

Санкт-Петербургский Государственный Университет

На правах рукописи

Кокорин Дмитрий Иванович

**Диффузия света и когерентное обратное  
рассеяние в нематических жидких кристаллах**

01.04.02 – Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2014

Работа выполнена в *Санкт-Петербургском государственном университете*.

Научный руководитель: *д.ф.-м.н., Аксёнова Елена Валентиновна,*

Официальные оппоненты: *Даринский Анатолий Анатольевич,*  
*д.ф.-м.н., профессор,*  
*Институт высокомолекулярных соедине-*  
*ний РАН, главный научный сотрудник,*

*Захаров Александр Васильевич,*  
*д.ф.-м.н., старший научный сотрудник,*  
*Институт проблем машиноведения РАН,*  
*заведующий сектором,*

Ведущая организация: *Физико-технический институт*  
*им. А.Ф. Иоффе РАН*

Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2014 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 212.232.24 при *Санкт-Петербургском государственном университете*, по адресу: *199004, Санкт-Петербург, Средний пр. В.О., д. 41/43, ауд. 304*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке *Санкт-Петербургского государственного университета* и на сайте <http://spbu.ru/science/disser/>.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2014 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по адресу *198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., д.1, корпус И, каб. 421* на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь диссертационного совета,

*д.ф.-м.н.,*

*Аксёнова Е.В.*

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы исследования.** Исследование многократного рассеяния света в жидких кристаллах привлекает большое внимание в течение многих лет. Наиболее детально исследуются нематические жидкие кристаллы (НЖК). Оптические свойства этих систем хорошо известны и, как правило, для них с высокой точностью измерены все необходимые оптические характеристики. С точки зрения проблем многократного рассеяния жидкие кристаллы выделены тем, что в них в отличие от других изучаемых объектов источником многократного рассеяния являются не отдельные частицы, как в суспензиях, и не структурные неоднородности, как в неоднородных твердых диэлектриках, а тепловые флуктуации ориентации, амплитуда и корреляционные свойства которых хорошо исследованы как экспериментально, так и теоретически.

Сложность исследования многократного рассеяния в НЖК обусловлена тем, что эта система обладает значительной оптической анизотропией, а индикатриса однократного рассеяния имеет сложную структуру.

Наиболее интересными и хорошо изученными эффектами в многократном рассеянии в нематических жидких кристаллах являются когерентное обратное рассеяние и диффузия света.

Диффузия света в НЖК рассматривалась в работах [1–3]. Экспериментально компоненты тензора диффузии измерялись путем пропускания короткого светового импульса через слой с НЖК [3], а также по деформации светового пучка [1], прошедшего сквозь образец. Для аналитического вычисления коэффициентов диффузии применялись два подхода. Один подход использует аналогию между переносом излучения и задачей рассеяния электронов на примесях, для которой выражения для коэффициентов диффузии были получены при помощи формулы Кубо–Гринвуда [2]. Другой подход предполагает построение приближенного решения интегрального уравнения Бете–Солпитера [1].

Эффект когерентного обратного рассеяния детально исследован теорети-

чески и экспериментально для различных систем, в том числе и для жидких кристаллов [4, 5]. Описание пика обратного рассеяния сводится к суммированию лестничных и циклических диаграмм. Эта задача точно решается для системы точечных рассеивателей, а для рассеивателей конечных размеров или флуктуаций с конечным радиусом корреляции вводятся приближения, точность которых не всегда удастся контролировать из-за сложности решаемой задачи.

Также к настоящему времени детально разработаны методы численного моделирования многократного рассеяния [1, 6], которые позволяют избежать многих трудностей, возникающих при аналитических расчетах. Ввиду значительной сложности задачи как аналитические, так и численные подходы используют некоторые упрощающие предположения. Несмотря на эти упрощения авторам удалось показать тензорный характер коэффициента диффузии и получить узкий пик когерентного обратного рассеяния с эллиптической формой поперечных сечений.

**Цели и задачи диссертационной работы:** Появление новых экспериментальных данных о диффузии света [3] и когерентном обратном рассеянии [4] ставит вопрос о том, насколько хорошо согласуются между собой результаты теории, моделирования и эксперимента. Естественным решением этой проблемы является проведение моделирования многократного рассеяния света в НЖК, не использующее упрощающих предположений о свойствах жидкого кристалла. Целью исследования было решить эту проблему и сравнить результаты моделирования с результатами аналитических исследований и экспериментальными данными.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- Предложено обобщение стандартной схемы моделирования многократного рассеяния на случай одноосной среды с произвольной достаточно гладкой индикатрисой однократного рассеяния.
- Проведено моделирование диффузии света в НЖК без использования

упрощающих предположений о свойствах жидкого кристалла.

- Проведено моделирование когерентного обратного рассеяния света в НЖК, не пренебрегающее различием модулей Франка.

**Научная новизна и практическая значимость** В диссертации впервые решены следующие задачи:

- Предложено обобщение подхода к моделированию многократного рассеяния на случай анизотропных сред с произвольной достаточно гладкой индикатрисой однократного рассеяния. Предложенный способ моделирования может быть использован в различных областях физики, таких как океанология, геофизика, физика атмосферы, биофизика, задачах медицинской диагностики и других.
- Проведено моделирование многократного рассеяния света в НЖК, не пренебрегающее различием модулей Франка.
- Проведен анализ перехода от процесса многократного рассеяния света к диффузионному режиму.
- При помощи моделирования исследована зависимость компонент тензора анизотропной диффузии от напряженности внешнего магнитного поля, ориентирующего жидкий кристалл. Обнаружено, что эта зависимость имеет немонотонный характер. Предложено качественное объяснение такого немонотонного поведения.
- Рассчитана зависимость тензора анизотропной диффузии от длины волны падающего на НЖК света.
- Проведено моделирование когерентного обратного рассеяния света в НЖК, не использующее упрощающие предположения о свойствах жидкого кристалла.

**На защиту выносятся следующие результаты и положения:**

- Проведено моделирование многократного рассеяния света в НЖК. Показано, что переход от описания в терминах отдельных кратностей рассеяния к диффузионному режиму происходит после  $10 \div 15$  актов рассеяния.
- Предсказанные моделированием значения поперечного коэффициента диффузии хорошо согласуются с известными данными. Для продольного коэффициента диффузии моделирование предсказывает большие значения, чем эксперимент и результаты приближенных аналитических вычислений.
- Обнаружена немонотонная зависимость рассчитанных коэффициентов анизотропной диффузии от напряженности магнитного поля, ориентирующего НЖК. Немонотонность обусловлена оптической анизотропией жидкого кристалла.
- Показано, что в оптическом диапазоне компоненты тензора диффузии меняются в несколько раз в зависимости от длины световой волны.
- При помощи моделирования получен близкий по ширине к экспериментальному пик когерентного обратного рассеяния для ориентированных НЖК.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Моделирование проводилось хорошо апробированным методом Монте-Карло, описывающим многократное рассеяние, как случайное блуждание частиц в среде. Использовалась известная модель однократного рассеяния. На каждом этапе моделирования выполнялся контроль точности проведенных расчетов.

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях:

- 24th International Liquid Crystal Conference, Майнц, Германия, 2012

- 25th International Liquid Crystal Conference, Дублин, Ирландия, 2014

и на семинарах кафедры статистической физики физического факультета СПбГУ.

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 3 печатных работах [A1, A2, A3] в журналах, рекомендованных ВАК для опубликования результатов кандидатских и докторских диссертаций.

**Личный вклад автора.** Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 88 страниц, включая 21 рисунок. Библиография включает 77 наименований на 9 страницах.

## Содержание работы

**Глава 1** посвящена теории и соответствующему ей моделированию многократного рассеяния в применении к рассеянию света в НЖК.

Раздел 1.1 посвящен оптическим свойствам НЖК и описанию однократного рассеяния света. Рассматривается одноосный НЖК, ориентированный внешним магнитным полем. В такой среде могут распространяться два типа волн: обыкновенные, ( $o$ ), и необыкновенные, ( $e$ ). Рассеяние света в НЖК в основном обусловлено флуктуациями вектора директора, спектр которых имеет вид

$$\langle |\delta n_l(\mathbf{q})|^2 \rangle = \frac{k_B T}{K_{ll} q_{\perp}^2 + K_{33} q_{\parallel}^2 + \chi_a H^2}, \quad l = 1, 2, \quad (1)$$

где  $K_{ll}$ ,  $l = 1, 2, 3$  — модули Франка,  $\chi_a = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$ ,  $\chi_{\parallel}$ ,  $\chi_{\perp}$  — магнитные восприимчивости вдоль и поперек  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{H}$  — напряженность внешнего магнитного поля. Приводится явный вид корреляционной функции флуктуаций диэлектрической

проницаемости  $\langle \delta\varepsilon_{\alpha\mu} \delta\varepsilon_{\nu\beta}^* \rangle(\mathbf{q})$  и интенсивности однократного рассеяния  $I_{(i)}^{(s)}(\mathbf{q})$ , где индексы  $(i)$  и  $(s)$  соответствуют модам поляризации до и после рассеяния

$$I_{(i)}^{(s)} = I_{(i)}^0 \frac{V_{sc}}{(4\pi)^2 R^2} \frac{1}{n^{(i)} \cos \delta^{(i)}} \sum_{j=o,e} \frac{n^{(j)}}{\cos^3 \delta^{(j)}} f_{(j)}^2 e_{\alpha}^{(s)} e_{\beta}^{(s)} B_{\alpha\beta\mu\nu}(\mathbf{q}) e_{\mu}^{(i)} e_{\nu}^{(i)}, \quad (2)$$

где  $\delta^{(j)}$ ,  $f_{(j)}$  — угловые множители,  $B(\mathbf{q})$  — корреляционная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости,  $\mathbf{e}^{(o)}$ ,  $\mathbf{e}^{(e)}$  — векторы поляризации,  $n^{(i)}$  — показатель преломления, индексы  $i, s = (o, e)$  обозначают тип падающей и рассеянной волны,  $V_{sc}$  — рассеивающий объем,  $R$  — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

Наиболее сильным является рассеяние необыкновенного луча в необыкновенный. При этом рассеяние происходит в основном вперед. Также приводится выражение для длины экстинкции  $l_{(j)} = \tau_{(j)}^{-1}$ ,

$$\tau_{(j)}(\mathbf{k}^{(j)}) = \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{e_{\alpha}^{(j)} e_{\beta}^{(j)}}{n^{(j)} \cos^2 \delta^{(j)}} \sum_{l=o,e} \int d\Omega_{\mathbf{q}}^{(l)} \frac{n^{(l)} e_{\nu}^{(l)} e_{\mu}^{(l)}}{\cos^2 \delta^{(l)}} B_{\alpha\nu\beta\mu}(\mathbf{k}^{(l)} - \mathbf{q}), \quad (3)$$

где  $\int d\Omega_{\mathbf{q}}^{(l)}$  означает интегрирование по поверхности  $q = k^{(l)}(\mathbf{q})$ .

В разделе 1.2 изложена теория многократного рассеяния света в анизотропных средах. Рассматривается уравнение Бете–Солпитера и соответствующая ему диаграммная техника. В приближении слабого рассеяния, которое справедливо для рассеяния света в НЖК, формальное итерационное решение такого уравнения может быть представлено в виде бесконечного ряда лестничных диаграмм.

В разделе 1.3 описан стандартный подход к моделированию многократного рассеяния, основанному на итерационном решении уравнения Бете–Солпитера. Перенос интенсивности излучения моделируется, как случайное блуждание “фотонов” в рассеивающей среде. Необходимо подчеркнуть, что “фотоны” в данном контексте являются объектами моделирования, а не физическими частицами. Между актами рассеяния фотоны распространяются прямолинейно вдоль вол-

нового вектора  $\mathbf{k}^{(i)}$  на случайное расстояние, имеющее функцию распределения

$$f(s) = \frac{1}{l} \exp(-s/l). \quad (4)$$

На каждом акте рассеяния согласно индикатрисе  $I_{(i)}^{(s)}(\mathbf{k}^{(i)}, \mathbf{k}^{(s)})$  случайным образом выбирается направление волнового вектора после рассеяния  $\mathbf{k}^{(s)}$ . Относительную интенсивность излучения в интересующей нас точке можно определить, как отношение числа фотонов, попавших в окрестность этой точки к полному числу фотонов. Число рассеяний, которые претерпели попавшие в окрестность детектора фотоны, для разных фотонов может быть разным. При этом суммирование фотонов, рассеявшихся  $n$  раз, соответствует вкладу в интенсивность от диаграммы с  $n$  ступенями в теоретическом описании. Фактически, описанная процедура моделирования соответствует вычислению многократных интегралов, сопоставляемых отдельным лестничным диаграммам, методом Монте-Карло. Наиболее сложной задачей в такого рода моделировании является выбор направления  $\mathbf{k}^{(s)}$ . Обычно для этого используют какую-либо модельную индикатрису однократного рассеяния, позволяющую разыгрывать направления  $\mathbf{k}^{(s)}$  аналитически с помощью метода обратных функций. Для описания рассеяния скалярного поля популярной моделью является индикатриса Хеньи–Гринстайна. При моделировании рассеяния света в НЖК как правило используют упрощающие предположения, такие, как одноконстантное приближение  $K_{11} = K_{22} = K_{33}$ . Такой подход также позволяет использовать для выбора  $\mathbf{k}^{(s)}$  метод обратных функций, однако делает невозможным количественное сравнение с экспериментальными данными, поскольку в реальных НЖК модули Франка не совпадают.

В разделе 1.4 рассматривается предложенное автором диссертации обобщение стандартного подхода к моделированию на случай анизотропных сред с произвольной индикатрисой однократного рассеяния. Вместо приближенных аналитических моделей предлагается использовать адаптивно построенную аппроксимацию, приближающую индикатрису с заданной точностью. Индикатри-

са однократного рассеяния рассматривается в сферических координатах  $(\theta, \phi)$ . Область определения индикатрисы адаптивно разбивается на прямоугольники, на каждом из которых билинейная интерполяция приближает индикатрису с заданной точностью. Для того, чтобы учесть одноосность среды, используется набор таких аппроксимаций. При этом каждая из аппроксимаций приближает индикатрису с заданной точностью в некотором интервале углов между  $\mathbf{k}^{(i)}$  и директором.

В разделе 1.5 показано, как предложенное обобщение может быть использовано для моделирования рассеяния света в НЖК с индикатрисой вида (2). Считается, что между актами рассеяния фотон имеет либо  $(o)$ , либо  $(e)$  поляризацию. На каждом акте рассеяния поляризация выбирается согласно полному сечению рассеяния в тот или иной канал.

**Глава 2** посвящена анизотропной диффузии света в НЖК. В результате многократного рассеяния свет хаотизируется и “забывает” информацию об источнике излучения. Перенос интенсивности при этом может быть описан в терминах уравнения диффузии

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D_{\parallel} \nabla_{\parallel}^2 P + D_{\perp} \nabla_{\perp}^2 P, \quad (5)$$

где  $P = P(\mathbf{r}, t)$  вероятность прихода фотона в точку  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$ , а  $D_{\parallel}$  и  $D_{\perp}$  – коэффициенты диффузии вдоль и поперек директора. Аналитически такой результат может быть получен как следствие уравнения Бете–Солпитера.

В начале главы кратко описаны экспериментальные и приближенные аналитические методы для определения коэффициентов диффузии. Описана техника моделирования, основанная на анализе зависимости квадратов смещения фотонов от времени. Для этого для фотонов вводится понятие времени, отсутствующее в уравнении Бете–Солпитера. Считается, что между актами рассеяния фотоны распространяются с фазовой скоростью. Таким образом можно определить, какое время потребовалось фотону для того, чтобы попасть в какую-либо точку траектории. После выхода системы на диффузионный режим

№	НЖК	$\varepsilon_{\parallel}$	$\varepsilon_{\perp}$	$K_{11}$	$K_{22}$	$K_{33}$	$H, T$	$\xi, \text{мкм}$	$\lambda, \text{нм}$	$T, \text{К}$	Результат	$D_{\parallel}$	$D_{\perp}$	$D_{\parallel}/D_{\perp}$	
1	5СВ	2.923	2.381	4.187	2.279	5.3	0.5	4.72	546.4	300	Моделирование	1.93	0.87	2.28	
											Теория [1, 7]	1.43	0.98	1.45	
2				2.3								Моделирование	1.70	0.75	2.21
												Теория [7]	—	—	1.51
3								0.2	11.8	514.5	303.15	Моделирование	1.75	0.78	2.26
									—			Эксперимент [1]	$0.7 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.1$	$1.6 \pm 0.25$
							—		Моделирование [1]			1.31	0.9	1.46	
4							0.5	5.22	405	300	Моделирование	1.54	0.68	2.26	
								—			Эксперимент [3]	$0.456 \pm 0.019$	$0.362 \pm 0.015$	1.26	
								—			Эксперимент [3]	—	—	$1.44 \pm 0.06$	
	3.0	2.2	6.0					4.2			Моделирование	1.22	0.52	2.35	
											Моделирование [6]	—	—	1.3	
5	РАА	3.35	2.47	3.0		9.51	—	2.2	500	400	Моделирование	0.67	0.28	2.43	
											Теория [2]	0.502	0.287	1.75	
6	МВВА	4.7	5.4	3.7		7.45	—	1.5	500	300	Моделирование	1.54	0.88	1.77	
												Теория [2]	1.146	0.872	1.31

Таблица 1. Сравнение вычисленных и измеренных коэффициентов диффузии. Модули Франка  $K_{jj}$  выражены в  $10^{-7}$  дин. Коэффициенты диффузии выражены в  $10^9 \text{ см}^2/\text{с}$ .

становятся справедливы соотношения

$$\langle x^2 \rangle - x_0^2 = \langle r_{\parallel}^2 \rangle = 2D_{\parallel}t \quad (6)$$

$$\langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle - y_0^2 - z_0^2 = \langle r_{\perp}^2 \rangle = 4D_{\perp}t, \quad (7)$$

где точка  $(x_0, y_0, z_0)$  фактически соответствует центру масс облака фотонов после выхода системы на диффузионный режим. Коэффициенты диффузии при этом можно определять по углу наклона линейных участков зависимостей  $\langle r_{\parallel, \perp}^2 \rangle(t)$ .

Детально изучен выход на диффузионный режим. Показано, что для близких к экспериментальным условий диффузия наступает после 10–15 рассеяний.

Приводится сравнение результатов моделирования с известными данными. Результаты моделирования, экспериментов и аналитических расчетов неплохо согласуются. Особенно интересным является сравнение результатов теории и моделирования, поскольку оба эти подхода в сущности решают одно и то же уравнение Бете–Солпитера в приближении слабого рассеяния. При этом аналитические расчеты используют плохо контролируемые приближения. Теория и моделирование предсказывают близкие значения  $D_{\perp}$ , но значения  $D_{\parallel}$ , получен-

ные в результате моделирования, оказываются больше рассчитанных аналитически.

Особое внимание уделено исследованию зависимости коэффициентов диффузии от напряженности внешнего магнитного поля. Обнаружено, что эта зависимость имеет немонотонный характер. Этот результат отличается от предсказанного теоретически. По-видимому, такая немонотонная зависимость и является причиной отличия результатов моделирования и приближенных аналитических расчетов. Для того, чтобы выяснить причины немонотонности, после-

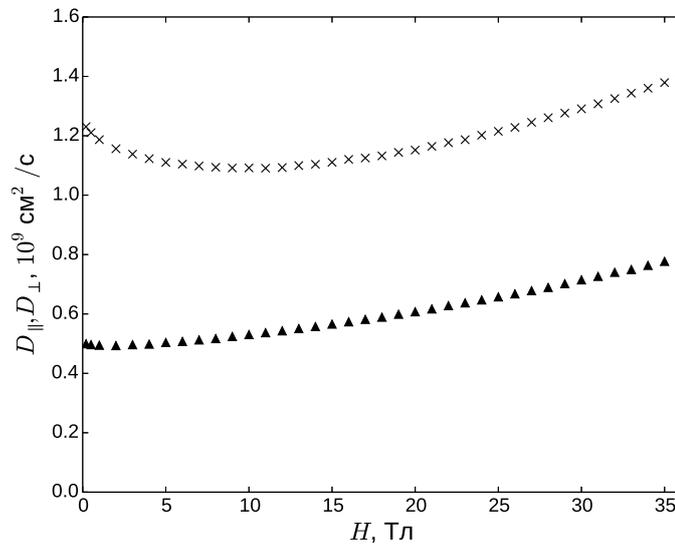


Рис. 1. Зависимость коэффициентов диффузии фотонов  $D_{\parallel}$  ( $\times$ ) и  $D_{\perp}$  ( $\blacktriangle$ ) от магнитного поля.

довательно упрощается модель жидкого кристалла. Сначала из рассмотрения исключаются ( $o$ ) лучи. Затем модули Франка полагаются одинаковыми. Немонотонное поведение при этом не исчезает. Дальнейшее упрощение предполагает исключение из рассмотрения оптической анизотропии, однако при этом выражение для индикатрисы однократного рассеяния  $I_{(i)}^{(s)}$  формально обращается в ноль. Фактически это означает, что рассеивающая среда в таком приближении не является НЖК. Для того, чтобы продемонстрировать, что полученное немонотонное поведение не является следствием дефекта моделирования, рассматривается скалярная изотропная модель с индикатрисой однократного рас-

сеяния

$$I = \frac{1}{N} \frac{1}{Kq^2 + \chi_a H^2}, \quad (8)$$

где  $N$  - нормировочный коэффициент. Для такой модели зависимость коэффициента диффузии от напряженности магнитного поля легко может быть рассчитана аналитически и является монотонной. Зависимость была рассчитана при помощи моделирования и совпала с аналитической с точностью до долей процента.

Немонотонная зависимость коэффициентов диффузии от внешнего магнитного поля является, по-видимому, следствием оптической анизотропии НЖК. Такой результат, вероятно, может быть получен и при аналитическом подходе [1] при учете более высоких поправок.

В конце главы приводится рассчитанная при помощи моделирования зависимость коэффициентов диффузии от длины световой волны. Для параметров, близких к экспериментальным, коэффициенты диффузии в оптическом диапазоне меняются почти в два раза.

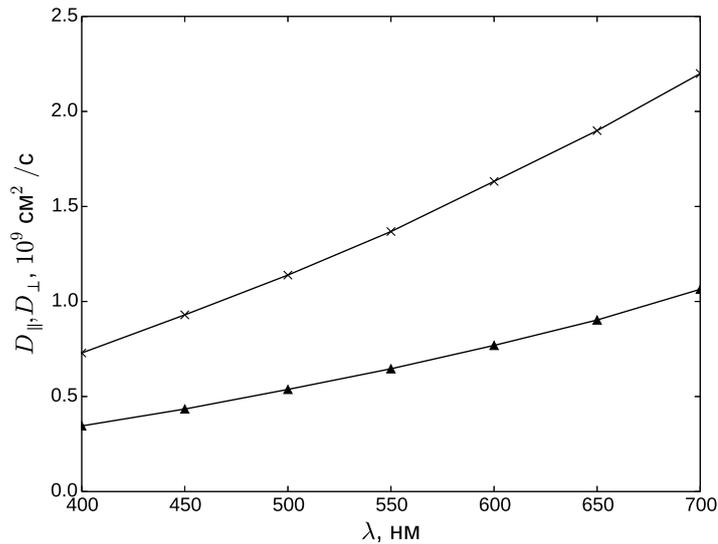


Рис. 2. Зависимость коэффициентов диффузии фотонов  $D_{||}$  (x) и  $D_{\perp}$  (▲) от длины световой волны.

Приведенные в главе результаты опубликованы в работах [A2, A3].

**Глава 3** посвящена когерентному обратному рассеянию света в НЖК. Это явление состоит в резком возрастании интенсивности рассеянного света в малом телесном угле в направлении, противоположном направлению падения. Оно связано с тем, что волны, рассеявшиеся на одних и тех же неоднородностях, но в противоположном порядке, являются когерентными. При этом в решении уравнения Бете–Солпитера необходимо учитывать не только лестничные, но и циклические диаграммы.

Кратко изложен аналитический подход к расчету пика интенсивности рассеянного назад света. Описана техника моделирования. Показано, что в моделировании учет циклических диаграмм может быть произведен при помощи суммирования фотонов с фазовым множителем  $\cos[\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}_s^{(n)}]$ , где  $\mathbf{q} = \mathbf{k}^{(s)} - \mathbf{k}^{(i)}$ ,  $\mathbf{R}_s^{(n)}$  — вектор, указывающий место вылета фотона из среды. Рассмотрен применявшийся при моделировании полуаналитический метод, позволяющий учесть излучение, попадающее в малый телесный угол шириной  $\approx 100$  мкрад. Метод состоит в учете вкладов  $\delta_n(\mathbf{k}_F^{(s)})$  каждого фотона в интенсивность на каждом акте рассеяния,

$$\delta_n(\mathbf{k}_F^{(s)}) = W_n p_{is}(\mathbf{k}^{(i)}, \mathbf{k}_F^{(s)}) \exp \left[ -\frac{1}{l_s(\mathbf{k}_F^{(s)})} \frac{z_n}{\cos \theta_s} \right], \quad (9)$$

где  $n$  — кратность рассеяния,  $W_n$  — вес фотона,  $p_{is}$  — нормированная индикатриса однократного рассеяния,  $\mathbf{k}_F^{(s)}$  — волновой вектор рассеяния, направленный в приемник под интересующим нас углом  $\theta_s$ ,  $z_n$  — расстояние от текущего положения фотона до границы. Относительная интенсивность рассеянного света при этом имеет вид

$$J(\theta_s, \phi_s) = \frac{J_C + J_L}{J_L}, \quad (10)$$

где  $J_L$  и  $J_C$  вклады лестничных и циклических диаграмм

$$J_L = \sum_{a=1}^A \sum_{n=1}^N \delta_n(\mathbf{k}_F^{(s)}), \quad (11)$$

$$J_C = \sum_{a=1}^A \sum_{n=2}^N \delta_n(\mathbf{k}_F^{(s)}) \cos[\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}_s^{(n)}]. \quad (12)$$

Здесь суммирование по  $a = 1, 2, \dots$   $A$  представляет собой сумму по всем фотонам, участвующим в моделировании. Суммирование по  $n$  представляет собой суммирование по кратностям рассеяния.

Моделирование предсказывает близкие к экспериментальной ширину и анизотропию пика. Анизотропия пика равна 1.46. В эксперименте анизотропия составляла  $1.17 \pm 0.04$ . Отличие пика от полученного в эксперименте обусловлено аппаратной функцией экспериментального оборудования. Моделирование описывает данные эксперимента лучше, чем приближенные аналитические вычисления [5]. Показано, что низкие кратности ( $\sim 10$  рассеяний) вносят замет-

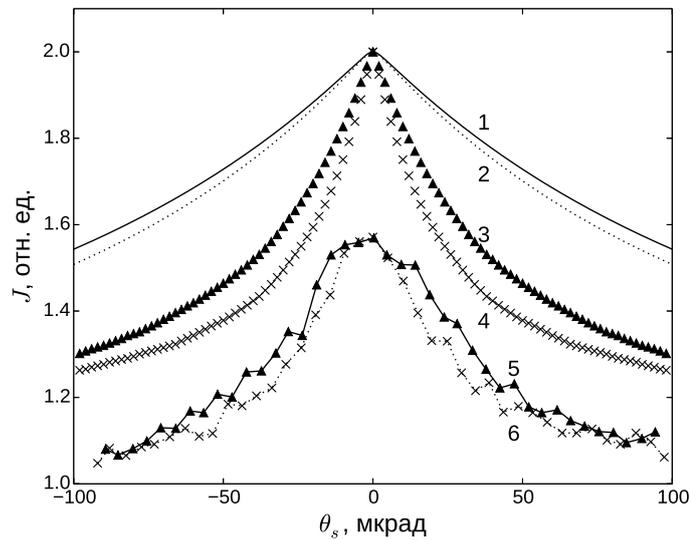


Рис. 3. Сечения пика когерентного обратного рассеяния. Кривые (1) и (2) получены аналитически [5], кривые (3) и (4) – результаты моделирования, на кривых (5) и (6) представлены экспериментальные данные [4]. Кривые (1), (3) и (5) соответствуют углу  $\phi_s = 0$ , кривые (2), (4) и (6) – углу  $\phi_s = \pi/2$ .

ный вклад в пик. Такие кратности рассеяния не могут быть описаны аналитически в диффузионном приближении.

Результаты, приведенные в главе, опубликованы в работах [A1, A3].

**В заключении** кратко перечисляются основные результаты, полученные в диссертации.

## Список публикаций по теме диссертации из перечня ВАК

- A1. Аксенова Е. В., Кокорин Д. И., Романов В. П. Моделирование эффекта когерентного обратного рассеяния света в нематических жидких кристаллах // *ЖЭТФ*. 2012. Т. 142, № 8. С. 376–385.
- A2. Аксенова Е. В., Кокорин Д. И., Романов В. П. Особенности диффузии света в нематических жидких кристаллах // *Оптика и спектроскопия*. 2013. Т. 115, № 1. С. 128–135.
- A3. Aksenova E. V., Kokorin D. I., Romanov V. P. Simulation of radiation transfer and coherent backscattering in nematic liquid crystals // *Phys. Rev. E*. 2014. — May. Vol. 89. P. 052506.

## Цитированная литература

1. Stark H., Kao M. H., Jester K. A. et al. Light diffusion and diffusing-wave spectroscopy in nematic liquid crystals // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1997. — Jan. Vol. 14, no. 1. P. 156–178.
2. van Tiggelen B. A., Heiderich A., Maynard R. Light Diffusion in Oriented Nematic Liquid Crystals // *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 1997. Vol. 293, no. 1. P. 205–238.
3. Wiersma D. S., Muzzi A., Colocci M., Righini R. Time-resolved experiments on light diffusion in anisotropic random media // *Phys. Rev. E*. 2000. — Nov. Vol. 62. P. 6681–6687.
4. Sapienza R., Wiersma D. S., Delande D. Anisotropic Weak Localization of Light: From Isotropic Scattering to Ordered Nematic Liquid Crystals // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2005. Vol. 429, no. 1. P. 193–212.
5. Аксенова Е. В., Кузьмин В. Л., Романов В. П. Когерентное обратное рассеяние света в нематических жидких кристаллах // *ЖЭТФ*. 2009. Т. 135, № 3. С. 587–607.
6. Кузьмин В. Л. Анизотропия диффузии света в нематике // *Письма в ЖЭТФ*. 2013. Т. 98, № 4. С. 231–236.
7. van Tiggelen B., Stark H. Nematic liquid crystals as a new challenge for radiative transfer // *Reviews of Modern Physics*. 2000. Vol. 72, no. 4. P. 1017.