

На правах рукописи



Яковлев Дмитрий Дмитриевич

**СВОЙСТВА РАССЕЯНИЯ СВЕТА АНИЗОТРОПНЫМИ СЛОЯМИ,
СОСТОЯЩИМИ ИЗ КВАЗИПОДОБНЫХ ДОМЕНОВ СО СЛУЧАЙНОЙ
АЗИМУТАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ**

1.3.6. – Оптика

Автореферат диссертации на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Саратов – 2022

Работа выполнена на кафедре оптики и биофотоники Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского».

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор,
член-корреспондент РАН
Тучин Валерий Викторович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник отдела теоретических исследований Института кристаллографии Федерального научно-исследовательского центра «Кристаллография и фотоника» РАН
Дмитриенко Владимир Евгеньевич

доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией фотоники молекулярных систем Института физики им. Л. В. Киренского ФГБНУ «Федеральный исследовательский центр “Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук”»
Тимофеев Иван Владимирович

Ведущая организация:

Государственное образовательное учреждение высшего образования Московской области Московский государственный областной университет (МГОУ)

Защита состоится 15 апреля 2022 г. в 15:00 на заседании Диссертационного совета 24.2.392.06 на базе ФГБОУ ВО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского» по адресу: 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83, X корпус, ауд. 511.

С диссертацией можно ознакомиться в Зональной научной библиотеке имени В.А. Артисевич ФГБОУ ВО «Саратовский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского» и на сайте: <https://www.sgu.ru/research/dissertation-council/24-2-392-06/kandidatskaya-dissertaciya-yakovleva-dmitriya>

Автореферат разослан «___» _____ 2022 г.

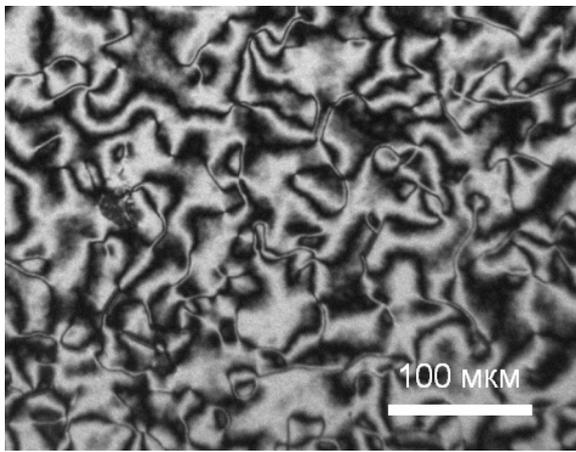
Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
доцент



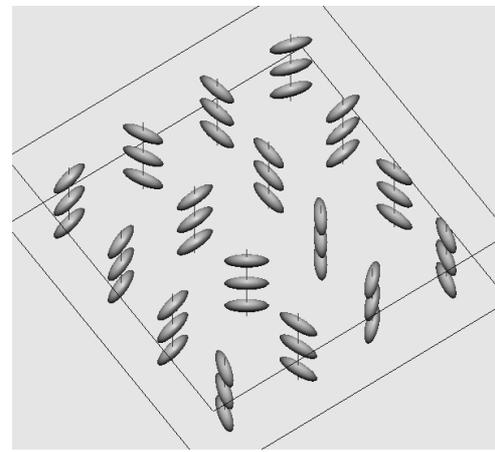
Генина Элина Алексеевна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

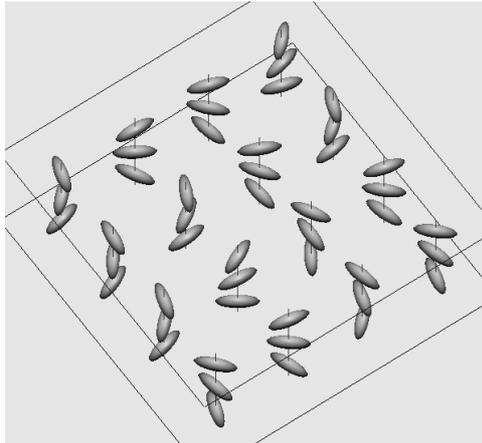
Актуальность темы. В настоящее время методы светорассеяния прочно зарекомендовали себя как удобный инструмент при изучении многих сложных систем. Методы теории рассеяния, позволяющие учесть оптическую анизотропию (двулучепреломление) среды, широко используются при изучении жидких кристаллов [Л1], полимеров [Л2, Л3], биотканей [Л4], а также при создании новых полимерных, жидкокристаллических (ЖК) и композитных материалов [Л5-Л7] и практических устройств на их основе. Особо следует отметить исключительно важную роль, которую сыграли методы теории рассеяния, основанные на применении приближения однократного рассеяния, при прояснении природы ЖК-состояния [Л8] и изучении фазовых переходов в мезоморфных средах [Л1]. Часто при изучении жидких кристаллов и полимеров условия эксперимента делают адекватной постановку задачи о рассеянии на слое жидкого кристалла или полимерной пленке как задачи о дифракции светового пучка на слое сплошной локально одноосной среды с независимыми от пространственных координат главными показателями преломления и почти всюду плавно меняющейся в пространстве ориентацией оптической оси, причем это изменение носит случайный характер при движении вдоль направлений, параллельных границам слоя, и почти регулярный характер при движении в направлении, перпендикулярном границам слоя. Примерами реальных систем, допускающих такое модельное описание, являются нематические и холестерические слои с так называемой шпирен-текстурой, которая характерна как для низкомолекулярных ЖК, так и для ЖК-полимеров [Л8, Л9]. Относительно недавно было обнаружено, что при определенных условиях на такого рода слоях можно наблюдать ряд интересных спектральных и поляризационных эффектов, связанных с рассеянием света [Л10; Л11], которые не могут быть объяснены в рамках традиционного подхода к рассмотрению рассеяния на таких структурах, основанного на использовании приближения Релея-Ганса-Дебая [Л2]. Опыты проводились на тонких мелкодоменных нематических и холестерических ЖК-слоях со случайными планарными граничными условиями [RPA (random planar alignment) слоях], которые реализуются в ЖК-ячейках с ненатертыми полимерными ориентирующими слоями (рис. 1а). В работах [Л10, Л11] было продемонстрировано, что нематические RPA-слои могут обладать смешанным, диффузно-направленным, характером пропускания с ярко выраженной квазипериодической зависимостью коэффициента пропускания нерассеянной компоненты (коллимированного пропускания) от частоты падающего света (спектрально-селективное рассеяние). Ещё одним интересным эффектом является гигантское оптическое вращение, наблюдавшееся на холестерических RPA-слоях с большим по сравнению с длиной волны естественным шагом спирали ЖК-материала [Л10, Л11]. В работе [Л10] основные особенности спектрально-селективного рассеяния и гигантского оптического вращение были объяснены в рамках теоретического подхода, в котором RPA-слой представляется как монослой доменов, идентичных по структуре, но имеющих случайную азимутальную ориентацию (*эквидоменный слой*; рис. 1б,в). Наличие и свойства нерассеянной компоненты были объяснены присутствием у матриц Джонса, характеризующих пропускание света микродоменом, составляющей, инвариантной относительно азимутальных поворотов этого домена. Далее этот теоретический подход будет именоваться *RIJM (Rotationally Invariant Jones Matrix) теорией*. При дальнейшем исследовании RPA-слоев было экспериментально установлено, что возможность наблюдать некоторые из указанных оптических эффектов сохраняется и при значительных отклонениях структуры ЖК-слоя от эквидоменной; уменьшается только степень проявления этих эффектов. Например, было показано



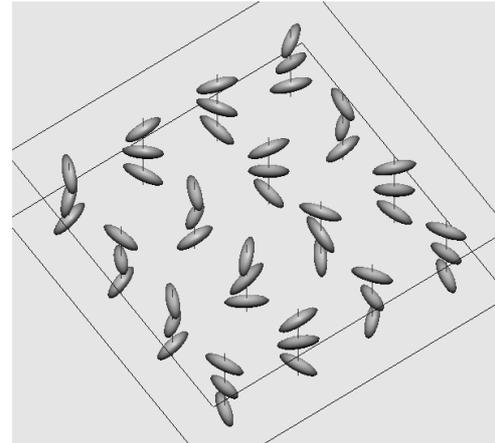
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 1. (а) Шлирен-текстура нематического RPA-слоя толщиной $d \approx 5$ мкм (ЖК материал E7). (б,в) Эквидоменный слой с нехиральным доменом-прототипом (б) и с хиральным доменом-прототипом (в). (г) Квазиэквидоменный статистически хиральный слой. Длинные оси эллипсоидов показывают ориентацию локальной оптической оси.

[Л11,Л12], что приложение к нематическим RPA-слоям электрического напряжения, превышающего по величине пороговое напряжение перехода Фредерикса для планарных структур, приводит к смещению экстремумов и понижению высоты максимумов коллимированного пропускания. При этом величина смещения экстремумов достаточно хорошо предсказывается RIJM-теорией [Л11]. Понижение максимумов коллимированного пропускания и сопряженное с ним усиление рассеяния на длинах волн максимумов коллимированного пропускания, было объяснено на качественном уровне увеличением отклонения структуры ЖК-слоя от эквидоменной под действием напряжения, что было подтверждено результатами исследования изменения структуры RPA-слоев в электрическом поле методами поляризационной микроскопии. В случае RPA-слоев холестерических ЖК с большим по сравнению с длиной волны естественным шагом спирали в [Л11] была продемонстрирована возможность реализации режима, когда плавное изменение величины электрического напряжения, приложенного к ЖК-слою, приводит к плавному повороту плоскости поляризации нерассеянной компоненты прошедшего света с сохранением его линейной поляризации, что находится в хорошем соответствии с предсказаниями RIJM-теории [Л11]. Однако для некоторых из исследованных образцов (образцы отличались толщиной ЖК слоя) существовал определенный диапазон напряжений, в котором при падении на слой линейно поляризованного квази-монохроматического света нерассеянная компонента прошедшего через слой света имела не линейную, а эллиптическую поляризацию, что противоречит теоретическим результатам, полученным в предположении об эквидоменности структуры, и также

свидетельствует о существенном отклонении структуры слоя от эквидоменной. Одной из **целей** настоящей работы являлась разработка теоретического аппарата, позволяющего предсказывать изменения свойств рассеяния RPA-слоев при уменьшении степени подобия составляющих их элементов. По своей сути указанные оптические эффекты представляют собой явления одного класса. Они наблюдаются в условиях, когда радиус когерентности падающего светового пучка во много раз превышает радиус корреляции ориентации локальных характеристических осей структуры в плоскости слоя, и обусловлены интерференцией вторичных волн, выходящих из разных областей слоя с площади, охватывающей очень большое число доменов. Когерентность этих вторичных волн в значительной степени определяется структурным подобием доменов, и именно подобие является ключевым условием для проявления этих эффектов. В связи с этим развитие адекватной теории явлений этого класса, нацеленной на выявление закономерностей рассеяния света на квазиэквидоменных слоях разных типов и разработку общих принципов и подходов, которые бы позволили использовать эти закономерности для характеристики структуры оптически анизотропных объектов разной природы, представляется актуальной задачей.

Основной целью данной работы явилась разработка статистической теории рассеяния света на квазиэквидоменных слоях, соотносящей структурные свойства слоев с их свойствами рассеяния и позволяющей учесть отклонения структуры случайно-неоднородных анизотропных слоев от эквидоменной в реальных ситуациях.

Достижение целей работы потребовало решения следующих **основных задач**:

1. Разработать теоретический подход, позволяющий при известных статистических свойствах структуры слоя и заданных свойствах падающего на слой в нормальном направлении коллимированного пучка предсказать спектральные, поляризационные и угловые характеристики света, прошедшего через слой.
2. Установить характер связи формы угловых спектров линейно поляризованных компонент света, рассеянного статистически вращательно-инвариантным двулучепреломляющим слоем, с корреляционными структурными характеристиками слоя.
3. Выявить характерные особенности рассеяния света на эквидоменных и квазиэквидоменных мозаичных слоях с хиральными и нехиральными доменами для случая нормального падения света.
4. Экспериментально оценить статистические структурные параметры реальных холестерических и нематических RPA-слоев, требуемые для численного моделирования оптических характеристик этих слоев в соответствии с разрабатываемым подходом, методами поляризационной микроскопии.
5. Экспериментально проверить справедливость полученных с помощью разрабатываемого подхода теоретических формул для характеристик рассеяния RPA-слоев.
6. Сравнить теоретические результаты с известными из литературы экспериментальными данными. Оценить возможность интерпретации литературных экспериментальных данных на основе разработанной теории.
7. Оценить границы применимости приближения прямых лучей при рассмотрении задачи о дифракции света на неоднородных двулучепреломляющих слоях.

Научная новизна работы

1. Разработан новый эффективный теоретический подход к задаче о рассеянии света на случайно-неоднородных анизотропных слоях в условиях нормального освещения слоя

коллимированным световым пучком, позволяющий учесть кооперативные эффекты при рассеянии света на таких слоях и связать статистические структурные характеристики слоя с его характеристиками рассеяния.

2. Впервые получено явное выражение для обобщенной матрицы Мюллера пропускания квазиэквидоменного слоя, позволяющее разделить вклады флуктуаций ориентации характеристических осей доменов и флуктуаций структуры доменов при рассмотрении спектрально-поляризационных свойств нерассеянной компоненты и угловых и поляризационных свойств рассеянной компоненты прошедшего поля.
3. Впервые в терминах статистической оптики интерпретированы селективное рассеяние света на нематических RPA-слоях и эффект гигантского оптического вращения, наблюдаемый на холестерических RPA-слоях с естественным шагом спирали, существенно превосходящим длину волны падающего света.
4. Теоретически предсказан и экспериментально подтвержден эффект инверсии поляризации при рассеянии на статистически вращательно-инвариантном мозаичном слое света с круговой поляризацией.
5. Экспериментально обнаружен и теоретически объяснен эффект электроиндуцированного циркулярного дихроизма на RPA-слоях непоглощающих холестерических ЖК с естественным шагом спирали, существенно превосходящим длину волны падающего света.
6. Разработана оригинальная методика, позволяющая на основе данных микроскопического поляризационного картирования оценивать степень подобия доменов в сложно-неоднородных анизотропных слоях и степень их ориентационной упорядоченности.
7. Впервые показано, что в случае статистически вращательно-инвариантных эквидоменных слоев без локальных поляризационно-зависимых потерь форма углового распределения ортогонально поляризованных составляющих рассеянной компоненты не зависит от структуры домена-прототипа.

Научно-практическая значимость работы

Результаты, полученные в работе, существенно расширяют представления об особенностях рассеяния света на сложно неоднородных слоях оптически анизотропных материалов. Теоретические результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы при анализе экспериментальных данных и выработке условий эксперимента для характеристики случайно-неоднородных анизотропных сред методами малоуглового рассеяния света. Выявленные особенности рассеяния света на мозаичных двулучепреломляющих слоях могут быть использованы при разработке эффективных оптических методов исследования и характеристики слоев анизотропных материалов. Знание закономерностей взаимодействия света со случайно-неоднородными двулучепреломляющими средами также важно с точки зрения применения их специфических свойств рассеяния в оптических устройствах. Теоретический подход, разработанный в ходе исследований, может быть использован при разработке новых электрооптических устройств на основе случайно-неоднородных жидкокристаллических слоев.

Достоверность научных результатов и выводов, полученных в работе, обуславливается использованием апробированных методик измерения, адекватностью используемых теоретических моделей, соответствием теоретических выводов экспериментальным данным, воспроизводимостью результатов экспериментов.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту

1. В случае нормального падения коллимированного светового пучка на мозаичный двулучепреломляющий слой соотношение между спектрально-поляризационными характеристиками нерассеянной компоненты света, прошедшего через слой, и падающего пучка в условиях применимости приближения прямых лучей может быть оценено по спектральной зависимости матрицы, получаемой усреднением матрицы Джонса локального пропускания слоя по площади слоя.
2. Для статистически вращательно-инвариантных эквидоменных слоев без локальных поляризационно-зависимых потерь в условиях нормального освещения слоя коллимированным пучком поляризационные свойства рассеянной компоненты зависят от корреляционных свойств поля угла ориентации доменов и состояния поляризации падающего света, но не зависят от внутренней структуры доменов.
3. При рассмотрении рассеяния света на статистически вращательно-инвариантном эквидоменном слое без локальных поляризационно-зависимых потерь при нормальном падении света форма индикатрисы рассеяния может быть предсказана по значениям среднего по площади слоя косинуса удвоенной разности значений угла азимутальной ориентации характеристической оси доменов в разных точках слоя как функции расстояния между этими точками.
4. При нормальном падении на случайный статистически вращательно-инвариантный эквидоменный слой коллимированного светового пучка с правой (левой) круговой поляризацией рассеянная компонента прошедшего через слой света имеет левую (правую) круговую поляризацию.
5. Необходимыми условиями проявления кругового дихроизма статистически вращательно-инвариантными мозаичными слоями, состоящими из хиральных доменов, в отсутствие поляризационно-зависимых отражения и поглощения в условиях нормального освещения слоя коллимированным пучком являются наличие вариации поляризационно-среднего фазового сдвига по площади слоя и хиральность слоя как системы доменов.

Личный вклад соискателя состоит в участии в постановке задач исследования, разработке теоретических подходов, проведении численного моделирования, подготовке и проведении экспериментов, обработке и анализе полученных результатов.

Апробация результатов

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на международных конференциях: Международной школе для студентов и молодых ученых по оптике, лазерной физике и биофизике Saratov Fall Meeting (Саратов, РФ, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018, 2019), Международной конференции молодых ученых и специалистов Оптика - 2015 (Санкт-Петербург, РФ, 2015), Европейской конференции по жидким кристаллам (14th European Conference on Liquid Crystals) (Москва, РФ, 2017).

Публикации. По материалам исследований, выполненных в рамках диссертационной работы, опубликовано 9 статей, из них 4 статьи в журналах из списка рекомендованного ВАК, и 3 статьи в изданиях, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы, состоящего из 158 наименований. Работа изложена на 174 страницах текста, содержит 72 рисунка.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность решаемых задач, сформулирована цель работы, ее научная новизна, научно-практическая значимость, основные результаты, а также положения, выносимые на защиту.

Глава 1 носит обзорный характер. Представлен обзор известных по литературе оптических явлений, которые наблюдались на статистически вращательно-инвариантных слоях низкомолекулярных и полимерных ЖК. Рассмотрены методы и приближения, которые были использованы для объяснения этих явлений (приближение Релея-Ганса-Дебая, приближение прямых лучей, RIJM-теория), а также указаны ограничения этих методов. Рассмотрены эквидоменные и квазиэквидоменные модели нематических RPA-слоев (рис. 1б) и холестерических RPA-слоев (рис. 1в,г) с естественным шагом спирали порядка или больше толщины ЖК-слоя [*LPC-RPA (long-pitch cholesteric RPA) слой*]. Также представлен математический аппарат единой теории когерентности и поляризации случайных волновых пучков [Л13], в частности, приведены определения обобщенного вектора Стокса [Л14] и обобщенной матрицы Мюллера [Л15]. Единая теория когерентности и поляризации находит все большее применение при анализе изменения пространственной когерентности и поляризации электромагнитных параксиальных пучков при их распространении в свободном пространстве [Л16], в том числе после их прохождения через рассеивающие слои [Л17-Л19]. Единая теория когерентности и поляризации лежит в основе предлагаемого в диссертации теоретического подхода к решению задачи о рассеянии света на случайно-неоднородных оптически анизотропных слоях.

Глава 2 посвящена разработке корреляционной теории рассеяния света на мозаичных двулучепреломляющих слоях. Рассматривается случай нормального падения однородно поляризованного коллимированного пучка на тонкий неоднородный слой. При решении дифракционной задачи слой аппроксимируется плоским бесконечно протяженным амплитудно-фазовым экраном, характеристики локального пропускания которого соответствуют характеристикам пропускания рассматриваемого слоя в приближении прямых лучей (это приближение применимо, если характерный масштаб неоднородностей слоя намного больше длины волны падающего света и если слой настолько тонок, что расходимость падающего пучка внутри него можно пренебречь [Л20,Л21]). Для описания спектральных и корреляционных свойств падающего и прошедшего полей используются обобщенные векторы Стокса $\mathbf{S}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \mathbf{L}\langle \mathbf{J}(\mathbf{r}_1, \omega) \otimes \mathbf{J}^*(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle$, где $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)$ – вектор Джонса, характеризующий типичный элемент статистического ансамбля реализаций спектральной компоненты флуктуирующего электрического поля с угловой частотой ω в точке \mathbf{r} , $\langle \cdot \rangle$ обозначает усреднение по ансамблю реализаций поля,

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & -i & i & 0 \end{pmatrix}$$

и \otimes – символ кронекеровского умножения матриц. Пропускание фазового экрана характеризуется обобщенной матрицей Мюллера $\mathbf{M}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \mathbf{L}(\mathbf{T}(\mathbf{r}_1, \omega) \otimes \mathbf{T}^*(\mathbf{r}_2, \omega))\mathbf{L}^{-1}$, где $\mathbf{T}(\mathbf{r}, \omega)$ – матрица Джонса, описывающая локальное пропускание рассматриваемого слоя

в приближении прямых лучей (матрица Джонса локального пропускания слоя) и $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ – двумерный радиус-вектор в плоскости $z = 0$ [предполагается, что фазовый экран находится в плоскости $z = 0$ декартовой системы координат (x, y, z) ; аргумент ω в дальнейшем для краткости опускается]. Спектральные и поляризационные свойства прошедшего поля в дальней зоне ($z_d \gg R_b$, где R_b – радиус пучка, z_d – расстояние от экрана до плоскости детектирования) описываются с помощью одноточечного спектрального вектора Стокса $\mathbf{S}_0^{(\infty)}(\mathbf{r}_s)$ [Л16; 6]:

$$\mathbf{S}_0^{(\infty)}(\mathbf{r}_s) = \frac{k^2}{(2\pi r_0)^2} \cos^2 \zeta \left[\int \exp(-iks_{\perp} \mathbf{R}) \left(\int \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) g(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) d^2 \boldsymbol{\rho}_0 \right) d^2 \mathbf{R} \right] \mathbf{S}_{P-i},$$

где $\mathbf{r}_s = r_0 \mathbf{s}$ – радиус-вектор точки в плоскости $z = z_d$, \mathbf{s} – единичный вектор в направлении \mathbf{r}_s , ζ – угол между \mathbf{s} и положительной осью z , $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, \mathbf{s}_{\perp} – проекция вектора \mathbf{s} на плоскость $z = 0$, $\boldsymbol{\rho}_0 = (\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)/2$ и $\mathbf{R} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$ [обобщенный вектор Стокса падающего пучка представлен в виде $\mathbf{S}_i(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = g(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \mathbf{S}_{P-i}$, где \mathbf{S}_{P-i} – интегральный вектор Стокса [Л22] падающего пучка и $g(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$ – скалярная функция, удовлетворяющая условию: $\int g(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) d^2 \boldsymbol{\rho} = 1$]. Интегрирование ведется по освещенной площади фазового экрана.

В разд. 2.1 представлен теоретический прием, позволяющий при выполнении определенных условиях, касающихся структурных свойств экрана и условий освещения и как правило реализующихся при экспериментальном наблюдении явлений, рассматриваемых в настоящей работе, анализировать отдельно свойства нерассеянной и рассеянной компонент. Условия являются следующими. (I) Экран является макроскопически однородным в некотором масштабе R_{hom} (*масштаб гомогенизации*), в том смысле, что при любом $\boldsymbol{\rho}'$ и любом $R' > R_{\text{hom}}$ выполняется следующее приближенное равенство:

$$\langle \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) \rangle_{\boldsymbol{\rho}', R'} \approx \mathbf{M}_A(\mathbf{R}).$$

Здесь $\langle \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) \rangle_{\boldsymbol{\rho}', R'}$ – среднее от $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R})$, взятое по области $\boldsymbol{\rho}_0 \in \Omega_{\boldsymbol{\rho}', R'}$, где $\Omega_{\boldsymbol{\rho}', R'}$ – круговая область с центром в $\boldsymbol{\rho}'$ и радиусом R' , и $\mathbf{M}_A(\mathbf{R})$ – среднее от $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R})$, взятое по всей площади фазового экрана. (II) Свойства падающего поля на масштабе R_{hom} изменяются медленно. (III) Корреляции флуктуаций $\tilde{\mathbf{T}}(\boldsymbol{\rho}) \equiv \mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) - \bar{\mathbf{T}}$, где $\bar{\mathbf{T}} = \langle \mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) \rangle_A$, являются существенными только при значениях \mathbf{R} , лежащих в пределах круга радиусом R_{cor} (*радиус корреляции*; $R_{\text{cor}} < R_{\text{hom}}$). В разд. 2.1 показано, что при выполнении этих условий интегральный вектор Стокса нерассеянной компоненты $\mathbf{S}_{\text{Pnonsc}}$ связан с интегральным вектором Стокса падающего пучка \mathbf{S}_{P-i} следующим соотношением:

$$\mathbf{S}_{\text{Pnonsc}} \approx \bar{\mathbf{M}} \mathbf{S}_{P-i}, \quad \bar{\mathbf{M}} = \mathbf{L}(\bar{\mathbf{T}} \otimes \bar{\mathbf{T}}^*) \mathbf{L}^{-1}, \quad (1)$$

а одноточечный вектор Стокса рассеянной компоненты $\mathbf{S}_{\text{sc}}(\zeta, \alpha)$, описывающий спектральные и поляризационные свойства прошедшего поля в дальней зоне, следующим:

$$\mathbf{S}_{\text{sc}}(\zeta, \alpha) = \mathbf{M}_{\text{far}}(\zeta, \alpha) \mathbf{S}_{P-i}, \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_{\text{far}}(\zeta, \alpha) = \frac{k^2}{(2\pi r_0)^2} \cos^2 \zeta \left[\int \tilde{\mathbf{M}}(R, \beta) \exp(-ik \sin \zeta R \cos(\beta - \alpha)) R d\zeta dR \right], \quad (3)$$

$$\tilde{\mathbf{M}}(R, \beta) = \left\langle \mathbf{L}(\tilde{\mathbf{T}}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \tilde{\mathbf{T}}^*(\boldsymbol{\rho}_2)) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A,$$

где α – азимутальный угол рассеяния, $R = |\mathbf{R}|$, β – угол азимутальной ориентации вектора \mathbf{R} . В разд. 2.2 из (1–3) выведены следующие соотношения для коэффициентов направленного, t_c , и диффузного, t_D , пропускания слоя:

$$t_C \approx [\bar{\mathbf{M}}\mathbf{S}_{P-i}]_0 / [\mathbf{S}_{P-i}]_0, \quad t_D \approx [\tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{0})\mathbf{S}_{P-i}]_0 / [\mathbf{S}_{P-i}]_0,$$

где $[\mathbf{S}]_0$ – первый элемент вектора Стокса \mathbf{S} .

В разд. 2.3 показано, что средняя обобщенная матрица Мюллера $\mathbf{M}_A(R, \beta)$ произвольного статистически вращательно-инвариантного мозаичного слоя может быть представлена в виде

$$\mathbf{M}_A(R, \beta) = \mathbf{M}_R(R) + \mathbf{M}_{2\beta}(R, \beta) + \mathbf{M}_{4\beta}(R, \beta), \quad (4)$$

$\mathbf{M}_{2\beta}(R, \beta) = \mathbf{M}_{c2\beta}(R)\cos 2\beta + \mathbf{M}_{s2\beta}(R)\sin 2\beta$, $\mathbf{M}_{4\beta}(R, \beta) = \mathbf{M}_{c4\beta}(R)\cos 4\beta + \mathbf{M}_{s4\beta}(R)\sin 4\beta$, где функции $\mathbf{M}_R(R)$, $\mathbf{M}_{c2\beta}(R)$, $\mathbf{M}_{s2\beta}(R)$, $\mathbf{M}_{c4\beta}(R)$, $\mathbf{M}_{s4\beta}(R)$ не зависят от β . В разделе 2.4, исходя из представлений (3) и (4), анализируются картины рассеяния (дифрактограммы), получаемые при нормальном освещении статистически вращательно-инвариантного слоя коллимированным пучком квазимонохроматического линейно поляризованного света после пропускания рассеянного слоя света через линейный анализатор при параллельной (V_v) и перпендикулярной (H_v) ориентации его оси пропускания относительно направления поляризации падающего на слой света. Показано, что и H_v - и V_v -дифрактограмма для статистически вращательно-инвариантных фазовых экранов в общем случае в среднем представляет собой наложение трех картин рассеяния: инвариантной относительно азимутального поворота на 180° [определяемой функцией $\mathbf{M}_{2\beta}(R, \beta)$], инвариантной относительно азимутального поворота на 90° [$\mathbf{M}_{4\beta}(R, \beta)$], и обладающей круговой симметрией [$\mathbf{M}_R(R)$]. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными (см., например, [Л2,Л3,Л23,Л24]), а также с теоретическими результатами, полученными в [Л25] в результате анализа, опирающегося на приближение Релея-Ганса-Дебая.

В разд. 2.5 получено следующее общее выражение для средней обобщенной матрицы Мюллера $\mathbf{M}_A(\mathbf{R})$ квазиэквидоменного слоя (не обязательно обладающего статистической вращательной инвариантностью):

$$\mathbf{M}_A(\mathbf{R}) = \mathbf{M}_A^{(1)}(\mathbf{R}) + \mathbf{M}_A^{(2)}(\mathbf{R}) + \mathbf{M}_A^{(3)}(\mathbf{R}), \quad (5)$$

$$\mathbf{M}_A^{(1)}(\mathbf{R}) = \left\langle \mathbf{L} \left(\mathbf{T}_{RI}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \mathbf{T}_{RI}^*(\boldsymbol{\rho}_2) \right) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A, \quad \mathbf{M}_A^{(3)}(\mathbf{R}) = \left\langle \mathbf{L} \left(\mathbf{T}_{NRI}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \mathbf{T}_{NRI}^*(\boldsymbol{\rho}_2) \right) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A,$$

$$\mathbf{M}_A^{(2)}(\mathbf{R}) = \left\langle \mathbf{L} \left(\mathbf{T}_{NRI}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \mathbf{T}_{RI}^*(\boldsymbol{\rho}_2) \right) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A + \left\langle \mathbf{L} \left(\mathbf{T}_{RI}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \mathbf{T}_{NRI}^*(\boldsymbol{\rho}_2) \right) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A,$$

где \mathbf{T}_{RI} и \mathbf{T}_{NRI} – вращательно-инвариантная и вращательно-неинвариантная составляющие матрицы Джонса локального пропускания слоя [$\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{T}_{RI}(\boldsymbol{\rho}) + \mathbf{T}_{NRI}(\boldsymbol{\rho})$]; матрица \mathbf{T}_{RI} произвольного эквидоменного слоя не зависит от $\boldsymbol{\rho}$. Рассматривается частный случай, когда локальные поляризационно-зависимые потери при прохождении света через слой отсутствуют. В этом случае матрицы \mathbf{T}_{RI} и \mathbf{T}_{NRI} эквидоменного слоя могут быть выражены как

$$\mathbf{T}_{RI} = K e^{i\gamma} \begin{pmatrix} A & B \\ -B & A \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T}_{NRI}(\boldsymbol{\rho}) = iK C e^{i\gamma} \begin{pmatrix} \cos 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) & \sin 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) \\ \sin 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) & -\cos 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где K – вещественный множитель, учитывающий поляризационно-независимые потери, A , B и C – зависящие от структуры домена-прототипа действительные параметры, удовлетворяющие условию $A^2 + B^2 + C^2 = 1$, γ – поляризационно-средний фазовый сдвиг и φ – угол азимутальной ориентации структуры домена. В случае квазиэквидоменного слоя параметры A , B , C и γ должны рассматриваться как функции от $\boldsymbol{\rho}$. Подстановка (6) в (5) показывает (разд. 2.5), что в общем случае квазиэквидоменного слоя слагаемое $\mathbf{M}_A^{(1)}$ в (5) не зависит от свойств случайного поля $\varphi(\boldsymbol{\rho})$, $\mathbf{M}_A^{(2)}(\mathbf{R})$ выражается через одноточечные

моменты поля $\mathcal{I}(\boldsymbol{\rho}) = \exp[2i\varphi(\boldsymbol{\rho})]$, а $\mathbf{M}_A^{(3)}(\mathbf{R})$ зависит ещё и двухточечных моментов поля $\mathcal{I}(\boldsymbol{\rho})$. Отсюда получены следующие выражения для матриц $\bar{\mathbf{M}}$ и $\tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{R})$ через $\mathbf{T}_{\text{RI}}(\boldsymbol{\rho})$ и $\mathbf{T}_{\text{NRI}}(\boldsymbol{\rho})$ для статистически вращательно-инвариантных слоев: для эквидоменных слоев

$$\bar{\mathbf{M}} = \mathbf{M}_A^{(1)}, \quad \tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{R}) = \mathbf{M}_A^{(3)}(\mathbf{R}); \quad (7)$$

для квазиэквидоменных слоев

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{M}} &= \bar{\mathbf{M}}_A^{(1)}, \quad \tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{R}) = \tilde{\mathbf{M}}_A^{(1)}(R) + \mathbf{M}_A^{(3)}(\mathbf{R}), \\ \bar{\mathbf{M}}_A^{(1)} &= \left\langle \mathbf{L} \left(\bar{\mathbf{T}}_{\text{RI}} \otimes \bar{\mathbf{T}}_{\text{RI}}^* \right) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A, \quad \tilde{\mathbf{M}}_A^{(1)}(R) = \left\langle \mathbf{L} \left(\tilde{\mathbf{T}}_{\text{RI}}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \tilde{\mathbf{T}}_{\text{RI}}^*(\boldsymbol{\rho}_2) \right) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A, \\ \bar{\mathbf{T}}_{\text{RI}} &= \left\langle \mathbf{T}_{\text{RI}}(\boldsymbol{\rho}) \right\rangle_A, \quad \tilde{\mathbf{T}}_{\text{RI}}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{T}_{\text{RI}}(\boldsymbol{\rho}) - \bar{\mathbf{T}}_{\text{RI}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из (8) следует, что для статистически вращательно-инвариантных квазиэквидоменных слоев без локальных поляризационно-зависимых потерь рассеянная компонента состоит из двух составляющих, одна из которых определяется флуктуациями ориентации доменов ($\mathbf{M}_A^{(3)}(\mathbf{R})$), а вторая – флуктуациями ориентации структуры доменов ($\tilde{\mathbf{M}}_A^{(1)}(R)$). Из (4) и (8) следует, что составляющая рассеянной компоненты, наличие которой обусловлено флуктуациями структуры доменов, для статистически вращательно-инвариантных слоев должна обладать круговой симметрией.

В таблицах 1 и 2 перечислены основные оптические модели случайно-неоднородных анизотропных слоев, рассматриваемые в настоящей работе, среди которых 4 типа эквидоменных (ЕМВ) слоев (SMB-, NPNTMB-, UTMB- и NPUTMB-слои; табл. 1) и 2 типа квазиэквидоменных слоев (LTMB- и GTMB-слои; табл. 2). Во всех случаях предполагается, что слой является локально-одноосным с главными показателями преломления n_{\parallel} и n_{\perp} , не зависящими от координат; пространственное распределение локальной оптической оси \mathbf{c} в слое выражено через угол азимутальной ориентации χ и угол наклона θ .

$$\mathbf{c}(\mathbf{r}) = \{ \cos\theta(x,y,z)\cos\chi(x,y,z), \cos\theta(x,y,z)\sin\chi(x,y,z), \sin\theta(x,y,z) \}, \quad (9)$$

где ось z декартовой системы координат (x, y, z) перпендикулярна границам ЖК-слоя ($z = 0$ и $z = d$; d – толщина ЖК-слоя).

В разд. 2.6 и 2.7 на основе представлений (1), (2), (6) и (7) детально анализируются особенности рассеяния света на ЕМВ-слоях. Выведены формулы, описывающие спектрально-селективное рассеяние света на SMB- и NPNTMB-слоях и гигантское оптическое вращение света UTMB- и NPUTMB-слоями (табл. 1). Эти формулы совпадают с полученными в рамках RIJM-теории в работах [Л10, Л11] для тех же моделей, где они использовались для объяснения спектрально-селективного рассеяния и электроуправляемого спектрально-селективного рассеяния на нематических RPA слоях и гигантского оптического вращения и электроуправляемого гигантского оптического вращения на LPC-RPA слоях.

Выведено следующее выражение для обобщенной матрицы Мюллера для рассеянной компоненты для ЕМВ-слоев:

$$\tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{R}) = K^2 C^2 \begin{pmatrix} c_{A\varphi-}(\mathbf{R}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{A\varphi+}(\mathbf{R}) & s_{A\varphi+}(\mathbf{R}) & 0 \\ 0 & s_{A\varphi+}(\mathbf{R}) & -c_{A\varphi+}(\mathbf{R}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -c_{A\varphi-}(\mathbf{R}) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где $c_{A\varphi-}(\mathbf{R})$, $c_{A\varphi+}(\mathbf{R})$, и $s_{A\varphi+}(\mathbf{R})$ – корреляционные характеристики поля $\varphi(\boldsymbol{\rho})$:

Таблица 1. Рассматриваемые модели случайно-неоднородных ЖК слоев. ЕМВ (Equidomain Mosaic Birefringent) слои

Название модели	Структурные свойства	Явления, которые можно объяснить с помощью этой модели	Полученные явные выражения
SMB слой (Simple Mosaic Birefringent)	$\theta(x, y, z) = 0,$ $\chi(x, y, z) = \varphi(x, y)$	Эффект спектральной фильтрации [Л10], инверсия круговой поляризации при рассеянии [9], форма индикатрисы рассеяния [6,9], поляризация нерассеянной компоненты [Л10] для нематических RPA слоев	Матрицы Мюллера направленного пропускания и рассеяния, мощность рассеянного излучения для неполяризованного падающего света, коэффициент направленного пропускания для неполяризованного падающего света, коэффициент диффузного пропускания для неполяризованного падающего света через $\varphi, d, n_{\parallel}$ и n_{\perp}
NPNTMB слой (Non-Planar Non-Twisted Mosaic Birefringent)	$\theta(x, y, z) = \Theta(z),$ $\chi(x, y, z) = \varphi(x, y)$	Смещение экстремумов в спектре коллимированного пропускания под действием напряжения [Л11], изменение индикатрис рассеяния под действием напряжения [3] для нематических RPA слоев	Матрицы Мюллера направленного пропускания и рассеяния, мощность рассеянного излучения для неполяризованного падающего света через, коэффициент направленного пропускания для неполяризованного падающего света, коэффициент диффузного пропускания для неполяризованного падающего света через $\varphi, d, \Theta, n_{\parallel}$ и n_{\perp}
UTMB слой (Uniformly Twisted Mosaic Birefringent)	$\theta(x, y, z) = 0,$ $\chi(x, y, z) = \varphi(x, y) + \left(\frac{z}{d} - 0.5\right)\Phi,$ $\Phi(x, y) = const$	Гигантское оптическое вращение [Л10], инверсия круговой поляризации при рассеянии для LPC-RPA слоев	Матрицы Мюллера направленного пропускания и рассеяния, угол поворота плоскости поляризации через $\varphi, \Phi, d, n_{\parallel}$ и n_{\perp}
NPUTMB слой (Non-Planar Uniformly Twisted Mosaic Birefringent)	$\theta(x, y, z) = \Theta(z),$ $\chi(x, y, z) = \varphi(x, y) + \left(\frac{z}{d} - 0.5\right)\Phi$	Поворот плоскости поляризации нерассеянной компоненты под действием напряжения [Л11] для LPC-RPA слоев	Матрицы Мюллера направленного пропускания и рассеяния через A, B и C

Таблица 2. Рассматриваемые модели случайно-неоднородных ЖК слоев. Квазиэквидомные слои

Название модели	Структурные свойства	Явления, которые можно объяснить с помощью этой модели	Полученные явные выражения
<i>LTMB</i> слой (<i>Linearly Twisted Mosaic Birefringent</i>)	$\theta(x, y, z) = \Theta(x, y, z),$ $\chi(x, y, z) = \varphi(x, y) + \left(\frac{z}{d} - 0.5\right) \Phi(x, y),$ при условии что при любом x и y для всех z $\Theta(x, y, z) = \Theta(x, y, d - z)$ или $\Theta(x, y, z) = -\Theta(x, y, d - z)$ или $\Phi(x, y) = 0.$	Понижение высоты максимумов коллимированного пропускания [Л11] для нематических RPA слоев	Матрица Мюллера направленного пропускания, угол поворота поляризации при малых Φ и Θ для случая $\langle \Phi(x, y) \rangle_A \neq 0$ и коэффициент направленного пропускания для неполяризованного падающего света при малых Φ для случая $\langle \Phi(x, y) \rangle_A = 0$ через $\varphi, d, \Phi, \Theta, n_{\parallel}$ и n_{\perp}
<i>GTMB</i> слой (<i>Generally Twisted Mosaic Birefringent</i>)	$\theta(x, y, z) = \Theta(x, y, z),$ $\chi(x, y, z) = \varphi(x, y) + \eta(x, y, z),$ $\eta(x, y, 0.5d) = 0,$ при условии что при любом x и y для всех z $\Theta(x, y, z) = \Theta(x, y, d - z),$ $\eta(x, y, z) = -\eta(x, y, d - z),$ или $\Theta(x, y, z) = -\Theta(x, y, d - z),$ $\eta(x, y, z) = -\eta(x, y, d - z),$ или при произвольной форме $\Theta(x, y, z)$ $\eta(x, y, z) = 0.$	Проявление LPC-RPA слоями кругового дихроизма [1] под действием напряжения	Матрица Мюллера направленного пропускания, степень круговой поляризации нерассеянной компоненты при неполяризованном и линейно-поляризованном падающем свете через A, B и C

$$c_{A\varphi-}(\mathbf{R}) = \left\langle \cos 2 \left[\varphi(\mathbf{p}_1) - \varphi(\mathbf{p}_2) \right] \right\rangle_A, \quad (12)$$

$$c_{A\varphi+}(\mathbf{R}) = \left\langle \cos 2 \left[\varphi(\mathbf{p}_1) + \varphi(\mathbf{p}_2) \right] \right\rangle_A, \quad s_{A\varphi+}(\mathbf{R}) = \left\langle \sin 2 \left[\varphi(\mathbf{p}_1) + \varphi(\mathbf{p}_2) \right] \right\rangle_A \quad (13)$$

(отметим, что RIJM-теория не содержит инструментов для рассмотрения свойств рассеянной компоненты). Сравнение (4) и (11) показывает, что статистическая вращательная инвариантность слоя предполагает следующую форму функций $c_{A\varphi-}(\mathbf{R})$, $c_{A\varphi+}(\mathbf{R})$, и $s_{A\varphi+}(\mathbf{R})$:

$$c_{A\varphi-}(\mathbf{R}) = a(R), c_{A\varphi+}(\mathbf{R}) = c(R) \cos 4(\beta - \chi(R)), s_{A\varphi+}(\mathbf{R}) = c(R) \sin 4(\beta - \chi(R)), \quad (14)$$

то есть значение $c_{A\varphi-}$ не зависит от направления вектора \mathbf{R} , а $c_{A\varphi+}(\mathbf{R})$ и $s_{A\varphi+}(\mathbf{R})$ являются периодическими функциями от угла направления этого вектора, β , с периодом $\pi/2$. Из (11–14) следует, что состояние поляризации рассеянной компоненты не зависит от структуры домена-прототипа, а зависит только от корреляционных характеристик поля

$\varphi(\rho)$ и состояния поляризации падающего света. Если падающий свет является циркулярно поляризованным, рассеянная компонента также является циркулярно поляризованной, но с противоположным направлением вращения (инверсия круговой поляризации при рассеянии). Если падающий пучок является неполяризованным, рассеянная компонента также является неполяризованной. Если падающий пучок поляризован линейно, состояние поляризации рассеянной компоненты зависит от того, равна ли нулю функция $c(R)$ при всех R или нет: если $c(R) = 0$ при всех R (слой типа I), рассеянная компонента является неполяризованной при всех значениях полярного угла рассеяния ζ и азимутального угла рассеяния α , а если $c(R)$ имеет ненулевые значения в некотором диапазоне R (слой типа II), состояние поляризации рассеянной компоненты зависит как от ζ , так и от α . Для слоев типа II H_v - и V_v -дифрактограммы не обладают круговой симметрией, но являются инвариантными относительно поворота на 90° . Если χ не зависит от R , картины рассеяния H_v и V_v имеют вид четырехлистника, причем угол между плоскостью поляризации падающего света и направлением двух из четырех лепестков четырехлистника рассеяния составляет χ на V_v -дифрактограмме и $\chi+45^\circ$ на H_v -дифрактограмме. В разд. 2.7.2 приведены результаты численного эксперимента, подтверждающие сделанные выводы.

В разд. 2.8 анализируются светорассеивающие свойства вращательно-неинвариантных SMB- и NPNTMB-слоев с симметричным распределением φ . Показано, что при падении линейно поляризованного пучка с плоскостью поляризации, параллельной или перпендикулярной оси преимущественной ориентации локальных оптических осей x_φ нерассеянная компонента является линейно поляризованной. Если падающий свет линейно поляризован и его плоскость поляризации составляет угол 45° или -45° с осью x_φ , то нерассеянная компонента в общем случае эллиптически поляризована. Не зависимо от ориентации плоскости поляризации падающего света рассеянная компонента в общем случае является преимущественно линейно поляризованной. Если падающий свет поляризован циркулярно, то нерассеянная компонента в общем случае эллиптически поляризована, а рассеянная компонента имеет циркулярную поляризацию, ортогональную поляризации падающего света.

В разд. 2.9 с помощью компьютерного моделирования оценены границы применимости приближения прямых лучей для расчета оптических характеристик неоднородных оптически анизотропных слоев. Оценка производилась посредством сравнения результатов, полученных для латерально периодических структур с использованием приближения прямых лучей, с результатами, полученными с помощью модального метода решеток [8]. На основе полученных оценок сделан вывод, что приближение прямых лучей способно обеспечить хорошую точность оценки параметров рассеяния SMB- и NPNTMB-слоев с толщиной до 10λ и $\Delta n=0.2$ (типичное значение Δn для низкомолекулярных ЖК), если на расстояниях порядка λ изменение угла φ не превышает 15° в случае SMB-слоев и 8° в случае NPNTMB-слоев.

В главе 3 приведены экспериментальные данные по рассеянию света на нематических RPA слоях. Экспериментальные результаты для нематических RPA слоев сравниваются с теоретическими предсказаниями для SMB-, NPNTMB- и LTMB- слоев.

В разд. 3.1 дано описание образцов. Эксперименты проводились на ЖК-ячейках, заполненных нематическим ЖК E7 (Merck), с различной толщиной ЖК-слоя d , от ~ 3 до ~ 5 мкм. Ячейки были собраны из промышленных стеклянных пластин с ITO-покрытием. Случайная планарная ориентация ЖК обеспечивалась ненатертыми полиимидными слоями, нанесенными на поверхность ITO-слоев методом центрифугирования. После

нанесения полиимидные слои не подвергались какой-либо обработке, способной привести к появлению выделенного направления азимутальной ориентации ЖК-молекул в макроскопическом масштабе. Ячейки заполнялись ЖК-материалом в изотропной фазе. На рис. 1а показана микрофотография ЖК-слоя ($d \approx 5$ мкм) в одной из экспериментальных ячеек (ячейка N5), полученная с помощью поляризационного микроскопа. При изучении электрооптического отклика к электродам ячейки прикладывалось переменное напряжение, U , в диапазоне 0–3.2 В (частота 1 кГц).

В разд. 3.2 приведены оценки статистических структурных параметров нематических РРА-слоев в ЖК-ячейках при $U = 0$, полученные посредством микроскопического поляризационного картирования; ЖК-слой рассматривался как LTMB-слой (табл. 2). Представленные оценки указывают на то, что в слоях отсутствуют выделенные направления ориентации доменов в макроскопическом масштабе, и что слои являются статистически нехиральными (энантиоморфными как система доменов) и близки по структуре к SMB-слоям *типа I*: локальная оптическая ось почти всюду параллельна границам слоя, среднее по площади значение Φ с большой точностью равно нулю, среднеквадратичное значение Φ составляет около 8° , и при всех \mathbf{R} абсолютные значения оценок $c_{\Delta\varphi+}(\mathbf{R})$ и $s_{\Delta\varphi+}(\mathbf{R})$ не превышают 0.015. Оценен масштаб гомогенизации для ЖК-слоев. Так, для ячейки N5 значение R_{hom} составило приблизительно 200 мкм. На рис. 2 представлена полученная экспериментальная функция $a(R)$ (14) для ячейки N5. Из условия $a(R_{\text{cor}}) = e^{-1}$ был оценен радиус корреляции (для ячейки N5 $R_{\text{cor}} \approx 11$ мкм).

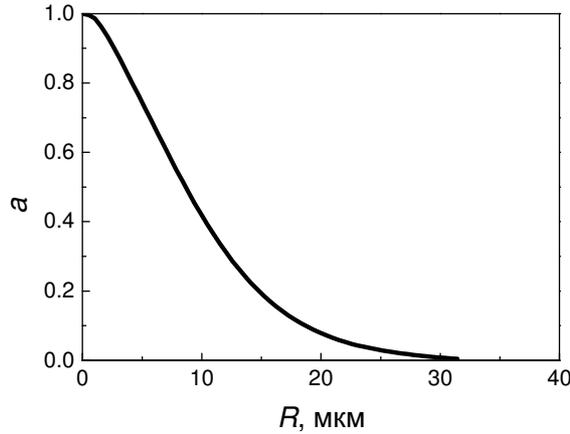


Рис. 2. Экспериментальная функция $a(R)$ для ячейки N5.

Раздел 3.3 посвящен экспериментальной проверке применимости формул (11–14) для описания оптических свойств рассматриваемых ЖК-слоев. Для SMB- и NPNTMB-слоев,

$$A = \cos \delta, \quad B = 0, \quad C = \sin \delta, \quad (15)$$

$$\delta = \frac{\pi(n_e - n_\perp)d}{\lambda}, \quad n_e = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{n_\parallel n_\perp}{\sqrt{n_\perp^2 \cos^2 \theta(z) + n_\parallel^2 \sin^2 \theta(z)}} dz. \quad (16)$$

В разд. 3.3.1 продемонстрировано, что для всех образцов теоретические угловые зависимости интенсивности рассеянного света, рассчитанные по формулам (2), (3), (11–14) и (16) с использованием экспериментальных функций $a(R)$, хорошо согласуются с экспериментальными индикатрисами рассеяния, и что теоретические формулы хорошо описывают изменение индикатрисы рассеяния с изменением длины волны (рис. 3). Показано, что при квазимонохроматическом освещении – в этом случае зависимость мощности рассеянной компоненты от приложенного напряжения имеет осциллирующий

характер с большой глубиной модуляции – при значениях напряжения, соответствующих максимумам рассеяния, индикатрисы рассеяния очень похожи между собой. Это полностью соответствует теоретическим предсказаниям относительно изменения интенсивности рассеянной компоненты для NPNTMB-слоев при изменении $\theta(z)$.

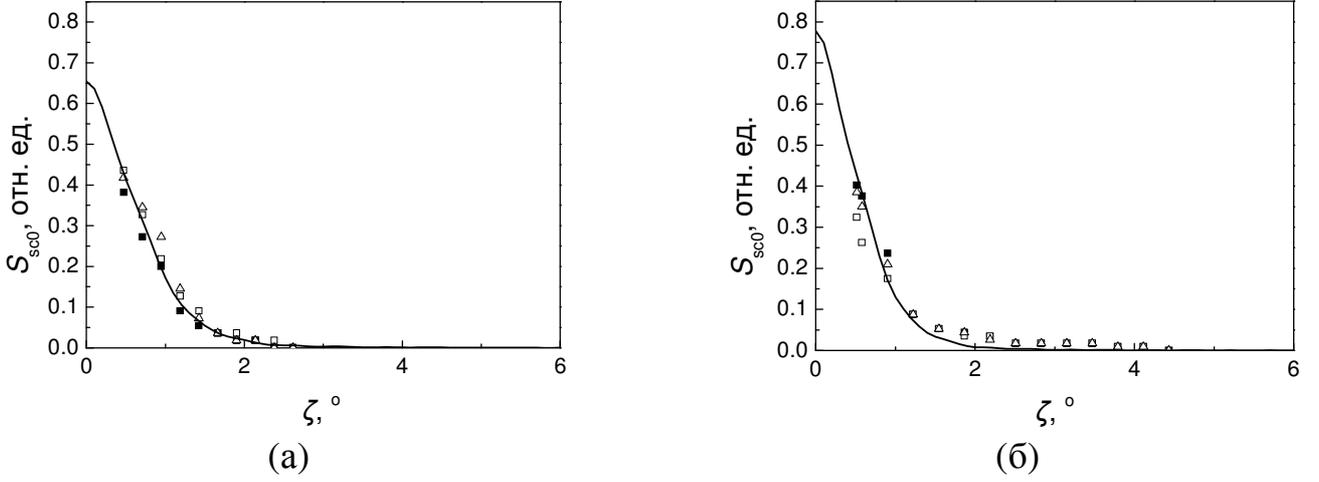


Рис. 3. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (символы) индикатрисы рассеяния для ячейки N5 при $\lambda = 532$ нм (а) и 632.8 нм (б). Диаметр падающего пучка на ячейке составлял примерно 2 мм. Индикатрисы, измеренные при освещении разных участков образца, обозначены различными символами.

В разд. 3.3.2 приведены экспериментальные данные, подтверждающие справедливость теоретических выводов относительно состояния поляризации рассеянной компоненты линейно поляризованного и циркулярно поляризованного падающего света в случае EMB-слоев *типа I* [см. формулы (11–14) и их обсуждение]. Продемонстрирована инверсия круговой поляризации при рассеянии света на нематических RPA-слоях.

В разд. 3.3.3 приведены результаты оценки вклада рассеянной компоненты в регистрируемый сигнал на измеряемые значения коэффициента направленного пропускания t_C для нематических RPA-слоев. Показано, что для рассматриваемых образцов в спектральных минимумах отношение t_C/K^2 за вычетом вклада рассеянной компоненты очень близко к 0 при всех U (не превышает 0.005), что хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями для NPNTMB-слоев.

В разд. 3.4 выведено следующее приближенное выражение для коэффициента направленного пропускания LTMB-слоя для случая, когда значения $\Phi(\mathbf{p})$ малы везде по площади слоя и $\langle \Phi \rangle_A = 0$:

$$t_C = \frac{1}{4} K^2 \left(\bar{s}_\Gamma^2 + \bar{c}_\Gamma^2 + 2\sqrt{\bar{s}_\Gamma^2 + \bar{c}_\Gamma^2} \cos(\Delta\bar{\Gamma} + \xi) + 1 \right) + O(\Phi^2), \quad (17)$$

где $\Delta\bar{\Gamma} = 2\langle \delta(\mathbf{p}) \rangle_A$, $\bar{c}_\Gamma = \langle \cos \tilde{\Gamma}_e(\mathbf{p}) \rangle_A$, $\bar{s}_\Gamma = \langle \sin \tilde{\Gamma}_e(\mathbf{p}) \rangle_A$, $\tilde{\Gamma}_e(\mathbf{p}) = 2\delta(\mathbf{p}) - \Delta\bar{\Gamma}$, а угол ξ определяется условиями $\cos \xi = \bar{c}_\Gamma / \sqrt{\bar{s}_\Gamma^2 + \bar{c}_\Gamma^2}$ и $\sin \xi = \bar{s}_\Gamma / \sqrt{\bar{s}_\Gamma^2 + \bar{c}_\Gamma^2}$, если $\bar{s}_\Gamma^2 + \bar{c}_\Gamma^2 \neq 0$, и $\xi = 0$, если $\bar{s}_\Gamma^2 + \bar{c}_\Gamma^2 = 0$. Это выражение позволяет объяснить уменьшение отношения t_C/K^2 в спектральных максимумах при увеличении U для нематических RPA слоев. Как видно из (17), такое уменьшение может быть вызвано увеличением дисперсии δ . Значительное увеличение дисперсии δ с увеличением напряжения при превышении порога Фредерикса в нематических RPA слоях действительно происходит из-за возникновения так называемых стенок Брошара-Леже [Л11]. Отмечено, что выражение (17) может быть

использовано для описания электроуправляемого селективного рассеяния композитными слоями с цилиндрическими каплями нематического ЖК материала [Л26].

В главе 4 представлены результаты экспериментального исследования рассеяния света на LPC-RPA слоях и теоретической интерпретации наблюдаемых явлений. Образцы были изготовлены так же (разд. 4.1), как и нематические RPA-ячейки, но в качестве ЖК-материала использовалась смесь нематика E7 и холестерической добавки ZLI-811 (~0.7%, Merck). Естественный шаг спирали ЖК-материала составлял порядка 11 мкм.

В разделе 4.2 представлены экспериментальные данные, показывающие, что при определенных условиях LPC-RPA-слои могут проявлять круговой дихроизм. В качестве примера на рис. 4 приведены спектры параметров Стокса нерассеянной компоненты $S_{0\text{nonsc}}$, $S_{3\text{nonsc}}$ и $S_{P\text{nonsc}} = \sqrt{S_{1\text{nonsc}}^2 + S_{2\text{nonsc}}^2 + S_{3\text{nonsc}}^2}$ (методика измерений подробно описана в работах [1, 7]), нормированные на спектральную плотность мощности падающего света S_{P-i0} , при различных значениях U для ячейки с $d \approx 4$ мкм (ячейка С4); падающий свет не поляризован. Из рис. 4 видно, что при $U = 0$ В и $U \approx 3.2$ В нерассеянная компонента была практически полностью неполяризованной, тогда как при $U \approx 1.3$ В и $U \approx 1.5$ В степень циркулярной поляризации нерассеянной компоненты P_C была большой во всем спектральном диапазоне – значение $|S_{3\text{nonsc}}|$ было сравнимо с $S_{0\text{nonsc}}$. При $U \approx 1.3$ В и $\lambda \approx 550$ нм нерассеянная компонента была практически полностью циркулярно поляризованной. Существенно, что в данном случае круговой дихроизм наблюдается при отсутствии поляризационно-зависимых поглощения и объемного отражения и проявляется в свойствах нерассеянной компоненты прошедшего света.

В разд. 4.4.1–4.4.3 найдены условия проявления кругового дихроизма статистически вращательно-инвариантными GTMB-слоями без локальных поляризационно-зависимых потерь. Из (6) и (8) выведено следующее выражение для P_C для случая неполяризованного падающего пучка:

$$P_C = -\bar{\Upsilon}_{ABBA-} / \bar{\Upsilon}_{AABB+}, \quad (18)$$

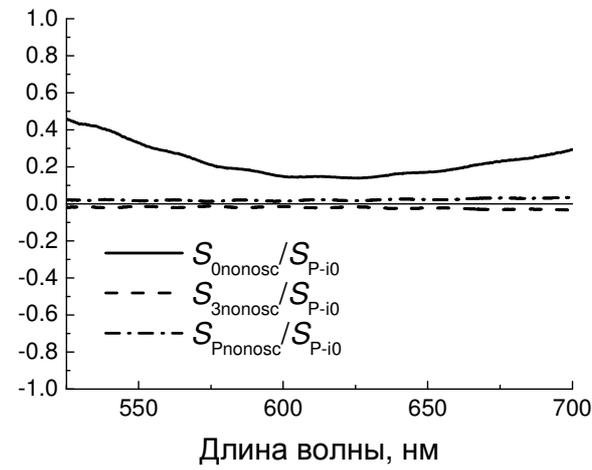
$$\bar{\Upsilon}_{ABBA+} = 2\Upsilon_{cA} \Upsilon_{cB} + 2\Upsilon_{sA} \Upsilon_{sB}, \quad \bar{\Upsilon}_{AABB-} = \Upsilon_{cA}^2 - \Upsilon_{cB}^2 + \Upsilon_{sA}^2 - \Upsilon_{sB}^2,$$

$$\Upsilon_{cA} = \langle \cos \tilde{\gamma}(\rho) A(\rho) \rangle_A, \quad \Upsilon_{cB} = \langle \cos \tilde{\gamma}(\rho) B(\rho) \rangle_A, \quad \Upsilon_{sA} = \langle \sin \tilde{\gamma}(\rho) A(\rho) \rangle_A, \quad \Upsilon_{sB} = \langle \sin \tilde{\gamma}(\rho) B(\rho) \rangle_A,$$

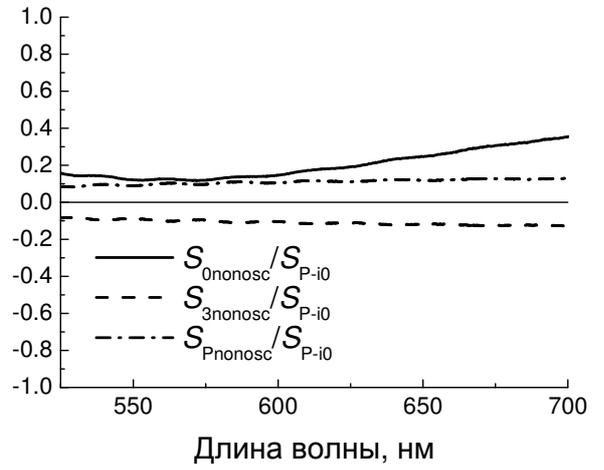
где $\tilde{\gamma}(\rho) = \gamma(\rho) - \langle \gamma(\rho) \rangle_A$ – компонента функции $\gamma(\rho)$, флуктуирующая относительно среднего по площади слоя значения $\langle \gamma(\rho) \rangle_A$. Из (18) следует, что необходимыми условиями для проявления слоев кругового дихроизма являются наличие вариации поляризационно-среднего фазового сдвига и статистическая хиральность слоя. Причиной ненулевой степени поляризации нерассеянной компоненты при $U = 0$ (рис. 4а), по всей видимости, является конфокальность структуры слоя (для холестерических ЖК конфокальная структура может быть устойчивой при планарных граничных условиях; у слоев с конфокальной структурой присутствует вариация $\tilde{\gamma}(\rho)$). В разделе 4.4 показано, что степень проявления кругового дихроизма является максимальной, если выполняется один из следующих наборов условий:

$$\begin{cases} \Upsilon_{sA} - \Upsilon_{cB} = 0, \\ \Upsilon_{cA} + \Upsilon_{sB} = 0 \end{cases} \quad \text{или} \quad \begin{cases} \Upsilon_{sA} + \Upsilon_{cB} = 0, \\ \Upsilon_{cA} - \Upsilon_{sB} = 0. \end{cases}$$

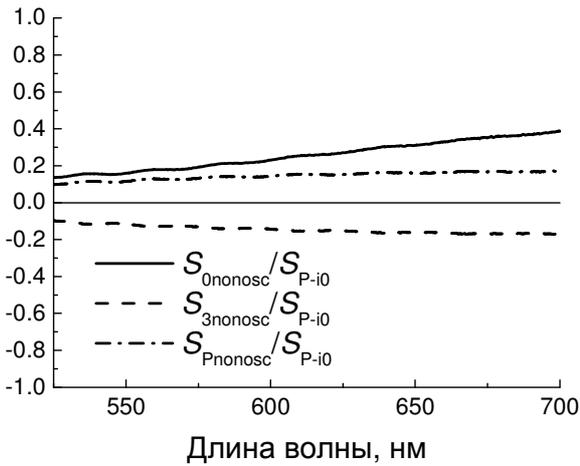
Левый набор условий соответствует левой круговой поляризации; а правый – правой круговой поляризации. Судя по всему, в экспериментальном примере с ячейкой С4 при $U \approx 1.3$ В и $\lambda \approx 550$ нм с хорошей точностью выполнялся левый набор условий. В разд. 4.4. приведены результаты микроскопического поляризационного картирования



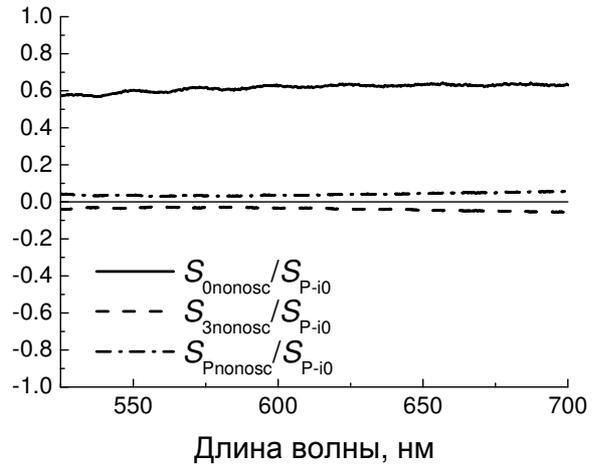
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 4. Параметры Стокса $S_{0\text{nonosc}}$, $S_{3\text{nonosc}}$ и спектральная плотность мощности полностью поляризованной составляющей $S_{P\text{nonosc}}$ нерассеянной компоненты, нормированные на спектральную плотность мощности падающего пучка S_{P-i0} для ячейки С4 при различных значениях приложенного напряжения: $U = 0$ (а), $U \approx 1.3$ В (б) $U \approx 1.5$ В (в) и $U \approx 3.2$ В (г). Падающий свет является неполяризованным.

ячейки С4. Картирование показало, что при $U = 0$ В структура ЖК-слоя близка к эквидоменной, а при $U \approx 1.3$ В (значение U , при котором значение P_C было максимальным для данного образца; см. рис. 4) структура ЖК-слоя сильно отклонялась от эквидоменной.

Раздел 4.3 посвящен экспериментальной проверке применимости формул (11–14) к LPC-RPA-слоям. Экспериментально показано, что для рассматриваемых образцов состояние поляризации рассеянной компоненты в случаях линейно поляризованного и циркулярно поляризованного падающего света хорошо описывается формулами (11–14) для ЕМВ-слоев *типа I*. Проявление инверсии круговой поляризации при рассеянии как LPC-RPA-слоями, так и для нематическими RPA-слоями, подтверждает справедливость вывода о независимости состояния поляризации рассеянной компоненты от структуры домена-прототипа.

В разд. 4.4.4 показано, для ЛТМВ-слоя при $|\tilde{\gamma}(\rho)| \rightarrow 0$ и $|\Phi(\rho) - \langle \Phi(\rho) \rangle_A| \rightarrow 0$ значение угла поворота поляризации χ (угол между плоскостью поляризации падающего света и большой осью эллипса поляризации нерассеянной компоненты) стремится к значению угла поворота плоскости поляризации ψ , рассчитанному для УТМВ-слоя с $\Phi = \langle \Phi(\rho) \rangle_A$ и $\delta = \langle \delta(\rho) \rangle_A$, и $P_C \rightarrow 0$. В разд. 4.2.2 сравниваются экспериментальные спектральные зави-

симости χ для LPC-RPA-слоев с теоретическими спектрами ψ . Отмечено, что отклонение экспериментальных кривых от теоретических минимально вблизи спектральных минимумов $|P_C|$.

В Заключение сформулированы основные результаты работы и перечислены возможные направления дальнейших исследований.

Основные результаты:

1. Разработана статистическая теория рассеяния света на мозаичных двулучепреломляющих слоях. Показано, что разработанная теория хорошо предсказывает характеристики рассеяния RPA-слоев исходя из их микроструктурных свойств.
2. Получено удобное представление обобщенной двухточечной матрицы Мюллера, позволяющее разделить вклад флуктуаций ориентации характеристических осей доменов и вклад флуктуаций структуры доменов в общую картину рассеяния, и в ряде случаев приводящее к удобным аналитическим формулам.
3. Найден общий вид средней обобщенной матрицы Мюллера $\mathbf{M}_A(\mathbf{R})$ статистически инвариантных квазиэквидоменных слоев и выявлены ограничения на вид картин рассеяния для таких слоев. Установлена форма функции $\mathbf{M}_A(\mathbf{R})$, при которой картины рассеяния H_v и V_v обладают круговой симметрией, а также форма этой функции, при которой картины рассеяния H_v и V_v являются инвариантными относительно азимутального поворота на 90° . Для мозаичных двулучепреломляющих слоев, состоящих из однородных фрагментов с разной азимутальной ориентацией оптической оси, выявлены статистические структурные свойства слоев, при которых картины рассеяния H_v и V_v обладают круговой симметрией, а также статистическая структурная характеристика, ответственная за ориентацию четырехлистников рассеяния относительно направления поляризации падающего света на H_v - и V_v -дифрактограммах.
4. Показано, что при нормальном падении циркулярно поляризованного пучка на эквидоменный слой, не вносящий поляризационно-зависимых потерь, рассеянная компонента прошедшего света тоже является циркулярно поляризованной, но с противоположным направлением вращения вектора напряженности электрического поля.
5. Получено аналитическое выражение для коэффициента направленного пропускания статистически нехиральных мозаичных слоев, позволяющее объяснить отклонения экспериментальных спектров коэффициента направленного пропускания нематических RPA-слоев от предсказываемых RIJM-теорией.
6. Экспериментально показано, что LPC-RPA-слои могут проявлять круговой дихроизм вне полос поглощения ЖК-материала и брэгговского отражения. Наблюдались ситуации, когда при падении на слой неполяризованного пучка нерассеянная компонента прошедшего света была почти полностью циркулярно поляризованной.
7. С помощью разработанного теоретического подхода установлены условия проявления кругового дихроизма мозаичными двулучепреломляющими слоями в отсутствие локальных поляризационно-зависимых потерь. Найдены статистические структурные свойства слоя, при которых степень проявления кругового дихроизма является максимальной.

Список цитируемой литературы:

Л1. Вальков, А. Ю. Флуктуации и рассеяние света в жидких кристаллах / А. Ю. Вальков, В. П. Романов, А. Н. Шалагинов // УФН. – 1994. – Т. 164. – С. 149–193.

- Л2. Fakirov, S. *Oriented Polymer Materials* / S. Fakirov. – Weinheim: Wiley VCH, 2002. – 537 p.
- Л3. Hashimoto, T. *Small-Angle Light Scattering from Nematic Liquid Crystals: Fluctuations of Director Field Due to Many-Body Interactions of Disclinations* / T. Hashimoto et al. // *Macromolecules*. – 1989. – Vol. 22. – P. 422–429.
- Л4. Tuchin, V. V. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis* / V. V. Tuchin. – Bellingham, Washington: SPIE press, 2007. – 882 p.
- Л5. Loiko, V.A. *Polymer dispersed liquid crystal droplets: methods of calculation of optical characteristics* / V. A. Loiko, V. I. Molochko // *Liq. Cryst.* – 1998. – Vol. 25. – P. 603–612.
- Л6. Лойко, В.А. Поляризация света полимерной пленкой, содержащей вытянутые капли жидкого кристалла с неоднородным межфазным поверхностным сцеплением / В. А. Лойко, А.В. Конколович, В.Я. Зырянов, А.А. Мискевич // *Опт. Спектр.* – 2017. – Т. 122. – С. 1016–1028.
- Л7. Lin, Y.-H. *Polarisation-independent liquid crystal devices* / Y.-H. Lin, H. Ren, S.-T. Wu // *Liq. Cryst. Today*. – 2007. – Vol. 17. – P. 2–8.
- Л8. Де Жен, П. *Физика жидких кристаллов* / П. де Жен; пер. А. А. Веденов. – М: Мир. – 1977. – 400 с.
- Л9. Fridrikh, S. V. *Polydomain-monodomain transition in nematic elastomers.* / S. V. Fridrikh, E. M. Terentjev // *Phys. Rev. E*. – 1999. – Vol. 60. – P. 1847-1857.
- Л10. Шерман, М. М. Особенности пропускания света монослоем одинаковых по структуре анизотропных доменов со случайной азимутальной ориентацией / М. М. Шерман, Д. А. Яковлев // *Опт. Спектр.* – 2010. – Т. 109. – С. 206–215.
- Л11. Шерман, М. М. *Электрооптические свойства жидкокристаллических слоев со случайными планарными условиями на границах: дис. канд. физ.- мат. наук* / М. М. Шерман. – Саратов, 2012. – 186 с.
- Л12. Sherman, M. M. *Electrically controlled transmission spectral filters for collimated beams on the base of nematic layers with schlieren structure* / M. M. Sherman et al. // *22nd International Liquid Crystal Conference: abstr.* – Korea, 2008. – P. 211.
- Л13. Wolf, E. *Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams* / E. Wolf // *Phys. Lett. A* – 2003. – Vol. 312. P. 263-267.
- Л14. Korotkova, O. *Generalized Stokes parameters of random electromagnetic beams* / O. Korotkova, E. Wolf // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30. – P. 198-200.
- Л15. Korotkova, O. *Effects of linear non-image forming devices on spectra and on coherence and polarization properties of stochastic electromagnetic beams: part I: general theory* / O. Korotkova, E. Wolf // *J. Mod. Opt.* – 2005. – Vol. 52. – P. 2659–2671.
- Л16. Korotkova, O. *Coherence and polarization properties of far fields generated by quasi-homogeneous planar electromagnetic sources* / O. Korotkova, B. G. Hoover, V. L. Gamiz, E. Wolf // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2005. – Vol. 22. – P. 2547–2556.
- Л17. Shirai, T. *Coherence and polarization of electromagnetic beams modulated by random phase screens and their changes on propagation in free space* / T. Shirai, E. Wolf // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2004. – Vol. 21. – P. 1907–1916.

- Л18. Ostrovsky, A. S. Modulation of spatial coherence of optical field by means of liquid crystal light modulator / A. S. Ostrovsky, E. Hernández García // *Rev. Mex. Fis.* – 2005. – Vol. 51. – P. 442–446.
- Л19. Savenkov, S. N. Effective dichroism in forward scattering by inhomogeneous birefringent medium / S. N. Savenkov et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* – 2009. – Vol. 110. – P. 30–42.
- Л20. Desimpel, C. Optical transmission model for thin two-dimensional layers / C. Desimpel et al. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 2004. – Vol. 422. – P. 185/[455]–195/[465].
- Л21. Yakovlev, D.A. Modeling and optimization of LCD optical performance / D.A. Yakovlev, V.G. Chigrinov, H.-S. Kwok. – Chichester: Wiley, 2015. – 584 p.
- Л22. Korotkova, O. Conservation laws for stochastic electromagnetic free fields / O. Korotkova // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2008. – Vol. 10. – P. 025003-1–025003-5.
- Л23. Ханчич, О. А. Анизотропные структуры в полимерах и их изучение методом малоуглового рассеяния поляризованного света. / О. А. Ханчич. – М.: Издательство МТИ, 2014. – 124 с.
- Л24. Silvestri, R. A light scattering study on films of a nematic main chain thermotropic liquid crystalline polymer / R. Silvestri, L. L. Chapoy // *Polymer.* – 1992. – Vol. 33. – P. 2891–2896.
- Л25. Stein, R. S. Scattering of light by films having nonrandom orientation fluctuations / R. S. Stein, P. F. Erhardt, S. B. Clough, C. Adams // *J. Appl. Phys.* – 1966. – Vol. 37. – P. 3980–3990.
- Л26. Maksimyak, P. Coloring of radiation scattered by polymer-dispersed liquid crystals / P. Maksimyak, A. Maksimyak, A. Nehrych // *Opt. Appl.* – 2014. – Vol. 44. – P. 545–554.

Основные результаты диссертационной работы изложены в следующих публикациях:

1. **Yakovlev, D. D.** Electrically induced circular dichroism of multidomain layers of a long-pitch cholesteric liquid crystal / **D. D. Yakovlev**, M. M. Sherman, D. A. Yakovlev. // *Proceedings of SPIE.* – 2014. – Vol. 9031. – P. 90311B-1–90311B-6.
2. **Yakovlev, D. D.** Characterization of and correcting for imperfections of compound zero-order waveplates for spectral polarization measurements. // **D. D. Yakovlev** // *Proceedings of SPIE.* – 2014. – Vol. 9031. – P. 90311C-1–90311C-5.
3. **Yakovlev, D. D.** Electrically-controlled scattering of light by nematic liquid crystal layers with random planar alignment: transformation of the scattered component / **D. D. Yakovlev**, V. M. Ryabtsev, M. M. Sherman, D. A. Yakovlev // *Proceedings of SPIE.* – 2015. – Vol. 9448. – P. 94482F-1–94482F-5.
4. **Яковлев, Д. Д.** Оптическая характеристика структуры случайно-неоднородных жидкокристаллических слоев / **Д. Д. Яковлев**, Д. А. Яковлев // *Сборник трудов IX Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2015»*, СПб: Университет ИТМО, 2015 – С. 25–28.
5. **Яковлев, Д. Д.** Картины рассеяния ортогонально поляризованных компонент света для статистически вращательно-инвариантных двулучепреломляющих фазовых экранов / **Д. Д. Яковлев**, Д. А. Яковлев // *Проблемы оптической физики и биофотоники. SFM-2017: материалы Международного симпозиума и Международ-*

ной молодежной научной школы Saratov Fall Meeting 2017, Саратов: «Новый ветер», 2017 – С. 88–94.

6. **Яковлев Д. Д., Яковлев Д. А.** Картины рассеяния ортогонально поляризованных компонент света для статистически вращательно-инвариантных мозаичных двулучепреломляющих слоев / **Д. Д. Яковлев, Д. А. Яковлев** // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126. – С. 324–335.
7. **Яковлев Д. Д.** Особенности структуры статистически вращательно-инвариантных мозаичных двулучепреломляющих слоев, проявляющих круговой дихроизм / **Д. Д. Яковлев** // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия "Физика". – 2019. – Т. 19, № 3. – С. 188–200.
8. **Яковлев Д. Д., Яковлев Д. А.** Границы применимости приближения прямых лучей при моделировании оптических свойств жидкокристаллических дифракционных решеток / **Д. Д. Яковлев, Д. А. Яковлев** // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 24, № 1. – С. 40–52.
9. **Yakovlev D. D.** Features of light scattering on mosaic layers composed of structurally similar birefringent domains / **D. D. Yakovlev, M. M. Sherman, A. A. Murauski, D. A. Yakovlev** // Journal of Modern Optics. – 2020. – Vol. 67, № 2. – P. 111–125.