d_1 = 180$ нм и $d_2 = 385$ нм, показатели преломления n_1=2,7, n_2=1,6 [69].

На рис 4.16 приведены зависимости коэффициентов отражения от линейного и нелинейного ФК при угле падения $\theta = 0$. Толщины чередующихся слоев $d_i = (3/4)\lambda_0/n_i$, $\lambda_0 = 600$ нм, $i = 1{,}2$. Эффективность нелинейного взаимодействия характеризуется безразмерным параметром $\beta_i = 4\pi\chi_i^{(3)} I_0$, где $I_0 = |A_0|^2$ – интенсивность падающего на ФК излучения. Из рисунка видно,

что окончательный результат получается при 25 итерациях, наибольшее отличие кривых отражения от линейного и нелинейного ФК имеет место в окрестности края запрещенной зоны. С ростом интенсивности падающего на образец ФК излучения фотонная зона смещается в длинноволновую область. При достаточно большой интенсивности света незначительное линейное отражение на краю зоны при λ = 643 нм сменяется увеличением отражения на порядок.

Зависимости коэффициента пропускания T от параметра нелинейного взаимодействия β_2 для двух разных длин волн представлены на рис. 4.17, *а*. Видно, что коэффициент пропускания T может, в зависимости от величины λ, испытывать как монотонное, так и немонотонное поведение при увеличении интенсивности света. На рис 4.17, *б* приведена зависимость величины T от угла падения θ для различных значений интенсивности лазерного излучения. Видно, что коэффициент пропускания T возрастает при увеличении интенсивности, достигая максимума (кривая 4), а затем спадает (кривая 5). При этом существенно меняется и форма кривой пропускания.

Таким образом, из приведенных результатов следует, что имеются возможности для управления процессами отражения и проускания падающего на ФК излучения путем варьирования положения и ширины запрещенных зон, а также для управления пропусканием лазерных импульсов через ФК и самоограничения их интенсивности.

4.6.3. Генерация второй гармоники в сегнетоэлектрическом жидком кристалле

Кроме обычных твердотельных полярных сред синтезирован довольно обширный ряд полярных (локально) жидких кристаллов (ЖК) – так называемых хиральных сегнетоэлектрических *C**-смектиков [72, 73]. В свободном состоянии их структура представляет собой сильно разупорядоченные полярные слои (ось симметрии слоя второго порядка, совпадающая с направлением локальной поляризации, лежит в его плоскости), повернутые относительно нормали к их плоскости. Таким образом, направления векторов локальной поляризации образуют пространственную спираль (геликоид) (см. рис. 1.8) и макроскопическая спонтанная поляризация среды отсутствует. В этом смысле данные вещества являются аналогами кристаллических несоразмерных сегнетозлектрическов.

Локальная полярность структуры *C**-смектиков подтверждена несколькими экспериментальными методами [74–79], среди которых важное место занимают оптические, включая метод ГВГ. Ввиду слабости межмолекулярных взаимодействий в жидкокристаллических структурах и сильной нелинейности образующих их молекул эти вещества обладают сильными оптическими нелинейностями высших порядков, что проявляется в сильных светоиндуцированных эффектах. Как следствие, лазерные пучки мощностью нескольких мегаватт, обычно применяемые в экспериментах по ГВГ, существенно деформируют структуру жидкого кристала [80, 81], и для корректного измерения сигнала $I(2\omega)$ необходимо предпринимать специальные меры, чтобы избежать оптического повреждения образца [73, 78]. В противном случае заметный сигнал на удвоенной частоте может наблюдаться даже от жидкокристаллических структур с заведомо центросимметричной структурой [82, 83].

Для определения различных компонент тензора нелинейной диэлектрической восприимчивости второго порядка $d_{\alpha\beta\gamma}$ были исследованы образцы двух типов. В первом случае (рис. 4.18, *а*) ориентирующее жидкий кристалл внешнее электрическое поле $\vec{E}$, направленное вдоль оси *Y*, перпендикулярно оси геликоида *Z* и параллельно плоскости стеклянных пластин, между которыми находится вещество (случай *а*). Во втором случае (см. рис. 4.18, *б*) $\vec{E}$ параллельно *Y* и перпендикулярно плоскости этих пластин (случай *б*). Таким образом, луч, прошедший перпендикулярно плоскости пластин, будет распространяться в случае *а* перпендикулярно полю (вдоль оси *X*) и в *б* – параллельно ему (вдоль оси *Y*). Техника приготовлдения образцов аналогична описанной в [75].

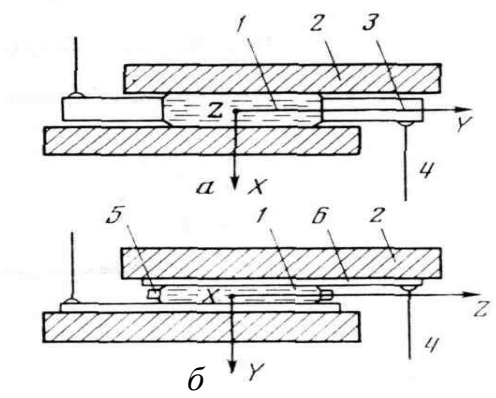


Рис. 4.18. Кюветы для измерения интенсивности генерации второй гармоники в жидком сегнетозлектрическом кристалле. Показано направление осей лабораторной системы координат.

Согласно [72] в свободном сегнетоэлектрическом ЖК симметрия среднего положения молекул в каждом слое описывается точечной группой 2. Относительно друг друга слои повернуты на некоторый малый угол, так что направления векторов локальной поляризации образуют геликоид, ось которого перпендикулярна смектическим слоям (ось Z на рис. 4.18). С приложением ориентирующего поля полекулы поворачиваются так, чтобы их дипольные моменты стали параллельны этому полю, что приводит к появлению макроскопической поляризации и при достижении критического значения поля $\vec{E}_c$ – полной раскрутке геликоида. Согласно [75] величина критического поля зависит от температуры и во всем интервале существования смектической фазы С* не превышает 5 кВ/см. Если ориентирующее поле больше или равно $\vec{E}_c$, то симметрия ориентации молекул после усреднения по всему объему образца будет описываться точечной группой 2 с осью второго порядка, параллельной полю (ось Y на рис. 4.18). Для этой точечной группы тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости второго порядка имеет вид

$$\hat{d} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{123} & 0 & d_{112} \\ d_{211} & d_{222} & d_{233} & 0 & d_{213} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{323} & 0 & d_{321} \end{pmatrix} \qquad (4.108)$$

Для кюветы, показанной на рис. 4.18, *а*, вектор поля накачки $\vec{E}(\omega)$ может лежать только в плоскости YZ, т. е. возможны его компоненты $E_Y(\omega)$ и $E_Z(\omega)$. Для случая *б* возможны ненулевые компоненты $E_X(\omega)$ и $E_Z(\omega)$. Тогда согласно (4.108) в данной геометрии эксперимента ГВГ возможна в компонентах d_{222}, d_{233} или d_{323} для случая *а*, что определяется поляризациями полей накачки и второй гармоники. Действительно, в компоненте наблюдалась достаточно интенсивная генерация. Интенсивность заметно возрастает при переходе из неполярной смектической *А*- в *С**-фазу (температура перехода обозначена T_c). С уменьшением ориентирующего поля вдали от точки перехода наблюдается понижение интенсивности (см. рис. 4.19, *б*), что, видимо, связано с частичным восстановлением геликоида, так как величина E недостаточна для его полной раскрутки при этих температурах.

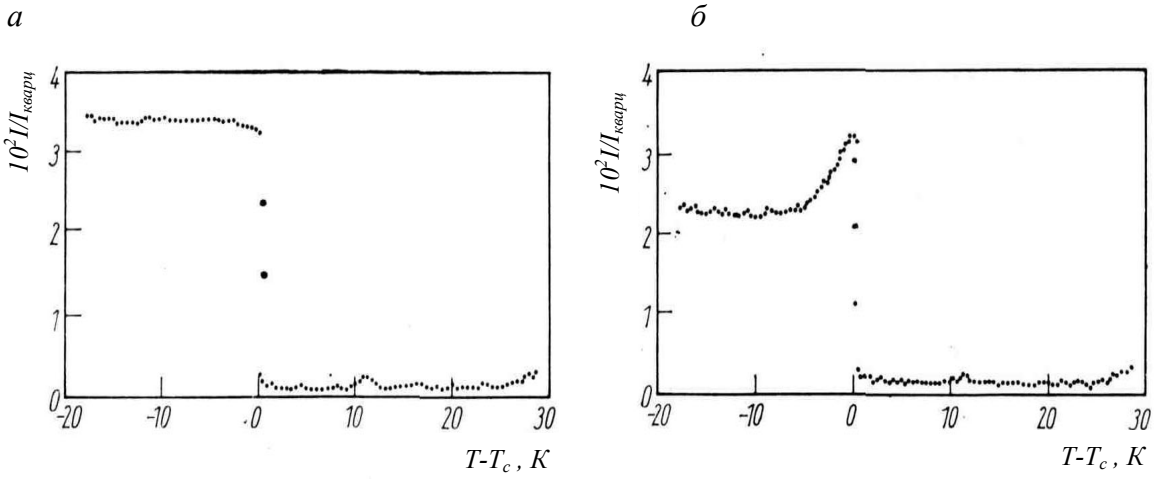


Рис. 4.19. Температурная зависимость интенсивности генерации второй гармоники в жидком кристалле. Геометрия эксперимента соответствует разрешенной компоненте тензора нелинейной восприимчивости.

а – ориентирующее поле E = 5, б – 1 кВ/см.

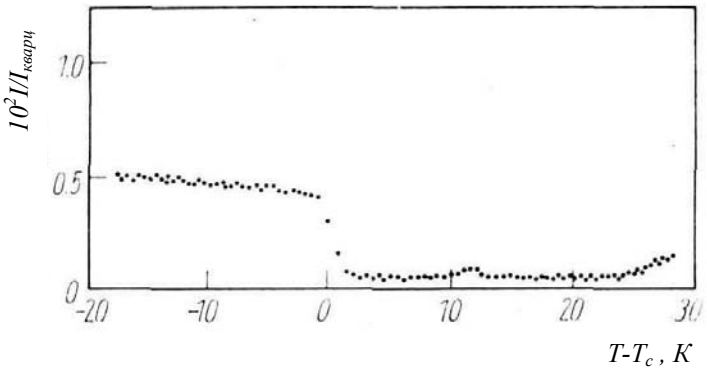


Рис. 4.20. Изменение интенсивности ГВГ как функции температуры в случае, когда геометрия эксперимента соответствует запрещенной компоненте тензора нелинейной восприимчивости.

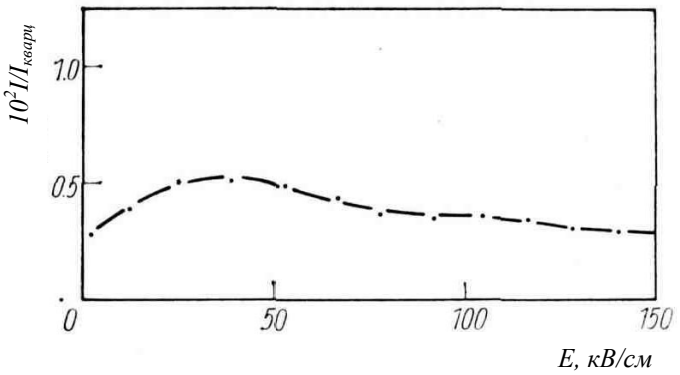


Рис. 4.21. Зависимость интенсивности генерации от ориентирующего поля, полученная для геометрии эксперимента, соответствующей запрещенной компоненте тензора d_{ijl} ($T_c - T$ = 10 K)

Несмотря на то, что все соответствующие компоненты $d_{\alpha\beta\gamma}$ согласно (4.108) должны быть равны нулю, в случае *б* также наблюдалась ГВГ, хотя и с несколько меньшей интенсивностью (рис. 4.20). Она отличается от зависимости, приведенной на рис. 4.19, особенно вблизи фазового перехода смектик C^*– смектик A.

Изменение $I(2\omega)$ в зависимости от внешнего поля E при $T = 87$ °C показано на рис. 4.21. Как и в случае *а*, с ростом поля интенсивность генерации сначала увеличивается, а затем уменьшается, чего не наблюдалось ранее. Кроме того, в отличие от случая *а* отсутствуют характерные осцилляции $I(2\omega)$ при повороте кюветы с образцом вокруг оси Z.

Возникновение ГВГ в дополнительных компонентах тензора нелинейной восприимчивости можно связать с дефектами структуры. Представим локальное значение $\widetilde{d}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x})$ как

$$\widetilde{d}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x}) = d_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x}) + \Delta_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x}), \tag{4.109}$$

где $\Delta_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x})$ – локальные флуктуации нелинейной восприимчивости около среднестатистического значения $d_{\alpha\beta\gamma}$ (4.108), вызванные флуктуациями ориентации молекул жидкого кристалла.

Функцию $\Delta_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x})$ выразим в виде интеграла Фурье

$$\Delta_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x}) = \int_{Q} \widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{q}) \exp(i\vec{q}\vec{x}) d^3\vec{q}. \tag{4.110}$$

Здесь $\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{q})$ – фурье-образ функции $\Delta_{\alpha\beta\gamma}(\vec{x})$, Q – пространство волновых векторов $\vec{q}$, образующих спектр флуктуаций ориентации. Изменение тензора нелинейной восприимчивости второго порядка, вызванное случайными отклонениями молекул от среднего положения, представлено здесь в виде спектра фурье-гармоник с волновыми векторами $\vec{q}$ и амплитудами $\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{q})$. Ряд соображений позволяет наложить некоторые ограничения на этот спектр и в данном случае. Действительно, период фурье-гармоники не может быть меньше геометрических размеров молекул, которые сравнимы с толщиной смектического слоя h. С другой стороны, максимальное значение этого периода характеризует размеры областей с искаженной ориентацией. В достаточно хорошо ориентированном образце они должны быть значительно меньше размеров самого образца, например его толщины L. Отсюда можно заключить, что для всех $\vec{q} \in Q$ выполняется условие

$$1/L << q < 1/h. \tag{4.111}$$

Как было показано, наличие пространственно модулированного вклада в $d_{\alpha\beta\gamma}$ приводит к тому, что условие синхронизма для ГВГ в модулированной компоненте приобретает вид

$$\Delta\vec{k} = \pm\vec{q}. \tag{4.112}$$

Согласно оценкам, сделанным в [78, 79], величины $\Delta\vec{k}$ в C^*–смектике удовлетворяют условию (4.112) и в спектре флуктуаций всегда найдется вектор $\vec{q}$, удовлетворяющий ему. В результате вклад $\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{q} = \pm\Delta\vec{k})$ в интенсивность ГВГ будет наибольшим, и остальными $\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{q})$ можно пренебречь. Поскольку трудно ожидать, что спектр флуктуаций будет иметь резкие максимумы при каких-либо $\vec{q}$, зависимость $T(2\omega)$ от $\Delta\vec{k}$ в основном будет определяться членами, обусловленными немодулированным вкладом в $\widetilde{d}_{\alpha\beta\gamma}$. Если соответствующие компоненты $d_{\alpha\beta\gamma} = 0$, то зависимость будет весьма слабой, что и наблюдалось экспериментально.

Для того, чтобы оценить вклад в ГВГ, связанный с флуктуациями ориентации молекул, для напряженности поля второй гармоники $\vec{E}(2\omega)$ в C^*-смектике получим [79]:

$$E_\alpha(2\omega) = -\frac{32\pi i\omega^2 L}{k(2\omega)c^2}\left\{d_{\alpha\beta\gamma}\frac{\exp(i\Delta kL)-1}{\Delta kL} + i\frac{\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\Delta k)}{V}\right\}E_\beta(\omega)E_\gamma(\omega). \tag{4.113}$$

Для конкретных экспериментальных ситуаций из (4.113) в случае *б* имеем

$$E_1(2\omega) = -\frac{32\pi i\omega^2}{Sc^2}\Big\{\frac{1}{k_1(2\omega)}[2\widetilde{\Delta}_{113}(\Delta k_{113})\sin\theta\cos^2\theta + \widetilde{\Delta}_{111}(\Delta k_{111})\sin^2\theta\cos\theta +$$
$$+\widetilde{\Delta}_{133}(\Delta k_{133})\cos^3\theta] + \frac{1}{k_3(2\omega)}[-2\widetilde{\Delta}_{133}(\Delta k_{313})\sin^2\theta\cos\theta + \widetilde{\Delta}_{133}(\Delta k_{311})\sin^2\theta]\Big\}E_3^{\,2}(\omega), \tag{4.11}$$

4,а)

$$E_3(2\omega) = -\frac{32\pi i\omega^2}{Sc^2}\Big\{\frac{1}{k_1(2\omega)}[2\widetilde{\Delta}_{113}(\Delta k_{113})\sin^2\theta\cos\theta - \widetilde{\Delta}_{111}(\Delta k_{111})\sin^3\theta -$$
$$-\widetilde{\Delta}_{133}(\Delta k_{133})\sin\theta\cos^2\theta] + \frac{1}{k_3(2\omega)}[-2\widetilde{\Delta}_{133}(\Delta k_{313})\sin\theta\cos^2\theta + \widetilde{\Delta}_{133}(\Delta k_{311})\sin^2\theta\cos\theta]\Big\}E_3^{\,2}(\omega), \tag{4.114,б}$$

где θ – угол между осью *z* эллипсоида рефракции слоя смектика и осью *Z* лабораторной системы координат (рис. 4.22), k_α– волновой вектор световой волны, поляризованной в направлении α, $\Delta k_{\alpha\beta\gamma} = k_\alpha(\omega) + k_\beta(\omega) - k_\gamma(2\omega)$.

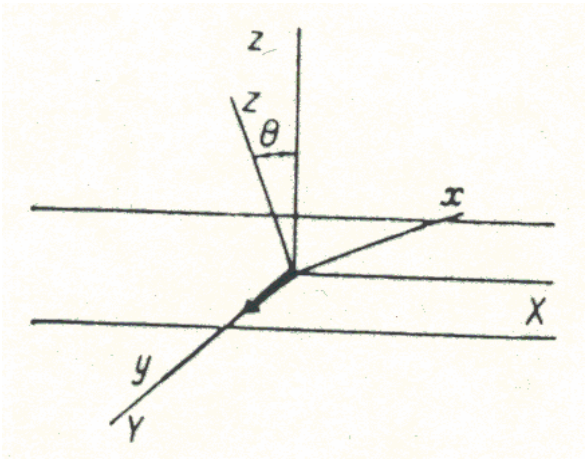


Рис. 4.22. Выбор лабораторной системы координат в сегнетоэлектрическом жидком кристалле: *X*, *Y*, *Z* – оси лабораторной системы координат; *x*, *y*, *z* – оси эллипсоида рефракции смектического слоя, стрелкой показан дипольный момент слоя.

Аналогично для случая *a*

$$E_3(2\omega) = -\frac{32\pi i\omega^2}{Sc^2}\frac{1}{k_3(2\omega)}[-\widetilde{\Delta}_{113}(\Delta k_{333})\sin^2\theta\cos\theta - \\ -\widetilde{\Delta}_{133}(\Delta k_{333})\sin\theta\cos^2\theta + \widetilde{\Delta}_{111}(\Delta k_{333})\sin^3\theta]E_3^2(\omega) \qquad (4.115а)$$

$$E_1(2\omega) = -\frac{32\pi L\omega^2}{c^2 k_2(2\omega)}\left\{\frac{\exp(i\Delta k_{233}L)-1}{\Delta k_{233}L}(d_{211}\sin^2\theta + d_{233}\cos^2\theta - 2d_{132}\sin\theta\cos\theta) + \right. \\ \left. + \frac{i}{V}[\widetilde{\Delta}_{211}(\Delta k_{233})\sin^2\theta + \widetilde{\Delta}_{233}(\Delta k_{233})\cos^2\theta - 2\widetilde{\Delta}_{123}(\Delta k_{323})\sin\theta\cos\theta]\right\}E_3^2(\omega). \qquad (4.115б)$$

Как и следовало ожидать, только в одной из компонент имеется вклад в поле второй гармоники, обусловленный величинами $d_{\alpha\beta\gamma}$. В остальных компонентах ГВГ вызывается флуктуациями ориентации молекул жидких кристаллов. Для оценки порядков величины относительных интенсивностей в «разрешенной» и «запрещенных» компонентах сделаем следующие допущения:

1) $d_{\alpha\beta\gamma} \approx d$;
2) $k_\alpha(\omega) \approx k(\omega)$, следовательно, $\Delta k_{\alpha\beta\gamma} \approx \Delta k$;
3) $[\exp(i\Delta kL) - 1] \approx 1$;
4) $\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\Delta k) \approx Sd\langle\alpha\rangle$, где $\langle\alpha\rangle$ – дисперсия углов, определяющих ориентацию молекул в слое жидкого кристалла;
5) $\sin\theta \approx \cos\theta \approx 0{,}5$.

Учтем, что толщина образцов $L = 10^{-4}$ м; Δk согласно оценкам [78, 79] имеет порядок 10^5 м$^{-1}$; $\langle\alpha\rangle$ согласно [84] порядка 0,1; $I(2\omega) \sim \sum_{\alpha} \left|E_{\alpha}(2\omega)\right|^2$. Тогда

$$\frac{I^{(б)}(2\omega)}{I^{(а)}(2\omega)} \approx \frac{2\langle\alpha\rangle^2}{\langle\alpha\rangle^2 + \left(\frac{1}{\Delta kL} + \langle\alpha\rangle^2\right)} \approx 0{,}4. \qquad (4.116)$$

Экспериментально полученное отношение равно 0,14, что по порядку величины согласуется со сделанной оценкой. Принятые допущения достаточно грубы, и полученное согласие можно считать вполне удовлетворительным.

Таким образом, можно заключить, что формула (4.113) достаточно хорошо описывает процесс ГВГ в хиральном смектике. В отличие от ГВГ в упорядоченных твердых кристаллах она содержит второе слагаемое, связанное с пространственными флуктуациями ориентаций молекул. Между первым и вторым слагаемыми (4.113) существует принципиальное различие: если для первого зависимость от Δk имеет резкий максимум при Δk =0 (случай синхронизма), то для второго она определяется спектром $\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(\vec{q})$. Если этот спектр достаточно гладкий, зависимость $I(2\omega)$ от Δk будет слабой, что наблюдалось экспериментально.

Температурное поведение интенсивности ГВГ определяется в основном величинами θ, $d_{\alpha\beta\gamma}$ и $\widetilde{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}$. Последняя связана не только с $d_{\alpha\beta\gamma}$, но и с флкутуациями ориентации молекул жидкого кристалла. Их значения заметно изменяются с температурой, особенно вблизи фазовых переходов [84], чем и объясняется некоторое различие температурных зависимостей $I(2\omega)$ для различных ориентаций образца вблизи перехода смектик *C**– смектик *A* (см. рис. 4.19, 4.20). Понижение интенсивности ГВГ с ростом ориентирующего поля может быть вызвано подавлением флуктуаций ориентации. Таким образом, доминирующим механизмом, который приводит к нарушению симметрии в образце, является модуляция нелинейной восприимчивости. Однако, следует отметить, что в фотонно-кристаллической среде, которой является хиральный смектик *C** со структурой похожей на структуру холестериков возможны дефекты различного типа (см. § 4.3). На дефектах происходит локализация электромагнитного поля, резонансного дефектной моде, что обуславливает усиление генерации второй гармоники [63].

4.6.4. Многофотонные процессы в самоорганизующихся дисперсных средах

Среди самоорганизующихся фотонно-кристаллических структур особое место занимают коллоиды [85, 86].

Классическим примером самоорганизующихся ФК являются суспензии частиц полистирола (рис. 4.23). Частицы размером 200, 270 и 340 нм получались в квадратной ячейке 10×10 мм с глубиной 200 мкм. Относительное стандартное отклонение распределения размера частиц равно 5 %. В спектрах этих образцов наблюдаются четкие запрещенные зоны. С увеличением диаметра частиц стоп-зона смещается в длинноволновую область. Ширина и глубина в спектре пропускания возрастают. Увеличение эффекта запрещенной зоны с ростом диаметра частиц объясняется их улучшенной самоорганизацией.

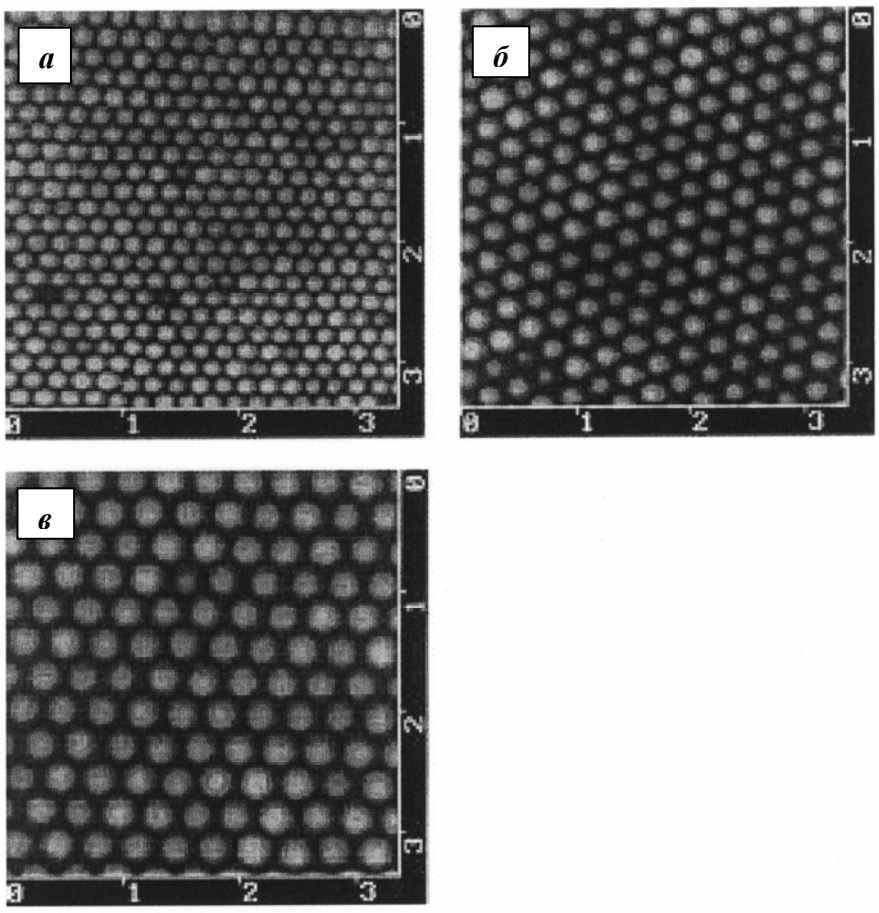


Рис. 4.23. Фотонно-кристаллическая структура полистирол–воздух с различными диаметрами частиц. *а*, *б*, *в* – 200, 270, 340 нм соответственно [86].

Отметим также замечательные результаты исследования [87] оптических свойств агрегированных гидрозолей серебра. На свежеприготовленных препаратах свет даже в резонансной области поглощения практически не влияет на скорость роста агрегатов. С появлением «зародышей» размером 0,1–1 мкм возникает сильное влияние света на скорость агрегации. Частицы серебра при этом имеют размеры 10–20 нм. Интересно отметить, что такими свойствами обладают агрегаты независимо от способа получения (раствор препарата колларгола с добавлением щелочи, серебро в желатине, серебро в фотоэмульсионном слое). Этот факт указывает на определяющую роль размерного фактора.

С появлением кластерных агрегатов вышеуказанных размеров изменяется спектр поглощения, в длинноволновой области появляется крыло. Обращает на себя внимание наличие двух максимумов (350 нм и 700 нм). Чем больше начальная концентрация агрегированных «зародышей», тем меньшая экспозиция необходима для возрастания удельной степени агрегации. Еще одна особенность спектрального воздействия состоит в том, что существенно смещена красная граница фотоэффекта – от 4,5 до 1,18 эВ. Теория фотоэффекта на границе металл – электролит разработана Бродским и Гуревичем [88–90]. Значительный сдвиг красной границы фотоагрегации и немонотонное поведение зависимости величины агрегации от длины волны облучающего света (рис. 4.24) не коррелируют с данными, полученными на основе работ [86–89].

Стимулирование фотохимической реакции светом с длиной волны, большей чем красная граница фотохимической реакции, свидетельствует о влиянии многофотонных процессов [87]. Как отмечалось выше, двухфотонные процессы в фотонно-кристаллических средах протекают эффективно даже при малых мощностях накачки. Этот факт может быть использован при проведении фотохимических реакций, когда длина волны возбуждающего света проходит через фотонно-кристаллическую среду мимо стоп-зоны, а интенсивность второй (или иных) гармоник возрастает на дефектных модах, в силу эффекта локализации полей, что стимулирует фотохимическую реакцию. Таким образом, золи металлов и металлических композитов могут найти широкое применение как высокоэффективные лазерные среды. Их высокая оптическая чувствительность позволяет создать экспресс-метод контроля кинетики каогуляции. При разработке теории, описывающей количественно оптические свойства золей, можно прогнозировать их синтез с определенны-

ми свойствами, необходимыми для материалов фармакологии, оптической записи информации и нелинейной оптики.

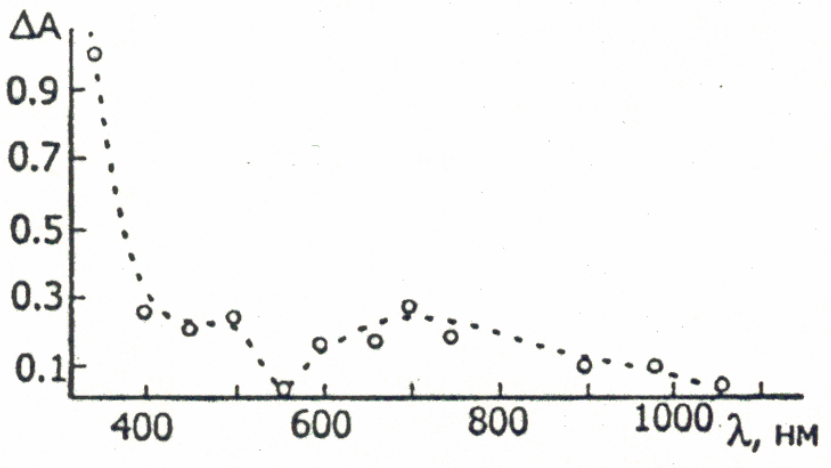


Рис. 4.24. Зависимость величины изменения степени агрегации ΔA гидрозоля серебра, (при начальном состоянии с A=0) от длины волны облучающего света в диапазоне λ_{ir} = 366–1050 нм при равных временах экспозиции (относительная ошибка по серии четырех измерений 15 %) [87].

4.6.5. Заключение

Плотность фотонных состояний является одной из фундаментальных характеристик в оптике фотонных кристаллов. Знание ПФС оказалось полезным для понимания усиления флуоресценции допированного красителем холестерического жидкого кристалла в области запрещенной зоны, нелинейных оптических эффектов, замедления групповой скорости на краях фотонной полосы, аномальной групповой скорости в центре запрещенной зоны.

При расчете в этой главе плотности электромагнитных мод 1D ФК использовался изящный подход для расчета ПФС плоскослоистых сред. Идея подхода состоит в том, что амплитудный коэффициент пропускания несет в себе фазовую информацию, из которой можно извлечь дисперсионное соотношение и, следовательно, плотность мод $\rho = dk/d\omega$.

Расчеты показывают, что ПФС, соответствующая дефектной моде значительно больше, чем плотность мод на краях запрещенной зоны, как для ФК с дефектами, так и для идеального фотонного кристалла. Кроме того, ПФС дефектной моды возрастает с увеличением числа слоев и глубины модуляции показателя преломления ФК. Следовательно, на дефектных модах ФК можно реализовать оптические устройства и преобразователи с более высокими ха-

рактеристиками, чем на аналогичных устройствах, в которых используется преобразование на краях стоп-зоны.

В аналитическом виде определены выражения для ПФС и коэффициента пропускания двухслойной периодической среды в случае нормального падения света на образец. Анализ этих выражений упрощается для четвертьволновых слоистых сред. Оказывается, что в центре стоп-зоны с ростом числа периодов N наблюдается асимптотически экспоненциальное уменьшение коэффициента пропускания. Максимум плотности мод, ближайший к краю полосы пропускания, возрастает пропорционально N^2, соответственно групповая скорость пропорциональна $1/N^2$, что представляет интерес с точки зрения усиления краевой эмиссии. Групповая скорость в центре стоп зоны возрастает как линейная функция N, в конце концов становясь сверхпросвечивающей.

Метод вычисления ПФС плоскослоистых сред используется для объяснения сильных изменений в интенсивности и поляризации флуоресценции в области запрещенной зоны краситель – легированного ХЖК. Однако потребовалась модификация этого метода из-за оптической анизотропии холестерической среды и анизотропного ориентационного распределения флуоресцентных молекул красителя. Показано, что внутри запрещенной зоны флуоресценция подавлена, около краев зоны она увеличена из-за высокой плотности фотонных состояний; на границах полосы частот групповая скорость приближается к нулю, в результате длительные времена жизни испускаемых фотонов поддерживают вынужденную эмиссию.

Введение дефектов в ХЖК приводит к качественным изменениям в спектре отражения, как и в случае слоистых сред с дефектами структуры. Спектр отражения холестерика с дефектами исследован на основе выражения для коэффициента отражения света круговой поляризации, нормально падающего на пленку ХЖК с неоднородным распределением шага спирали. Показано, что в случае одного дефекта (локального изменения шага спирали) в спектре отражения от холестерика возникает провал, соответствующий дефектной моде. В случае двух одинаковых дефектов структуры выявлен резонансный характер взаимного влияния электромагнитных дефектных мод. Создавать и модулировать дефекты можно локальной модификацией силы кручения спирали ХЖК, вынуждаемой фокусированием лазерного света, а также посредством оптического нагрева. В практических приложениях такие ХЖК с дефектами могут быть перспективны при создании оптических пере-

ключателей, для реализации быстрого введения и обратимой настройки дефектных мод. Кроме того, перестройка дефектных мод может быть реализована на основе самоорганизации ХЖК.

Холестерические жидкие кристаллы ДНК представляют собой биодатчики, меняющие свои оптические характеристики в ответ на действие химических или биологически активных соединений. Существенного увеличения чувствительности биодатчика на основе ХЖК ДНК можно достичь используя сигнал флуоресценции. В случае совпадения полосы люминесценции молекул, взаимодействующих с ДНК, с полосой запрещенной зоны ХЖК ДНК плотность мод и, следовательно, интенсивность люминесценции резко увеличиваются на краях стоп-зоны. Такие максимумы с большой точностью можно экспериментально измерить.

Фотонные кристаллы способны изменять интенсивность излучения зондовых атомов, внедренных в периодическую решетку. Наблюдаются резкие увеличения выходной мощности на частотах диполя близких к краям запрещенной зоны. Сильное уменьшение интенсивности эмиссии имеет место на частотах диполя близких к центру запрещенной зоны. Способность изменять и моделировать спонтанное излучение активных сред может найти новые применения в таких важных областях как светодиодные дисплеи и высокоэффективные светодиоды.

Нелинейная оптика фотонных кристаллов в настоящее время продолжает привлекать внимание многих исследователей с точки зрения как фундаментальных исследований, так и практических приложений.

Эффективность нелинейно-оптических преобразований в ФК может быть существенно повышена, если частоты световых полей находятся вблизи частотных границ областей селективного отражения. Внедрение микрорезонаторного слоя (дефекта) в фотонный кристалл приводит к появлению дополнительного резонанса в спектре интенсивности второй и третьей гармоники. В таком микрорезонаторе усиление генерации происходит из-за эффективной локализации электромагнитного поля резонансного моде микрорезонатора.

Низкие порги нелинейных эффектов в фотонных кристаллах стимулируют исследование новых оригинальных способов управления распространением электромагнитного излучения в таких средах. Нелинейные свойства ФК стимулируют создание оптических диодов, переключателей, ограничителей, бистабильных устройств.

ГЛАВА V. СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА В НЕОДНОРОДНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

§ *5.1. Новые области селективного отражения света в капсулированных холестериках с примесями пиримидина*

5.1.1. Введение

Холестерические жидкие кристаллы, как уже отмечалось выше, являются одномерными ФК с запрещенной зоной для света, распространяющегося вдоль оси спирали. Они находят широкое применение в качестве цветовых индикаторов различных полей – температурных, электрических, магнитных, деформационных и т. д. Это связано с наличием в однородно ориентированной холестерической пленке периодической структуры, период которой одного порядка величины с длинами волн видимого света и сильно зависит от этих полей, что приводит к хорошо видимой дифракции света на ХЖК и сильной чувствительности дифракционной картины к изменению внешних воздействий. Оптические свойства однородных холестерических пленок достаточно подробно изучены экспериментально и теоретически [1] .

В последнее время большой интерес вызывают жидкокристаллические композиты. Они представляют собой полимерные пленки, в которые введены ЖК в виде отдельной фазы. Такое смешанное состояние значительно увеличивает число физических эффектов и расширяет сферу практического использования ЖК в полимерах [2, 3]. Форма включений ЖК в полимерах может быть разнообразна в зависимости от типа полимера. В таких полимерах как поливинилацетат (ПВА) эта форма близка к сферической [3, 4]. Термодинамическое состояние ЖК в капсулах определяется не только взаимодействием молекул ЖК, но и их взаимодействием с полимером на границе, особенно в случае, когда размеры капсул сравнимы с областью потенциального воздействия внешнего окружения. При этом не ясно, насколько изменяются физические свойства капсулированных ЖК по сравнению с объемным случаем. Например, изменяются спектры отраженного света в капсулированных ЖК, что связано с изменением их пространственной структуры. В частности, в капсулированных ХЖК уширяются пики отражения, падает их интенсивность, модифицируется зависимость длины волны от температуры [5].

Изменение термодинамического состояния может быть индуцировано различными добавками в полимерные ХЖК или температурным градиентом,

что приводит к качественно новым особенностям дифракции света – появляются новые температурные области селективного отражения света [6,7]. Новая температурная область отражения в капсулированном ХЖК может индуцироваться введением примесей пиримидина в систему ХЖК – ПВА [7].

Ниже, в теоретической части, примеси пиримидина (ПП) учитываются через потенциал анизотропии, локализованный в приповерхностном слое конечной глубины, профиль которого моделировался различными функциями. Граничные условия на границе капсулы брались свободными, радиальная производная от полярного угла равнялась нулю ($\theta_r = 0$). Кроме того, поставлена и решена задача для плоскопараллельного случая с ПП. Оказалось, что оба случая имеют совершенно сходные решения [8, 9].

Теоретические результаты описывают не только наличие двух областей селективного отражения света, но и температурное поведение шагов спиралей капсулированных холестериков с примесями пиримидина.

5.1.2. Экспериментальные исследования температурной зависимости спектров отражения света в капсулированных холестериках

Образец представлял собой полимерную пленку, капсулированную холестериком с примесями производных пиримидина. Методика получения производных пиримидина описана впервые в [7]. В качестве полимера выбран поливинилацетат (ПВА). Состав ХЖК: холестерилнонаноат, валерат, олеат (56:12:32 мас. %), соотношение ЖК к полимеру 50:50 (мас. %). Система ХЖК–ПВА содержит 4 % пиримидина к весу ЖК. Толщина полимерной пленки 0,14 мм, размер 15 × 15 мм. Характерный размер капсул в полимерной матрице – 10 мкм.

Спектры селективного отражения получены в видимой области (400–750 нм) на регистрирующем двухлучевом спектрофотометре СФ-18 от образца, полностью освещенного световым потоком. Максимальная спектральная ширина щели 1,4 нм. Точность измерения температуры 0,2 °С.

Спектры селективного отражения света в капсулированных холестериках с ПП характеризуются наличием в них двух максимумов (рис. 5.1, пики *1* и *2*). На рисунке видно, что второй низкочастотный пик отражения появляется при 43 °С, а при 55 °С он сливается с первым. При нулевой концентрации пиримидина низкочастотная область отражения не появляется. Интенсивности пиков отражения первой области незначительно больше пиков второй области.

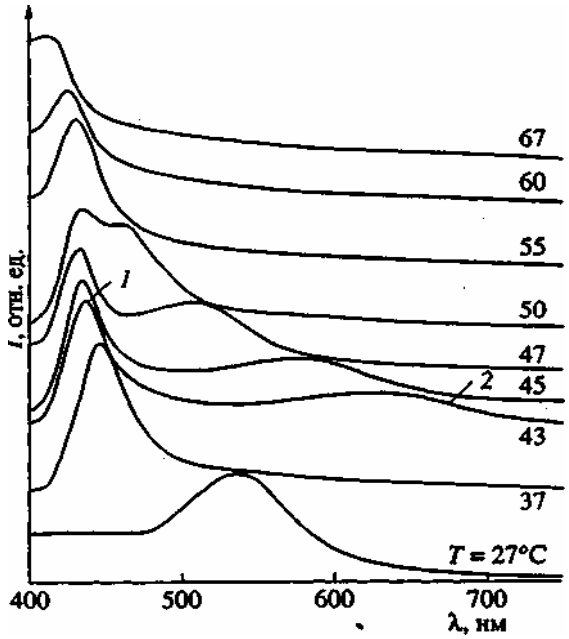


Рис. 5.1. Спектры селективного отражения системы ПВА–ХЖК-2,4 ди(О-оксифенил)-б-фенилпиримидин (4 % к весу ХЖК) при различных температурах.

На рис. 5.2 приведены зависимости длин волн в максимумах отражения от температуры, также свидетельствующие о существовании двух областей отражения. Кривые *1*, *2* соответствуют высокочастотной первой и низкочастотной второй областям отражения. С появлением кривой *2* при $T = 43$ °С, кривые отражения *1* и *2* сосуществуют, а при $T = 55$ °С сливаются у границы поглощения (400 нм) капсулированной пленки. Характер зависимости длины волны (эффективного шага спирали) от температуры, соответствующий первой области отражения, типичен для холестериков, имеющих смектические фазы [1], и не меняется при добавлении ПП. Вдали от перехода в смектическую фазу длины волн селективного отражения слабо зависят от температуры. При подходе к смектической фазе длина волны отражения резко возрастает $\lambda \approx (T - T_{cs}) - 0{,}65$, где T_{cs} – температура фазового перехода в смектическую фазу. Это хорошо иллюстрирует кривая *1* на рис. 5.2. По аналогичному закону изменяются с температурой и упругие константы K_3, K_2 вблизи фазового перехода в смектическую фазу [1]. Эффект двойного селективного отражения проявляется в рассматриваемой системе как при нагревании, так и при охлаждении. При этом отсутствует термический гистерезис, температуры отражения сохраняются при многочисленных циклах нагрев – охлаждение. Это свидетельствует о том, что дополнительный период структуры, индуцированный ПП, не является «метастабильным».

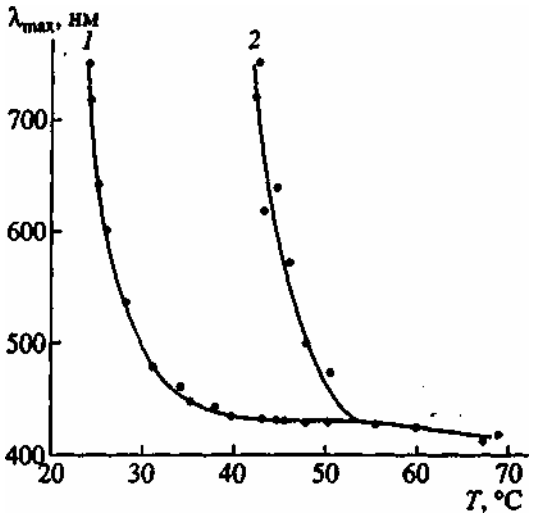


Рис. 5.2. Зависимость длины волны в максимуме селективного отражения света от температуры в системе ПВА–ХЖК с примесями пиримидина.

5.1.3. Основные уравнения для сферического и плоскопараллельного случаев

Плотность свободной энергии капсулированного ХЖК с радиусом R в предположении сферической симметрии, при которой полярный и азимутальный углы ориентации поля директора θ, ϕ являются только функциями радиуса r, запишем в следующем виде [2, 8]:

$$F = 2\pi \int_0^R r^2 dr \left[\frac{A}{r^2} + \frac{2B}{r}\theta_r + f\theta_r^2 + g\phi_r^2 - 2K_2 q_0 \sin^2\theta\phi_r + K_2 q_0^2 + u(z)\sin^2\theta \right]. \quad (5.1)$$

Здесь

$$A = 4K_1\cos^2\theta + K_3\sin^2\theta,$$

$$B = \frac{1}{2}\left(K_3 - 2K_1\right)\sin 2\theta,$$

$$g = \sin^2\theta\left(K_2\sin^2\theta + K_3\cos^2\theta\right),$$

$$f = K_1\sin^2\theta + K_3\cos^2\theta,$$

где θ_r, ϕ_r – радиальные производные; K_1, K_2, K_3 – модули упругости; $q_0 = 2\pi/p_0$ (p_0 – затравочный шаг спирали). Последний член в (5.1) является плотностью энергии анизотропии и обусловлен поляризующим электрическим полем сферического слоя пиримидина в капсуле. Многочисленные данные [10] по-

казывают, что при гомеотропной ориентации поверхность, в том числе и свободная, навязывает жидкому кристаллу смектическое упорядочение. Причиной для образования смектического слоя вблизи поверхности могут служить взаимодействия полярного типа, существенные в случае с пиримидином. Смектическое упорядочение приводит к добавочному вкладу в упругую энергию, возникающему при отклонении директора от нормали к поверхности. В этом случае $u(r)$ в (5.1) убывает экспоненциально по мере удаления от поверхности в глубь жидкого кристалла [10].

В случае пленки ХЖК или плоскопараллельного случая выражение для свободной энергии на единицу площади пленки в предположении, что поле директора является функцией лишь переменной r, направленной ортогонально плоскости пленки, будет иметь более простой вид:

$$F = \frac{1}{2}\int_0^d \left[f\theta_z^2 + g\phi_z^2 - 2K_2 q_0 \sin^2\theta\phi_z + K_2 q_0^2 + u(z)\sin^2\theta \right] dz, \qquad (5.2)$$

где d – толщина пленки. Уравнения для поля директора принимают следующий вид для сферического случая [8]:

$$\theta_{rr} + \frac{(K_1 - K_2)}{2f}\sin 2\theta\theta_r^2 + \frac{2}{r}\theta_r + \left[\frac{K_1}{fr^2} + \frac{K_2^2 K_3 q_0^2}{2f\left(K_2\sin^2\theta + K_3\cos^2\theta\right)^2} \right]\sin 2\theta - \\ -\frac{1}{2f}u(r)\sin 2\theta = 0, \qquad (5.3)$$

где использовано решение

$$\phi_r = \frac{K_2 q_0}{K_2\sin^2\theta + K_3\cos^2\theta},$$

$$p = \left(\sin^2\theta + \frac{K_3}{K_2}\cos^2\theta \right) p_0. \qquad (5.4)$$

Соответственно, для плоскопараллельного случая

$$\theta_{zz} + \frac{(K_1 - K_2)}{2f}\sin 2\theta\theta_z^2 + \frac{K_2^2 K_3 q_0^2}{2f\left(K_2\sin^2\theta + K_3\cos^2\theta\right)^2}\sin 2\theta - \frac{1}{2f}u(r)\sin 2\theta = 0,$$

$$\phi_z = \frac{K_2 q_0}{K_2 \sin^2\theta + K_3 \cos^2\theta}. \qquad (5.5)$$

Для того чтобы выяснить принципиальную роль поляризующего потенциала в решении уравнений состояния (5.3), (5.5), рассмотрим одноконстантное приближение, когда все модули упругости K_i полагаются одинаковыми. Предположим также, что потенциал $u(z)$ существует лишь в некотором приповерхностном слое толщиной Δ и равен константе u_0. Для того чтобы упростить решение, рассмотрим случай достаточно большого потенциала $u(z)$, что позволяет считать θ в приповерхностном слое малым. Тогда уравнение (5.5) можно записать в виде

$$\theta_{zz} + \frac{q_0^2}{2}\sin 2\theta = 0, \qquad 0 \le z \le d - \Delta, \qquad (5.6)$$

$$\theta_{zz} + (q_0^2 - U_0)\theta = 0, \qquad d - \Delta \le z \le d,$$
$$\phi_z = q_0,$$

где $U_0 = u_0/2f$.

Решения первого уравнения системы (5.6) выражаются через эллиптические функции [11]:

$$\sin\theta = \mathrm{sn}\left[\frac{x - x_0}{k}, k\right] = \frac{1}{k}\mathrm{sn}\left[x - x_0, \frac{1}{k}\right], \qquad 0 \le x \le a,$$
$$\theta(x) = \theta_1 \mathrm{ch}\,\lambda(x - x_1), \qquad a \le x \le q_0 d, \qquad (5.7)$$

где $x = q_0 z$, $a = q_0(d - \Delta)$, $k_2 \ge 1$, $k_2 = (E + 1/2)^{-1}$, $\lambda^2 = U_0/(q_0 - 1)$, E – интеграл движения уравнения (5.6):

$$E = \theta_x^2 - 1/2\cos 2\theta,$$
$$\theta_x = 1/k\left[1 - k^2 \sin^2\theta\right]^{1/2}. \qquad (5.8)$$

Во втором равенстве первой строки уравнения (5.7) использовалось понижающее преобразование [11].

Накладывая свободные граничные условия на границе пленки:

$$\theta_x(0) = \theta_x(q_0 d) = 0,$$

перепишем решения (5.7):

$$\sin\theta = \frac{1}{k}\,\mathrm{sn}\left[x + K(1/k), \frac{1}{k}\right], \qquad 0 \le x \le a,$$

$$\theta(x) = \theta_1 \,\mathrm{ch}\,\lambda(x - q_0 d), \qquad a \le x \le q_0 d, \tag{5.9}$$

где полный эллиптический интеграл первого рода $K(1/k)$ определяет пространственный период решения.

Накладывая условие гладкости полного решения в точке сшивания и используя второе соотношение в уравнении (5.8), получаем уравнение «квантования» решений:

$$\mathrm{cn}\left(a + K(1/k)\right) / \mathrm{sn}\left(a + K(1/k)\right) = -\lambda\,\mathrm{th}\left(\lambda q_0 \Delta\right) = C. \tag{5.10}$$

Графическое решение этого уравнения показано на рис. 5.3.

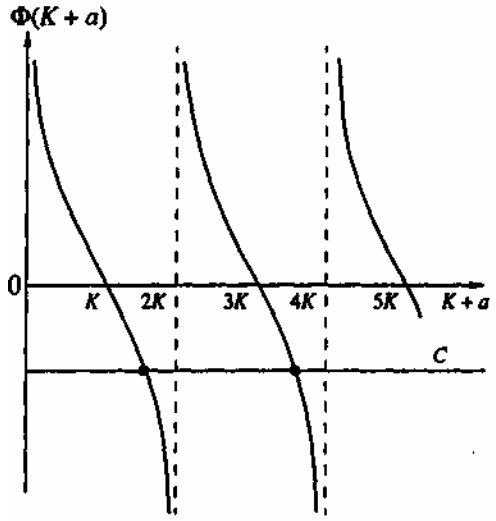


Рис. 5.3. Графическое решение уравнения (5.10).

Функция $\Phi(K + a) \equiv \mathrm{cn}(a + K(1/k))/\mathrm{cn}(a + K(1/k)$ имеет вид, указанный на рисунке кривыми линиями. Корни уравнения (5.10) определяются точками пересечения этих кривых с горизонтальной линией C. Рассмотрим два предельных случая. Первый соответствует пределу $\lambda \to \infty$, что, собственно, и соответствует данному приближению. Как видно из рис. 5.3, в этом случае значения аргумента $a + K\,(1/k)$ близки к кратным значениям полного эллиптического интеграла $2nK(1/k)$. Следовательно, решение на границе первой области, где потенциал отсутствует, становится близко к нулю. При этом номер n,

как и в квантовой механике, определяет число нулей решения и, кроме того, применительно к нашему рассмотрению определяет кратность метастабильных решений, и лишь решение с $n = 1$ является основным.

Графический вид решения показан на рис. 5.4 для безразмерного потенциала $U(x) = u(x)/(K_1 \cdot q_0^2)$ прямоугольной формы шириной 0,2 $q_0 d$, $U(x) = 1$, $0{,}8 \cdot q_0 \cdot d \le x \le q_0 \cdot d$; $U(x) = 0$, $0 \le x \le 0{,}8 \cdot q_0 \cdot d$. Безразмерная величина обратно пропорциональна шагу спирали $\varphi_x = \phi_z/q_0 = 2\pi/(pq_0)$, θ измеряется в радианах. Расчет выполнен для пленки толщиной $d = 5$ мкм, шаг спирали $p_0 = 0{,}5$ мкм. Во втором случае, соответствующем пределу $\lambda \to 0$, или умеренному потенциалу U_0, в котором применимость решений (5.6) нарушается, значения аргумента $a + K(1/k)$ близки к $(2n + 1)K(1/k)$. Соответственно, на границе первой области решения в виде эллиптического синуса (5.7) остаются близки к предельному значению $\pi/2$, что означает незначительную роль потенциала анизотропии.

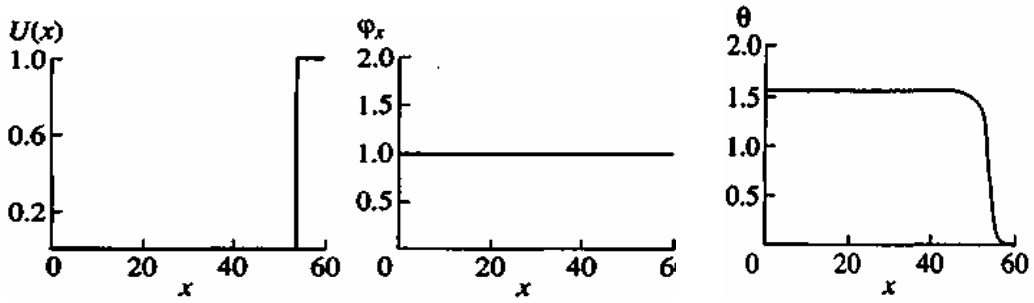


Рис. 5.4. Зависимости потенциала U, φ_x, пропорциональной производной по азимутальному углу ϕ_z ($\varphi_x = \phi_z/q_0$), полярного угла θ от x, для случая плоскопараллельного слоя ХЖК.

Вышеприведенные решения были рассмотрены в одноконстантном приближении и качественно они близки к решениям, полученным в [2]. Разумно предположить, что в случае разных упругих констант K_i характерный вид решения по θ (см. рис. 5.4) останется неизменным. Но как видно из формулы (5.4), для азимутального угла в этом случае будет существовать две характерные области с различным шагом спирали $p = 2\pi/\phi_r$. В первой области, где потенциал отсутствует, решение по полярному углу близко к $\pi/2$, $\phi_r \approx q_0$. Во второй области, где решение по полярному углу сильно подавлено, шаг спирали может быть аппроксимирован $\sim p_0(K_3/ K_2)$.

Таким образом, случай разных констант упругости с учетом потенциала анизотропии приводит к двум характерным масштабам, связанным отношением констант K_2/K_3.

Чтобы проверить этот вывод, мы провели серию численных решений полных уравнений (5.3) для капсулированного ХЖК и (5.5) для пленки ХЖК методом отжига. Метод заключается в решении кинетических уравнений

$$-\dot{\theta}(n)=\left(\frac{N}{X}\right)^2\left\{\left[\theta(n+1)+\theta(n-1)-2\theta(n)\right]+\frac{(1-k_3)}{2\alpha(n)}\left[\theta(n+1)-\theta(n)\right]^2\sin 2\theta(n)\right\}+$$
$$+\frac{2N}{Xr(n)}\left[\theta(n+1)-\theta(n)\right]+\frac{1}{\alpha(n)}\left[\frac{1}{r(n)^2}+\frac{k_3}{2\beta^2(n)}\right]\sin 2\theta(n)-\frac{1}{2\alpha(n)}u(n)\sin 2\theta(n) \qquad (5.11)$$

– для капсулированного ХЖК;

$$-\dot{\theta}(n)=\left(\frac{N}{X}\right)^2\left\{\left[\theta(n+1)+\theta(n-1)-2\theta(n)\right]+\frac{(1-k_3)}{2\alpha(n)}\left[\theta(n+1)-\theta(n)\right]^2\sin 2\theta(n)\right\}+$$
$$+\frac{k_3}{2\alpha(n)\beta^2(n)}\sin 2\theta(n)-\frac{1}{2\alpha(n)}u(n)\sin 2\theta(n) \qquad (5.12)$$

– для плоскопараллельного случая, $k_2 = K_2/K_1$; $k_3 = K_3/K_1$; N – число разбиений; $X = q_0R$ для капсулы и $X = q_0d$ для пленки; введены обозначения: $\alpha(n) = \sin^2\theta(n) + k_3\cos^2\theta(n)$, $\beta(n) = \sin^2\theta(n) + (k_3/k_2)\cos^2\theta(n)$.

Правые части уравнений (5.11), (5.12) представляют собой разностную запись левых частей уравнений состояния (5.3), (5.5). Временная релаксация угла $\theta(t)$ при $t \to \infty$ приводит к этим уравнениям состояния. Результаты численного решения уравнений (5.11), (5.12) для различных выборов потенциальной функции $u(x)$ приведены на рис. 5.5–5.8. Все решения демонстрируют, что наличие потенциала анизотропии как для плоскопараллельного ХЖК, так и для капсулированного приводит к двум шагам спирали. В области, где нет потенциала, шаг спирали равен p_0, а в области, где ПП наводят потенциал анизотропии, шаг спирали определяется соотношением упругих модулей K_3/K_2. Решение уравнения (5.12) для пленки холестерика в случае экспоненциального распределения потенциала (см. рис. 5.5):

$$U(x) = \lambda \exp\left|-(X-x)/\gamma\right|,$$

где $X=q_0d=60$; $\gamma = 0{,}1X$; $\lambda = 1$ и различных констант упругости $K_1=5{,}3\cdot10^{-12}$ Н, $K_2 = 2{,}2\cdot10^{-12}$ Н, $K_3 = 7{,}4\cdot10^{-12}$ Н. Реальный случай различных констант упругости приводит к новому характерному шагу спирали, индуцированному приповерхностным упорядочением пиримидина. Отметим, что максимальное значение плотности энергии в приповерхностном слое $u(X) = K_1q_0^2U(X) \approx$ $\approx 2{,}5\cdot10^3$ Дж/м^3.

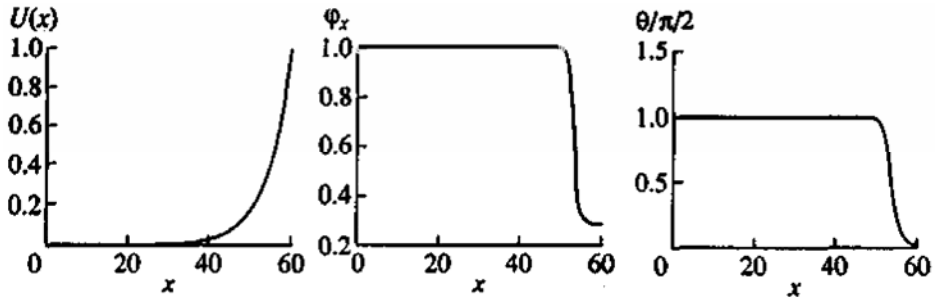


Рис. 5.5. Зависимости φ_x и угла θ от x для пленки холестерика в случае экспоненциального убывания потенциала.

Такая плотность энергии электрического поля в пленке капсулированного холестерика толщиной $D = 50$ мкм получается при 10^7 В/м, следовательно, при реальных полях можно изменить ориентацию директора ХЖК в приповерхностной области. Решение уравнений состояния для пленки в случае потенциала гауссовой формы:

$$U(x) = \lambda \exp\left|-(X-x)^2/\gamma^2\right|$$

где $y = 0{,}1\cdot q_0d$ (см. рис. 5.6).

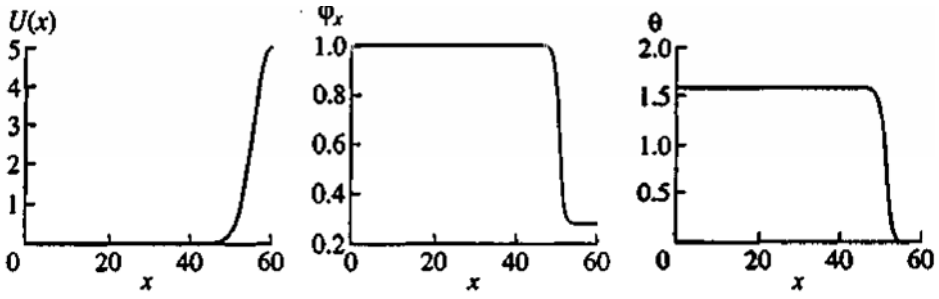


Рис. 5.6. Зависимости φ_x и угла θ от x для пленки ХЖК в случае потенциала гауссовой формы.

Решения для капсулы в случае экспоненциального распределения потенциала приведены на рис. 5.7 ($\gamma = 0{,}1X$) и рис. 5.8 ($\gamma = 0{,}25X$). Несмотря на различие в структуре уравнений состояния капсулы (5.11) и пленки (5.12), решения в обоих случаях, при $d = R$ и одинаковых прочих параметрах, практически не отличаются, что видно из сравнения рис. 5.5 и рис. 5.7.

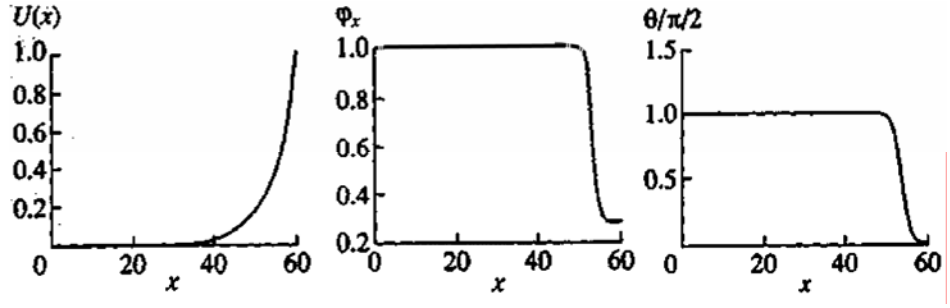


Рис. 5.7. Радиальные зависимости φ_x и угла θ от x в случае экспоненциального убывания потенциала от поверхности в глубь капсулы ХЖК.

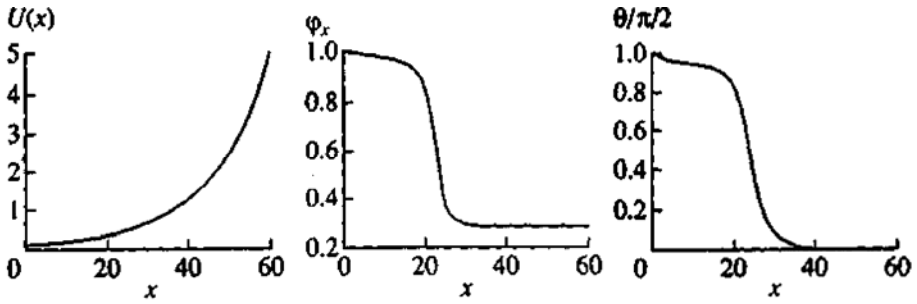


Рис. 5.8. Радиальные зависимости потенциала φ_x и угла θ от x.

Полученные результаты описывают не только наличие двух областей отражения, но и температурное поведение шагов спирали, определяемых соотношением между модулями упругости K_2 и K_3 (5.4). Действительно, K_2 и K_3 изменяются с ростом температуры при подходе к смектической фазе подобно изменению длины волны отражения (эффективного шага спирали). При подходе к изотропной фазе значение K_3 приближается к величине K_2 [12] и согласно формуле (5.4) области селективного отражения на рис. 5.2 должны сливаться.

§ 5.2. Аномальная дифракция света в холестериках, капсулированных в условиях температурного градиента

Экспериментально обнаружен эффект возникновения новых областей II и III (рис. 5.9) селективного отражения света ХЖК, капсулированными в полимерные пленки с размером капсул около 10 мкм [6]. Существенно, что такие пленки получены путем смешения раствора ХЖК и полимера в условиях температурного градиента. В качестве полимера выбран ПВА. В качестве ХЖК взяты холестерил-n, нонилоксибензоат и другие. Раствор холестерика и полимера в растворителе наносился на подложку. Подложка представляет собой металлическую пластину размером 15·6·0,3 см^3, которая с одной стороны подогревается, а с другой охлаждается. Благодаря этому на ней всегда есть температурный градиент. По мере испарения растворителя на поверхности подложки образуется термочувствительная пленка.

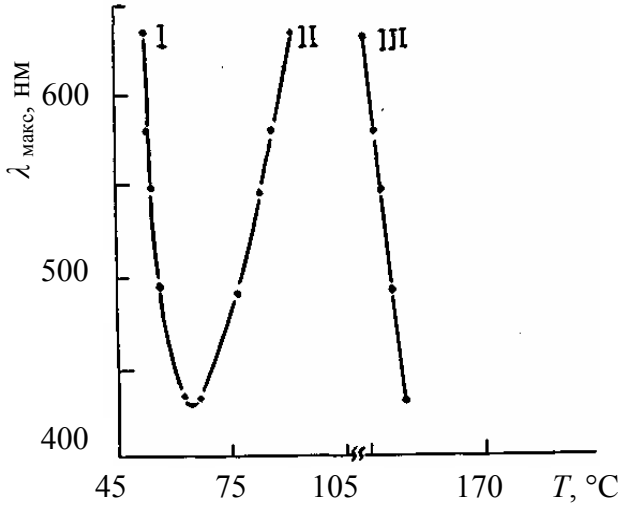


Рис. 5.9. Зависимость длины волны в максимуме селективного отражения от температуры.

При grad T = 2 °С/см появляется селективное отражение света от пленки. С ростом температурного градиента наблюдается две или три области селективного отражения света в зависимости от состава полимер–ХЖК [6]. Визуально видно (если смотреть со стороны холодного конца подложки), что от горячего конца подложки к холодному движутся три волны (три цветных полоски), которые имеют следующий ход цветов: 1– от красного до синего, II – от синего до красного и III – опять от красного до синего цвета. Сформированная в условиях температурного градиента пленка снималась с подложки. Когда температура в каждой точке поверхности пленки сравнивалась с ком-

натной, из нее вырезался образец площадью 3 см^2. Затем образец помещался в нагревательную камеру спектрофотометра СФ-18 и снималась зависимость длины волны света в максимуме селективного отражения от температуры. Точность измерения длины волны ± 0,5 нм, точность измерения температуры ± 0,2 °С. Установлено, что рассеивающее свет состояние холестерика, возникшее в результате наложения неоднородного поля температур обладает (при некоторых составах системы полимер–ХЖК) существенной особенностью – «памятью», т. е. это состояние сохраняется и после снятия градиента температур. На рис. 5.9 приведена зависимость λ_{max} от температуры для пленки, сформированной на подложке при максимальном grad$T$ = 20 °С/см. Состав ХЖК: холестерил-n-нонилоксибензоат + 20% холестерилбензоата. Обнаруженный эффект тройного отражения проявляется как при нагревании, так и при охлаждении. Температуры отражения света различных длин волн сохраняются при многочисленных циклах нагрев – охлаждение. Отметим, что имеет место отличие оптических свойств закапсулированного в отсутствие grad$T$ ХЖК от свойств холестерика с идеально организованным планарным слоем между двумя стеклами. Оно состоит в том, что пики отражения расширяются, интенсивность их падает, зависимость длины волны селективного отражения от температуры тоже несколько меняется. Однако характер температурной зависимости шага спирали не меняется. С ростом температуры наблюдается только одна, первая область селективного отражения света. Область I имеет привычный прямой ход зависимости шага спирали от температуры (от красного до синего цвета с ростом температуры). Поэтому естественно связать возникновение новых областей отражения (II и III) с формированием пленки в условиях температурного градиента.

Обсудим возможные изменения состояния холестерика в условиях температурного градиента. Из-за неоднородного распределения температуры по образцу возникает апериодическая деформация с пространственным градиентом шага спирали. Известно, что такая апериодичность приводит к росту ширины области селективного отражения, а также к сдвигу максимума отражения [13] и, следовательно, не объясняет появление областей II и III. В сформированных температурным градиентом клинообразных капсулах невозможно также возникновение текстуры Гранжана из-за малого (≈ 0,01 °С) перепада температур. В работе [14] представлено теоретическое изучение конвективной нестабильности ХЖК под действием температурного градиента. Показано, что конвективная неустойчивость приводит к образованию

пространственно периодической деформации директора. Пороговое значение для разности температур между плоскостями, ограничивающими холестерик, может быть оценено по формуле $\Delta T = A/(P^2 L)$, где P – шаг спирали; L – толщина образца; $A \approx 10^{-5}$ град·см^3. Для того чтобы наблюдать нестабильность при $\Delta T \approx 10$ °С, $P \approx 10^{-3}$см, необходима толщина образца $d \approx 1$ см. В нашем случае $P \approx 10^{-4}$ см, $L \approx 10^{-3}$ см и поэтому для возбуждения конвективной неустойчивости в каплях ХЖК необходимо $\Delta T \approx 10^6$ °С. Следовательно, образование пространственно периодической деформации директора, обусловленной конвективной нестабильностью ХЖК, невозможно.

В дальнейшем мы исходим из того, что свойства холестерического жидкого кристалла не инвариантны относительно отражения. Поэтому появляется возможность взаимодействия термических и механических эффектов. Так, поступательное или вращательное движение жидкости может вызвать перенос тепла, и точно так же градиент температуры может вызвать движение. Пример термомеханического взаимодействия такого типа в холестериках наблюдал Леман [15] . Теория Лесли дает простое объяснение этому явлению. Рассматривается для простоты холестерическая пленка, ограниченная двумя плоскостями $z = 0$ и $z = h$, а градиент температуры направлен вдоль винтовой оси z. В случае свободно взвешенной пленки и независимых от температуры параметров системы получено решение уравнения для угла $\theta(z, t)$ между директором и фиксированной осью x в плоскости слоя. Из анализа решения следует, что из-за градиента температур директор вращается с постоянной угловой скоростью вокруг оси z. Для наших целей представляет интерес решение, полученное при граничных условиях, учитывающих тот факт, что приповерхностные молекулы жидкого кристалла взаимодействуют с матрицей. Отметим, что как при дифракции света на капсулированном ХЖК, в отсутствие grad T, так и при дифракции света на холестерике с идеально организованным планарным слоем сохраняется основная особенность – наблюдается только первая область селективного отражения света. И это происходит несмотря на различие в граничных условиях существования холестерика. Поэтому в дальнейшем мы рассматриваем модель Лесли, полагая, для простоты, что закреплена только поверхность $z = 0$, а другая $z = h$ свободна.

Уравнения для угла $\theta(z)$ в статических условиях имеют вид [15]

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(-k_2 + k_{22}\frac{\partial\theta}{\partial z}\right) - \lambda_3\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \qquad -\frac{\partial}{\partial x}\left(k_1\frac{\partial T}{\partial z}\right) = 0, \tag{5.13}$$

где $\lambda_3 = \mu_7 - \mu_8$; μ_7, μ_8 – коэффициенты вязкости, связывающие механические и термические эффекты; k_1 – коэффициент теплопроводности; k_2, k_{22} – коэффициенты упругости. Из (5.13) следует, что

$$\int_0^T k_1 d\xi = Az + B, \qquad \theta = \frac{1}{A}\int_0^T \frac{k_1}{k_{22}}\left(\int_0^\xi \lambda_3 d\eta + k_2\right)d\xi + C\int_0^T \frac{k_1}{k_{22}}d\xi + D, \tag{5.14}$$

где A, B, C, D – постоянные, которые могут быть определены из граничных условий

$$T(0) = T_0, \quad T(h) = T_1, \quad \theta(0) = 0, \qquad \frac{\partial\theta}{\partial z}\Big|_h = q, \qquad q = \frac{k_2}{k_{22}}, \tag{5.15}$$

k_2, $k_{22} > 0$. Отметим, что, когда grad $T = 0$, температурная зависимость шага спирали $P = 2\pi/q = 2\pi k_{22}/k_2$ определяется параметрами k_{22} и k_2. Коэффициент упругости k_2 в большей степени связан с индивидуальными свойствами молекул, а именно, с отсутствием зеркальной симметрии молекул (если молекулы обладают зеркальной симметрией, $k_2 = 0$ и реализуется нематическая структура). Поэтому мы полагаем, что в отсутствие grad T наблюдаемая температурная зависимость шага спирали капсулированного холестерика обусловлена температурным поведением коэффициента упругости $k_{22} = \beta/T$. Такому предположению существует и экспериментальное подтверждение [15]. Для того чтобы получить температурную зависимость шага спирали с учетом термомеханических эффектов, необходимо в первую очередь выполнить интегрирование в (5.14) с учетом того, что $k_{22} = \beta/T$. В результате получаем

$$k_1 T(z) = Az + B,$$

$$\theta(z) = \frac{k_1}{\beta A}\left[\lambda_3\frac{T^3(z)}{3} + k_2\frac{T^2(z)}{2}\right] + \frac{Ck_1}{\beta}\frac{T^2(z)}{2} + D\,. \tag{5.16}$$

Используя (5.15), находим

$$A = \mathrm{grad}_z T \cdot k_1, \qquad \mathrm{grad}_z T = (T_1 - T_0)/h,$$

$$B = k_1 T_0, \qquad T(z) = T_0 + \mathrm{grad}_z T \cdot z,$$

$$C = -\frac{\lambda_3 T_1}{k_1 \mathrm{grad}_z T}, \qquad D = \frac{T_0^2}{\beta \mathrm{grad}_z T}\left[\frac{\lambda_3 T_1}{2} - \frac{k_2}{2} - \frac{\lambda_3 T_0}{3}\right]. \tag{5.17}$$

Окончательное выражение для θ имеет вид

$$\theta(z) = \frac{1}{\beta \mathrm{grad}_z T}\left[\frac{\lambda_3 T^3}{3} + \frac{k_2 T^2}{2} - \frac{\lambda_3 T_1 T^2}{2} - \frac{\lambda_3 T_0^3}{3} - \frac{k_2 T_0^2}{2} + \frac{\lambda_3 T_1 T_0^2}{2}\right]. \tag{5.18}$$

Шаг спирали

$$P(z) = 2\pi / q(z),$$

$$q(z) = \frac{\partial \theta(z)}{\partial z} = \frac{k_2 T(z)}{\beta}\left[1 + \frac{\lambda_3 (T - T_1)}{k_2}\right]. \tag{5.19}$$

В отсутствие температурного градиента (T_1=T_0) получаем, на основании (5.19), нормальную холестерическую структуру с шагом спирали $P = -2\pi\beta/(k_2 T_0)$. Учет термомеханических эффектов приводит к качественно новой немонотонной зависимости шага спирали от локальной температуры. На рис. 5.10 схематически показана зависимость шага спирали от локальной температуры $T(z)$.

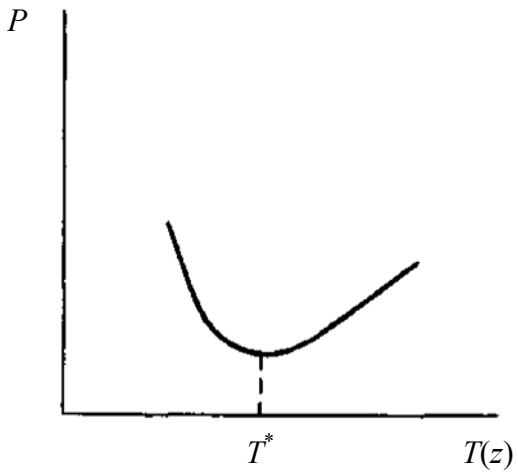


Рис. 5.10. Зависимость шага спирали холестерика от локальной температуры.

Функция $P(T)$ имеет минимум при

$$T^* = (\lambda_3 T_1 - k_2)/2\lambda_3$$

в точке

$$z = h(T^* - T_0)/(T_1 - T_0),$$

если $\lambda_3 < 0$. Следовательно, при $T > T^*$ меняется характер температурной зависимости (спираль раскручивается). Такое поведение шага спирали качественно объясняет появление двух областей отражения в присутствии grad T. Для того чтобы получить представление о возможном изменении шага спирали за счет термомеханического взаимодействия, приведем численные оценки. Очевидно, нам необходимо сравнить $\lambda_3(T - T_1)/k_2$ в (5.19) с единицей. Из равенства $P = 2\pi k_{22}/k_2$ оценим коэффициент упругости k_2. При характерных значениях $P \approx 5\cdot10^{-5}$см, $k_{22} \approx 10^{-7}$ см/сек^2 [15] получаем $K_2 \approx 10^{-2}$ г/с^2. Для оценки λ_3 воспользуемся полученным (в случае свободных границ и независимых от температуры параметров системы) выражением для угловой скорости вращения директора [15]

$$\omega = \lambda_3 \operatorname{grad}_z T / \lambda_1,$$

где $\lambda_1 = \mu_2 - \mu_3$; μ_2, μ_3 – коэффициенты вязкости. При $\lambda_1 = -7\cdot10^{-2}$ г/см·сек [15] и угловой скорости $\omega \approx 10$ с$^{-1}$ [16], соответствующей grad $T \approx 10$ °С/см, получаем $\lambda_3 \approx -7\cdot10^{-2}$ г/(с^2·град). Причем $\lambda_3 < 0$, что как раз и необходимо для существования минимума функции $P(T)$. Окончательно находим, что при $(T - T_1) \approx 10^{-2}$ °С $\lambda_3(T - T_1)/k_2 \approx 10^{-1}$. Т. е. изменения шага спирали за счет термомеханического эффекта могут быть экспериментально наблюдаемыми. Появление трех областей селективного отражения можно объяснить, если наряду с температурной зависимостью $k_{22} = \beta/T$ положить, что $\lambda_3 = \gamma(1 - \alpha T)$. Тогда при $\alpha T << 1$ ($\alpha > 0$) и $\gamma < 0$ получаем, на основании (5.14), не только минимум, но и максимум функции $P(T)$.

После снятия температурного градиента новые области отражения в холестериках сохраняются, по-видимому, вследствие «замораживания» возникших неоднородных деформаций спирали. Причем сохранение состояния холестерика, возникшего в условиях температурного градиента, скорее всего обусловлено полимерной матрицей, поскольку известно, что эффект «памяти» является характерной особенностью полимерной жидкости [17]. И только

увеличение температуры теплового воздействия до 250 °С приводит к исчезновению областей II и III. Очевидно, подобное воздействие способствует созданию более однородной структуры ХЖК.

§ 5.3. Заключение

Пространственно неоднородные состояния холестерика могут быть индуцированы различными добавками в полимерные ХЖК или температурным градиентом. Изменение термодинамического состояния в системе полимер – ХЖК приводит к новым ярким особенностям в дифракции света – появляются новые области селективного отражения света.

Спектры селективного отражения света капсулированных холестериков с примесями пиримидина, измеренные по всей температурной области существования мезофазы, показывают, что примеси пиримидина индуцируют вторую область отражения. Для объяснения этих экспериментальных наблюдений рассмотрены термодинамические равновесные пространственно неоднородные состояния капсулированных холестериков под воздействием примесей пиримидина. Примеси моделированы приповерхностным ориентационным потенциалом.

Показано существование двух пространственных областей капсулы. В первой (внутренней для капсулы) решение задачи близко к решению чистой капсулы с нормальной ориентацией по полярному углу. Во второй (наружной для капсулы) области ориентация поля директора существенно отличается от нормальной. В результате возникают два характерных шага спирали, определяемые соотношением между модулями упругости K_1 и K_2. Эти результаты описывают не только сам факт существования двух областей селективного отражения света, но и температурное поведение шагов спиралей капсулированных холестериков с примесями пиримидина.

Качественные новые особенности дифракции света на холестерике капсулированном в полимерную матрицу, возникают при формировании пленки под действием температурного градиента. С ростом температурного градиента наблюдаются новые области отражения света в системе полимер – ХЖК. Причем рассеивающее свет состояние холестерика, возникшее в результате наложения градиента температуры, обладает существенной особенностью – оно обладает «памятью», т. е. сохраняется и после снятия температурного градиента. Приведено доказательство того, что появление новых областей отражения обусловлено термомеханическим эффектом.

ГЛАВА VI. КАПСУЛИРОВАННЫЙ ПОЛИМЕРОМ НЕМАТИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ

§ 6.1. Расчет поля директора капсулированного полимером нематического жидкого кристалла

Особенности селективного отражения света, исследованные в предыдущей главе, связаны с модификацией фотонно-кристаллической структуры холестерика заключенного в капсулы, которые нерегулярно распределены в полимерной пленке. Получение фотонных кристаллов – упорядоченных структур, сформированных каплями холестерика или нематика, является самостоятельной задачей и весьма нетривиальной. Однако, известны примеры решения подобных задач. В [1] экспериментально наблюдалась кристаллическая гексогонально упорядоченная структура, которая сформирована каплями глицерина взвешенными в нематике. Внешнее управление оптическими свойствами капсулированных ЖК, как с регулярным, так и случайным распределением капсул в образце, предполагает знание механизма переориентации директора ЖК в изолированных каплях.

Данная заключительная глава посвящена исследованию механизма переориентации директора НЖК в биполярных каплях, а также электрооптике КПНЖК. КПЖК-структуры находят широкое применение в оптических устройствах. Например, основной принцип работы широкополосных оптических затворов заключается в просветлении КПНЖК-структуры, когда совпадают обыкновенный и необыкновенный показатели преломления ЖК с показателем преломления матрицы при нормальной ориентации оси директора к плоскости подложки. Термин «капсулированные» не следует воспринимать, как «изолированные друг от друга поры»: на самом деле возможны композиты, в которых объемная доля ЖК на порядок выше доли ориентирующих структур.

Исследование механизма переориентации директора НЖК в биполярных каплях представляет самостоятельный интерес. Достаточно подробно он был исследован для случая нежесткого закрепления полюсов [2–5]. В пленках с биполярной конфигурацией эффект переориентации имеет пороговый характер (если капля не сферична) и заключается в перемещении полюсов по поверхности капли без разрушения одноосной симметрии ее объема (рис. 6.1).

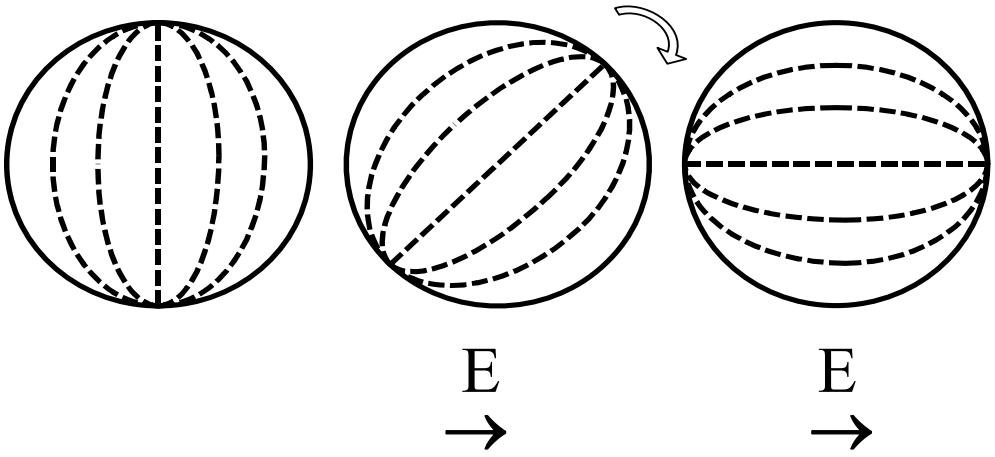


Рис. 6.1. Переориентация биполярных капель нематика под действием электрического поля для случая дрейфующих полюсов.

Авторы [6] не исключают возможности жесткой фиксации поверхностного слоя капли НЖК, при которой полюса будут неподвижны, а переориентация сведется к повороту лишь центральной части.

Ниже приводятся исследования распределения поля директора в капсулах НЖК при жестких граничных условиях для асимметричных случаев. Именно асимметричные конфигурации системы реализуются при исследовании электрооптических эффектов в КПЖК.

Исходные приближения модели следующие:

1) жесткое сцепление на границе ЖК с матрицей;

2) одноконстантное приближение;

3) напряженность электрического поля одинакова в любой точке объема капли.

Структура НЖК в каплях определяет все электрооптические свойства композитов [7]. Эти структуры можно определять теоретически [8–11], из условия минимума свободной энергии.

Рассмотрим плотность свободной энергии нематического жидкого кристалла в электрическом поле:

$$F_0 = \frac{1}{2}K\left\{\left(\operatorname{div}\vec{n}\right)^2 + \left(q_0 + \vec{n}\operatorname{rot}\vec{n}\right)^2 + \left[\vec{n}\operatorname{rot}\vec{n}\right]^2\right\} - \frac{1}{2}\varepsilon\left(\vec{E}\vec{n}\right)^2, \qquad (6.1)$$

$$q_0 = \frac{2\pi}{p}, \qquad \varepsilon = \varepsilon_0 \Delta\varepsilon.$$

где p – шаг холестерической спирали; K – константа упругости; $\Delta\varepsilon$ – диэлектрическая анизотропия ЖК. Соотношение (6.1) записано в общем виде, не исключающем возможности хиральной закрученности структуры нематика.

Функция $\vec{n}(\vec{r})$, реализующая экстремум свободной энергии, удовлетворяет дифференциальному уравнению Эйлера [12]. В нашем случае для декартовой системы координат оно выглядит следующим образом:

$$K\Delta\vec{n} - 2Kq_0 \operatorname{rot}\vec{n} + \varepsilon\left(\vec{E}\vec{n}\right)\vec{E} = 0, \qquad \left|\vec{n}\right| = 1. \tag{6.2}$$

В общем случае для упрощения решения значение и координаты вектора $\vec{n}$ будем записывать в декартовых системах. Тогда разностная схема (6.2) для точки (0, 0, 0) будет иметь вид

$$\begin{aligned} &K\left(\frac{n_x(-1,0,0)+n_x(1,0,0)-n_x}{(\Delta x)^2}+\frac{n_x(0,-1,0)+n_x(0,1,0)-n_x}{(\Delta y)^2}+\frac{n_x(0,0,-1)+n_x(0,0,1)-n_x}{(\Delta z)^2}\right)- \\ &-2Kq_0\left(\frac{n_z(0,1,0)-n_z(0,-1,0)}{\Delta y}-\frac{n_y(0,0,1)-n_y(0,0,-1)}{\Delta z}\right)+\varepsilon E_x\left(E_x n_x+E_y n_y+E_z n_z\right)=0, \end{aligned} \tag{6.3а}$$

$$\begin{aligned} &K\left(\frac{n_y(-1,0,0)+n_y(1,0,0)-n_y}{(\Delta x)^2}+\frac{n_y(0,-1,0)+n_y(0,1,0)-n_y}{(\Delta y)^2}+\frac{n_y(0,0,-1)+n_y(0,0,1)-n_y}{(\Delta z)^2}\right)- \\ &-2Kq_0\left(\frac{n_x(0,0,1)-n_x(0,0,-1)}{\Delta z}-\frac{n_z(1,0,0)-n_z(-1,0,0)}{\Delta x}\right)+\varepsilon E_y\left(E_x n_x+E_y n_y+E_z n_z\right)=0, \end{aligned} \tag{6.3б}$$

$$\begin{aligned} &K\left(\frac{n_z(-1,0,0)+n_z(1,0,0)-n_z}{(\Delta x)^2}+\frac{n_z(0,-1,0)+n_z(0,1,0)-n_z}{(\Delta y)^2}+\frac{n_z(0,0,-1)+n_z(0,0,1)-n_z}{(\Delta z)^2}\right)- \\ &-2Kq_0\left(\frac{n_y(1,0,0)-n_y(-1,0,0)}{\Delta x}-\frac{n_x(0,1,0)-n_x(0,-1,0)}{\Delta y}\right)+\varepsilon E_z\left(E_x n_x+E_y n_y+E_z n_z\right)=0, \end{aligned} \tag{6.3в}$$

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = 1, \tag{6.3г}$$

где Δx, Δy, Δz – шаг итерации по соответствующим осям; n_x, n_y, n_z, E_x, E_y, E_z – значения проекций векторов на соответствующие оси координат.

Если считать, что электрическое поле приложено вдоль оси x и шаг итерации одинаков по всем осям, то система уравнений (6.3) для ахирального нематического жидкого кристалла существенно упрощается:

$$n_x = \frac{\Sigma n_x}{6 - \dfrac{\Delta^2 \varepsilon E^2}{K}}, \quad n_y = \overline{n}_y, n_z = \overline{n}_z,$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}}, \tag{6.4}$$

$$\vec{n} = \left(n_x R, n_y R, n_z R\right),$$

где $\overline{n}_i$ – среднее арифметическое значение n_i соседних ячеек; Σn_x – сумма значений n_x соседних ячеек; Δ – шаг итерации.

В [13–15] рассмотрен случай ориентации молекул ЖК в капле при нормальной ориентации оси буджума к приложенному полю. Примеры рассчитанных конфигураций поля директора НЖК приведены на рисунках 6.2–6.5. Видно, что до достижения порога части капли, в которых директор ЖК исходно ортогонален приложенному полю, не претерпевают изменений, при поле же больше порогового направление преимущественной ориентации НЖК имеет *S*-образный вид, причем в той или иной степени в процессе переориентации участвуют все области, не примыкающие к границе. Следует отметить, что напряженность критического поля зависит от анизометрии формы капли.

На рис. 6.5 стрелками указаны места резкого изгиба линий директора в объеме капли. Логично предположить, что возникающие здесь деформации могут сниматься структурной перестройкой: возникновением двух разрывов (дисклинаций), которые делят объем капли на три части. Косвенным подтверждением подобных предположений является пороговый характер возникновения таких дисклинаций в реальных образцах (идет конкуренция двух процессов: стремление дисклинацией снять напряжение и влияние жесткой границы).

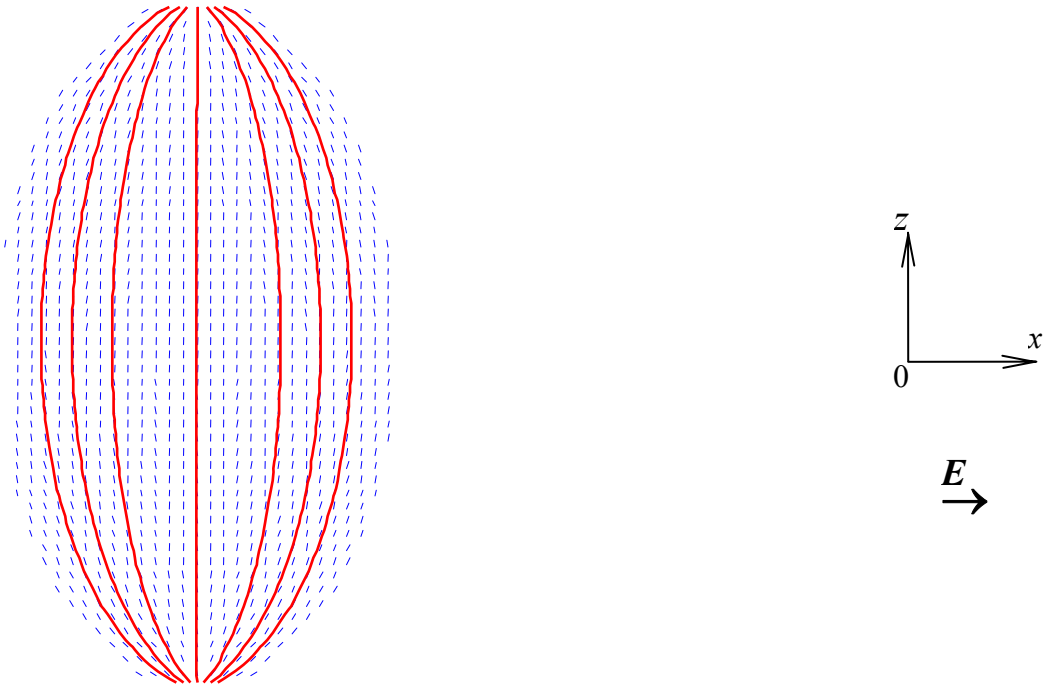


Рис. 6.2. Ориентационная структура биполярной капли нематика в плоскости *xz* при *E*=0.

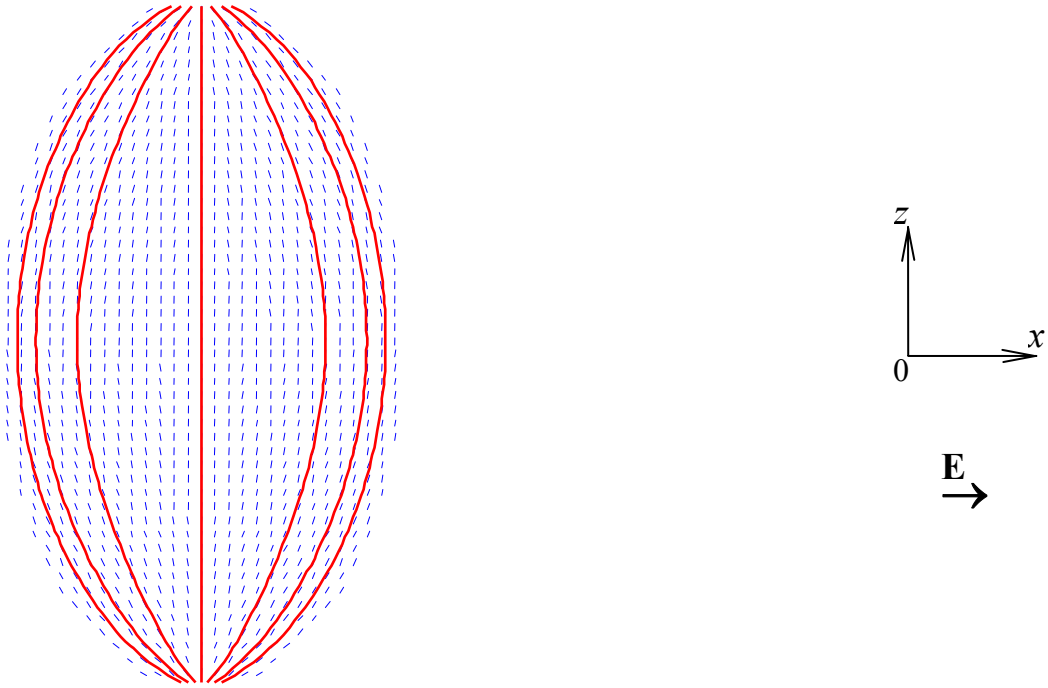


Рис. 6.3. Ориентационная структура биполярной капли нематика в плоскости *XOZ* при *E*=3,3.

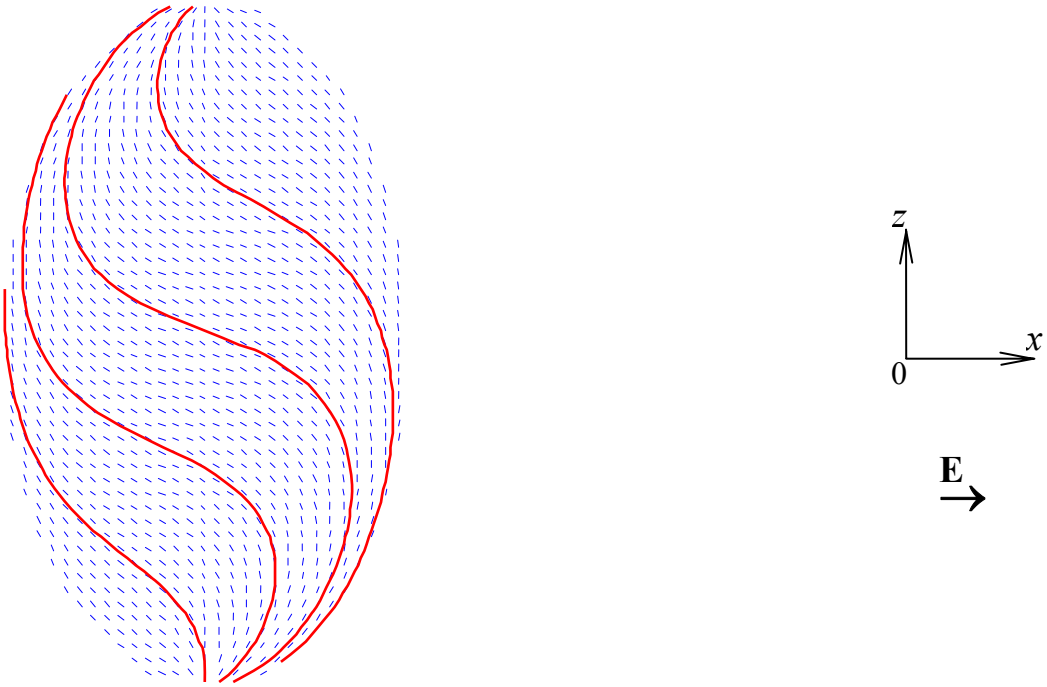


Рис. 6.4. Ориентационная структура биполярной капли нематика в плоскости *XOZ* при *E*=5.

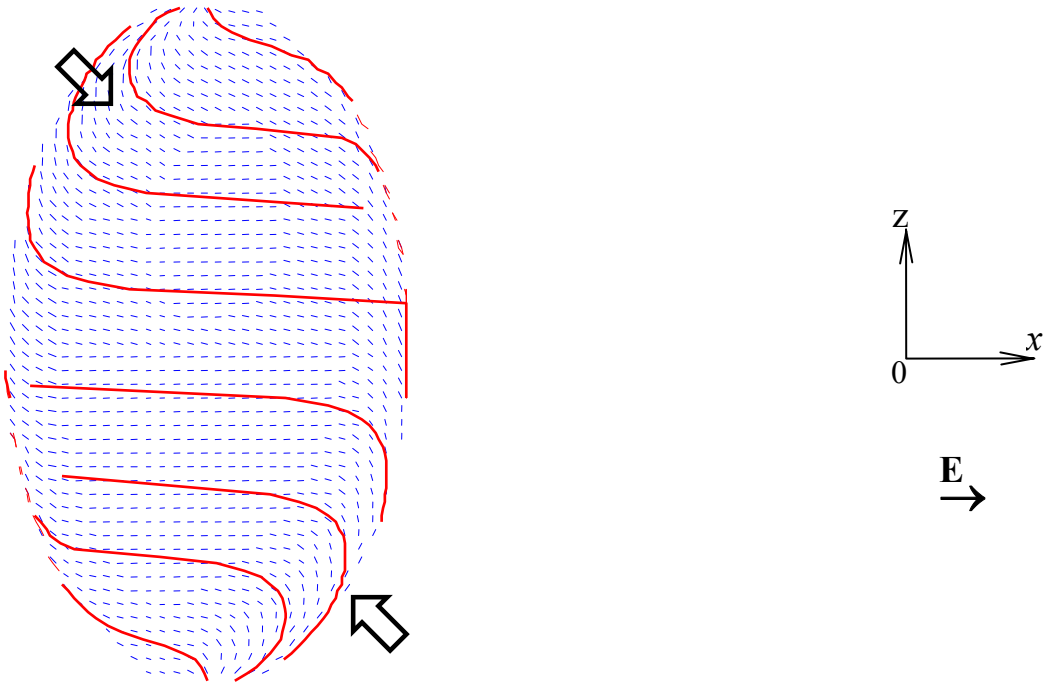


Рис. 6.5. Ориентационная структура биполярной капли нематика в плоскости *XOZ* при *E*=10. Стрелками отмечены зоны резкого изменения направления директора, что делает применение континуальной теории неприемлемым, но косвенно свидетельствует о возникновении в этих местах разрывов (дисклинаций).

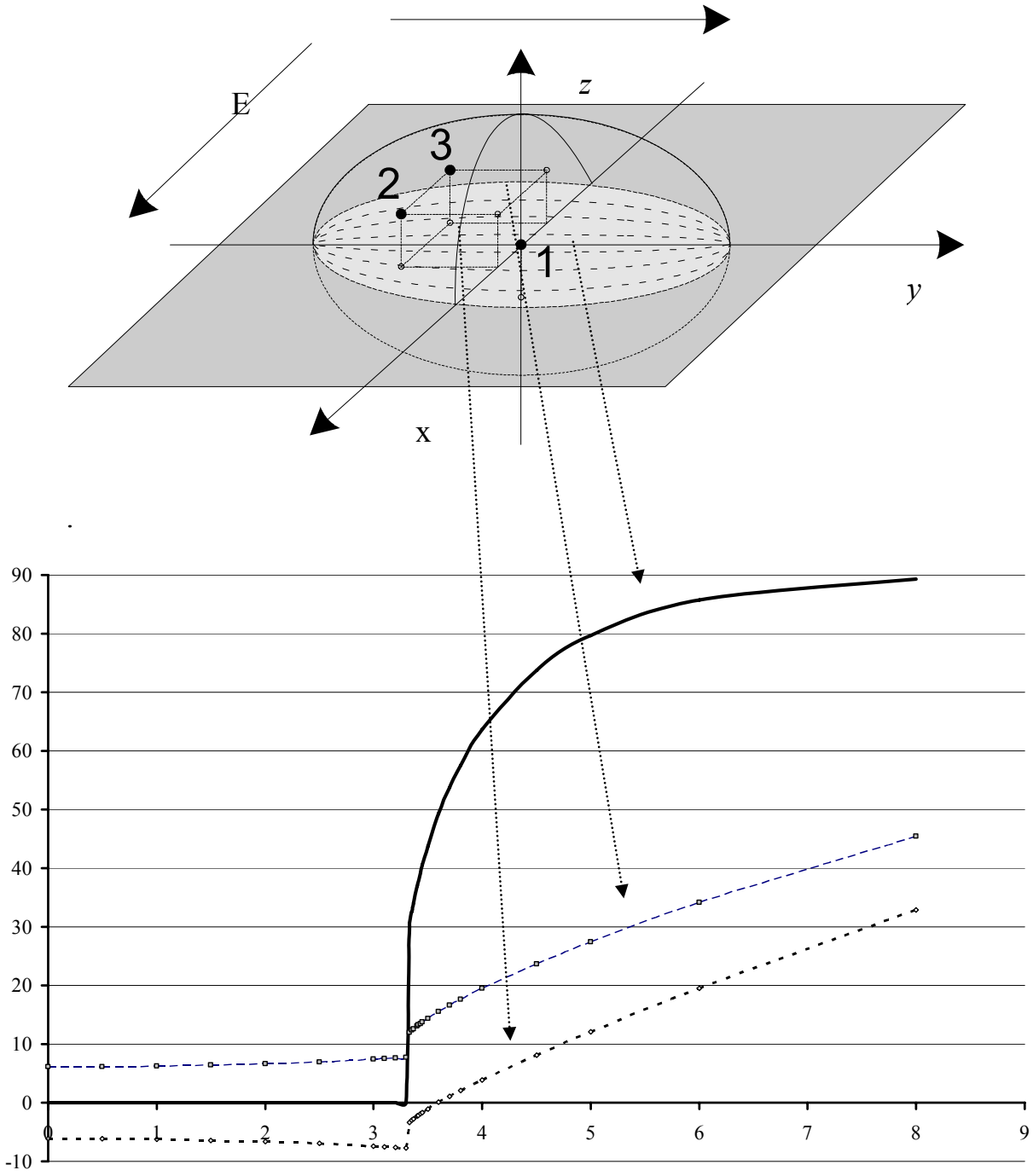


Рис 6.6. Угол отклонения директора ЖК от оси *OY* в зависимости от приложенного поля

1 – центр капли;

2, 3 – области капсулы, расположенные симметрично относительно *OY*.

Рисунок 6.6 показывает угол отклонения директора ЖК от оси *y*. Легко заметить, что в капле реализуются два механизма переориентации под воздействием поля: пороговый для областей капли с изначальной ортогональностью директора и вектора поля, и беспороговый для остального объема капли ЖК. Величина критического поля хорошо согласуется с результатами экспериментальных данных, полученными в [13]. Экспериментальное подтверждение результатов расчетов позволяет предположить, что данный численный метод применим для объектов с более сложной конфигурацией (деформированные капсулы, поры, слои ЖК с внесенными дефектами) и капсул с иными жесткими начальными граничными условиями – как нормальными, так и тангенциальными.

Следует заметить, что при увеличении прикладываемого поля до области насыщения процесса переориентации становится существенным вклад механизмов, которыми пренебрегали при использовании указанных выше приближений. Кроме того, нельзя вычислять приведенным численным методом свойства очень больших (из-за возникновения доменных дисклинаций) и очень малых (вследствие изначального пренебрежения пристеночными эффектами) капсул.

§ 6.2. Методы приготовления КПНЖК пленок

ЖК-композиты в форме полимерных гранул с жидкокристаллической начинкой [16] являются наиболее удобными объектами для работы в области фотонных кристаллов. Однако технологическая сложность и дороговизна ограничивает исследования в данном направлении.

Сейчас наиболее распространенными являются композитные материалы, в которых поры матрицы заполнены жидким кристаллом (часто в литературе такой процесс называется псевдокапсулированием, а получающиеся композитные образцы – псевдокапсулированными [7, 17]).

Технологию получения КПНЖК-пленок можно разделить по следующим направлениям [7, 18, 19].

Эмульгирование

Раствор полимера смешивается с каплями ЖК (жидкий кристалл при этом не растворяется). При испарении растворителя пленка полимера отвер-

девает, при этом образуются капли, внутри которых находится жидкий кристалл [20–24]. Технология эмульгирования первоначально была использована при получении композитных пленок с холестериками [25–27] для их применения в термографии. В работах [28–30] описана аналогичная методика приготовления композитов с нематическими ЖК.

К недостаткам процесса эмульгирования следует отнести его технологическую сложность и длительность, а также большой разброс по размерам получаемых капель ЖК.

Фазовое разделение

При этом процессе однородный раствор жидкого кристалла и матрицы разделяется при отвердении полимерной составляющей с вытеснением ЖК в капли. В зависимости от способа отверждения принято различать фазовое разделение в результате полимеризации PIPS (Polymeryzation-induced phase separation), охлаждения расплава TIPS (Thermally-induced phase separation) и в результате испарения растворителя SIPS (Solvent-induced phase separation) [1, 31–39].

Фазовое разделение при полимеризации (процесс PIPS)

При изготовлении КПНЖК-структур с помощью химической реакции полимеризации наибольшее распространение в качестве матрицы получили эпоксидные соединения [40–43]. Технология полимеризация УФ-излучением описана в работах [44–47]. Она позволяет легко регулировать морфологические параметры композита с помощью изменения времени и интенсивности облучения [48, 49].

Фазовое разделение при охлаждении расплава (процесс TIPS)

В процессе TIPS исходная смесь представляет собой гомогенный расплав полимера с жидким кристаллом. Разделение фаз происходит при охлаждении расплава. В качестве полимеров в данной технологии используются полимеры, которые плавятся без разложения при температурах 60–200 °C: поликарбонаты, поливинилформиат [50], поливинилбутираль [51], готовые полимеры на основе эпоксидных смол [52, 53].

Размер капель в технологии TIPS зависит от скорости охлаждения расплава [40, 54].

Фазовое разделение при испарении растворителя (процесс SIPS)

Технологию SIPS удобно использовать в случае полимеров и жидких кристаллов, температура разложения которых ниже температуры плавления или когда необходима технология полива подложки жидким раствором. В данном процессе изначальная гомогенная смесь представляет собой раствор жидкого кристалла и полимера в общем растворителе. Смесь выливается на подложку, после чего в процессе испарения растворителя происходит разделение фаз.

В качестве полимеров обычно используют поливинилацетат [55], поликарбонаты, поливинилбутираль, поливинилметилкетон, полиметилакрилат, полициклогексилметакрилат, полиуретаны [56], полиизопрен, полиэтилметакрилат, полиизобутилметакрилат [51], а также различные лаки и покрытия.

В лабораторных условиях приготовление образцов проще осуществлять по технологии SIPS, поскольку данная методика позволяет приготовлять образцы пластичных композитных пленок на основе поливинилбутираля с заданными морфологическими параметрами (размер, форма капсул и их взаимное расположение).

Выше было показано, что при выборе объектов исследования необходимо выполнение ряда условий:

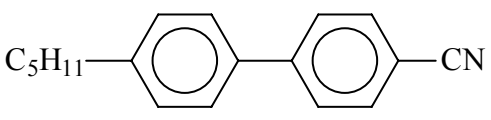
1) жидкий кристалл должен обладать большим двулучепреломлением;

2) диэлектрическая анизотропия ЖК должна быть положительной;

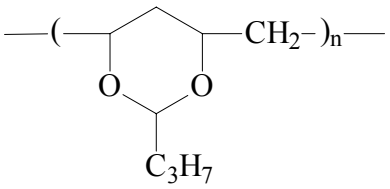
3) обыкновенный показатель преломления ЖК должен совпадать с показателем преломления матрицы;

4) между ЖК и матрицей должно быть жесткое сцепление.

Этим условиям хорошо удовлетворяют нематический жидкий кристалл 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ, $n_{\|} = 1{,}717$; $n_{\perp} = 1{,}531$ для $\lambda = 0{,}633$ мкм при T=22 °С [57], Кр(22 °С)Н(35 °С)И [58])



и имеющий $\Delta\varepsilon$>0, и поливинилбутиральная матрица, имеющая структурную формулу мономерного звена:



(n_p = 1,488 для λ = 0,633 мкм при T = 22 °С [53]). В процессе капсулирования часть ЖК остается в полимерной матрице в растворенном состоянии, увеличивая ее показатель преломления до 1,515 ÷ 1,530.

§ 6.3. Поведение образца КПНЖК под полем

Экспериментальное определение особенностей ориентационной структуры ЖК в каплях проще всего проводить с использованием поляризационного микроскопа и видеокамеры, сопряженной с компьютером, что дает возможность обрабатывать изображение более тщательно. Размер капель легко определяется оптическим микрометром, вмонтированным в окуляр.

На рис. 6.7 представлена микрофотография КПНЖК-пленки для случая скрещенных поляризаторов микроскопа. Из рисунка видно, что капли в основном имеют круглую форму с существенным разбросом диаметра от 5 до 25 мкм. Если сравнить наблюдаемое изображение с хорошо изученными изображениями одноосных кристаллов [58, 59], то можно сделать вывод, что текстура изучаемых капель соответствует биполярной конфигурации директора.

Ось симметрии, соединяющая оба полюса, во всех каплях лежит в плоскости пленки (см. рис. 6.7, рис. 6.8, *а*). Как было показано выше, минимуму упругой энергии в таких случаях соответствует ориентация оси симметрии капли вдоль максимальной оси эллипсоида [6, 60]. Ориентация длинных осей капель в плоскости пленки хаотична. Таким образом, в эксперименте реализуется ситуация изначальной ортогональности осей симметрии биполярных капель НЖК с направлением электрического поля, прикладываемого перпендикулярно плоскости пленки.

Процесс переориентации капель НЖК под действием электрического поля проходит в три стадии. При малых значениях управляющего напряжения наблюдается лишь изменение интенсивности рассеянного излучения под углами, отличающимися от нормального.

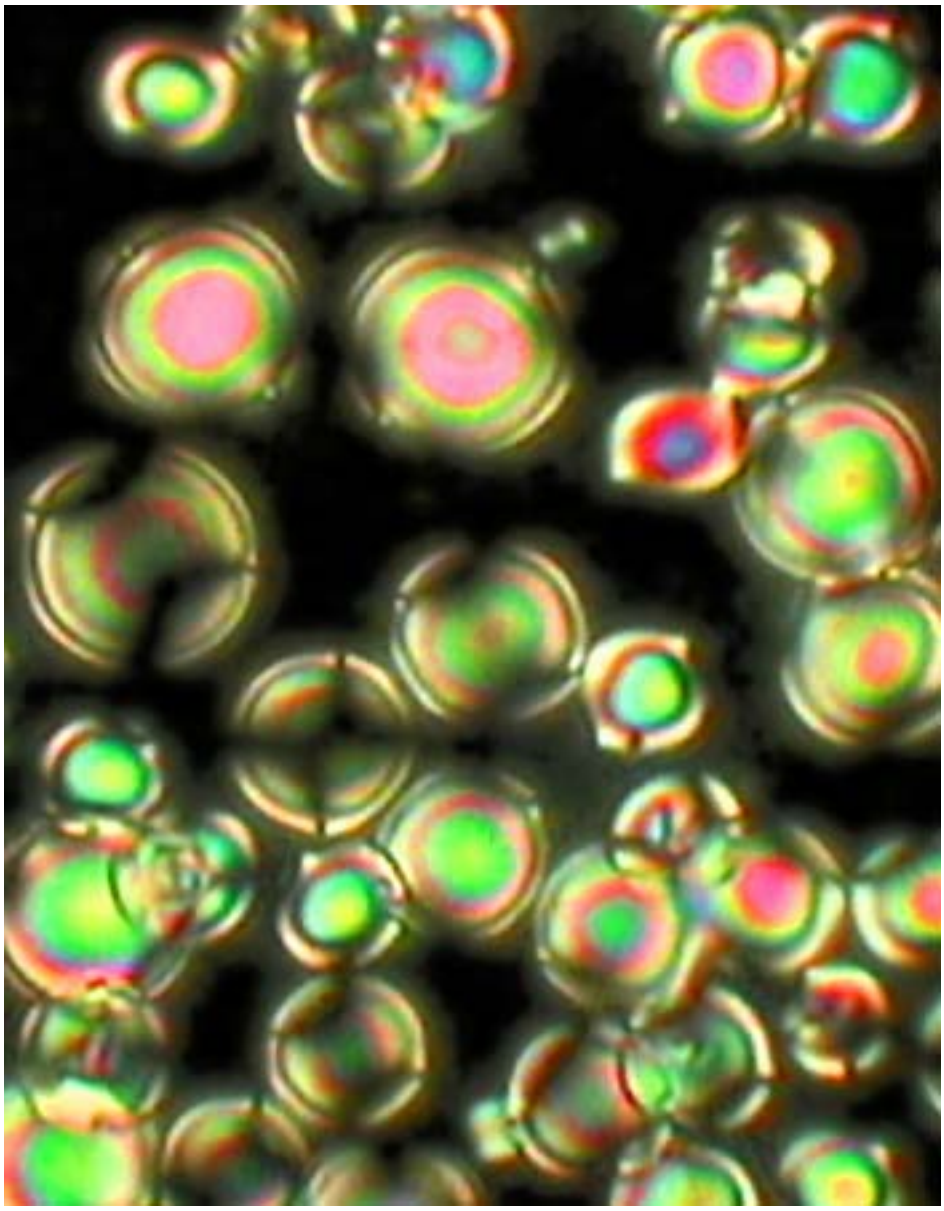
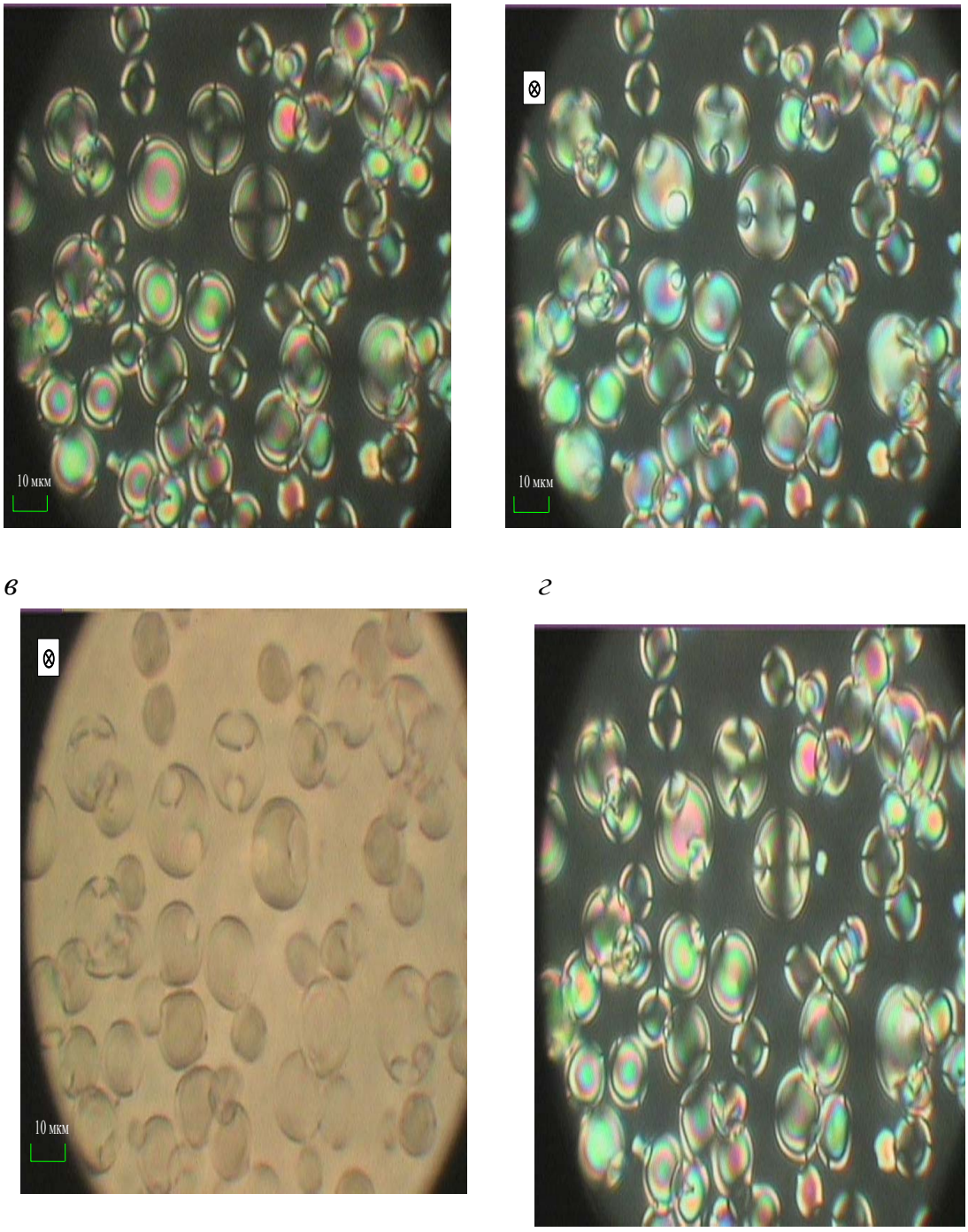


Рис. 6.7. Фотография экспериментального образца КПНЖК-пленки. Поляризаторы микроскопа скрещены.

После достижения критического значения поля E_c центр капли для малых размеров (до 5 мкм) начинает темнеть либо, для капель больших размеров, изменять цветовую окраску.

При дальнейшем увеличении электрического поля в крупных каплях НЖК наблюдается появление дисклинаций (рис. 6.8, *б*). Данный процесс происходит скачкообразно при достижении некоторого критического значения поля E_D, которое по величине примерно на порядок превышает значение E_c. Вновь образовавшиеся дисклинации имеют форму окружности на поверхности капсулы, примыкающей к исходному полюсу капли.

а *б*



в *г*

Рис. 6.8. Текстура капель НЖК:

а – в исходном состоянии, E=0 (поляризаторы микроскопа скрещены);

б – под действием поля $E > E_D$ (поляризаторы микроскопа скрещены);

в – то же, но без ана лизатора;

г – после отключения поля (поляризаторы микроскопа скрещены).

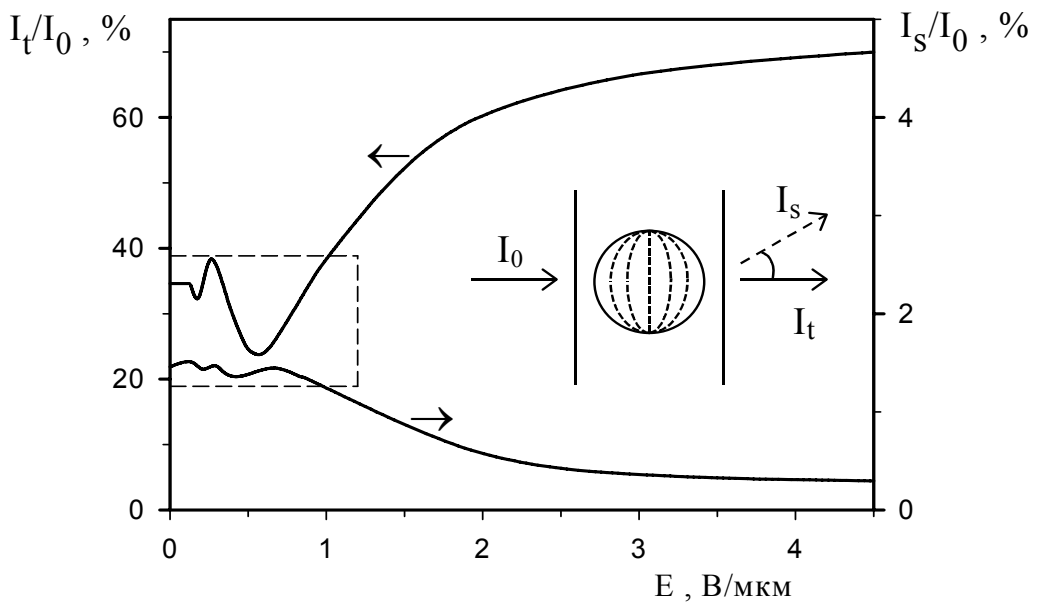
Данные наблюдения нельзя объяснить интерференционными явлениями. На рис. 6.8, *в* те же капли показаны при выключенном анализаторе, при этом картина линий не изменяется, что и доказывает их неинтерференционное происхождение. Фокусируя микроскоп сначала на одной, а потом на второй дисклинации (на части линии, приближенной к центру капли) в одной и той же капле, можно убедиться, что дефекты локализованы на различной глубине, примерно соответствующей поперечному размеру капли. Этот результат находится в качественном согласии с расчетом ориентации структуры биполярной капли нематика в плоскости xOz при больших полях. На рис. 6.5 ясно видно, что зоны резкого изменения директора находятся на противоположных сторонах капсулы.

Если величина приложенного поля $E_c < E < E_D$, то после его выключения ориентационная структура капель ЖК быстро, в течение долей секунды возвращается в исходное состояние. В случае $E > E_D$ для релаксации системы требуется несколько суток (рис. 6.8, *г*). Такая длительная релаксация является дополнительным подтверждением вовлечения в процесс переориентации при большой напряженности поля поверхностного слоя НЖК с образованием новых дисклинаций на поверхности капли.

Таким образом, показано, что для капель НЖК 5ЦБ, диспергированных в поливинилбутиральной матрице (а также и в поливинилацетате) реализуется биполярная конфигурация директора, полюса которой жестко фиксированы в исходном положении и не передвигаются под действием электрического поля.

Эксперименты по измерению интенсивности прямо проходящего и рассеянного под углом излучения [13, 15] подтвердили двойственный характер переориентации молекул ЖК под действием поля. Для прямо проходящего излучения наблюдается четко выраженный порог, для рассеянного под углом – светопропускание начинает изменяться с малых полей (см. рис. 6.9, *а*) в силу того, что основной вклад в интенсивность прямо проходящего света обусловлен лучами, траектория которых проходит по оси x через центр капель, а интенсивность рассеянного света определяется лучами, проходящими через боковые области. Из экспериментальных данных удается определить структурные превращения в разных точках капсулы. Следует подчеркнуть, что подобный случай реализуется только при условии ортогональности приложенного поля и биполярной оси капсулы.

а



б

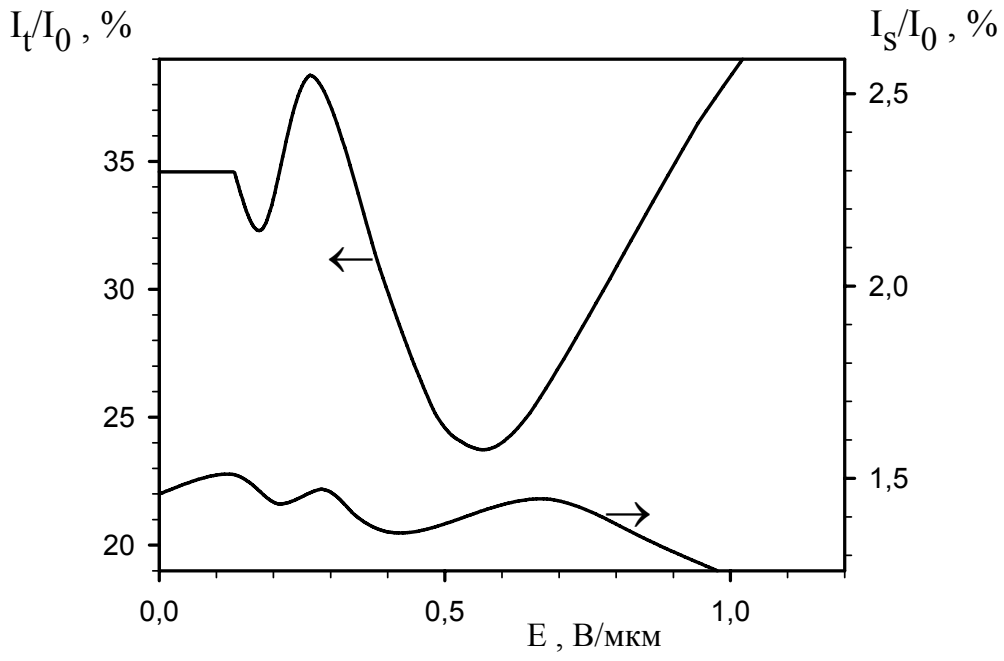


Рис. 6.9. Зависимость интенсивности прямо проходящего через образец излучения I_t и рассеянного под углом $\alpha \cong 7^{\circ}$ I_S от величины поля (*а*);

б– выделенный фрагмент в увеличенном масштабе.

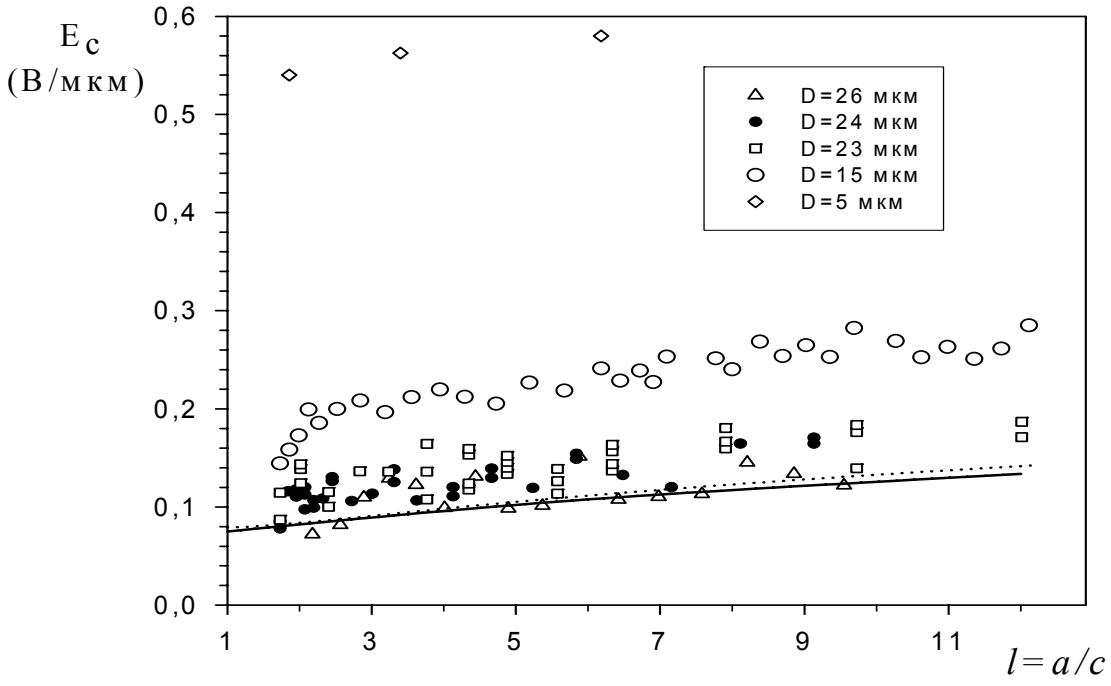


Рис. 6.10. Зависимости величины порогового поля для капель различного диаметра D от параметра их анизометрии. Результаты расчета для капель диаметром 24 мкм по формуле (6.2) обозначены сплошной линией, а по формуле (1.9) – пунктирной линией.

При исследовании зависимости порогового поля E_k от размеров и анизометрии ($l=a/c$) капель были обнаружены (рис. 6.10) следующие закономерности:

1) величина порогового поля не критична к изменению формы капли;

2) для любого значения l величина E_k обратно пропорциональна размерному параметру D ($D=\sqrt[3]{6V/\pi}$).

Величина рассчитанного критического поля E_k хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Эти результаты подтверждают обоснованность применения приближения жестких границ при численном анализе конфигурации поля директора НЖК.

§ 6.4. Интерференционные эффекты в КПНЖК

Выше было показано, что показатель преломления необыкновенных лучей меняется в зависимости от ориентации оптической оси нематика. По этой причине ячейка ЖК обеспечивает регулируемую электрическим полем фазовую задержку световых волн, поляризованных параллельно оси капли. В таком случае в светопропускании реальных образцов должны проявляться интерференционные эффекты, которые дополнительно обогатят оптические свойства фотонных кристаллов.

На эксперименте [15] осцилляции вольт-контрастной характеристики монослойных КПНЖК-пленок в зависимости от длины световой волны претерпевали изменения, характерные для дифракционных устройств: экстремумы интенсивности смещались в низковольтную область при уменьшении частоты излучения (рис. 6.11).

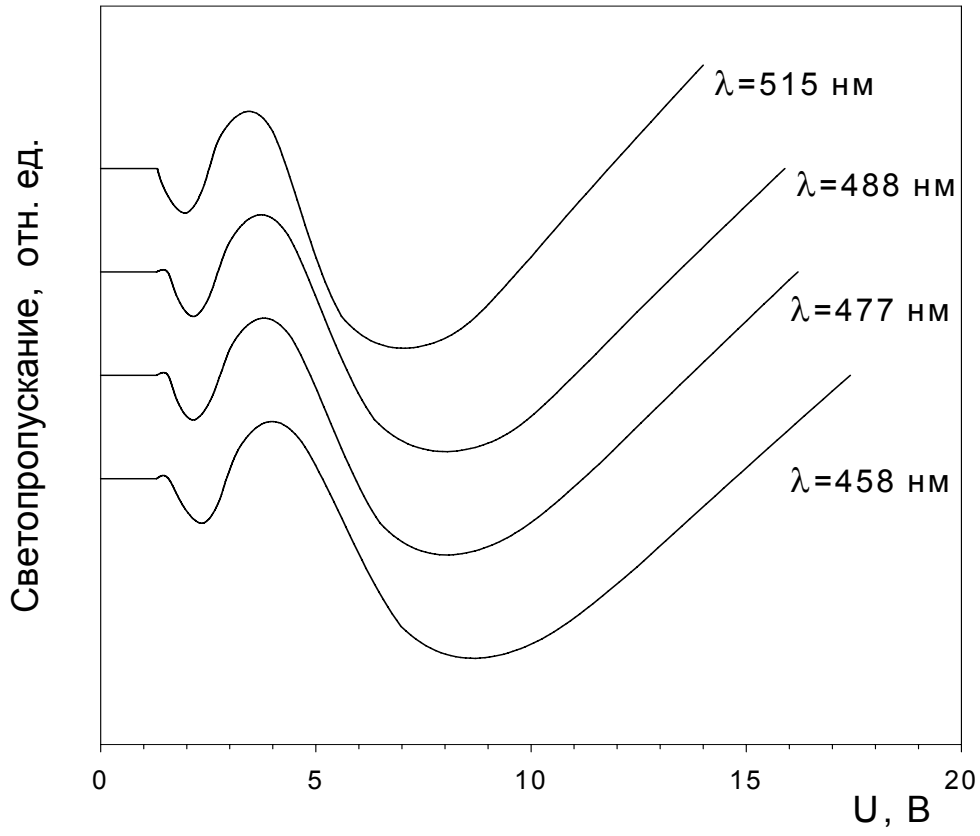


Рис. 6.11. Начальный участок характеристик светопропускания пленок с крупными каплями нематика (средний диаметр 19 мкм) для разных длин волн излучения аргонового лазера.

Специальные исследования рассеяния когерентного монохроматического излучения однорядным слоем частиц [61], показавшие возможность интерференционного гашения прямо проходящего излучения, были проведены в работах [62–64]. В [65, 66] проведены теоретический анализ и экспериментальное исследование эффекта интерференционного гашения света, прошедшего через монослойную КПЖК-пленку с одноосно упорядоченным ансамблем биполярных капель нематического жидкого кристалла, находящуюся под действием электрического поля.

Коэффициент когерентного пропускания T монослоя изотропных частиц имеет вид [61–64]:

$$T = 1 - Q\eta + \frac{Q^2 L}{2}\eta^2, \tag{6.5}$$

где Q – фактор эффективности ослабления; параметр L определяется значением амплитудной функции рассеяния при нулевом угле рассеяния; η – коэффициент перекрытия монослоя, численно равный отношению суммарной площади проекции всех частиц (капель в случае монослойной КПЖК-пленки) на плоскость пленки к площади, на которой они распределены.

Для монослойной КПЖК-пленки выражение (6.5) сохраняется, но значения Q и L в каждом конкретном случае различны, определяясь размером и формой капель, а также их внутренней структурой, зависящей от управляющего напряжения.

Для биполярных капель нематика с жестко фиксированными полюсами показатель преломления необыкновенной волны n_e является функцией управляющего напряжения U и рассчитывается согласно следующей процедуре. Зная распределение угла наклона директора к оси OX (вдоль хода светового луча), легко рассчитать величину усредненного по данной координате показателя преломления НЖК $<n_e>$:

$$< n_e > \; = \; \frac{1}{2R} \int_{-R}^{+R} n_{lc}\,(R)\, dR \quad , \tag{6.6}$$

и, следовательно, оптический путь $<n_e>\cdot 2R$, пройденный светом в капле.

Параметры Q и L монослоя с гамма-распределением капель по размерам при ориентации электрического вектора световой волны параллельно осям симметрии капель в приближении аномальной дифракции имеют вид

$$Q = 2\,\mathrm{Re}\,K\,, \tag{6.7}$$

$$\frac{Q^2 L}{2} = \mathrm{Re}\,K^2 + \mathrm{Im}\,K^2, \tag{6.8}$$

где средние значения действительной и мнимой части ReK и ImK от функции Хюлста K [67] определяются выражениями:

$$\mathrm{Re}\,K = 1 + B_e\left[1 - \frac{C_e}{D_e}\cos\left((\mu+2)\,\mathrm{arctg}\frac{v_m^e}{\mu} - \mathrm{arctg}\frac{v_m^e}{\mu}(\mu+2)\right)\right], \tag{6.9а}$$

$$\mathrm{Im}\,K = \frac{B_e C_e}{D_e}\sin\left((\mu+2)\,\mathrm{arctg}\frac{v_m^e}{\mu} - \mathrm{arctg}\frac{v_m^e}{\mu}(\mu+2)\right), \tag{6.9б}$$

$$B_e = \frac{2\mu^2}{(v_m^e)^2(\mu+1)(\mu+2)}, \tag{6.9в}$$

$$C_e = \left(1 + \frac{(v_m^e)^2(\mu+2)^2}{\mu^2}\right)^{1/2}, \tag{6.9г}$$

$$D_e = \left(1 + \frac{(v_m^e)^2}{\mu^2}\right)^{\mu+2}, \tag{6.9д}$$

где μ – параметр гамма-распределения, а разность фаз [67–71] определяется как

$$v_m^e = \frac{2\pi\bar{c}\,n_p}{\lambda}\left(n_e(U)/n_p - 1\right), \tag{6.10}$$

n_p – показатель преломления полимера; $\bar{c}$ – средний поперечный размер капель ЖК.

Из (5.5) следует [62–64], что $T = 0$, если

$$L = 0{,}5 \ , \tag{6.11}$$

$$\eta = 2 / Q \ . \tag{6.12}$$

Соотношение (6.11) отражает условие противофазы двух световых потоков, а (6.12) – равенство их по величине.

Эксперимент проводился на образцах капсулированного поливинилбутиралем нематического ЖК 5ЦБ, приготовленных по методике, описанной выше. Одноосная ориентация ансамбля капель нематика достигалась посредством однонаправленного растяжения композитной пленки. Толщина исследуемых пленок составляла 16 мкм. Коэффициент перекрытия $\eta = 0{,}7$. Размер капель $\bar{c}$ лежит в диапазоне от 10 мкм до 14 мкм со средним значением 12 мкм. Показатель преломления полимерной матрицы $n_p = 1{,}52$, показатель преломления ЖК 5ЦБ для обыкновенной волны $n_o = 1{,}53$, а показатель преломления для необыкновенной волны, когда ее электрический вектор параллелен директору нематика $n_e(\max) = 1{,}717$ (значения приведены для $\lambda = 0{,}633$ мкм [13–15, 72, 73]).

Интенсивность лазерного излучения, проходящего через образец и круглую диафрагму диаметром 1 мм, расположенную на расстоянии 143 см от образца, измерялась с использованием фотодиода.

Рассчитанные экспериментально и измеренные значения светопропускания (рис. 6.12) исследуемого образца в зависимости от управляющего напряжения находятся в хорошем согласии.

Модель в рамках приближения аномальной дифракции, развитая белорусскими учеными специально для случая однорядного расположения рассеивающих частиц, позволила определить параметры одноосно ориентированной КПНЖК-пленки и величину приложенного поля, требуемые для реализации эффекта интерференционного гашения света. В эксперименте достигнут минимум светопропускания $T_{\min} = 0{,}78$ %, причем величина поля, ему соответствующая, совпадает с теоретически предсказанной. Неполное гашение света обусловлено рядом труднопреодолимых факторов, основные из которых – неидеальные одноосная ориентация капель ЖК и их монодисперсность. Эффект интерференционного гашения весьма чувствителен к величине угла сбора излучения, например, при увеличении апертуры от 0,1 до 2° $T_{\min}$ вырастает с 0,78 до 7,4 %.

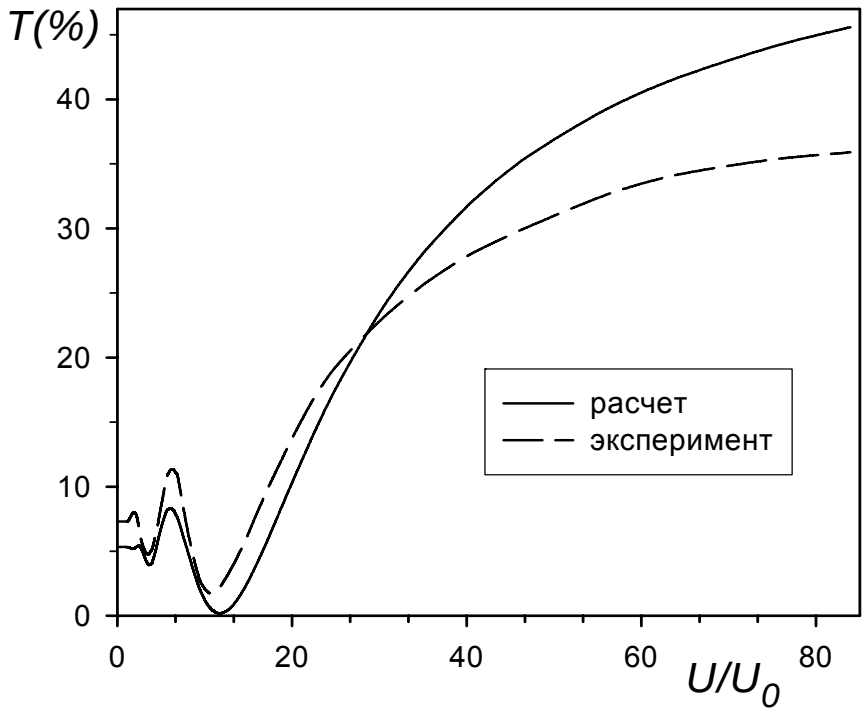


Рис. 6.12. Расчетная и экспериментальная зависимости светопропускания одноосно ориентированной, монослойной КПНЖК-пленки от величины управляющего напряжения, нормированного на пороговое значение.

На практике для достижения высокого контраста обычно используют КПЖК-пленки с многослойным расположением капель [2–4]. Из-за большой толщины (20–30 мкм) они имеют высокое управляющее напряжение. Приведенные в данном разделе исследования открывают перспективу разработки монослойных КПЖК-пленок меньшей толщины, способных обеспечить высокий контраст для прямо проходящего излучения при низковольтном управлении.

Таким образом, при нормальной ориентации поля к оси симметрии капсулы возникает двойной режим перехода Фредерикса: беспороговый и пороговый. Результаты численного анализа конфигурации директора в зависимости от электрического поля даже в одноконстантном приближении позволяют интерпретировать наблюдаемую текстуру капсулированного полимером нематического жидкого кристалла и объяснить осциллирующее поведение вольт-контрастной характеристики КПНЖК пленок.

§ 6.5.Заключение

Таким образом, в одноконстантном приближении для биполярной структуры капсулированного полимером нематика проведен расчет конфигурации директора в зависимости от однородного электрического поля. При нормальной ориентации поля к оси симметрии капсулы возникает двойной режим перехода Фредерикса: беспороговый и пороговый. Результаты численного анализа позволяют интерпретировать наблюдаемую текстуру капсулированного полимером нематического жидкого кристалла и объяснить осциллирующее поведение вольт-контрастной характеристики КПНЖК-пленок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К ГЛАВЕ 1.

1. **Joannopoulos J., Meade R., Winn J.** Photonic Crystals. // Princeton Univ. Princeton – 1995. –137 p.
2. **Рытов С.М.** Электромагнитные свойства мелкослоистой среды // ЖЭТФ. – 1955. – Т. 29, № 11.– С. 25–34.
3. **Рытов С.М.** Акустические свойства мелкослоистой среды // Акуст. журн. – 1956. – Т. 2, № 2. – С. 71–77.
4. **Бреховских Л.М.** Волны в слоистых средах. – М.: Изд-во АН СССР, 1957. – 501 с.
5. **De Vries H.** Rotatory power and other optical properties of certain liquid crystals // Acta cryat. – 1951. V. 4. – P. 219–226.
6. **Втюрин А.Н., Ермаков В.П., Островский Б.И., Шабанов В.Ф.** Генерация второй оптической гармоники в жидком сегнетоэлектрическом кристалле // Кристаллография. – 1981. – Т. 26, № 3. – С. 546–549.
7. **Yablonovitch E.** Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58. – P. 2059–2063.
8. **Быков В.П.** Излучение атомов вблизи материальных тел: некоторые вопросы квантовой теории // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 4. – С. 861–866.
9. **John S.** Strong localisation of photons in certain. Disordered dielectric superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58. – P. 2486–2491.
10. **Кособукин В.А.** Фотонные кристаллы // Окно в микромир.– 2002. – № 44. – URL: http: // edu.ioffe.ru/wmw/n4/04.html.
11. **Bush K., John S.** Photonic band gap formation in certain self-organizing systems// Phys. Rev. B. – 1998. – V. 58. – P. 3896–3904.
12. **Lin S.Y., Chow E., Hietala V. et. al.** Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal // Science. – 1998. – N 282. – P. 284–289.
13. **Yariv A., Xu Y., Lee R.K. and Scherer A.** Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis // Optics Letters. – 1999. – V. 24, N 11. – P. 711–713.
14. **Bayinder M., Temelkuran B., Ozbay E.** Tight-binding description of the coupled defect modes in three-dimensional photonic crystals // Phys. Rev. Lett. –2000. – V. 84, N 10. – P. 2140–2143.

15. **Желтиков А.М.** Дырчатые волноводы // УФН.– 2000. – Т. 170, № 11.– С. 1203–1214.
16. **Painter O., Lee R.K., Scherer A. et al.** Two-Dimentional Photonic Crystal Defect laser // Science. – 1999. –V. 284. – P. 1819–1822.
17. **Imada M., Noda S., Chutinan A. et al.** Coherent two-dimensional lasing action in surface-emitting laser with triangular-lattice photonic crystal structure // Appl. Phys. Lett. – 1999. – V. 75. – P. 316–322.
18. **Yablonovitch E., Gmitter T.J., Leung K.M. et al.** Photonic band structures: the base-centered cubic case employing non-spherical atoms // Phys. Rev. Lett. –1991. – V. 67. – P. 2295.
19. **J. Joannopulos, Villeneuve P.R., Fan S.** Photonic crystals: putting a new twist on light // Nature. –1997. – V. 386. – P. 143–146.
20. **Килин С.Я.** Квантовая информация // УФН. – 1999. – Т. 169. – С. 507–526.
21. **Chen W., Mills P.L.** Gap solutions and the nonlinear optical response of superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58, N 2. – P. 160–163.
22. **Mills P.L., Trulinger S.E.** Gap solutions in nonlinear periodic structures // Phys. Rev. B. – 1987. – V. 36, N 2. – P. 947–952.
23. **Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Магницкий С.А., Тарасишин А.В.** Компрессия световых импульсов в фотонных кристаллах // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 10. – С. 885–893.
24. **Koroteev N.I., Magnitskii S.A., Tarasishin A.V., Zheltikov A.M.** Compression of ultrashot light pulses in photonic crystals: when envelopes to be slow // Opt. Commun.–1999.– V. 159. – P.191–198.
25. **Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Магницкий С.А., Тарасишин А.В.** Фазовая самомодуляция и компрессия световых импульсов в нелинейных фотонных кристаллах // Изв. РАН. Сер. физ. – 1999. – Т. 63.– С. 717–721.
26. **Втюрин А.Н., Шабанов В.Ф., Александров К.С.** Нелинейные оптические свойства несоразмерной фазы сегнетоэлектрического кристалла // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 77, № 12. – С. 2358–2365.
27. **Втюрин А.Н., Ермаков В.П., Островский Б.И., Шабанов В.Ф.** Генерация второй оптической гармоники в жидком сегнетоэлектрическом кристалле // Кристаллография.–1981.– Т. 26, № 3. – С. 546–549.
28. **Головань Л.А., Желтиков А.М., Кошкаров П.К. и др.** Генерация второй оптической гармоники в структурах с фотонной запрещенной зоной

на основе пористого кремния // Письма в ЖЭТФ.–1999. –Т. 59, вып. 4. – С. 274–279.

29. **Беляков В.А.** Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. – М.: Наука, 1988. – 254 с.
30. **Беляков В.А.** Об эффективном нелинейно-оптическом преобразовании частоты в периодических средах в условиях дифракции волновых полей // Письма в ЖЭТФ.–1999. –Т. 70, вып. 12. – С. 793–799.
31. **Долгова Т.В., Майдыковский А.И., Мартемьянов М.Г. и др.** Гигантская вторая гармоника в микрорезонаторах на основе фотонных кристаллов пористого кремния // Письма в ЖЭТФ. – 2001. – Т. 73, вып. 1. – С.8–12.
32. **Мартемьянов М.Г., Долгова Т.В., Федянин А.А.** Генерация третьей оптической гармоники в одномерных фотонных кристаллах и микрорезонаторах // ЖЭТФ. – 2004. –Т. 125, вып. 3. – С 527–542.
33. **Kosaka H., Kawashima T., Tomita A. et. al.** Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering // Appl. Phys. Lett. –1999. –V. 74, № 10. – P. 1370–1372.
34. **Kosaka H., Kawashima T., Tomita A. et. al.** Superprism phenolmena in photonic crystals // Phys. Rev. B. – 1998. –V. 58, N 16. – P.R10096–R10099.
35. **Notomi M.** Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 62. N 16. – P.10696–10705.
36. **Luo C., Johnson S.G.** Joannopoulos. All-angle negative refraction in a three-dimensionally periodic photonic crystal // Appl. Phys. Lett. – 2002. –V. 81. N 13. – P. 2352–2354.
37. **Веселаго В.Г.** Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // УФН. – 1967. – Т. 92. вып. 3. – С. 517–525.
38. **Веселаго В.Г.** О формулировке принципа Ферма для света, распространяющегося в веществах с отрицательным преломлением // УФН. – 2002. – Т. 172, №10. – С. 1215–1218.
39. **Косевич А.М.** Блоховские осцилляции магнитных солитонов как пример динамической локализации квазичастиц в однородном внешнем поле // ФНТ. – 2001. – Т. 27, № 7.– С. 699–737.
40. **Malpuech G., Kavokin A., Panzarini, Di Carbo A.** Theory of photon Bloch oscillations in photonic crystals// Phys. Rev. B. – 2001. – V. 63. – P. 035108–11.

41. **Pertsch T., Pannberg P., Elflein W., Bräuer A.** Optical Bloch oscillation in temperature tuned waveguide arrays// Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83, N 23. – P. 4752–4755.
42. **Marandotti R., Peschel U., Aitchison I.S.** Experimental observation of linear and nonlinear optical Bloch oscillations// Phys. Rev. Lett. – 1999.– V. 83, N 23. – P. 4756–4759.
43. **Блинов Л. М.** Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. – М.: Наука, 1978. – 384 с.
44. **Ветров С.Я., Шабанов А.В.** Поверхностные электромагнитные волны на границе раздела изотропной среды и сверхрешетки // ЖЭТФ. – 1992.– Т.101, № 4. – С.1340–1346.
45. **Kee C.-S., Lim. H.** Two-dimensional tunable metallic photonic crystals infiltrated with liquid crystals // Phys. Rev. B.– 2001. –V. 64. – P. 85–114.
46. **Bush R., John S.** Liquid crystal photonic band gap materials: the tunable electromagnetic vacuum // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83, N 5. – P. 967–970.
47. **Yang F., Sambles T.R.** Microwave crystal wavelength selector //Appl. Phys. Lett. – 2001. – V. 79, N 22. – P. 3717.
48. **Perova T.S., Astrova E.V., Tsvetkov S.E. et al.** Orientation of discotic and ferroelectric liquid crystals in macroporous silicon matrix // ФТТ.– 2002. – Т. 44, вып. 6. – С. 1145–1150.
49. **Kutzerow H.** Tunable photonic cristals// Liquid Crystals Today. – 2002. – V. 11, N 4. – P. 3–7.
50. **Де Жен П.** Физика жидких кристаллов/ Под ред. А. С. Сонина. – М.: Мир, 1977. – 400 с.
51. **Жаркова Г.М., Сонин А.С.** Жидкокристаллические композиты. – Новосибирск: Наука, 1994. – 214 с.
52. **Шувалов Л. А., Урусовская А.А. и др.** Современная кристаллография. Т. 4. Физические свойства кристаллов. – М.: Наука, 1981. – 496 с.
53. **Crawford G.P., Zumer S.** Liquid Crystals in Complex Geometries.– London, Taylor: Francis Publ. Ltd., 1996.– 584 p.
54. **Doane J.W., Golemne A., West J.L. et al.** Polymer dispersed liquid crystals for display application // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1988. – V. 165. – P. 511–532.

55. **Ковальчук А.В., Курик М.В., Лаврентович О.Д., Серган В.В.** Структурные превращения в каплях нематика во внешнем электрическом поле // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94, № 5. – С. 350–364.
56. **Ковальчук А.В., Лаврентович О.Д., Серган В.В.** Кинетика электрооптических эффектов в каплях нематика с различной структурой // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15, № 13. – С. 78–82.
57. **Drzaic P.S.** Reorientation dinamics of polymer dispersed nematic liquid crystal films // Liq. Cryst. – 1988. – V. 3, N 11. – P. 1543–1559.
58. **Wu B.-G., Erdmann J.H., Doane J.W.** Response times and voltages for PDLC light shutters // Liq. Cryst. – 1989. – V. 5, N 5.– P. 1453–1465.
59. **Lehmann O.** Structur, System und magnetisches Verhalten flussiger Kristalle und deren Mischbarkeit mit festen // Ann. Phys. – 1900. – Bd. 2. – S. 649–705.
60. **Lehmann O.** Flussige Kristalle sowie Plastizitat von Kristallen im allgemeinen molekulare Umlagerunger und Aggregatzustandsanderungen.– Leipzig, 1904. – 265 s.
61. **Kilian A.** New Friedericksz thresholds in three dimensions // Phys. Rev. E. – 1994. – V. 50, N 5.– P. 3774–3783.
62. **Воловик Г.Е.** Крупномасштабная континуальная теория холестериков // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29, № 6. – С. 357–360.

К ГЛАВЕ 2

1. **Yeh P., Yariv A., Hong C.S.** Electromagnetic propagation in periodic stratified media. General theory // J. Opt. Soc. Amer. – 1977. – V. 67. – P. 423–437.
2. **Булгаков А.А., Ковтун В.Р.** Поверхностные оптические колебания в органической слоисто-периодической среде // Опт. и спектр. – 1984. – Т. 56. – С. 769–771.
3. **Shi H., Tsai C.** Polariton modes in superlattice media // Sol. State Commun. – 1984. – V. 52, N 12. – P. 953–954.
4. **Виноградов А.В., Кожевников И.В.** Рентгеновские поверхностные волны в сверхрешетке // Письма в ЖЭТФ. – 1984.– Т. 40.– С. 405–407.
5. **Кожевников И.В.** О поверхностных электромагнитных волнах в сверхрешетке// Поверхность. – 1986. – № 9. – С. 26–32.
6. **Ярив А., Юх П.** Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

7. **Большинский Л.Г., Ломтев А.И.** Поверхностные поляритоны на границе раздела двух сверхрешеток // ЖТФ.– 1989.– Т. 59.– С. 176–179.
8. **Yeh P., Yariv A., Cho A.Y.** Optical surface waves in periodic layered media // Appl. Phis. Lett. – 1978. – V. 32, N 11. – P. 104–115.
9. **Агранович В.М., Гинзбург В.Л.** Кристаллооптика с учетом пространственней дисперсии и теория экситонов. – М.: Наука, 1979. – 432 с.
10. **Ветров С.Я., Шабанов А.В.** Поверхностные электромагнитные волны на границе раздела изотропной среды и сверхрешетки // ЖЭТФ. – 1992.– Т. 101, № 4. – С. 1340–1346.
11. **Богульский И.О., Ветров С.Я., Шабанов А.В.** Электромагнитные волны в неограниченных и конечных сверхрешетках // Опт. и спектр. – 1998. – Т. 84.– С. 823–830.
12. **Рытов С.М.** Электромагнитные свойства мелкослоистой среды // ЖЭТФ. – 1955. – Т. 29, № 11.– С. 25–32.
13. **Блинов Л.М.** Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. – М.: Наука, 1978. – 384 с.
14. **Kee C.-S., Lim. H.** Two-dimensional tunable metallic photonic crystals infiltrated with liquid crystals // Phys. Rev. B. – 2001. – V.64. – P. 85–114.
15. **Bush R., John. S.** Liquid crystal photonic band gap materials: the tunable electromagnetic vacuum // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83, N 5. – P. 967–970.
16. **Курилкина С.Н., Шуба М.В.** Распространение и преобразование световых волн в магнитоактивных периодических структурах//Оптика и спектр.– 2002. – Т. 93, № 6. – С. 990–994.
17. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 620 с.
18. **Yang F., Sambles J.R.** Microwave liquid crystal wavelength selector // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V. 79, N 22. – P. 3717–3719.
19. **Camley R.E., Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L., Maradudin A.A.** Transvers elastic waves in periodically layered infinite and Semiinfinite media // Phis. Rev. – 1983. – V. B27, N 12. – P. 7318–7328.
20. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теория упругости. – М.: Наука, 1987. – 246 с.
21. **Рытов С.М.** Акустические свойства мелкослоистой среды // Акуст. журн.– 1956. – Т. 2, № 2.– С. 71–83.

22. **Ke-Qin Chen, Xue-Hua Wang.** Localized interface optical – phonon modes in coupled superlattices with structural defects // Phis. Rev.– 2000.– V. B61. – P. 12075–12081.
23. **Chen K.-Q., Wang X.-H.** Localized interface optical – phonon modes in superlattices with structural defects // Ibid. – 2000. – V. B62, N 15.– P. 9919–9922.
24. **Ветров С.Я., Шабанов В.Ф.** Сдвиговые поверхностные акустические волны на границе слоистой структуры с вязкой средой // Письма в ЖТФ. – 1991. – № 5.– С. 34–39.
25. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – 732 с.
26. **Плесский В.П., Тен Ю.А.** Сдвиговые поверхностные акустические волны на границе упругого тела с вязкой жидкостью (газом) // Письма в ЖТФ.– 1984.– Т. 110, № 5. – С. 296–300.
27. **Богульский И.О., Ветров С.Я., Шабанов А.В.** Электромагнитные волны в неограниченных и конечных сверхрешетках // Оптика и спекр. – 1998. – Т. 84, № 5.– С. 823–828.
28. **Годунов С.К.** Уравнения математической физики.– М.: Наука, 1979.– 392 с.
29. **Анисимов С.А., Богульский И.О.** Численное решение задач динамики упругих тел. – Новосибирск: Изд-во Новосибирского университета, 1995, – 152 с.

К ГЛАВЕ 3

1. **John S**. Strong localisation of fotons in certain. Disordered dielectric superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58. – P. 2486 – 2491.
2. **Smith D.R., Dalichaouch R., Schultz S. et al**. Microwave propagation in two-dimensional photonic crystals probed by coherent-microwave transient spectroscopy // J. Opt. Soc. Amer. B. – 1993.– V.10. – P. 314–321.
3. **Que M., He S.** Numerical method for computing defect modes in two – dimensional photonic crystals with dielectric or metallic inclusions // Phis. Rev. B. – 2000. – V. 61, № 19. – P. 12871–12876.
4. **Желтиков А.М., Магницкий С.А., Тарасишин А.В.** Двумерные фотонные кристаллы с дефектом решетки: спектр дефектных мод, локализация света и формирование нерадиационных волн // ЖЭТФ.–2000.– Т. 117, вып. 4. – С. 691–701.

5. **Yannopapas V., Modinos A., Stefanou N.** Waveguides of delect chains in photonic crystals // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 65. – P. 235201-1–235201-6.
6. **Sugimoto Y., Ikeda N., Carlsson N. et. al.** Theoretical and experimental investigation of straight defect waveguides in AlGaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V. 79, N 26. – P. 4286–4288.
7. **Happ T.D., Tartakovskii I.I., Kulakovskii V.D. et. al.** Enhanced light emission of $In_xGa_{1-x}As$ guantum dots in a two-dimensional photonic-crystal defect microca-vity // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 66. – P. 041303-1–041303-4.
8. **Bayndir M., Cubukcu E., Bulu I. et. al.** Photonic band gaps, defect characteristics, and waveguidins in two-dimensional disordered dielectric and metallic photonic crystals // Ibid. – 2001. – V. 64. – P. 195113-1–195113-7.
9. **Ku C.-S., Jim H.** Coupling characteristics of localized photons in two-dimensional photonic crystals // Ibid. – 2003. – V. 67. – P. 073103-1– 073103-4.
10. **Bayindir M., Temelkuran B., Ozbay E.** Propagation of photons by hopping: A waveguiding mechanism through localized coupled cavities in three-dimensional photonic crystals // Ibid. – 2000. – V. 61, N18. – P. R11855–R11858.
11. **Ветров С.Я., Шабанов А.В.** Локализованные электромагнитные моды и спектр пропускания одномерного фотонного кристалла с дефектами решетки // ЖЭТФ. – 2001.– Т. 120, вып. 5 (11). – С. 1126–1134.
12. **Chen K.-Q., Wang X.-H., Gu B.Y.** Localized folded acoustic phonon modes in coupled superlattices with structural defects // Phis. Rev. B. – 2000. – V. 61, N 18. – P. 12075–12081.
13. **Chen K.-Q., Wang X.-H.** Localized interface optical – phonon modes in superlattices with structural defects // Phis. Rev. B. – 2000.– V. 62, N 15.– P. 9919–9922.
14. **Yeh P.** Electromagnetic propagation in birifrindent layeredmedia. // J. Opt. Soc. Amer.– 1979.– V. 69, N 5. – P. 742–756.
15. **Зырянов В.Я., Эпштейн В.Ш.** Измерение показателей преломления жидкого кристалла с использованием перестраиваемого источника когерентного инфракрасного излучения // Приборы и техника эксперимента.– 1987. – Т. 2. – С. 164–168.
16. **Ярив А., Юх П.** Оптические волны в кристаллах. – М: Мир, 1987. – 616 с.
17. **Bayindir M., Temelkuran B., Ozbay E.** Tight-binding description of the coupled defect modes in three-dimensional photonic crystals // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 84, N 10.– P. 2140–2143.

18. **Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б.** Управление свойствами дисперсии и спектром пропускания комбинированных оптических элементов на основе наполненных резонансным газом фотонно-кристаллических структур // Оптика и спектр. – 2000. – Т. 89, № 2. – С. 309–313.

К ГЛАВЕ 4

1. **Tocci M.D., Scalora M., Dloemer M.J. et al.** Measurement of spontaneous – emission enhancement near the one-dimensional photonic band edge of semiconductor heterostructures // Phys. Rev. A – 1996. – V.53, N 4. – P. 2799–2803.
2. **Bendickson J. M., Dowling J. P., Scalora M.** Analitic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures // Phys. Rev. E. – 1996. – V. 53, N 4. – P. 4107– 4121.
3. **Schmidtke J., Stille W.** Fluorescence of a dye-doped cholestoric liquid crystal film in the region of the stop band: theory and experiment // Eur. Phys. J. B. – 2003. – V. 31. – P. 179–194.
4. **Dowling J. P., Scalora M., Bloemer M. J. et al.** The photonic band edge laser: A new approach to gain enhancement // J. Appl. Phys. – 1994. – V. 75, N 4. – P. 1896–1899.
5. **Запорожченко Р.Г.** Связь эффективности генерации второй гармоники со спектральными свойствами одномерного фотонного кристалла // Оптика и спектр. – 2003. – Т.95, № 6. – С.1043–1050.
6. **Steinberg A.M., Kwiat P.G., Chiao R.Y.** Measurement of the single-proton tunneling time // Phys. Rev. Letters. – 1993. – V. 71, N 5. – P. 708–711.
7. **Bush K., Frank M., Carcia-Martin A. et al.** A solid state theoretical approach to the optical properties of photonic crystals // Phys. Stat. Sol. (a) – 2003. – V. 197, N 3. – P. 637–647.
8. **Ансельм А.И.** Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978. – 615 с.
9. **Косевич А.М.** Физическая механика реальных кристаллов. – Киев: Наукова думка, 1981. – 327 с.
10. **Ярив А., Юх П.** Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987.–616с.
11. **Scalora M., Dowling J.P., Manka A.S., Bowden C.M.** Pulse propagation near highly reflective surfaces: Applications to photonic band-gap structures

and the question of superluminal tunneling times // Phys. Rev. A. – 1995. V. 52, N 1. – P. 726–734.
12. **Wu H., Spring W. L., Martorell J., Klarsfeld S.** Quantum wire with periodic serial structure // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44, N 12. – P. 6351–6360.
13. **De Vries H.** Rotatory power and other optical properties of certain liquid crystals // Acta Cryst. – 1951. – V. 4. – P. 219–226.
14. **Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпак М.Т.** Генерация перестраиваемого излучения примесными холестерическими жидкими кристаллами // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 32, вып. 1. – С. 27–30.
15. **Шабанов В.Ф., Аверьянов Е.М., Адоменас П.В., Спиридонов В.П.** Изучение ориентационной упорядоченности одноосных жидких кристаллов методом спектроскопии комбинационного рассеяния // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 75, вып. 5. – С. 1926–1934.
16. **Де Жен П.** Физика жидких кристаллов. – М.: Мир, 1977. – 400 с.
17. **Вайнштейн Б.К., Чистяков И.Г.** Проблемы современной кристаллографии. – М.: Наука, 1975. – 325 с.
18. **Вайнштейн Б.К., Чистяков И.Г.** Рентгеноанализ строения жидких кристаллов при помощи функции распределения // Докл. СССР – 1963. – Т. 153, № 2. – С. 326–329.
19. **Блинов Л.М.** Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. – М.: Наука, 1978. – 384 с.
20. **Плачек Г.** Рэлеевское рассеяние и раман-эффект. / ОНТИ – Харьков, 1935.
21. **Овандер Л.Н. Пашкевич Ю.Г., Тю Н.** Метод действующего поля и комбинационное рассеяние света на внутримолекулярных колебаниях // Оптика и спектр. – 1981. – Т. 50, № 6. – С. 1129–1136.
22. **Аверьянов Е.М., Шабанов В.Ф.** Анизотропия внутреннего поля в нематических жидких кристаллах // Кристаллография. – 1978. – Т. 23, № 6. – С. 1232–1238.
23. **Шабанов В.Ф., Подопригора В.Г., Ботвич А.Н., Ермаков В.П.** О возможности вычисления локальных полей и восприимчивостей в молекулярных кристаллах // Там же – 1981. Т. 26, № 4. – С. 677–681.
24. **Аверьянов Е.М.** Эффекты локального поля в оптике жидких кристаллов. – Новосибирск: Наука, 1999. – 552 с.
25. **Сущинский М.М.** Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. – М.: Наука, 1969. – 576.

26. **Беляков В.А., Сонин А.С.** Оптика холестерических жидких кристаллов. – М.: Наука, 1982. – 360 с.
27. **Yang Y.-C., Kee C.-S., Kim J.E. et al.** Protonic defect modes of cholesteric liquid crystals // Phys. Rev. E. – 1999. – V. 60, N 6. – P. 6852–6854.
28. **Kopp V.I., Genack A.Z.** Twist defect in chiral photonic structures // Phys. Rev. Lett.– 2002. – V. 89, N 3. – P. 033901-1–033901-4.
29. **Schmidtke J., Stille W., Finkelmann H.** Defekt mode emission of a dye doped cholesteric polymer network // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 90, N 8. – P. 083902-1–083902-4.
30. **Шабанов А.В., Ветров С.Я., Карнеев А.Ю.** Спектр отражения холестерического жидкого кристалла с дефектами структуры // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 80, вып. 3. – С. 206–209.
31. **Чандрасекар С.** Жидкие кристаллы. – М.: Наука, 1980. – 344 с.
32. **Палто С.П.** Алгоритм решения оптической задачи для слоистых анизотропных сред //ЖЭТФ. – 2001. – Т. 119, вып. 4. – С. 638–648.
33. **Пуртов К.В., Бондарь В.С., Пузырь А.Г.** Создание надмолекулярной структуры из частиц наноалмаза и обелина на двумерной подложке // Докл. РАН – 2001. – Т. 380, № 3. – С. 411–414.
34. **Gold L., Drolet D., Zichi D. et al.** Nucleic and ligand diagnostic biochip. Pat. 6242246 USA Soma Logic Juc. N 08/990 436 05.06.2001.
35. **Компанец О.Н.** Портативные оптические биосенсоры для определения биологически активных и токсичных соединений // УФН. – 2004. – Т. 174, № 6. – С. 686–690.
36. **Евдокимов Ю.М., Скуридин С.Г., Чернуха Б.А.** Биодатчики на основе жидкокристаллических дисперсий двухцепочечных нуклеиновых кислот // Биотехнология. – 1992. – № 5. – С.103–109.
37. **Евдокимов Ю.М., Скуридин С.Г., Солянов В.И. и др.** Принципы создания биодатчиков на основе жидких кристаллов нуклеиновых кислот // Биофизика. – 1990. – Т. 35, вып. 5. – С. 731–738.
38. **Vertesy Z.**, **Balint Z., Kertesz K. et. al.** Modifications to wing scale microstructures in lycaenid butterflies // European microscopy and analysis. – 2004. – N 6. – P. 5–8.
39. **Dowling J.P., Bowden C.M.** Atomic emission rates in inhomogeneous media with applications to photonic band structures // Phys. Rev. A.–1992. –V.46. – P.612.

40. **Scalora M., Dowling J.P., Tocci M.D. et. al.** Dipole emission rates in one-dimensional photonic band-gap materials // Appl. Opt. B.– 1995. –V. 60. – P. 557.
41. **Fogel I.S., Bendickson J.M., Tocci M.D. et. al.** Spontaneous emission and nonlinear effects in photonic band-gap materials // Pure Appl. Opt. – 1998. – V. 7. – P. 393–407.
42. **Bloembergen N., Sievers A.J.** Nonlinear optical properties of periodic laminar structures // Appl. Phys. Lett. – 1970. – V. 17, № 11. – P. 483–485.
43. **Александров К.С., Втюрин А.Н., Шабанов В.Ф.** О генерации второй гармоники в несоразмерных фазах кристаллов // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 28, № 3. – С. 153–155.
44. **Втюрин А.Н., Шабанов В.Ф., Александров К.С.** Нелинейные оптические свойства несоразмерной фазы сегнетоэлектрического кристалла // ЖЭТФ. – Т. 77, № 12. – С. 2358–2365.
45. **Ветров С.Я., Втюрин А.Н., Шабанов В.Ф.** Колебательная спектроскопия несоразмерных кристаллов. – Новосибирск: Наука, 1991.– 119 с.
46. **Vtyurin A. N., Ermakov V.P., Ostrovski B.I., Shabanov V.F.** Study of optical second harmonic generation in ferroelectric liquid crystal // Phys. Stat. Sol. (b). – 1981. – V. 107, N 1. – P. 397–402.
47. **Втюрин А.Н., Ермаков В.П., Островский Б.И., Шабанов В.Ф**. Генерация второй оптической гармоники в жидком сегнетоэлектрическом кристалле // Кристаллография. – 1981. – Т. 26, № 3. – С. 546–549.
48. **Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпан М.Т.** Генерация перестраиваемого излучения примесными ХЖК.// Письма в ЖЭТФ. – 1980. –Т. 32, – вып. 1. – С.27–36.
49. **Belyakov V.A., Shipov N.V.** On the enhancement of the nonlinear frequency transformation in periodic media // Phys. Lett. – 1981. – V 86A. – P. 94–97.
50. **Беляков В.А., Шипов Н.В.** К теории нелинейно-оптического преобразования частоты в холестерических жидких кристаллах // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82. – С. 1159–1169.
51. **Беляков В.А.** Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. – М.: Наука, 1988. – 255 с.
52. **Беляков В.А.** Об эффективном нелинейно-оптическом преобразовании частоты в периодических средах в условиях дифракции волновых полей // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 70, вып. 12. – С. 793–799.

53. **Nakagawa S., Yamada N., Mikoshiba N. et. al.** Second-harmonic generation from GaAs/Al As vertical cavity // Appl. Phys. Lett. – 1995. – V. 66.– P. 2159–2161.
54. **Scalora M., Bloemer M.J., Manka A.S. et. al.** Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures // Phys. Rev. A. – 1997. – V. 56. – P. 3166–3171.
55. **Yablonovitch E.** Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58. – 2059–2063.
56. **Tocci M.P., Scalora M., Bloemer M.J. et al.** Measurement of spontaneous-emission enhancement near the heterostructures // Phys. Rev. A.– 1999. – V. 53. – P. 2799–2808.
57. **Kopp V.J., Fan B., Vothanu H.H., Genack A.Z.** Low-threhold lasing at the edge of a photonic stop band un cholesteric liquid crystals // Opt. Lett. – 1998. – V. 23. – P. 1707–1709.
58. **Bermel P.A., Warner M**. Photonic band structure of cholecteric elastomers // Phys. Rev. E. – 2003. – V. 65. – P. 056614–056623.
59. **Ветров С.Я., Шабанов В.Ф.** Поверхностные электромагнитные волны на границе раздела изотропной среды и сверхреметки // ЖЭТФ. – 1992. – Т. 101, № 4. – С. 1340–1346.
60. **Busch R., John S.** Liquid crystal photonic band gap materials: the tunable electromagnetic vacuum // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83, N 5. – P. 967–970.
61. **Запорожченко Р.Г.** Генерация второй гармоники в фотонно-кристаллических одномерных средах // Квантовая электроника – 2002. – Т. 32, № 1. – С. 49–53.
62. **Головань Л.А., Желтиков А.М., Комкаров П.К. и др.** Генерация второй оптической гармоники в структурах с фотонной запрещенной зоной на основе пористого кремния // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 59, вып. 4. – С. 274–279.
63. **Долгова Т.В., Майдыковский А.И., Мартемьянов М.Г. и др**. Гигантская вторая гармоника в микрорезонаторах на основе фотонных кристаллов пористого кремния // Письма в ЖЭТФ. – 2001. – Т. 73, вып. 1. – С. 8–12.
64. **Мартемьянов М.Г., Долгова Т.В., Федянин А.А**. Генерация третьей оптической гармоники в одномерных фотонных кристаллах и микрорезонаторах // ЖЭТФ. – 2004. – Т. 125, вып. 3. – С. 527–542.

65. **Mingaleev S., Kivshar Y.** Nonlinear photonic crystals toward all-optical technologies // Optics. Photonics new. – 2002. – july. – P. 48–51.
66. **Scalora M., Dowling J.P., Bowden C.M., Bloemer M.J.** The photonic band edge optical diode // J. Appl. Phys. – 1994. – V. 76, 4. – P. 2023 – 2026.
67. **Tocci M.D., Bloemer M.J., Scalora M., Dowling J.P., Bowden C.M.** Thin-film optical diode // Appl. Phys. Lett. – 1995. – V. 66, 18. – P. 2324 – 2326.
68. **Scalora M., Dowling J.P., Bowden C.M., Bloemer M.J.** Optical limiting and switching of vetrashort pulses in nonlinear protonic band gap materials // Phys. Rev. Lett. – 1994. – V. 73, 10. – P. 1368 – 1376.
69. **Бушуев В.А., Прямиков А.Д.** Влияние кубичной нелинейности на отражение и лазерного излучения в одномерном фотонном кристалле. // Квантовая электроника. –2003. –Т. 33, № 6. – С. 515–519.
70. **Ахманов С.А., Никитин С.Ю**. Физическая оптика. – М.: МГУ, 1998. – 655 с.
71. **Ландау А.Д., Лифшиц Е.М.** Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука. 1982. – 620 с.
72. **Meyer R.B.** Ferroelectric liquid crystals // Molec. Cryst. Liquid cryst. – 1977. – V. 40, N 1–4. – P. 33 – 47.
73. **Втюрин А. Н., Ермаков В. П., Островский Б. И., Шабанов В. Ф.** Изучение генерации второй оптической гармоники в С+-смектике ДОВАМВС. – Препринт НФСО-104Ф. Красноярск, 1979.
74. **Martirot-Lagarde Ph.** Obsrvation of single domain ferroelectric structure in smectic C liquid crystal // J. Phys. – 1976. – V. 37, col. 3. – P. 129 – 133.
75. **Островский Б. И., Рабинович А. З., Сонин А. С., Струков Б. А.** Диэлектрические свойства геликоидального смектического жидкого кристалла. // ЖЭТФ. – 1978. –Т. 74, № 10. – С. 1748–1755.
76. **Martirot-Lagarde Ph.** Direct measuruments of spontaneous polarization in chiral smectic C liquid crystal // J. de Phys. Lett. – 1977. – V. 38, N 1. – P. 17 – 21.
77. **Лосева М.В., Островский Б. И., Рабинович А. З. и др.** Сегнетоэлектричество в ЖК группы эфиров // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 28, № 6. – С. 404–409.
78. **Vtyurin A.N., Ermakov V.P., Ostrovskii B.I., Shabanov V.F.** Study of Optical Second Harmonic Generation in Ferroelectric Liquid Crystal // Phys. Stat. Sol. (b). – 1981. – V. 107, N 1. – P. 397–402.

79. **Втюрин А. Н., Ермаков В. П., Островский Б. И., Шабанов В. Ф.** Генерация второй оптической гармоники в жидкосегнетоэлектрическом кристалле // Кристаллография. – 1981.– Т. 26, № 3. – С. 546–549.
80. **Ковалев А. А., Некрасов Г. Л., Развин Ю. В., Серак С. В.** Светоинуцированный эффект в нематических жидких кристаллах // Докл. АН БССР. Сер. физ.-мат. – 1978. – Т. 22, № 1. С. 36–38.
81. **Ковалев А. А., Некрасов Г. Л., Пилипович В. А. и др.** Самодифракция лазерного излучения на жидкокристаллических структурах. // Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5, №3. – С. 159–161.
82. **Аракелян С.М., Григорян Г.Л., Персисян С.Ц. и др.** Генерация второй оптической гармоники в жидких кристаллах; симметрия молекул и макроскопическая нелинейность // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 28, №8. – С. 202–206.
83. **Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С.** Нелинейная оптика жидких кристаллов. – М.: Наука, 1984. – 360 с.
84. **Аверьянов Е.М., Адоменас П.В., Жуйков В.А., Зырянов В.Я.** Особенности ориентационной упорядоченности в жидких кристаллах // ЖЭТФ. – 1986. – Т. 91, № 4. – С. 552–559.
85. **Ефремов И.В.** Периодические коллоидные структуры. – Л.: Химия, 1971. – 163 с.
86. **Song J., Sun H., Fu Y., et. al.** Three-dimensional photonic crystal structures achieved with self-organization of colloidal particles // Optical and Quantum Electronics. – 2000. – V. 32. – P. 1295–1300.
87. **Карпов С.В., Слабко В.В.** Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов. – М.: Наука, 2003. – 197 с.
88. **Бродский А.М., Гуревич Ю.Я.** Теория электронной эмиссии из металлов. – М.: Наука, 1973. – 186 с.
89. **Бродский А.М., Гуревич Ю.Я., Плесков Ю.В., Ротенберг В.А.** Современная фотоэлектрохимия. Фотоэмиссионные явления. – М.: Наука, 1974.
90. **Коршунов Л.И., Золотовицкий А.М., Бендерский В.А.** Фотоэлектрический эффект на границе металл – электролит // Успехи химии. – 1971. – Т. 40, № 8. – С. 1511–1535.

К ГЛАВЕ 5

1. **Беляков В.А., Сонин А.С.** Оптика холестерических жидких кристаллов. – М.: Наука, 1982. – 340 с.
2. **Жаркова Г.М., Трашкеев С.И**. Ориентация жидких кристаллов в сферическом объеме // Кристаллография. – 1989. – Т. 34, № 3. – С. 695–701.
3. **Жаркова Г.М., Сонин А.С**. Жидкокристаллические композиты. – Новосибирск: Наука, 1994. – 287 с.
4. **Zharkova G.M., Khachaturjan V.M**. Time dependence of colourtemperature characteristics of liquid-crystalline thermoindicator // Rev. Phys. Appl. – 1979. – V. 14. – P. 555–558.
5. **Жаркова Г.М.** Свойства и применение жидкокристаллических термоиндикаторов. – Новосибирск: Наука, 1980. – С. 3.
6. **Shabanov V.F., Vetrov S.Ya., Zharkova G.M., Khachaturjan V.M**. Anomalous light difraction by cholesterics encapsulated in films // J. Mol. Electronics – 1990. – V. 6. – P. 141–144.
7. **Жаркова Г.М., Мамаев В.П., Фокин Е.П**. **и др.** Оптические свойства полимер-жидкие кристаллы – производные пиримидина // Изв. СО АН СССР. Сер. хим. наук. – 1984. – Т. 3, № 8. – С. 3–6.
8. **Ветров С.Я., Садреев А.Ф., Шабанов А.В., Шабанов В.Ф**. Ориентационная структура капсулированных холестериков // ЖЭТФ. – 1993. – Т. 104, № 11. – С. 3630–3642.
9. **Ветров С.Я., Жаркова Г.М., Корец А.Я. и др.** Новые области селективного отражения света в капсулированных холестериках с примесями пиримидина // Поверхность. – 2000. – № 10. – С. 79–85.
10. **Блинов Л.М., Кац Е.И., Сонин А.А**. Физика поверхности термотропных жидких кристаллов // УФН. – 1984. – Т. 152, № 3.– С. 449–479.
11. **Справочник** по специальным функциям / Ред. Абрамовиц М., Стиган И. – М.: Наука, 1979. – 385 с.
12. **Блинов Л.М.** Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. – М.: Наука, 1978. – 384 с.
13. **Dreher R**. Reflection properties of distorted cholesteric liquid crystals // Solid State Commun. – 1973. – V.12, N 6. – P. 519–522.
14. **Dubois-Violett E**. Hydrodynamics instabilities of cholesterics under a thermal gradient // J. Phys. – 1973. – V. 34, N 1. – P. 107–113.
15. **Чандрасекар С**. Жидкие кристаллы. – М.: Мир, 1980. – 344 с.

16. **Лаврентович О.Д., Настишин Ю.А**. Термомеханический эффект в деформированных нематических жидких кристаллах // УФЖ. – 1987.– Т.32, № 5. – С. 710–712.
17. **Байрон Б. Р. , Кертисс Ч. Ф**. Удивительные полимерные жидкости // Физика за рубежом: Сб. статей. – М.: Мир, 1986.– С. 29–51.

К ГЛАВЕ 6

1. **Nazarenko V.G., Nych A.B., Lev B.I.** Crystal structure in nematic emission // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 87, N 7. – P. 075504-1–075504-4.
2. **Doane J.W., Golemne A., West J.L. et al.** Polymer dispersed liquid crystals for display application // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1988. – V. 165. – P. 511–532.
3. **Ковальчук А.В., Курик М.В., Лаврентович О.Д., Серган В.В.** Структурные превращения в каплях нематика во внешнем электрическом поле // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94, № 5. – С. 350–364.
4. **Drzaic P.S.** Reorientation dinamics of polymer dispersed nematic liquid crystal films // Liq. Cryst. – 1988. – V. 3, N 11. – P. 1543–1559.
5. **Ковальчук А.В., Лаврентович О.Д., Серган В.В.** Ориентация осесимметричных капель нематика электрическим полем // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т.14, № 3. – С.197–202.
6. **Wu B.-G., Erdmann J.H., Doane J.W.** Response times and voltages for PDLC light shutters // Liq. Cryst. – 1989. – V. 5, N 5. – P. 1453–1465.
7. **Жаркова Г.М., Сонин А.С.** Жидкокристаллические композиты. – Новосибирск: Наука, 1994. – 214 с.
8. **Dubois-Violet E., Parody O.** Emulsion nematiques. Effets de champ magnetiques et effets piezoelectriques // J. de Phys. Coll. C.4. – 1969. – V. 30, N 1. – P. 57–64.
9. **Press M.J., Arrot A.S.** Theory and experiments on configurations with cylindrical symmetry in liquid crystal droplets // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33, N 3. – P. 403–406.
10. **Press M.J., Arrot A.S.** Elastic energies and director fields in liquid crystal droplets. I. Cylindrical Symmetry // J. de Phys. Coll. C.1. – 1975. – V. 36, N 3. – P. 177–184.
11. **Williams R.D.** Two transitions in tangentially anchored nematic droplets // J. Phys. A.: Mat.Gen. – 1986. – V. 19, N 16. – P. 3211–3222.

12. **Корн Г., Корн Т**. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М: Наука, 1974. – 832 с.
13. **Шабанов А.В., Пресняков В.В., Зырянов В.Я., Ветров С.Я.** Особенности процесса переориентации биполярных капель нематика с жестко фиксированными полюсами // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 67, вып. 9. – С. 696–700.
14. **Shabanov A.V., Presnyakov V.V., Zyryanov V.Ya., Vetrov S.Ya**. Bipolar nematic droplets with rigidly fixed poles in the electric field // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1998. – V. 321. – P. 245–258.
15. **Presnyakov V.V., Zyryanov V.Ya., Shabanov A.V., Vetrov S.Ya**. Friedericksz threshold in bipolar nematic droplets with rigidly fixed poles // Ibid – 1999. – V. 329. – P. 27–34.
16. **Pat.** 3.697.297 US, МКИ B01j 13/02. Gelatine-Gumarabic capsules containing cholesteric liquid crystal material / D.Churchill, I.V.Carmell, R.E.Miller. Publ.10.72.
17. **Сонин А.С., Шибаев И.Н**. Структурная упорядоченность и свойства холестерических псевдокапсулированных пленок // Журн. физ. химии. – 1981. – Т. 55, № 5. – С. 1263–1268.
18. **Doane J.W.** Polymer dispersed liquid crystal displays // Liquid Crystals, Applications and Uses / Ed. by B. Bahadur. – Word Scientific, 1990.– Chap. 14. – P. 361–395.
19. **Crawford G.P., Zumer S**. Liquid Crystals in Complex Geometries. – London: Taylor&Francis Publ. Ltd., 1996. – 584 p.
20. **Pat.** 4.579.423 US, МКИ G02F 1/13. Encapsulated liquid crystal and method / J.L. Fergason. Publ. 1986.
21. **Pat.** 4.596.445 US, МКИ G02F 1/13. Colored encapsulated liquid crystal apparatus using enhanced scattering. / J.L. Fergason. Publ. 24.06.86.
22. **Pat.** 4.605.284 US, МКИ G02F 1/13. Encapsulated liquid crystal and method / J.L. Fergason. Publ. 12.08.86.
23. **Pat.** 4.606.611 US, МКИ G02F 1/13. Enhanced scattering in voltage sensitive encapsulated liquid crystal. / J.L. Fergason. Publ. 19.08.86.
24. **Pat.** 4.616.903 US, МКИ G02F 1/13, CO9k 19/52, 19/00. Encapsulated liquid crystal and method / J.L. Fergason. Publ. 14.10.86.
25. **Шевчук С.В., Махотило А.П., Тищенко В.Г.** Пленочные термоиндикаторы, содержащие холестерические жидкие кристаллы // Холестерические жидкие кристаллы / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН

СССР. – Новосибирск; 1976. – С. 67–68.

26. **А.с.** 584529 СССР, МКИ[3] СО9Д 5/26. Способ изготовления термохромной пленки / В.Г. Тищенко, С.В. Шевчук, В.П. Ткаченко. Опубл. 15.12.77, Бюл. № 46.
27. **А.с.** 629756 СССР, МКИ[3] СО9Д 5/26. Способ изготовления термохромной пленки / С.В. Шевчук, В.Г. Тищенко, Л.А. Саркисов. Опубл. 25.10.78, Бюл. № 39.
28. **Pat.** 4.435.047 US, МКИ G02F 1/13. Encapsulated liquid crystal and method / J.L. Fergason. Publ. 06.03.84.
29. **Fergason J.L.** Polymer encapsulated nematic liquid crystals for display and light control applications // SID Int. Symp. Digest. Techn. Papers. – 1985. – V. 16. – P. 68–70.
30. **Drzaic P.S.** Polymer dispersed nematic liquid crystal for large area displays and light valves // J. Appl. Phys. –1986. –V. 60, N 6. – P. 2142–2148
31. **Vaz N.A.** Polymer-dispersed liquid crystal films: materials and application // Proc. SPIE. – 1989.– V. 1080. – P. 2–10.
32. **Pat.** 4.815.826 US, МКИ G02F 1/13. Colored encapsulated liquid crystal apparatus using enhanced scattering, fluorescent due and dielectric thin films / J.L. Fergason. Publ. 28.03.89.
33. **Smith G.W**. Study of formation, phase behavior and microdroplet size of polymethane-based polimer-dispersed liquid crystal // Mol. Cryst and Liquid Cryst. – 1990. – V. 180B. – P. 201–222.
34. **Pat.** 4.818.070 Japan, МКИ G02F 1/13. Liquid crystal optical device using of UV of polymer dispersions and processes for their production. / T. Gunijima, H. Kumai, M. Akatsuka, S. Tsuchiya. Publ. 04.04.89.
35. **Pat.** 4.834.509 Japan, МКИ G02F 1/13. Liquid crystal optical device and processes for its production and method for its operation / T. Gunijima, H. Kumai, S. Tsuchiya, K. Masuda. Publ. 30.05.89.
36. **Mucha M., Kryszewski M**. Phase transition studies by thermal and thermooptical analysis of liquid crystals inserted into polymer matrix // J. Therm. Anal. – 1988. – V. 33, N 4. – P. 1177–1184.
37. **Jiang P., Asada T**. Electro-optics of multi-cholesteric focal conic texture with polymer // Chem.Express. – 1991. – V. 6, N 12. – P. 1005–1008.
38. **Jiang P., Asada T**. Electro-optical properties of LC and polymer complex. II. Effects of polymerization condition. Polymer concentration and applied electrical frequency // The 14th Intern. Liquid Crystal Conf.: Abstracts. –

Pisa, 1992. – V. II. – P. 778.

39. **Nomura H., Suzuki S.**, **Atarashi Y.** Electrooptical properties of polymer films containing nematic liquid crystal microdroplets // Jap. J. Appl. Phys. – 1990. – V. 29, N 3. – P. 522–528.
40. **West J.L.** Phase separation of liquid crystals in polymers // Mol. Cryst. and Liquid Cryst. – 1988. – V. 157. – P. 427–441.
41. **Vaz N.A. Smith G.W., Montgomery G.P.** A light control film composed of liquid crystal droplets dispersed in epoxy matrix // Ibid. – 1987. – V. 146. – P. 17–34.
42. **Vaz N.A. Smith G.W**. The relationship between formation kinetics and microdroplet size of epoxy-based polymer-dispersed liquid crystals // Liquid Cryst. – 1988. – V. 3, N 5. – P. 543–571.
43. **Doane J.W., Vaz N.A., Wu B.-G., Zumer S**. Field controlled light scattering from nematic microdroplets // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 48. – P. 269–271.
44. **Vaz N.A., Smith G.W., Montgomery G.P**. A light control film composed of liquid crystal droplets dispersed in a UV-curable polymer // Mol. Cryst. and Liquid Cryst. – 1987. – V. 146. – P. 1–15.
45. **Pat.** 4.728.547 US, МКИ BO5D 3/06, CO9k 19/00. Liquid crystal droplets dispersed in thin films of UV-curable polymers / N.A.Vaz, G.W. Smith. Publ. 01.03.88.
46. **Pat.** 4.891.152 US, МКИ D21d 3/00. Capsule-fiber unit manufacture / L. Schleicher, X. Miller, R. Miller. Publ. 10.10.72.
47. **Pat.** PCT WO 89/06264, МКИ CO9K 19/00. Dispersion of liquid crystal droplets in a photopolymerized matrix and devices made there from / L. Miller, C. Van Ast, F. Yamagishi. Publ. 13.07.89
48. **Lackner A.M., Margerum J.D., Miller L.J. et al**. Method of obtain lower voltage activated polymer dispersed liquid crystal display // Jap. Display 89. Proc. Of the 9th Intern. Dispay Research Conf. – Kyoto, 1989. – P. 400–403.
49. **Lackner A.M., Margerum J.D., Ramos E., Lim K.-C.** Droplet size control in polymer dispersed liquid crystal films // Proc. SPIE. – 1989. – V. 1080. – P. 53–61.
50. **Wu B.-G., West J.L., Doane J.W.** Angular discrimination of light transmission through polymer-dispersed liquid crystal films // J. Appl. Phys. – 1987. – V. 62, N 9. – P. 3925–3931.

51. **Pat.** 4.671.618 US, МКИ G02F 1/16. Liquid crystal ine-plastic material having submillisecond switch times and extended memory / B.-G.Wu, J.W. Doane. Publ. 9.06.87.
52. **Golemme A., Zumer S., Doane J.W., Neubert M.E**. Deuterium NMR of polymer dispersed liquid crystal //| Phys. Rev. A. – 1988. – V.37, N 2. – P. 559–569.
53. **Коньяр Ж**. Ориентация нематических жидких кристаллов и их смесей. – Минск: Университетское, 1986. – 104 с. (Cognard J. Alignment of nematic Liquid Crystals and Their Mixtures. – London, New York, Paris: Gordon and Breach Science Publishers, 1982).
54. **Pat.** 4.673.255 US, МКИ G02F 1/13. Method of controlling microdroplet growth in polymer dispersed liquid crystal / J.L. West, A. Golemme, J.W. Doane. Publ. 16.06.87.
55. **Zharkova G.M., Khachaturyan V.M., Pavlov A.A**. The electro-optic properties of polyvinilacetate-base polymer dispersed liquid crystal // Summer European Liquid Crystal Conf. – Vilnus, 1991. – V. 1. – P. 92.
56. **Генералова Э.В., Сонин А.С., Шибаев И.Н**. Псевдокапсулированные полимерные пленки с нематическими жидкими кристаллами // Высокомолекуляр. соед. – 1983. – Т. 25Б, № 10. – С. 744–746.
57. **Аверьянов Е.М., Зырянов В.Я., Жуйков В.А., Руолене Ю.И**. Конформация и эффективная поляризуемость мезогенных молекул 4-н-алкил-4'-цианобифенилов // ЖСХ. – 1983. – Т. 24, № 5. – С. 101–107.
58. **Де Же В.** Физические свойства жидкокристаллических веществ. – М: Мир, 1982. – 147 с.
59. **Борн М., Вольф Э**. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 855 с.
60. **Drzaic P.S., Muller A**. Droplet shape and reorientation fields in nematic droplet/polymer films // Liquid. Cryst. – 1989. – V. 5, N 5. – P. 1467–1475.
61. **Боровой А.Г., Ивонин А.В**. Рассеяние волн на системе коррелированных центров // Изв. вузов. Физика. – 1981. – Вып. 5. – С. 31–36.
62. **Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П**. Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. – Минск: Наука и техника, 1988. – 191 с.
63. **Дик В.П., Иванов А.П., Лойко В.А**. Закономерности ослабления излучения однорядным слоем частиц // Докл. АН БССР. – 1986. – Т. 30, № 11. – С. 975–978.
64. **Дик В.П., Иванов А.П., Лойко В.А**. Особенности ослабления излуче-

ния монослоем дисперсных рассеивателей // Журн. приклад. спектр. – 1987. – Т. 47, № 3. – С. 494–500.

65. **Presnyakov V.V., Shabanov A.V., Zyryanov V.Ya., et al**. Interference effect in electrooptical cells based on PDNLC monolayer // Proceedings SPIE. – 2001. – V. 4511. – P. 117–118.

66. **Zyryanov V.Ya., Presnyakov V.V., Serebrennikov A.N., et al.** High contrast light modulator based on PDNLC monolayer // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2001. – V. 368. – P. 3983–3990.

67. **Ван де Хюлст Г**. Рассеяние света малыми частицами / Под ред. В.В. Соболева. – М.: Иностранная литература, 1961. – 536 с. (Van de Hulst H.C. Light Scattering by small particles. New York: John Wiley & Sons, 1957).

68. **Шифрин К.С**. Рассеяние света в мутной среде. – М.: Гостехиздат, 1951. – 288 с .

69. **Zumer S**. Light scattering from nematic droplets: Anomalous-diffraction approach // Phys. Rev A. – 1988. – V. 37, N 10. – P. 4006–4015.

70. **Афонин О.А., Названов В.Т.** О характеристике пропускания капсулированных нематических жидких кристаллов // ЖТФ. – 1990. – Т. 60, № 10. – С. 93–99.

71. **Drzaic P.S**. Some factors influencing light scattering in PDLC films // Proc. SPIE. – 1993. – V. 1911. – P. 153–159.

72. **Loiko V.A., Konkolovich A.V., Presnyakov V.V., et al.** Electrooptical response of nematic polymer dispersed liquid crystal monolayer // Proceedings 8-th Intern. Symposium "Advanced Display Technologies", Novy Svit, Crimea, Ukraine. – 1999. – P. 21–23.

73. **Баранник А.В., Шабанов А.В., Зырянов В.Я**. Интерференционные осцилляции в динамике оптического отклика капсулированных полимером нематических жидких кристаллов // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, вып. 16. – С. 25–31.

Научное издание

Василий Филиппович Шабанов
Степан Яковлевич Ветров
Александр Васьевич Шабанов

Оптика реальных фотонных кристаллов

жидкокристаллические дефекты, неоднородности

Сдано в набор 01.11.2004.Подписано в печать 20.12.2004 .
Формат 60x84/16. Гарнитура Таймс. Усл. печ. л. 12,1. Уч.-изд. л. 13.
Тираж 100 экз. Заказ №

Издательство Сибирского отделения Российской академии наук.
630090, Новосибирск, 90, Морской пр., 2.
Отпечатано на ризографе в типографии Института физики СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок