

## МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ С КАПЛЯМИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

В. А. Лойко<sup>a\*</sup>, У. Машке<sup>b\*\*</sup>, В. Я. Зырянов<sup>c</sup>, А. В. Конколович<sup>a</sup>, А. А. Мискевич<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси  
220072, Минск, Беларусь

<sup>b</sup> Laboratoire de Chimie Macromoléculaire, Université des Sciences et Technologies de Lille  
F-59655, Villeneuve d'Ascq Cedex, France

<sup>c</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 8 апреля 2008 г.

Разработан метод описания и численного моделирования угловой структуры интенсивности рассеянного излучения, прошедшего монослой капсулированных полимером капель жидкого кристалла. Он основан на приближении эффективной среды, приближении аномальной дифракции и интерференционном приближении теории рассеяния волн. Проведен анализ структуры рассеянного в малых углах светового излучения для полимерных пленок с оптически крупными каплями жидкого кристалла. Метод позволяет исследовать полевые и температурные фазовые переходы в жидкокристаллических каплях с цилиндрической симметрией по измерениям интенсивности поляризованного рассеянного излучения.

PACS: 42.70.Df, 61.30.-v

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение жидких кристаллов (ЖК) и создаваемых на их основе жидкокристаллических композитов в устройствах отображения информации, телекоммуникации, оптоэлектронике и т. д. обуславливает постоянный интерес к их исследованию [1–5]. Одним из эффективных методов исследования ЖК и композитных жидкокристаллических пленок является метод рассеяния света.

Капсулированные полимером жидкокристаллические (КПЖК) материалы, представляют собой полимерные пленки с диспергированными в них каплями жидкого кристалла. Разные оптические эффекты в таких системах реализуются путем изменения ориентации оптических осей (директоров) капель и конфигурации молекул ЖК в капле под действием электрических и магнитных полей, температуры и т. д., что позволяет реализовывать управляемое светорассеяние. Анизотропия ЖК-капель явля-

ется одним из факторов, приводящих к значительному усложнению решения задач рассеяния на отдельных каплях и их ансамблях по сравнению с соответствующими решениями для оптически изотропных частиц. Поэтому, как правило, используются приближенные методы решения. Выбор приближенного метода зависит от параметров исследуемого образца и длины волны облучающего света. Например, при исследовании рассеяния ЖК-каплями, имеющими размеры, меньшие или сравнимые с длиной волны света, используют приближение Рэлея или Рэлея – Ганса [6, 7]. При исследовании малоуглового рассеяния ЖК-каплями (диспергированными в полимерную матрицу) с линейными размерами, намного большими длины волны падающего излучения, используют приближение аномальной дифракции [6, 8]. Однако даже с помощью приближенных методов аналитические или полуаналитические решения могут быть получены только для некоторых частных случаев распределения молекул ЖК в капле [7, 8].

В настоящей работе предлагается метод анализа малоугловой структуры излучения, рассеянного

\*E-mail: loiko@dragon.bas-net.by

\*\*U. Maschke

капсулированным полимером монослоем жидкокристаллических капель, размер которых заметно больше длины волны излучения в полимерной матрице. Он основан на приближении аномальной дифракции и интерференционном приближении, учитывающем кооперативные эффекты [9–12] в рассеянии света ансамблем анизотропных ЖК-капель. Исследуются интенсивности компонент рассеянного в малых углах излучения, поляризованных параллельно ( $vv$ ) и ортогонально ( $vh$ ) плоскости поляризации линейно поляризованной плоской волны, нормально падающей на КПЖК-монослой. Рассматривается монослой сферических ЖК-капель, обладающих цилиндрической симметрией. Внутренняя структура капель и их ориентация в слое моделируется с помощью разноуровневых скалярных и тензорных параметров порядка [2, 13, 14], которые существенно упрощают решения прямой и обратной задач рассеяния [15–17].

Полученные результаты являются основой создания простых методик анализа полевых и температурных фазовых переходов в нематических жидкокристаллических каплях по измерениям угловых распределений интенсивности рассеянного излучения в поляризованном свете. Они позволяют решать задачи восстановления параметра порядка монослоя (ориентацию директоров ЖК-капель в слое) и параметра порядка ЖК-капель, размер которых заметно больше длины волны излучения в полимерной матрице.

## 2. УГЛОВАЯ СТРУКТУРА РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КПЖК-МОНОСЛОЕ. ПРИБЛИЖЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ СРЕДЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИ КРУПНЫХ ЖК-КАПЕЛЬ

Рассмотрим КПЖК-монослой при нормальном освещении линейно поляризованной плоской волной (рис. 1). На рис. 1:  $xyz$  — лабораторная система координат, связанная с поляризацией (ось  $x$ ) и направлением распространения (ось  $z$ ) падающей волны и плоскостью монослоя ( $xy$ );  $A$  — площадь слоя, освещенная падающей волной;  $\theta_s$  и  $\varphi_s$  — полярный и азимутальный углы рассеяния; линии  $vv$  и  $vh$  определяют ориентацию компонент вектора поляризации рассеянной волны относительно плоскости поляризации падающей волны. Обозначение  $vv$  соответствует компоненте интенсивности прошедшего света, поляризованной параллельно вектору поляризации падающей волны, а  $vh$  — перпендикулярно этому вектору (в эксперименте  $vv$ - и  $vh$ -компоненты измеряются

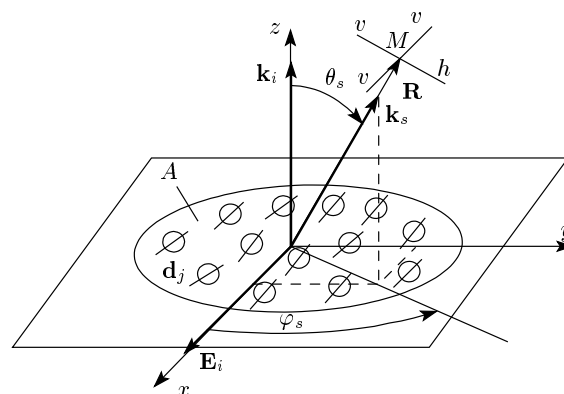


Рис. 1. Схематическое представление геометрии освещения КПЖК-монослоя для анализа угловой структуры рассеянного излучения:  $xyz$  — лабораторная система координат,  $xy$  — плоскость монослоя,  $\mathbf{E}_i$  и  $\mathbf{k}_i$  — вектор поляризации и волновой вектор падающей волны,  $\mathbf{k}_s$  — волновой вектор рассеянной волны, линии  $vv$  и  $vh$  определяют направления параллельной и перпендикулярной компонент вектора поляризации рассеянной волны относительно плоскости поляризации падающей волны,  $\mathbf{d}_j$  — директор отдельной капли,  $A$  — площадь исследуемого участка слоя,  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор точки наблюдения  $M$

соответственно в параллельных и скрещенных поляроидах). Вектор  $\mathbf{d}_j$  на рис. 1, 2 задает ориентацию директора отдельной ЖК-капли,  $j = 1, \dots, N$ ,  $N$  — число капель ЖК на площади  $A$ .

Мы рассматриваем монослой крупных капель, размер которых заметно больше длины волны излучения в полимерной матрице. Показатели преломления жидкого кристалла и полимера, в котором распределены капли жидкого кристалла, близки. В таких условиях переоблучение между частицами монослоя пренебрежимо мало и для описания рассеяния на ансамбле частиц можно использовать приближение однократного рассеяния, называемое также интерференционным приближением [10], поскольку оно учитывает интерференцию рассеянных каплями волн в дальней зоне. Чем крупнее частицы, тем меньше вклад перерассеяния в монослой, поскольку основное количество света рассеивается в направлении падающего пучка. Полагая, что частицы освещаются только падающим на слой излучением и учитывая интерференцию рассеянных каплями волн в дальней зоне, запишем выражения для  $vv$ - и  $vh$ -компонент интенсивностей некогерентного (диффузного) излучения, прошедшего монослой капель жидкого кристалла, в виде

$$I_{inc}^{vv} = \frac{E_i^2 N}{k^2 R^2} \sum_{l=1}^m P_l |f_l^{vv}(\mathbf{k}_s)|^2 + \frac{E_i^2 N}{k^2 R^2} \sum_{l,l'=1}^m P_l P_{l'} f_l^{vv}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv*}(\mathbf{k}_s) (S_{ll'}(\mathbf{k}_s) - 1), \quad (1)$$

$$I_{inc}^{vh} = \frac{E_i^2 N}{k^2 R^2} \sum_{l=1}^m P_l |f_l^{vh}(\mathbf{k}_s)|^2 + \frac{E_i^2 N}{k^2 R^2} \sum_{l,l'=1}^m P_l P_{l'} f_l^{vv}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vh*}(\mathbf{k}_s) (S_{ll'}(\mathbf{k}_s) - 1), \quad (2)$$

где парциальные структурные факторы  $S_{ll'}(\mathbf{k}_s)$  определяются соотношением

$$S_{ll'}(\mathbf{k}_s) = 1 + \Lambda \int_A (W_{ll'}(\mathbf{r}) - 1) \exp(i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (3)$$

В приведенных выражениях  $E_i$  — амплитуда падающей волны,  $k$  — модуль волнового вектора падающей волны в полимере,  $R$  — расстояние от начала координат до точки наблюдения  $M$  (см. рис. 1), индексы  $l, l'$  обозначают типы ЖК-капель, различных по форме, размерам, внутренней структуре и т. д.,  $m$  — общее число различных типов ЖК-капель,  $P_l, P_{l'}$  — парциальные плотности числа ЖК-капель на единице площади,  $N$  — общее число ЖК-капель на площади исследуемого участка  $A$ ,  $\Lambda$  — средняя плотность числа ЖК-капель на единице площади,  $W_{ll'}(\mathbf{r})$  — парциальные бинарные функции распределения, определяющие условную вероятность обнаружения ЖК-капель разных типов на расстоянии  $\mathbf{r}$  в плоскости монослоя  $xy$ ,  $f_l^{vv}(\mathbf{k}_s)$  и  $f_l^{vh}(\mathbf{k}_s)$  — компоненты векторной амплитудной функции рассеяния в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}_s$  для разных типов ЖК-капель, символ «\*» означает операцию комплексного сопряжения.

Отметим, что выражения для  $I_{inc}^{vv}$  и  $I_{inc}^{vh}$  получены с учетом кооперативных интерференционных эффектов [9, 10], имеющих существенное влияние на характер рассеяния в КПЖК-монослое при высокой концентрации ЖК-капель. Степень влияния интерференционных эффектов определяется вторыми слагаемыми в формулах (1), (2) и отличием значений парциальных структурных факторов  $S_{ll'}(\mathbf{k}_s)$  от единицы.

Для анализа угловой структуры рассеянного излучения, как видно из выражений (1)–(3), необходимо решение задач рассеяния на отдельных ЖК-каплях (определение компонент векторной амплитудной функции рассеяния  $f_l^{vv}(\mathbf{k}_s)$  и  $f_l^{vh}(\mathbf{k}_s)$ ) и пространственно-ориентационного распределения

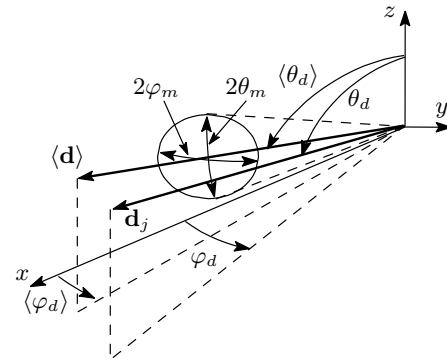


Рис. 2. Схематическое представление ориентации директоров ЖК-капель в монослое:  $\langle \mathbf{d} \rangle$  — среднее направление ориентации директоров капель,  $\langle \theta_d \rangle$  и  $\langle \varphi_d \rangle$  — полярный и азимутальный углы, задающие ориентацию вектора  $\langle \mathbf{d} \rangle$ ,  $\theta_d$  и  $\varphi_d$  — полярный и азимутальный углы, задающие ориентации директоров  $\mathbf{d}_j$  отдельных капель,  $2\varphi_m$  — угол раскрытия конуса директоров капель в плоскости  $\langle \mathbf{d} \rangle y$ ,  $2\theta_m$  — угол раскрытия конуса директоров капель в плоскости  $\langle \mathbf{d} \rangle z$

ЖК-капель в КПЖК-монослое (определение парциальных бинарных функций распределения  $W_{ll'}(\mathbf{r})$  и соответствующих парциальных структурных факторов  $S_{ll'}(\mathbf{k}_s)$ ). В общем случае решение данных задач является сложным и громоздким из-за сложности изменения конфигурации молекул ЖК в капле под действием внешних факторов. Как следствие, и решение обратных задач рассеяния является проблематичным [17]. Поэтому используют приближенные методы, которые позволяют упростить решения и связать угловую структуру рассеянного в КПЖК-монослое излучения с различными видами ориентационной структуры слоя и образующих его ЖК-капель.

Предположим, что директоры ЖК-капель в слое ориентированы около выделенного направления. На рис. 2 схематически показано угловое распределение директоров ЖК-капель в слое. Вектор  $\langle \mathbf{d} \rangle$  задает направление средней ориентации директоров ЖК-капель внутри конуса, в пределах которого ориентируются директоры  $\mathbf{d}_j$  капель. Для анализа угловой структуры рассеянного излучения воспользуемся приближением эффективной среды [2, 13]. В рамках этого приближения при описании рассеяния света жидкокристаллическими каплями с цилиндрической симметрией вводятся эффективные показатели преломления капли для обыкновенной  $n_{do}$  и необыкновенной  $n_{de}$  волн [2]. Формулы для их определения

имеют вид [15, 16]

$$n_{do} = n_{iso} - \frac{1}{3} \Delta n S_d, \quad (4)$$

$$n_{de} = n_{iso} + \frac{1}{3} \Delta n S_d (1 - 2S_{fz}), \quad (5)$$

где  $n_{iso} = (2n_o + n_e)/3$ ,  $\Delta n = n_e - n_o$ ,  $n_o$  и  $n_e$  — показатели преломления ЖК для обыкновенной и необыкновенной волн,  $S_d$  — скалярный параметр порядка ЖК-капель [2],  $S_{fz}$  —  $z$ -компонента тензорного параметра порядка [14, 16] КПЖК-монослоя.

Отметим, что приближение эффективной среды для ЖК-капель дает хорошее соответствие с экспериментальными данными при исследовании когерентной (направленной) интенсивности прошедшего через КПЖК-слой излучения [15–17]. Можно ожидать удовлетворительного соответствия между теоретическими и экспериментальными данными при малоугловом рассеянии света в КПЖК-слоях. Для простоты решения рассмотрим монослой ЖК-капель одинакового размера с равномерным распределением их директоров  $p(\mathbf{d}_j)$  в пределах конического телесного угла  $\Delta\Omega$ , представленного на рис. 2, т. е.

$$p(\mathbf{d}_j) = \begin{cases} 1/\Delta\Omega, & \mathbf{d}_j \in \Delta\Omega, \\ 0, & \mathbf{d}_j \notin \Delta\Omega. \end{cases} \quad (6)$$

Мы полагаем, что отсутствует слипание жидкокристаллических капель. Тогда на основе выражений (1)–(3), используя приближения эффективных показателей преломления, аномальной дифракции для оптически крупных монодисперсных сферических ЖК-капель ( $2kc(n_{e,o}/n_p - 1) \gg 1$ , где  $c$  — радиус капель,  $n_p$  — показатель преломления связующего полимера) и интерференционное приближение, найдем

$$I_{inc}^{vv}(\theta_s, \varphi_s) = C_{vv} \frac{\eta}{\sigma k^2} \langle |f_{vv}(\theta_s, \varphi_s)|^2 \rangle S(\theta_s), \quad (7)$$

$$I_{inc}^{vh}(\theta_s, \varphi_s) = C_{vh} \frac{\eta}{\sigma k^2} \langle |f_{vh}(\theta_s, \varphi_s)|^2 \rangle S(\theta_s), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \langle |f_{vv}(\theta_s, \varphi_s)|^2 \rangle &= \frac{k^4 c^4}{4} \left\{ |H_e(\theta_s)|^2 \langle \cos^4(\varphi_s - \varphi_d) \rangle + \right. \\ &+ |H_o(\theta_s)|^2 \langle \sin^4(\varphi_s - \varphi_d) \rangle + \frac{1}{2} (\text{Re } H_e(\theta_s) \text{Re } H_o(\theta_s) + \\ &\left. + \text{Im } H_e(\theta_s) \text{Im } H_o(\theta_s)) \langle \sin^2 2(\varphi_s - \varphi_d) \rangle \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle |f_{vh}(\theta_s, \varphi_s)|^2 \rangle &= \frac{k^4 c^4}{16} \left\{ |H_e(\theta_s)|^2 + |H_o(\theta_s)|^2 - \right. \\ &- 2 (\text{Re } H_e(\theta_s) \text{Re } H_o(\theta_s) + \text{Im } H_e(\theta_s) \text{Im } H_o(\theta_s)) \left. \right\} \times \\ &\times \langle \sin^2 2(\varphi_s - \varphi_d) \rangle, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \cos^4(\varphi_s - \varphi_d) \rangle &= \frac{3}{8} + \frac{1}{2} \cos 2(\varphi_s - \langle \varphi_d \rangle) \text{sinc } 2\varphi_m + \\ &+ \frac{1}{8} \cos 4(\varphi_s - \langle \varphi_d \rangle) \text{sinc } 4\varphi_m, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \sin^4(\varphi_s - \varphi_d) \rangle &= \frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos 2(\varphi_s - \langle \varphi_d \rangle) \text{sinc } 2\varphi_m + \\ &+ \frac{1}{8} \cos 4(\varphi_s - \langle \varphi_d \rangle) \text{sinc } 4\varphi_m, \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \sin^2 2(\varphi_s - \varphi_d) \rangle &= \\ &= \frac{1}{2} (1 - \cos 4(\varphi_s - \langle \varphi_d \rangle) \text{sinc } 4\varphi_m), \quad (13) \end{aligned}$$

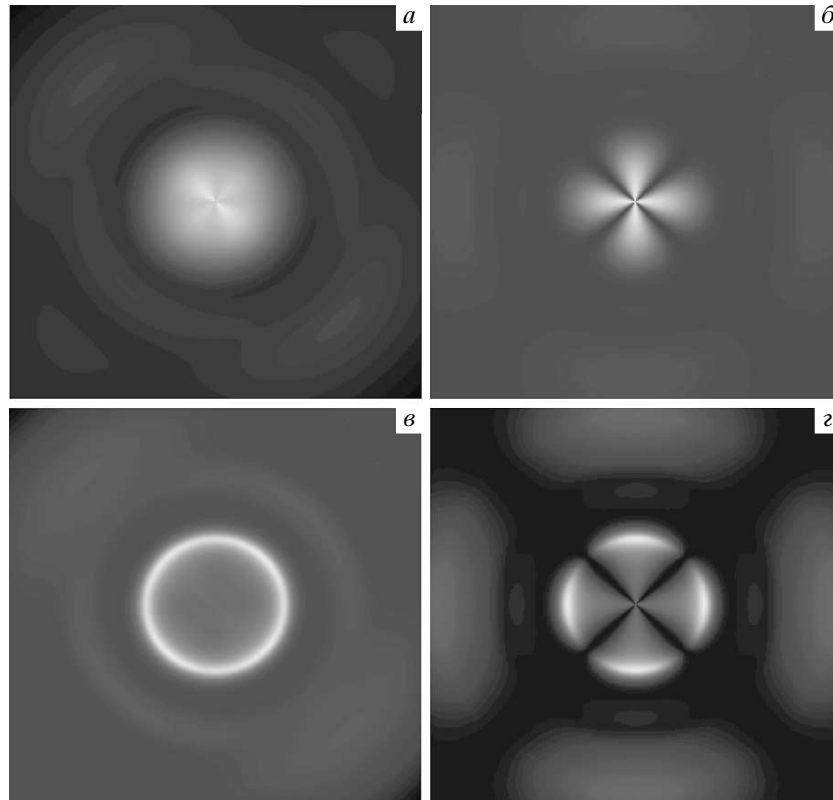
$$\begin{aligned} H_{e,o}(\theta_s) &= 2 \int_0^1 \left( 1 - \exp \left( i v_{de,do} \sqrt{1 - u^2} \right) \right) \times \\ &\times J_0(zu) u du. \quad (14) \end{aligned}$$

Здесь угловые скобки обозначают усреднение по ориентации директоров ЖК-капель,

$$z = kc \sin \theta_s, \quad v_{de,do} = 2kc(n_{de,do}/n_p - 1), \quad \sigma = \pi c^2,$$

$\eta$  — коэффициент перекрытия (заполнения) слоя, равный отношению площади проекций всех капель на плоскость монослоя к площади, на которой они распределены (в монодисперсном случае  $\eta = N\sigma/A$ ), эффективные показатели преломления капли для обыкновенной  $n_{do}$  и необыкновенной  $n_{de}$  волн находятся по формулам (4), (5); параметры  $C_{vv}$ ,  $C_{vh}$  определяются условиями эксперимента и зависят от мощности источника излучения, чувствительности приемника, расстояния между исследуемым образцом и приемником.

Структурный фактор  $S(\theta_s)$ , входящий в выражения (7), (8), может быть рассчитан численно [9, 11]. Нами использована аппроксимация Перкуса–Йевики для монодисперсных твердых сфер, предложенная авторами работы [18]. Данная аппроксимация позволяет достаточно простым образом исследовать влияние концентрационных оптических эффектов первого рода на угловую структуру рассеянного излучения и облегчить решения обратных задач [9]. Отметим, что в общем случае для учета полидисперсности необходимо численное решение интегрального уравнения Орнштейна–Цернике [10]. Следуя аппроксимации Перкуса–Йевики,



**Рис. 3.** Структура рассеянного в малых углах излучения  $I_{inc}^{vv}(\theta_s, \varphi_s)$  (а, в) и  $I_{inc}^{vh}(\theta_s, \varphi_s)$  (б, г) при коэффициентах перекрытия монослоя  $\eta = 0.05$  (а, б),  $0.65$  (в, г).  $\varphi_m = 1^\circ$ ,  $S_d = 0.7$ ,  $S_{fz} = -1/2$ ,  $c = 5$  мкм,  $\langle \varphi_d \rangle = 45^\circ$

запишем выражение для структурного фактора в виде

$$S(\theta_s) = \left\{ 1 + \frac{4\eta}{1-\eta} \frac{2J_1(2z)}{2z} + \frac{4\eta^2}{(1-\eta)^2} J_0(z) \frac{2J_1(z)}{z} + \left( \frac{\eta^2}{(1-\eta)^2} + \frac{2\eta^3}{(1-\eta)^3} \right) \left[ \frac{2J_1(z)}{z} \right]^2 \right\}^{-1}, \quad (15)$$

где  $J_0$  и  $J_1$  — цилиндрические функции Бесселя первого рода соответственно нулевого и первого порядков.

Предложенная методика позволяет анализировать угловую структуру излучения, рассеянного монослоями капель и отдельными каплями жидкого кристалла, в зависимости от состава капель, их структуры, концентрации капель и ориентации их оптических осей. Она позволяет решать задачу нахождения характеристик слоя и капель по структуре света, рассеянного в малых углах. Результаты численного моделирования, приведенные в следующем разделе, иллюстрируют возможности изложенного

подхода на ряде конкретных примеров решения прямой задачи рассеяния.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Данные об угловой структуре рассеянного излучения представлены на рис. 3–6. Они рассчитаны по приведенным в разд. 2 соотношениям (7)–(15) и показывают распределение интенсивностей излучения  $I_{inc}^{vv}(\theta_s, \varphi_s)$  и  $I_{inc}^{vh}(\theta_s, \varphi_s)$  в углах  $0 < \theta_s \leq 7^\circ$ ,  $0 \leq \varphi_s \leq 360^\circ$ . Значения параллельной  $I_{inc}^{vv}(\theta_s, \varphi_s)$  и перпендикулярной  $I_{inc}^{vh}(\theta_s, \varphi_s)$  компонент интенсивности рассеянного света выражены в условных единицах. Шкала яркости выбрана таким образом, что, чем больше интенсивность рассеянного света, тем светлее область на рисунке.

Расчеты выполнены для длины волны падающего излучения  $\lambda = 0.6328$  мкм, показателей преломления ЖК — обыкновенного  $n_o = 1.5183$  и необыкновенного  $n_e = 1.7378$ , показателя преломления полимерной матрицы  $n_p = 1.524$ . Структуры рассеянного света, представленные на рис. 3–5, построены

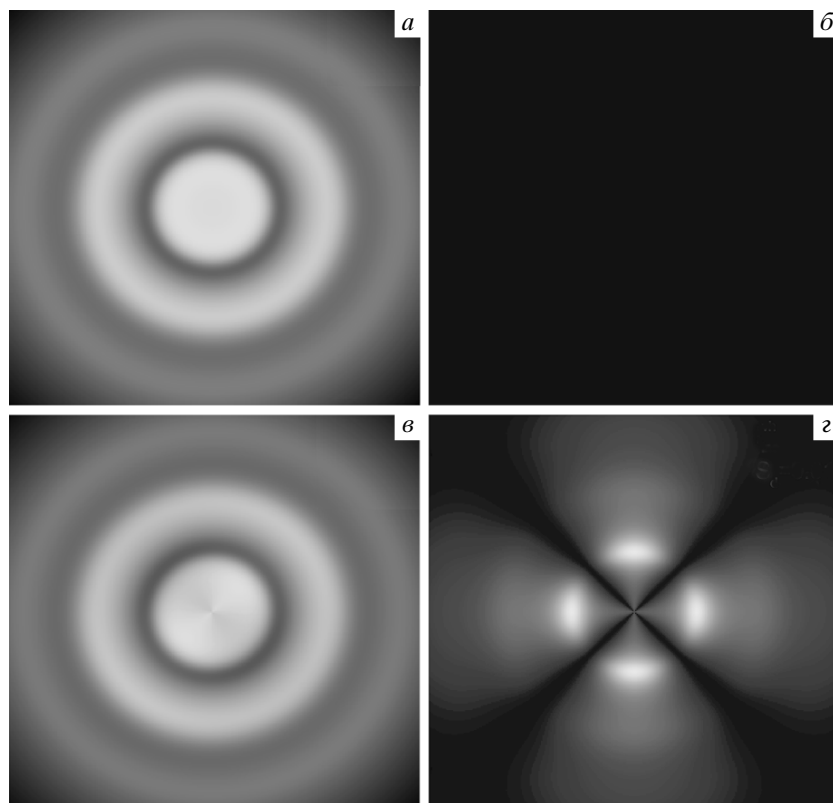


Рис. 4. Структура рассеянного в малых углах излучения  $I_{inc}^{vv}(\theta_s, \varphi_s)$  (а, в) и  $I_{inc}^{vh}(\theta_s, \varphi_s)$  (б, г) при параметрах порядка капель ЖК  $S_d = 0$  (а, б), 0.01 (в, г).  $\varphi_m = 1^\circ$ ,  $\eta = 0.45$ ,  $S_{fz} = -1/2$ ,  $c = 5$  мкм,  $\langle \varphi_d \rangle = 45^\circ$

для планарной ориентации директоров ЖК-капель (в этом случае  $z$ -компонента тензорного параметра порядка  $S_{fz} = -1/2$ ) при малых углах раскрытия конуса  $2\varphi_m = 2\theta_m = 2^\circ$  (с ростом угла дезориентации  $\varphi_m$ , за исключением случая хаотической ориентации директоров ЖК-капель, необходим учет других компонент тензорного параметра порядка [16]) и для азимутального угла преимущественной ориентации директоров ЖК-капель  $\langle \varphi_d \rangle = 45^\circ$ . Они иллюстрируют изменение распределения интенсивности рассеянного в малых углах излучения от коэффициента перекрытия  $\eta$  (рис. 3), параметра порядка ЖК-капель  $S_d$  (рис. 4) и радиуса  $c$  ЖК-капель (рис. 5). Рисунок 6 показывает изменение угловой структуры рассеяния при переходе от ориентированной структуры директоров ( $\varphi_m = 1^\circ$ ) к их случайному распределению ( $\varphi_m = 90^\circ$ ).

При увеличении концентрации частиц в слое наблюдается сдвиг максимума интенсивности рассеянного излучения от направления волнового вектора падающей волны [9]. Рисунок 3 иллюстрирует смещение максимума рассеяния при переходе от малой ( $\eta = 0.05$ ) к большой ( $\eta = 0.65$ ) концентрации моно-

слоя капель ЖК для  $vv$ - и  $vh$ -компонент интенсивностей рассеянного излучения. На угловой структуре  $vv$ -компоненты смещение наблюдается при всех значениях азимутального угла рассеяния  $\varphi_s$ . Угловая структура  $vh$ -компоненты интенсивности рассеянного излучения сильно неоднородна по углу  $\varphi_s$ . Существуют области углов  $\varphi_s$ , где рассеяние максимально. В таких углах имеет место смещение максимума интенсивности рассеянного излучения от направления освещения. Оно растет с ростом коэффициента заполнения.

Рисунок 4 иллюстрирует влияние конфигурации молекул жидкокристаллической капли на интенсивность рассеянного излучения. Из приведенных данных видно, что  $vh$ -компонента может сильно меняться при малом изменении параметра порядка ЖК-капли  $S_d$ . Наибольшая чувствительность к изменению конфигурации молекул в капле имеет место в окрестности значения  $S_d = 0$ . При случайном распределении молекул ЖК внутри капель (капли изотропны,  $S_d = 0$ ) пропускание света слоем в скрещенных поляроидах равно нулю (рис. 4б). С появлением даже незначительной упорядоченности моле-

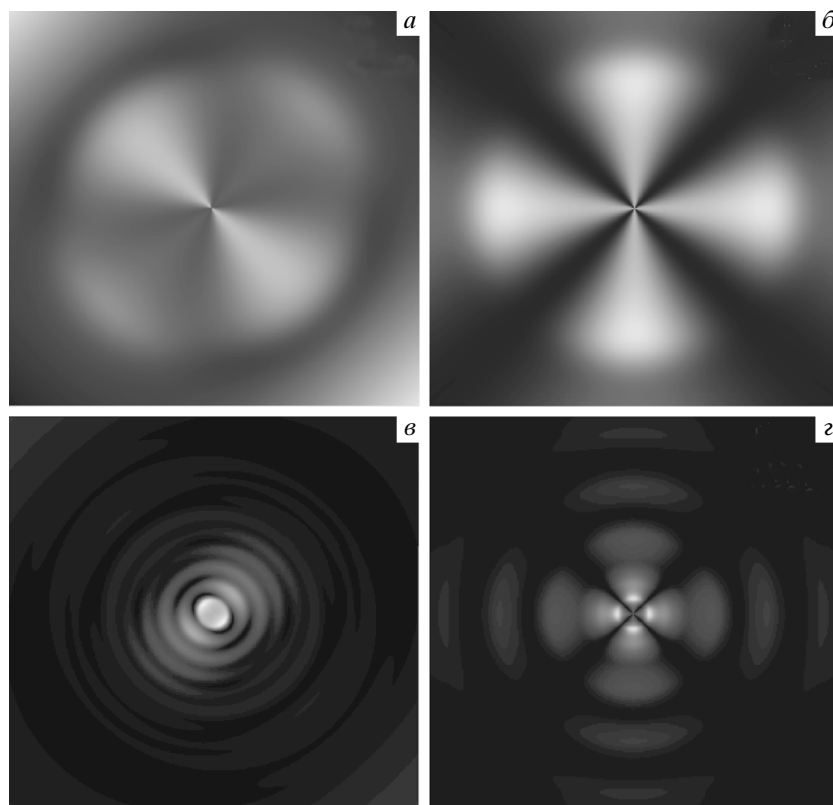


Рис. 5. Структура рассеянного в малых углах излучения  $I_{inc}^{vv}(\theta_s, \varphi_s)$  (а, б) и  $I_{inc}^{vh}(\theta_s, \varphi_s)$  (в, г) при значениях радиуса капель ЖК  $c = 2$  (а, б), 20 (в, г) мкм.  $\varphi_m = 1^\circ$ ,  $\eta = 0.45$ ,  $S_d = 0.7$ ,  $S_{fz} = -1/2$ ,  $\langle \varphi_d \rangle = 45^\circ$

кул ЖК в каплях (рис. 4з) пропускание в скрещенных поляроидах резко возрастает, что может служить индикатором фазового перехода жидкого кристалла.

Увеличение размеров ЖК-капель приводит к сужению углового распределения интенсивности рассеянного света вдоль направления падающей волны. На рис. 5 показаны результаты численного моделирования для монослоя с малыми (радиус капли  $c = 2$  мкм) и большими ( $c = 20$  мкм) ЖК-каплями.

С ростом дезориентации директоров капель ЖК в слое уменьшается анизотропия рассеянного излучения по азимутальному углу  $\varphi_s$ . На рис. 6 показано распределение интенсивности рассеянного излучения при упорядоченной ( $\varphi_m = 1^\circ$ ,  $S_{fz} = -1/2$ ) и случайной ( $\varphi_m = 90^\circ$ ,  $S_{fz} = 0$ ) ориентациях директоров капель ЖК в слое.

Обратим внимание на симметрию структур рассеянного излучения вдоль диагоналей рис. 3–6. Она обусловлена тем, что для расчетов нами был выбран угол средней ориентации директоров капель  $\langle \varphi_d \rangle = 45^\circ$ .

Положение, форма, соотношение площадей темных и светлых областей («колец» и «крестов») определяются следующими факторами:

- 1) кооперативными интерференционными эффектами, вследствие которых происходит перераспределение интенсивности рассеянного излучения;
- 2) степенью ориентирования оптических осей (директоров) ЖК-капель в монослое;
- 3) параметрами ЖК-капель (размером  $c$ , параметром порядка  $S_d$ ) и жидкого кристалла.

На основе полученных для прямых задач рассеяния решений можно изучать обратные задачи рассеяния: определять размеры и ориентацию директоров ЖК-капель, а также концентрации ЖК и полимера, необходимые для создания пленок с заданными параметрами.

Отметим, что при малых коэффициентах перекрытия  $\eta$  и размерах ЖК-капель, соответствующих области рассеяния Рэлея–Ганса [6], результаты предложенного метода анализа угловой структуры рассеянного излучения в КПЖК-монослое качественно согласуются с результатами, полученными

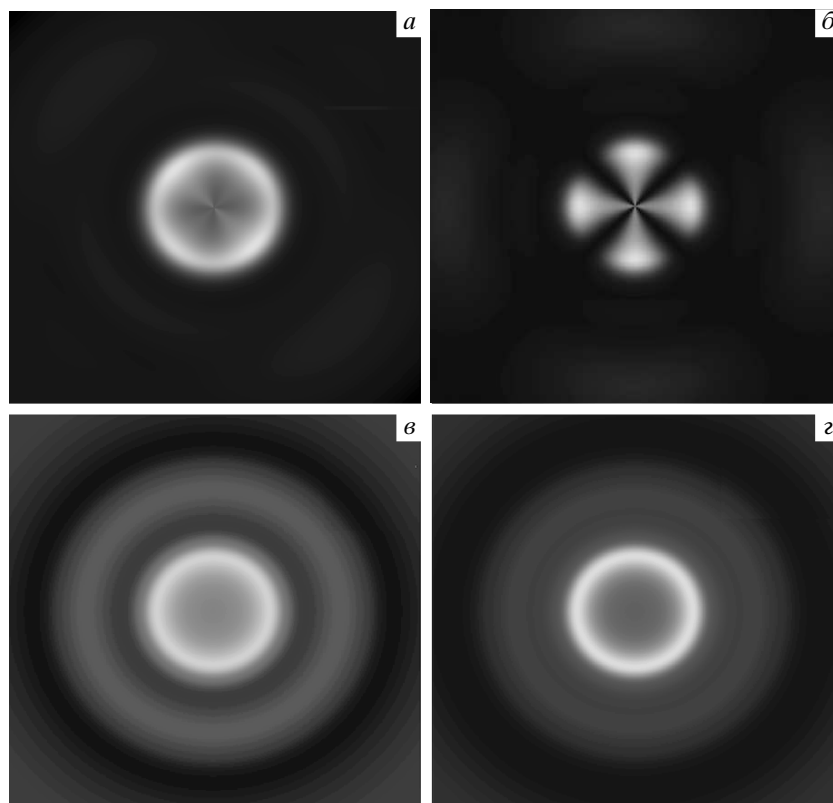


Рис. 6. Структура рассеянного в малых углах излучения  $I_{inc}^{vv}(\theta_s, \varphi_s)$  (а, б) и  $I_{inc}^{vh}(\theta_s, \varphi_s)$  (б, г) при углах дезориентации директоров капель ЖК  $\varphi_m = 1^\circ$  (а, б),  $90^\circ$  (в, г),  $S_{fz} = -1/2$  (а, б),  $0$  (в, г).  $\eta = 0.45$ ,  $S_d = 0.7$ ,  $c = 5$  мкм,  $\langle \varphi_d \rangle = 45^\circ$

ми в работах [19, 20] для отдельных ЖК-капель с биполярной и аксиальной конфигурациями молекул ЖК.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод описания и численного моделирования углового распределения интенсивности рассеянного излучения, прошедшего КПЖК-монослой. Приведены результаты расчетов, иллюстрирующие изменение структуры рассеянного в малых углах излучения от концентрации капель, их размера, параметра порядка капель жидкого кристалла и слоя.

В основу метода положены приближения аномальной дифракции и эффективных показателей преломления капель жидкого кристалла. Он учитывает кооперативные эффекты в рассеянии света ансамблем частиц. Метод применим для решения задач анализа структуры распределения молекул жидкого кристалла в капле методом поляризационной оптической микроскопии. Он позволяет анализиро-

вать полевые и температурные фазовые переходы в жидкокристаллических каплях с цилиндрической симметрией (биполярная, аксиальная и другие конфигурации молекул жидкого кристалла в капле) по угловой структуре рассеянного в малых углах света.

Результаты могут быть использованы при разработке различных устройств на основе капсулированных полимером жидкокристаллических пленок (амплитудных и фазовых модуляторов света, преобразователей поляризации, дисплеев и т. д.), отклик которых обусловлен изменением конфигурации ЖК под действием внешних факторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Клеман, О. Д. Лаврентович, *Основы физики частично упорядоченных сред*, Физматлит, Москва (2007).
2. F. Simoni, *Nonlinear Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals*, World Sci., Singapore (1997).



3. F. Gyselinck, U. Maschke, A. Traisnel, and X. Coqueret, *Liq. Cryst.* **27**, 421 (2000).
4. C. Chiccoli, P. Pasini, G. Skacej, C. Zannoni, and S. Zumer, *Phys. Rev. E* **62**, 3766 (2000).
5. В. Я. Зырянов, М. Н. Крахалев, О. О. Прищепа, А. В. Шабанов, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 440 (2007).
6. Г. Ван де Хюлст, *Рассеяние света малыми частицами*, Мир, Москва (1961).
7. S. Zumer and J. W. Doane, *Phys. Rev. A* **34**, 3373 (1986).
8. S. Zumer, *Phys. Rev. A* **37**, 4006 (1988).
9. А. П. Иванов, В. А. Лойко, В. П. Дик, *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах*, Наука и техника, Минск (1988).
10. V. A. Loiko and A. V. Konkolovich, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 2201 (2000).
11. Дж. Займан, *Модели беспорядка*, Мир, Москва (1982).
12. M. I. Mishchenko, L. D. Travis, and A. A. Lacis, *Multiple Scattering of Light by Particles*, Cambridge Univ. Press, New York (2006), p. 478.
13. S. Chandrasekhar, *Liquid Crystals*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1992).
14. Л. М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, Наука, Москва (1978).
15. В. А. Лойко, А. В. Конколович, А. А. Мискевич, *Опт. и спектр.* **101**, 685 (2006).
16. В. А. Лойко, А. В. Конколович, А. А. Мискевич, *ЖЭТФ* **132**, 996 (2007).
17. V. A. Loiko, A. V. Konkolovich, and A. A. Miskevich, *Phys. Rev. E* **74**, 031704 (2006).
18. J. A. Lock and Chiu Chin-Lien, *Appl. Opt.* **33**, 4663 (1994).
19. J. Ding and Y. Yang, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **238**, 47 (1994).
20. J. Ding and Y. Yang, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **257**, 63 (1994).