

НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПЛЕНКАХ КАПСУЛИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОМ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ С НЕОДНОРОДНЫМ ЭЛЕКТРОУПРАВЛЯЕМЫМ МЕЖФАЗНЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЦЕПЛЕНИЕМ

В. А. Лойко^{a}, А. В. Конколович^a, В. Я. Зырянов^b, А. А. Мискевич^a*

*^a Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси
220072, Минск, Беларусь*

*^b Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 16 августа 2016 г.

Описан метод анализа и приведены результаты расчета малоугловой структуры излучения, рассеянного пленкой капсулированных полимером жидких кристаллов с неоднородным электроуправляемым межфазным поверхностным сцеплением. Метод основан на интерференционном приближении теории рассеяния волн и модели твердых дисков. Для описания рассеяния на отдельной капле жидкого кристалла использовано приближение аномальной дифракции, развитое на случай капель с однородным и неоднородным межфазным поверхностным сцеплением на границе капля–полимер. Структура поля директора в отдельной капле определяется из решения задачи минимизации объемной плотности свободной энергии. Исследован электрооптический эффект нарушения симметрии углового распределения рассеянного излучения. Он состоит в том, что в плоскости рассеяния значения интенсивностей излучения, рассеянного в углах $+\theta_s$ и $-\theta_s$ относительно направления освещения, могут быть различными. Эффект имеет интерференционную природу и обусловлен асимметрией фазового набега волнового фронта падающей волны на отдельных частях капли, возникающей за счет асимметрии структуры поля директора в капле, вызванной неоднородным сцеплением молекул жидкого кристалла с полимером на ее поверхности. Проведен анализ этого эффекта при нормальном освещении пленки в зависимости от межфазного поверхностного сцепления на границе раздела жидкий кристалл–полимер, ориентации оптических осей капель, их концентрации, размеров, анизотропии и полидисперсности.

DOI: 10.7868/S0044451017030038

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретические и экспериментальные исследования капсулированных полимером жидкокристаллических (КПЖК) пленок представляют большой интерес благодаря их применению в системах отображения и обработки оптической информации, телекоммуникациях, оптоэлектронике, и т. д. [1–5]. На основе таких пленок можно создавать многофункциональные устройства с перестраиваемыми характеристиками: модуляторы интенсивности и фазы светового излучения, поляризаторы и преобразова-

тели поляризации света, линзы, фильтры, отражатели, гибкие дисплеи и др. [6–13].

В КПЖК-пленках капли жидкого кристалла (ЖК) диспергированы в связующей полимерной матрице. Внутренняя ориентационная структура капель изменяется под воздействием внешних электрических или магнитных полей. Для них не требуется применение дополнительных поляризаторов при формировании оптического отклика в светорассеивающей моде, в отличие от традиционно используемых однородных ЖК в двулучепреломляющей моде. Полимерные пленки с диспергированными ЖК-каплями обладают гибкостью, высокой механической прочностью, светостойкостью, простой технологией изготовления.

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

В настоящее время известны два подхода к управлению электрооптическим откликом КПЖК-пленок в светорассеивающей моде.

Первый из них основан на классическом эффекте Фредерикса [14–17]. Его суть состоит в том, что внешним управляющим полем изменяют ориентацию молекул ЖК во всем объеме ЖК-капель. При этом поверхностное сцепление молекул ЖК с полимерной матрицей остается неизменным. После выключения поля внутренняя ориентационная структура ЖК-капель возвращается в исходное состояние за счет сил упругого взаимодействия в жидком кристалле. Классический эффект Фредерикса лежит в основе функционирования современных электрооптических ЖК-устройств.

Недавно предложен и реализован новый подход к управлению структурой ЖК-капель [18] в полимерной матрице электрическим полем с использованием локального перехода Фредерикса [19, 20], когда изменение ориентации директора в объеме ЖК-капли происходит из-за конкурирующего действия различных поверхностных сил в небольшой приповерхностной области. Он основан на модификации граничных условий на межфазной границе ЖК–полимер ионообразующими сурфактантами (поверхностно-активными веществами). Ионный сурфактант создает неоднородность межфазного сцепления на поверхности капель и позволяет существенно (на порядки) снизить значения напряженностей управляющих электрических полей в сравнении с КПЖК-материалами, обладающими однородным поверхностным сцеплением.

Для анализа электрооптического отклика в КПЖК-пленках с неоднородным межфазным сцеплением и построения моделей описания эффектов электроуправляемого светорассеяния необходимо учитывать оптическую анизотропию ЖК, ориентационную структуру молекул ЖК в каплях, зависящую от поверхностного сцепления на межфазной границе и изменяющуюся под действием внешнего управляющего поля, концентрацию ЖК-капель и сурфактанта, свойства полимерной матрицы, многократное рассеяние света и другие параметры.

Строгой теории рассеяния света дисперсными оптически анизотропными средами, какими являются КПЖК-материалы, не существует. Поэтому используются приближенные методы [21–26]. В данной работе для описания рассеяния света в КПЖК-слоях с неоднородным межфазным сцеплением на границе капля–полимер использовано интерференционное приближение те-

рии рассеяния волн (разд. 2). Рассмотрены монослойные пленки. В разд. 3 приведены соотношения для описания пространственного распределения полидисперсных ансамблей капель, основанные на модели твердых дисков и модели замещения. В разд. 4 описано приближение аномальной дифракции для анализа рассеяния света отдельной каплей с однородным и неоднородным поверхностным сцеплением в полимерной матрице. В разд. 5 описан метод решения задачи минимизации объемной плотности свободной энергии, использованный для нахождения внутренней структуры поля директора (локальных оптических осей) капель. В разд. 6 приведены результаты сопоставления теоретических и экспериментальных данных об угловой структуре рассеянного света в КПЖК-монослое. В разд. 7 анализируется малоугловое рассеяние света отдельной ЖК-капелью и монослойными КПЖК-пленками. Детально проанализирован электрооптический эффект нарушения симметрии малоуглового распределения рассеянного излучения в пленках с неоднородными граничными условиями типа тангенциально-нормальные. Эффект состоит в том, что в плоскости рассеяния (определяемой волновыми векторами падающей и рассеянной волн) значения интенсивностей излучения, рассеянного в углах $+\theta_s$ и $-\theta_s$ относительно направления освещения, могут быть различны [27–29]. Отметим, что в пленках с однородным поверхностным сцеплением имеет место симметричное распределение интенсивности излучения, рассеянного в углах $+\theta_s$ и $-\theta_s$ [1, 2, 27–29].

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МОНОСЛОЙНОЙ КПЖК-ПЛЕНКЕ

Рассмотрим КПЖК-монослой при освещении по нормали линейно поляризованной плоской волной (рис. 1). Директор \mathbf{N}_j отдельной капли ($j = 1, 2, \dots, N$ — число капель в слое) характеризует среднее по объему капли направление ориентации длинных осей молекул ЖК. Допустим, что слой образован из ансамбля полидисперсных ЖК-капель в форме сфер или сфероидов с разными круговыми сечениями в плоскости слоя yz . Считаем, что ЖК-капли не проникают друг в друга. Будем анализировать vv - и vh -компоненты рассеянного света, которые поляризованы соответственно параллельно и перпендикулярно плоскости поляризации падающей волны $(\mathbf{E}_i, \mathbf{k}_i)$. В эксперименте vv - и vh -компоненты

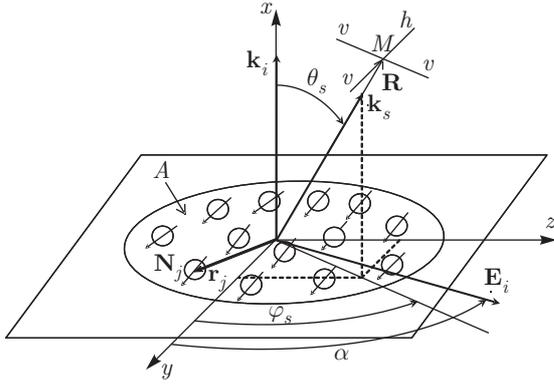


Рис. 1. Схематическое представление геометрии освещения КПЖК-монослоя: xyz — лабораторная система координат; x — направление распространения падающей волны, yz — плоскость монослоя; \mathbf{k}_i , \mathbf{E}_i и α — соответственно волновой вектор, вектор поляризации и угол поляризации падающей волны; \mathbf{k}_s , θ_s и φ_s — соответственно волновой вектор, угол рассеяния и угол ориентации плоскости рассеяния (\mathbf{k}_i , \mathbf{k}_s); линии vv и vh определяют направления компонент вектора поляризации рассеянной волны, параллельной и перпендикулярной плоскости поляризации (\mathbf{E}_i , \mathbf{k}_i) падающей волны; \mathbf{N}_j — директор отдельной капли, положение которой в монослое определяется радиус-вектором \mathbf{r}_j ; A — площадь исследуемого участка слоя; \mathbf{R} — радиус-вектор точки наблюдения M

измеряются в параллельных и скрещенных поляризаторе и анализаторе.

В работе рассматривается геометрия рассеяния, при которой угол рассеяния θ_s может изменяться в пределах от $-\pi$ до π , а угол ориентации φ_s плоскости рассеяния изменяется в пределах от 0 до π .

Для дисперсного слоя при малом различии показателей преломления ЖК и полимерной матрицы взаимное переоблучение между ЖК-каплями (т.е. многократное рассеяние света) пренебрежимо мало и можно использовать приближение однократного рассеяния, называемое также интерференционным приближением [30], поскольку оно учитывает интерференцию однократно рассеянных каплями волн в дальней зоне. Тогда для vv - и vh -компонент рассеянного поля, $E_{vv}^s(\mathbf{R})$ и $E_{vh}^s(\mathbf{R})$, в точке наблюдения M с радиус-вектором \mathbf{R} , находящейся в дальней волновой зоне, запишем следующие соотношения [30, 31]:

$$E_{vv,vh}^s(\mathbf{R}) = \sum_{j=1}^N E_j^{vv,vh}(\mathbf{R}) \exp(-i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}_j) = \sum_{l=1}^m E_l^{vv,vh}(\mathbf{R}) \sum_{j=1}^{N_l} \exp(-i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}_j^l), \quad (1)$$

где $E_j^{vv,vh}(\mathbf{R})$ — компоненты поля в точке M , рассеянного j -й каплей, \mathbf{r}_j — радиус-вектор расположения ее центра в плоскости монослоя yz , l — тип каплей, зависящий от площади поперечных сечений ЖК-капель плоскостью монослоя yz , m — общее число различных типов каплей, N_l — число каплей типа l . В выражении (1) компоненты рассеянного поля $E_l^{vv,vh}(\mathbf{R})$ для каждого типа каплей l имеют вид

$$E_l^{vv,vh}(\mathbf{R}) = f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) \frac{iE_i}{kR} \exp(ikR), \quad (2)$$

где $f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s)$ — vv - и vh -компоненты векторной амплитудной функции рассеяния [30, 32] в направлении волнового вектора рассеяния \mathbf{k}_s для отдельной капли типа l , E_i — амплитуда падающей волны, $k = 2\pi n_p/\lambda$, n_p — показатель преломления связующей полимерной матрицы, λ — длина волны падающего света.

Для компонент интенсивности I_{vv} и I_{vh} рассеянного излучения, соответствующих vv - и vh -поляризациям, запишем

$$I_{vv,vh} = \langle |E_{vv,vh}^s(\mathbf{R})|^2 \rangle, \quad (3)$$

где угловые скобки означают усреднение по расположениям ЖК-капель в слое.

Из соотношений (1), (2) следует

$$|E_{vv,vh}^s(\mathbf{R})|^2 = \frac{|E_i|^2}{k^2 R^2} \sum_{l,l'=1}^m f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv^*,vh^*}(\mathbf{k}_s) \times \sum_{j=1}^{N_l} \sum_{k=1}^{N_{l'}} \exp[-i\mathbf{k}_s \cdot (\mathbf{r}_j^l - \mathbf{r}_k^{l'})], \quad (4)$$

где символ «*» означает комплексное сопряжение компонент векторной амплитудной функции рассеяния. Выделив в последнем выражении члены с $j = k$ и $l = l'$, а также усреднив по расположениям ЖК-капель в слое, получим

$$\langle |E_{vv,vh}^s(\mathbf{R})|^2 \rangle = \frac{|E_i|^2}{k^2 R^2} N \sum_{l=1}^m P_l |f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s)|^2 + \frac{|E_i|^2}{k^2 R^2} \sum_{l,l'=1}^m f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv^*,vh^*}(\mathbf{k}_s) \times \left\langle \sum_{j=1}^{N_l} \sum_{\substack{i=1 \\ j \neq i}}^{N_{l'}} \exp[-i\mathbf{k}_s \cdot (\mathbf{r}_j^l - \mathbf{r}_i^{l'})] \right\rangle. \quad (5)$$

Второе слагаемое этого выражения описывает интерференцию рассеянного света на ансамбле ЖК-капель в дальней зоне.

Степень проявления интерференционных эффектов зависит от среднего значения двойной суммы, заключенной в угловые скобки в выражении (5). Запишем его в виде [30, 33, 34]:

$$\begin{aligned} & \left\langle \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_i} \sum_{\substack{i=1 \\ l \neq l'}}^{N_{l'}} \exp \left[-i \mathbf{k}_s \cdot (\mathbf{r}_j^l - \mathbf{r}_i^{l'}) \right] \right\rangle = \\ & = N^2 P_l P_{l'} \int_A \int_A W_{ll'}(\mathbf{r}_i^{l'}, \mathbf{r}_j^l) \times \\ & \times \exp \left[i \mathbf{k}_s \cdot (\mathbf{r}_i^{l'} - \mathbf{r}_j^l) \right] \frac{d\mathbf{r}_j^l}{A} \frac{d\mathbf{r}_i^{l'}}{A}. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь $W_{ll'}(\mathbf{r}_i^{l'}, \mathbf{r}_j^l)$ — парциальные бинарные (двухчастичные) функции распределения [35, 36], характеризующие вероятность обнаружения капель типов l и l' с координатами их центров в точках, определяемых радиус-векторами \mathbf{r}_j^l и $\mathbf{r}_i^{l'}$, $P_l = N_l/N$ — парциальная доля ЖК-капель типа l , $\sum_{l=1}^m P_l = 1$. После подстановки выражения (6) в (5) и выделения vv - и vh -компонент интенсивности когерентно рассеянного света, I_{vv}^c и I_{vh}^c , которые определяются через среднее поле [30, 34] ($I_{vv,vh}^c = |\langle E_{vv,vh}^s(\mathbf{R}) \rangle|^2$), для второго слагаемого в выражении (5) найдем

$$\begin{aligned} & \frac{|E_i|^2}{k^2 R^2} \sum_{l,l'=1}^m f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv^*,vh^*}(\mathbf{k}_s) \times \\ & \times \left\langle \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_i} \sum_{\substack{i=1 \\ l \neq l'}}^{N_{l'}} \exp \left[-i \mathbf{k}_s \cdot (\mathbf{r}_j^l - \mathbf{r}_i^{l'}) \right] \right\rangle = \\ & = \frac{|E_i|^2 N^2}{k^2 R^2} \sum_{l,l'=1}^m P_l P_{l'} f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv^*,vh^*}(\mathbf{k}_s) \times \\ & \times \int_A \int_A \left[W_{ll'}(\mathbf{r}_i^{l'}, \mathbf{r}_j^l) - 1 \right] \exp \left[i \mathbf{k}_s \cdot (\mathbf{r}_i^{l'} - \mathbf{r}_j^l) \right] \times \\ & \times \frac{d\mathbf{r}_j^l}{A} \frac{d\mathbf{r}_i^{l'}}{A}, + |\langle E_{vv,vh}^s(\mathbf{R}) \rangle|^2. \quad (7) \end{aligned}$$

В результате, учитывая, что пространственное расположение ЖК-капель является статистически однородным и изотропным (функции $W_{ll'}(\mathbf{r}_i^{l'}, \mathbf{r}_j^l)$ зависят только от модуля разности векторов $\mathbf{r}_i^{l'} - \mathbf{r}_j^l$), для компонент интенсивности рассеянного света КПЖК-монослоем, I_{vv} и I_{vh} (выражение (3)), из соотношений (4)–(7) получим

$$I_{vv,vh} = I_{vv,vh}^c + I_{vv,vh}^{inc}. \quad (8)$$

В последнем соотношении

$$\begin{aligned} I_{vv,vh}^{inc} & = \frac{|E_i|^2}{k^2 R^2} N \sum_{l=1}^m P_l |f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s)|^2 + \\ & + \frac{|E_i|^2}{k^2 R^2} N \sum_{l,l'=1}^m P_l P_{l'} f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv^*,vh^*}(\mathbf{k}_s) \times \\ & \times [S_{ll'}^s(\mathbf{k}_s) - 1] \quad (9) \end{aligned}$$

— компоненты интенсивности некогерентно (диффузно) рассеянного света, функции $S_{ll'}^s(\mathbf{k}_s)$ — парциальные структурные факторы вида [35]

$$S_{ll'}^s(\mathbf{k}_s) = 1 + \Lambda \int_A [W_{ll'}(r) - 1] \exp(i \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (10)$$

где $\Lambda = N/A$ — плотность числа капель на единицу площади, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i^{l'} - \mathbf{r}_j^l$, $r = |\mathbf{r}|$, $W_{ll'}(r)$ — парциальные радиальные функции распределения. Они характеризуют условную вероятность обнаружения ЖК-капель разных типов на расстоянии r в плоскости монослоя yz в отличие от выражений (6) и (7), в которых величины $W_{ll'}(\mathbf{r}_i^{l'}, \mathbf{r}_j^l)$ характеризуют вероятность совместного нахождения двух ЖК-капель разных типов l и l' в точках с координатами \mathbf{r}_j^l и $\mathbf{r}_i^{l'}$.

Компоненты среднего поля, определяющие в выражении (8) vv - и vh -компоненты $I_{vv,vh}^c$ когерентной составляющей интенсивности рассеянного излучения, имеют вид

$$\begin{aligned} \langle E_{vv,vh}^s(\mathbf{R}) \rangle & = \frac{i E_i}{k R} \exp(i k R) \sum_{l=1}^m f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) \frac{N_l}{A} \times \\ & \times \int_A \exp(-i \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (11) \end{aligned}$$

где интегралы по поверхности A , как показано в [30, 34], отличны от нуля в направлениях, близких к направлению падения света ($\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i$) в пределах угла дифракционной расходимости пучка и направлениях, близких к направлению строго назад ($\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_i$). Отметим, что если учесть поле дифракции падающей волны на контуре A , то из соотношений (11) могут быть получены амплитудные коэффициенты пропускания $T_{vv,vh}^a$ и отражения $R_{vv,vh}^a$ КПЖК-монослоя для vv - и vh -компонент среднего поля [30, 34]:

$$T_{vv}^a = 1 - \frac{N}{A} \sum_{l=1}^m \frac{\lambda}{k} P_l f_l^{vv}(\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i), \quad (12)$$

$$T_{vh}^a = -\frac{N}{A} \sum_{l=1}^m \frac{\lambda}{k} P_l f_l^{vh}(\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i), \quad (13)$$

$$R_{vv,vh}^a = -\frac{N}{A} \sum_{l=1}^m \frac{\lambda}{k} P_l f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_i). \quad (14)$$

Для анализа углового распределения интенсивности рассеянного излучения, как видно из соотношений (9) и (10), необходимо определить компоненты $f_l^{vv}(\mathbf{k}_s)$ и $f_l^{vh}(\mathbf{k}_s)$ векторной амплитудной функции рассеяния ансамбля ЖК-капель разных типов l , парциальные радиальные функции распределения $W_{ll'}(r)$ и соответствующие им парциальные структурные факторы $S_{ll'}(\mathbf{k}_s)$. В общем случае решение задачи рассеяния монослоем является сложным и громоздким из-за сложности решения задачи рассеяния отдельной ЖК-капель при изменении конфигурации молекул ЖК в капле под действием внешних факторов и сложности описания пространственного распределения ЖК-капель разных размеров в КПЖК-монослое. Поэтому используют приближенные методы, которые позволяют упростить решения (см. разд. 3, 4).

Для практических приложений удобно преобразовать соотношение (9) в эквивалентное выражение:

$$I_{vv,vh}^{inc} = \frac{|E_i|^2 N}{k^2 R^2} \times \sum_{l,l'=1}^m (P_l P_{l'})^{1/2} f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv^*,vh^*}(\mathbf{k}_s) \times \left\{ \delta_{ll'} + (\Lambda_l \Lambda_{l'})^{1/2} \int_A [W_{ll'}(r) - 1] \times \exp(i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}) dr \right\}, \quad (15)$$

где $\delta_{ll'}$ — символы Кронекера ($\delta_{ll'} = 1$ при $l = l'$ и $\delta_{ll'} = 0$ при $l \neq l'$), Λ_l и $\Lambda_{l'}$ — парциальные плотности числа капель типов l и l' на единицу площади, $\sum_{l=1}^m \Lambda_l = \Lambda$. В выражении (15) структурные факторы определяются следующим образом [37]:

$$S_{ll'}(\mathbf{k}_s) = \delta_{ll'} + (\Lambda_l \Lambda_{l'})^{1/2} \times \int_A [W_{ll'}(r) - 1] \exp(i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}) dr. \quad (16)$$

Тогда соотношения для $I_{vv,vh}^{inc}$ примут вид

$$I_{vv,vh}^{inc} = \frac{|E_i|^2 N}{k^2 R^2} \sum_{l,l'=1}^m (P_l P_{l'})^{1/2} \times f_l^{vv,vh}(\mathbf{k}_s) f_{l'}^{vv^*,vh^*}(\mathbf{k}_s) S_{ll'}(\mathbf{k}_s). \quad (17)$$

Это выражение, как видно из сравнения с (9), имеет более наглядную и удобную для вычислений форму.

Парциальные структурные факторы, определяемые с помощью соотношения (16), могут быть по-

лучены (см. разд. 3) из решения обобщенного интегрального уравнения Орнштейна – Цернике [38–40]. Парциальные структурные факторы (10) и (16) связаны соотношением

$$S_{ll'}'(\mathbf{k}_s) = 1 + \frac{\Lambda}{(\Lambda_l \Lambda_{l'})^{1/2}} [S_{ll'}(\mathbf{k}_s) - \delta_{ll'}]. \quad (18)$$

В заключение раздела отметим, что выражения (9), (10) (или (16), (17)) можно использовать при описании угловой структуры рассеянного света и для немонослойных КПЖК-пленок. В этом случае парциальные радиальные функции распределения $W_{ll'}(r)$ будут описывать ансамбль ЖК-капель в трехмерном (3D) пространстве. Тогда при вычислении интегралов в выражениях (10), (16) необходимо интегрирование по объему V вместо интегрирования по поверхности A . При этом Λ , Λ_l и $\Lambda_{l'}$ будут означать соответственно плотность и парциальные плотности числа капель в единице объема V .

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ: МОДЕЛЬ ТВЕРДЫХ ДИСКОВ И МОДЕЛЬ ЗАМЕЩЕНИЯ

В данном разделе получено аналитическое решение задачи рассеяния излучения монослойными КПЖК-пленками, содержащими полидисперсные ЖК-капли сферической или сфероидальной формы с круговыми сечениями в плоскости монослоя *уз*. Используются модель твердых дисков [37, 41] и модель замещения [35, 42, 43]. При решении задачи определения парциальных структурных факторов $S_{ll'}(\mathbf{k}_s)$ (соотношение (16)), разным типам l и l' ЖК-капель соответствуют разные значения радиусов c_l и $c_{l'}$ их поперечного сечения плоскостью монослоя.

Для нахождения парциальных структурных факторов запишем обобщенное уравнение Орнштейна – Цернике [38]

$$H_{ll'}(r) = C_{ll'}(r) + \sum_{\gamma=1}^m \Lambda_{\gamma} \int_A C_{l\gamma}(r) H_{\gamma l'}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|) dr_1, \quad (19)$$

где $H_{ll'}(r) = W_{ll'}(r) - 1$ — полная корреляционная функция для каждого типа l и l' пар ЖК-капель, $l, l' = 1, 2, \dots, m$, $C_{ll'}(r)$ — прямая корреляционная функция. Домножив левую и правую части уравнения (19) на $(\Lambda_l \Lambda_{l'})^{1/2}$, выполнив преобразование Фурье с учетом того, что оно содержит интегралы типа свертки, найдем

$$\hat{H}(\mathbf{k}_s) = \hat{C}(\mathbf{k}_s) + \hat{C}(\mathbf{k}_s) \hat{H}(\mathbf{k}_s), \quad (20)$$

где тильдой обозначены матрицы размерности $m \times m$. Их элементами являются функции $\tilde{H}_{l\nu}(\mathbf{k}_s)$ и $\tilde{C}_{l\nu}(\mathbf{k}_s)$, определяемые через двумерные (2D) преобразования Фурье следующим образом:

$$\tilde{H}_{l\nu}(\mathbf{k}_s) = (\Lambda_l \Lambda_{l'})^{1/2} \times \int_A [W_{l\nu}(r) - 1] \exp(i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}) \, d\mathbf{r}, \quad (21)$$

$$\tilde{C}_{l\nu}(\mathbf{k}_s) = (\Lambda_l \Lambda_{l'})^{1/2} \int_A C_{l\nu}(r) \exp(i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}) \, d\mathbf{r}. \quad (22)$$

Запишем выражение (20) в эквивалентной форме:

$$\hat{I} + \hat{H}(\mathbf{k}_s) = \hat{I} + \hat{C}(\mathbf{k}_s) + \hat{C}(\mathbf{k}_s) [\hat{I} + \hat{H}(\mathbf{k}_s) - \hat{I}]. \quad (23)$$

Тогда из соотношений (16), (21) получим

$$\hat{S}(\mathbf{k}_s) = \hat{I} + \hat{C}(\mathbf{k}_s) + \hat{C}(\mathbf{k}_s) [\hat{S}(\mathbf{k}_s) - \hat{I}], \quad (24)$$

где \hat{I} — единичная матрица размерности $m \times m$, $\hat{S}(\mathbf{k}_s)$ — матрица парциальных структурных факторов $S_{l\nu}(\mathbf{k}_s)$.

Из соотношения (24) следует, что парциальные структурные факторы $S_{l\nu}(\mathbf{k}_s)$ определяются с помощью матричного соотношения

$$\hat{S}(\mathbf{k}_s) = [\hat{I} - \hat{C}(\mathbf{k}_s)]^{-1}. \quad (25)$$

Таким образом, если известны функции $\tilde{C}_{l\nu}(\mathbf{k}_s)$, определяемые через фурье-образы (соотношение (22)) прямых парциальных корреляционных функций $C_{l\nu}(r)$, то соотношение (25) позволяет определить матрицу $\hat{S}(\mathbf{k}_s)$ парциальных структурных факторов $S_{l\nu}(\mathbf{k}_s)$, введенных в рассмотрение в соответствии с определением (16).

Используя аналитическую аппроксимацию для 2D фурье-образов прямых корреляционных функций [37], полученную в рамках приближения Перкуса – Йевики [35] для твердых круглых дисков, расположенных на плоскости, запишем

$$\tilde{C}_{l\nu}(\mathbf{k}_s) = (\Lambda_l \Lambda_{l'})^{1/2} \tilde{c}_{l\nu}(\mathbf{k}_s), \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned} -\tilde{c}_{l\nu}(\mathbf{k}_s) = & \chi^{(2)} \pi c_l^2 \frac{2J_1(k \sin \theta_s c_l)}{k \sin \theta_s c_l} \pi c_{l'}^2 \frac{2J_1(k \sin \theta_s c_{l'})}{k \sin \theta_s c_{l'}} + \\ & + \chi^{(1)} \left[2\pi c_l \cdot 2J_0(k \sin \theta_s c_l) \pi c_{l'}^2 \frac{2J_1(k \sin \theta_s c_{l'})}{k \sin \theta_s c_{l'}} + \right. \\ & \left. + 2\pi c_{l'} \cdot 2J_0(k \sin \theta_s c_{l'}) \pi c_l^2 \frac{2J_1(k \sin \theta_s c_l)}{k \sin \theta_s c_l} \right] + \\ & + \chi^{(0)} \left[\pi (c_l + c_{l'})^2 \frac{2J_1(k \sin \theta_s (c_l + c_{l'}))}{k \sin \theta_s (c_l + c_{l'})} \right]. \quad (27) \end{aligned}$$

В последнем соотношении J_0 и J_1 — цилиндрические функции Бесселя первого рода соответственно нулевого и первого порядков,

$$\chi^{(0)} = \left(1 - \sum_{l=1}^m \Lambda_l \pi c_l^2 \right)^{-1}, \quad (28)$$

$$\chi^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{l=1}^m \Lambda_l 2\pi c_l \right) \left(1 - \sum_{l=1}^m \Lambda_l \pi c_l^2 \right)^{-2}, \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \chi^{(2)} = & \Lambda \left(1 - \sum_{l=1}^m \Lambda_l \pi c_l^2 \right)^{-2} + \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{l=1}^m \Lambda_l 2\pi c_l \right)^2 \times \\ & \times \left(1 - \sum_{l=1}^m \Lambda_l \pi c_l^2 \right)^{-3}. \quad (30) \end{aligned}$$

Из соотношений (25)–(30) видно, что в рамках модели твердых дисков для монослоя с каплями в форме сфер или сфероидов, парциальные структурные факторы $S_{l\nu}(\mathbf{k}_s)$ зависят только от угла рассеяния θ_s . Они не зависят от угла φ_s ориентации плоскости рассеяния и определяются размерами ЖК-капель, c_l и $c_{l'}$, парциальными плотностями числа капель, Λ_l и $\Lambda_{l'}$, и плотностью числа капель Λ , характеризующей их общее количество на единице площади.

С использованием описанной аналитической модели твердых дисков угловая структура излучения, рассеянного монослоем полидисперсных капель, определяется на основе соотношений (16), (17), (25)–(30).

Для расчета углового распределения интенсивности света, рассеянного КПЖК-монослоем монодисперсных ЖК-капель с ориентированной структурой их оптических осей, \mathbf{N}_j , в выражениях (27)–(30) следует положить $c_l = c_{l'} = c$, где c — радиус поперечного сечения σ капель, $\sigma = \pi c^2$. Тогда из соотношений (27)–(30) получим известное выражение [41] для структурного фактора $S(\theta_s)$ монослоя монодисперсных сферических капель:

$$S(\theta_s) = \left[1 + \frac{4\eta}{1-\eta} \frac{2J_1(2u)}{2u} + \frac{4\eta^2}{(1-\eta)^2} J_0(u) \frac{2J_1(u)}{u} + \left(\frac{\eta^2}{(1-\eta)^2} + \frac{2\eta^3}{(1-\eta)^3} \right) \left(\frac{2J_1(u)}{u} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (31)$$

где $u = kc \sin \theta_s$, $\eta = N\sigma/A$ — фактор заполнения КПЖК-монослоя, равный отношению площади поперечного сечения капель плоскостью монослоя к площади, на которой они распределены. В результате, для компонент $I_{vv,vh}^{inc}$ интенсивности рассеянного света имеем

$$I_{vv,vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s) = C \frac{\eta}{\sigma k^2} |f_{vv,vh}(\theta_s, \varphi_s)|^2 S(\theta_s). \quad (32)$$

Здесь $C = AE_i^2/R^2$ — нормировочная константа, а компоненты векторной амплитудной функции рассеяния $f_{vv,vh}(\theta_s, \varphi_s)$ определяются через элементы амплитудной матрицы рассеяния [21,30,43] S_j , $j = 1, 2, 3, 4$:

$$f_{vv}(\theta_s, \varphi_s) = S_2(\theta_s, \varphi_s) \cos^2(\alpha - \varphi_s) + S_1(\theta_s, \varphi_s) \sin^2(\alpha - \varphi_s) + \frac{1}{2} [S_3(\theta_s, \varphi_s) + S_4(\theta_s, \varphi_s)] \sin [2(\alpha - \varphi_s)], \quad (33)$$

$$f_{vh}(\theta_s, \varphi_s) = S_3(\theta_s, \varphi_s) \sin^2(\alpha - \varphi_s) - S_4(\theta_s, \varphi_s) \cos^2(\alpha - \varphi_s) + \frac{1}{2} [S_2(\theta_s, \varphi_s) - S_1(\theta_s, \varphi_s)] \sin [2(\alpha - \varphi_s)]. \quad (34)$$

В соотношениях (33), (34) α (см. рис. 1) — угол поляризации падающего света (угол между вектором поляризации \mathbf{E}_i падающей волны и осью y , вдоль которой ориентированы оптические оси \mathbf{N}_j ЖК-капель).

Отметим, что аналитические формулы (27), (31) в модели твердых дисков, как следует из вычислений [30, 34, 35], дают приемлемые результаты при концентрациях ЖК-капель в слое вплоть до значений, соответствующих фактору заполнения слоя $\eta = 0.7$.

Когда фактор заполнения слоя $\eta \leq 0.4$, анализ угловой структуры рассеянного света КПЖК-монослоем можно провести, используя модель замещения [35, 42–44]. Она предполагает, что перестановка местами двух любых ЖК-капель не изменяет пространственную конфигурацию всего ансамбля и накладывает некоторые ограничения на концентрацию капель в слое и их полидисперсность. В целом, с ростом концентрации ЖК-капель модель применима при меньшей полидисперсности.

В рамках модели замещения для парциальных структурных факторов $S'_{ll'}(\mathbf{k}_s)$ (соотношение (10)) следует положить

$$S'_{ll'}(\mathbf{k}_s) \approx S_m(\theta_s), \quad (35)$$

где $S_m(\theta_s)$ — значение структурного фактора (31), усредненное по радиусу c ЖК-капель. Тогда, основываясь на выражении (9), для vv - и vh -компонент интенсивности излучения, некогерентно рассеянного монослоем ЖК-капель, найдем [43]

$$I_{vv,vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s) = C \frac{\eta}{\langle \sigma \rangle k^2} [\langle |f_{vv,vh}(\theta_s, \varphi_s)|^2 \rangle + |\langle f_{vv,vh}(\theta_s, \varphi_s) \rangle|^2 (S_m(\theta_s) - 1)], \quad (36)$$

где $\langle \sigma \rangle$ — среднее значение площади сечения капель плоскостью монослоя, фактор заполнения $\eta = N\langle \sigma \rangle/A$, угловые скобки означают усреднение по размерам ЖК-капель и ориентациям их оптических осей.

Полагая, что внутренняя структура капель одинакова, а их оптические оси \mathbf{N}_j лежат в плоскости слоя yz и равномерно распределены по углу ориентации φ_d относительно оси y лабораторной системы координат, для средних значений компонент векторной амплитудной функции и квадратов их модулей, входящих в выражения (36), найдем

$$\langle f_{vv}(\theta_s, \varphi_s) \rangle = \langle S_2(\theta_s, \varphi_s) \rangle \overline{\cos^2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} + \langle S_1(\theta_s, \varphi_s) \rangle \overline{\sin^2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} + \frac{1}{2} \langle [S_3(\theta_s, \varphi_s) + S_4(\theta_s, \varphi_s)] \rangle \overline{\sin [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]}, \quad (37)$$

$$\langle f_{vh}(\theta_s, \varphi_s) \rangle = \langle S_3(\theta_s, \varphi_s) \rangle \overline{\sin^2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} - \langle S_4(\theta_s, \varphi_s) \rangle \overline{\cos^2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} + \frac{1}{2} \langle [S_2(\theta_s, \varphi_s) - S_1(\theta_s, \varphi_s)] \rangle \overline{\sin [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]}, \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \langle |f_{vv}|^2 \rangle &= \langle |S_2|^2 \rangle \overline{\cos^4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} + \langle |S_1|^2 \rangle \overline{\sin^4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} + \\ &+ \frac{1}{4} \langle [S_1 S_2^* + S_2 S_1^* + (S_3 + S_4)(S_3^* + S_4^*)] \rangle \times \\ &\quad \times \overline{\sin^2 [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} + \\ &+ \frac{1}{8} \langle [(S_3 + S_4) S_2^* + S_2 (S_3^* + S_4^*)] \rangle \times \\ &\quad \times \left\{ \overline{2 \sin [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} + \overline{\sin [4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} \right\} + \\ &+ \frac{1}{8} \langle [(S_3 + S_4) S_1^* + S_1 (S_3^* + S_4^*)] \rangle \times \\ &\quad \times \left\{ \overline{2 \sin [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} - \overline{\sin [4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} \right\}, \quad (39) \end{aligned}$$

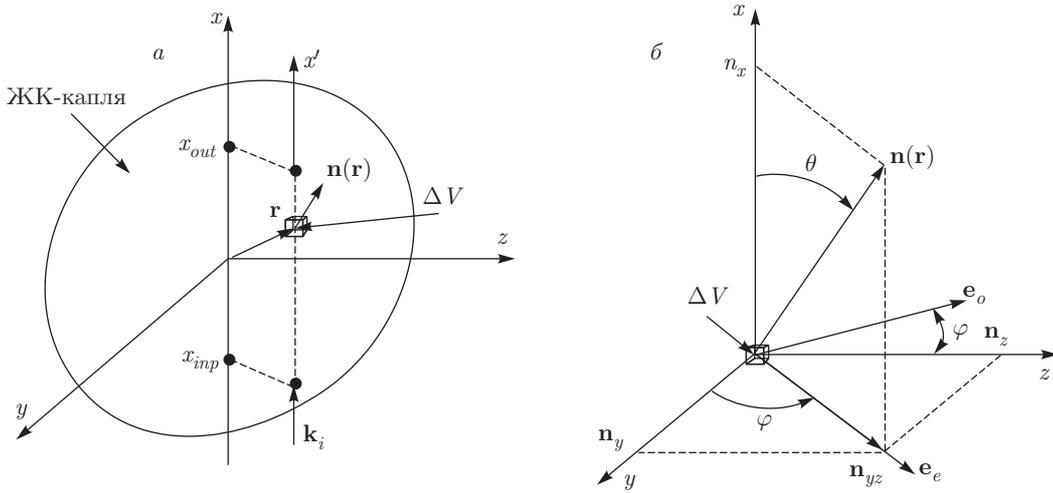


Рис. 2. Схематическое представление ЖК-капли (а) и ее элементарного объема ΔV (б): $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ — локальный директор элементарного объема ΔV в точке с радиус-вектором \mathbf{r} ; x_{inp} и x_{out} — входная и выходная координаты фронта волны на поверхности ЖК-капли; \mathbf{k}_i — волновой вектор падающей волны; θ и φ — полярный и азимутальный углы ориентации локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$; \mathbf{e}_o и \mathbf{e}_e — единичные векторы поляризации обыкновенной и необыкновенной волн в элементарном объеме ΔV ; n_x, n_y, n_z — декартовы компоненты локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$

$$\begin{aligned} \langle |f_{vh}|^2 \rangle &= \langle |S_3|^2 \rangle \overline{\sin^4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} + \\ &+ \langle |S_4|^2 \rangle \overline{\cos^4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} + \\ &+ \frac{1}{4} \langle [(S_2 - S_1)(S_2^* - S_1^*) - S_4 S_3^* - S_3 S_4^*] \rangle \times \\ &\quad \times \overline{\sin^2 [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} - \\ &\quad - \frac{1}{8} \langle [(S_2 - S_1)S_4^* + S_4(S_2^* - S_1^*)] \rangle \times \\ &\quad \times \left\{ \overline{2 \sin [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} + \overline{\sin [4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} \right\} + \\ &\quad + \frac{1}{8} \langle [(S_2 - S_1)S_3^* + S_3(S_2^* - S_1^*)] \rangle \times \\ &\quad \times \left\{ \overline{2 \sin [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} - \overline{\sin [4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} \right\}. \quad (40) \end{aligned}$$

Здесь черта сверху означает усреднение по азимутальному углу φ_d , а угловые скобки в правых частях — по радиусу s поперечного сечения ЖК-капель.

В соотношениях (37)–(40)

$$\begin{aligned} \overline{\cos^2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} &= \\ &= \frac{1}{2} \{1 + \cos [2(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(2\varphi_m)\}, \quad (41) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{\sin^2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} &= \\ &= \frac{1}{2} \{1 - \cos [2(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(2\varphi_m)\}, \quad (42) \end{aligned}$$

$$\overline{\sin [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} = \sin [2(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(2\varphi_m), \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \overline{\cos^4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} &= \frac{3}{8} + \frac{1}{2} \cos [2(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(2\varphi_m) + \\ &+ \frac{1}{8} \cos [4(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(4\varphi_m), \quad (44) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{\sin^4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)} &= \frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos [2(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(2\varphi_m) + \\ &+ \frac{1}{8} \cos [4(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(4\varphi_m), \quad (45) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{\sin^2 [2(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} &= \\ &= \frac{1}{2} \{1 - \cos [4(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(4\varphi_m)\}, \quad (46) \end{aligned}$$

$$\overline{\sin [4(\alpha - \varphi_s - \varphi_d)]} = \sin [4(\alpha - \varphi_s)] \text{sinc}(4\varphi_m), \quad (47)$$

φ_m — максимальный азимутальный угол отклонения оптических осей капель относительно оси y лабораторной системы координат, $\text{sinc } x = \sin(x)/x$. Оптические оси капель ориентированы при $\varphi_m = 0$ вдоль оси y , при $\varphi_m = \pi$ — случайно. При $0 < \varphi_m < \pi$ оптические оси капель частично ориентированы. Соотношения (41)–(47) характеризуют ориентационную структуру КПЖК-монослоя.

Модель замещения (соотношения (36)–(47)) позволяет анализировать угловое распределение интенсивности излучения, рассеянного монослойными КПЖК-пленками в зависимости от оптических характеристик капель, их концентрации, полидисперсности и ориентации оптических осей. Для этого необходимо определить элементы S_j ($j = 1, 2, 3, 4$) амплитудной матрицы рассеяния, входящие в выражения (37)–(40), и усреднить их по размерам ЖК-капель.

4. ПРИБЛИЖЕНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ДИФРАКЦИИ: МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ЖК-КАПЛЕЙ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ

В данном разделе описано приближение аномальной дифракции [45] применительно к решению задачи нахождения амплитудной матрицы рассеяния сфероидальной оптически-анизотропной ЖК-капли с произвольной внутренней структурой [27]. Оно позволяет проводить анализ характеристик излучения, рассеянного оптически-мягкой крупной ЖК-каплей в малых углах, определяемых соотношением $2kc \sin^2(\theta_s/2) < 0.5$ [46].

С использованием приближения аномальной дифракции рассеянное световое поле в дальней зоне определяется как результат дифракции на аппроксимирующем рассеивателе плоском амплитудно-фазовом экране с комплексной матрицей пропускания, заданной на проекции рассеивателя на плоскость, ортогональную направлению падения света [22, 45].

Пусть капля освещается вдоль оси x (рис. 2). Используя результаты работы [47], для элементов амплитудной матрицы рассеяния S_j ($j = 1, 2, 3, 4$) найдем

$$S_1(\theta_s, \varphi_s) = \frac{k^2 \sigma}{2\pi} \int_{\sigma} [1 - T_1(y, z)] \times \exp[-i(ky \cos \varphi_s + kz \sin \varphi_s) \sin \theta_s] dy dz, \quad (48)$$

$$S_2(\theta_s, \varphi_s) = \frac{k^2 \sigma}{2\pi} \cos \theta_s \int_{\sigma} [1 - T_2(y, z)] \times \exp[-i(ky \cos \varphi_s + kz \sin \varphi_s) \sin \theta_s] dy dz, \quad (49)$$

$$S_3(\theta_s, \varphi_s) = -\frac{k^2 \sigma}{2\pi} \cos \theta_s \int_{\sigma} T_3(y, z) \times \exp[-i(ky \cos \varphi_s + kz \sin \varphi_s) \sin \theta_s] dy dz, \quad (50)$$

$$S_4(\theta_s, \varphi_s) = -\frac{k^2 \sigma}{2\pi} \int_{\sigma} T_4(y, z) \times \exp[-i(ky \cos \varphi_s + kz \sin \varphi_s) \sin \theta_s] dy dz, \quad (51)$$

где \hat{T} — 2×2 -матрица Джонса [48, 49] эквивалентного амплитудно-фазового экрана.

Матрица Джонса \hat{T} зависит от внутренней структуры ЖК-капель и определяется следующим образом [26, 27, 44]:

$$\hat{T}(y, z) = \begin{pmatrix} T_2(y, z) & T_3(y, z) \\ T_4(y, z) & T_1(y, z) \end{pmatrix} = \prod_{x=x_{inp}(y, z)}^{x=x_{out}(y, z)} R^T(x) P R(x), \quad (52)$$

где

$$x_{inp} = -\varepsilon a \sqrt{1 - (y^2 + z^2)/c^2}, \\ x_{out} = +\varepsilon a \sqrt{1 - (y^2 + z^2)/c^2}$$

— входная и выходная координаты фронта волны на поверхности ЖК-капли (рис. 2а), ε — параметр анизотропии, равный отношению малой полуоси a капли (вдоль оси x) к большой полуоси c (в плоскости yz), $\varepsilon = a/c$ (для сфер $\varepsilon = 1$), P — матрица, определяемая локальными фазовыми набегамми для необыкновенной и обыкновенной волн, $R(x)$ и $R^T(x)$ — матрицы преобразования координат по тракту локальных базисов,

$$P = \begin{pmatrix} \exp[ik(n_e(\mathbf{r})/n_p - 1)\Delta x] & 0 \\ 0 & \exp[ik(n_o/n_p - 1)\Delta x] \end{pmatrix}, \quad (53)$$

$$R(x) = \begin{pmatrix} \cos[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] & -\sin[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] \\ \sin[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] & \cos[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] \end{pmatrix}, \quad (54)$$

$$R^T(x) = \begin{pmatrix} \cos[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] & \sin[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] \\ -\sin[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] & \cos[\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] \end{pmatrix}, \quad (55)$$

$n_e(\mathbf{r})$ — локальный показатель преломления элементарного объема ΔV в точке с радиус-вектором \mathbf{r} для необыкновенной волны, направление вектора поляризации которой определяется единичным вектором \mathbf{e}_e (см. рис. 2б), n_o — локальный показатель пре-

ломления для обыкновенной волны, поляризованной вдоль единичного вектора \mathbf{e}_o , не зависящий от координат x , y , z и равный показателю преломления n_{\perp} для обыкновенной волны в ЖК, Δx — продольный размер элементарного объема капли ΔV вдоль направления освещения, в пределах которого ориентационная структура локального директора ЖК $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ предполагается однородной и определяется только молекулярным параметром порядка [1, 2], $\varphi(\mathbf{r})$ — азимутальный угол ориентации локальной главной плоскости,

$$n_e(\mathbf{r}) = \frac{n_{\parallel}n_{\perp}}{\sqrt{n_{\parallel}^2 \cos^2 \theta(\mathbf{r}) + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta(\mathbf{r})}} = \frac{n_{\parallel}n_{\perp}}{\sqrt{n_{\parallel}^2 n_x^2 + n_{\perp}^2 (1 - n_x^2)}}, \quad (56)$$

$$\cos [\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] = (n_y \cos \varphi_s + n_z \sin \varphi_s) / \sqrt{1 - n_x^2}, \quad (57)$$

$$\sin [\varphi(\mathbf{r}) - \varphi_s] = (n_z \cos \varphi_s - n_y \sin \varphi_s) / \sqrt{1 - n_x^2}. \quad (58)$$

В выражениях (56)–(58) $\theta(\mathbf{r})$ — полярный угол ориентации локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ (рис. 2), n_{\parallel} — показатель преломления для необыкновенной волны в ЖК, n_x, n_y, n_z — декартовы компоненты локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ в точке с радиус-вектором \mathbf{r} .

Соотношения (48)–(58) позволяют анализировать малоугловое рассеяние света ЖК-каплями с произвольной структурой векторного поля локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ в объеме ЖК-капли. Методика определения распределения поля директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ описана в следующем разделе.

5. РАСЧЕТ КОНФИГУРАЦИИ ПОЛЯ ДИРЕКТОРА

Распределение поля директора в ЖК-капле определяется следующими факторами [2, 15]: 1) балансом между межмолекулярными взаимодействиями в ЖК, которые приводят к упорядочению молекул, характерному для данной фазы ЖК; 2) взаимодействием с полимером, которое в зависимости от межфазных граничных условий на поверхности капле ведет к ориентации молекул ЖК вдоль границ капли (тангенциальные граничные условия) или перпендикулярно к ним (нормальные граничные условия); 3) внешним электрическим (или магнитным) полем, приложенным к КПЖК-пленке, которое ориентирует молекулы ЖК. Молекулы в ЖК-капле ориентируются таким образом, чтобы обеспечить минимум свободной энергии.

Для расчета ориентационного упорядочения локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ в объеме ЖК-капли методика использована процедура минимизации плотности свободной энергии F . В одноконстантном приближении [1, 2, 28, 50–52] имеем

$$F = F_{el} + F_e, \quad (59)$$

где F_{el} — плотность энергии упругих деформаций,

$$F_{el} = \frac{1}{2} K \left[(\operatorname{div} \mathbf{n}(\mathbf{r}))^2 + (\operatorname{rot} \mathbf{n}(\mathbf{r}))^2 \right], \quad (60)$$

$$F_e = \frac{1}{2} \varepsilon (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}))^2 \quad (61)$$

— плотность свободной энергии, обусловленная воздействием внешнего управляющего электрического поля с вектором напряженности \mathbf{E} .

В соотношениях (60), (61) K — среднее значение модуля упругости, $\varepsilon = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon$, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Кл²/Н·м² — электрическая постоянная, $\Delta \varepsilon$ — диэлектрическая анизотропия ЖК.

При расчете ориентационной структуры ЖК-капель с неоднородным поверхностным сцеплением электрическим вкладом в плотность свободной энергии F_e можно пренебречь [53, 54] вследствие экранирования внешнего управляющего поля \mathbf{E} пространственно-разделенными ионами сурфактанта. Тогда для распределения локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, соответствующего минимуму плотности свободной энергии, на основе выражения (60) получим

$$K \Delta \mathbf{n}(\mathbf{r}) = 0. \quad (62)$$

Здесь Δ — оператор Лапласа.

Для решения уравнения (62) и нахождения компонент n_x, n_y, n_z локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ в декартовой системе координат мы использовали разностную схему вычислений [26]. Методика расчета внутренней ориентационной структуры ЖК-капли заключается в следующем: 1) сначала задается какая-то определенная (исходная) ориентация директора в объеме капли; 2) объем капли разбивается на ячейки, в каждой из которых определяется ориентация локального директора $\mathbf{n} = \mathbf{n}(\mathbf{r})$; 3) используется итерационная процедура (релаксационный метод), в рамках которой влияние жестко заданной ориентации директора на границе раздела распространяется все дальше в объем капли. При этом поверхность ЖК-капли разбивается на две характерные области (рис. 3), в которых ориентация длинных осей молекул ЖК-капли направлена по нормали (нормальные граничные условия) и по касательной (тангенциальные граничные условия) к поверхности. Схематическое представление сечения сфероидальной ЖК-капли плоскостью, перпендикулярной плоскости слоя, представлено на рис. 3. Для количественной оценки степени неоднородности межфазного поверхностного сцепления ЖК с полимерной матрицей мы используем параметр w (см. рис. 3). Он характеризует размер области капли с нормальным поверхностным сцеплением. Отметим, что значения $w = 0\%$ и $w = 100\%$ соответствуют однородному поверхностному сцеплению на поверхности ЖК-полимер. При $w = 0\%$ имеет место

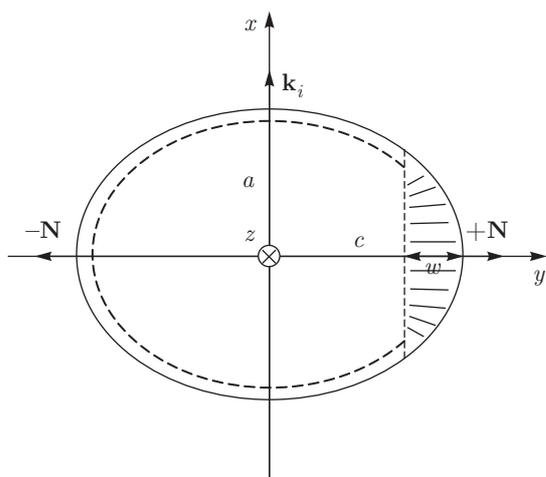


Рис. 3. Схематическое изображение сечения ЖК-капли с неоднородным поверхностным сцеплением плоскостью xy . Параметр w характеризует долю поверхности капли с нормальным (гомеотропным) поверхностным сцеплением; a и c — малая и большая полуоси капли; \mathbf{N} — оптическая ось капли; \mathbf{k}_i — волновой вектор падающей волны. Штрихами показана ориентация длинных осей молекул ЖК на поверхности капли: вдоль нормали и по касательной

только тангенциальное поверхностное сцепление и формируется биполярная конфигурация ЖК в капле. При $w = 100\%$ реализуется только нормальное поверхностное сцепление и внутренняя ориентационная структура капли является радиальной. Для других значений w конфигурация ЖК в капле имеет более сложный вид [28, 53, 54].

Параметр w зависит от внешнего управляющего поля [26]. Его изменение приводит к изменению внутренней структуры капель и, соответственно, их оптических характеристик и характеристик КПЖК-слоя в целом. При этом, как отмечено выше, внутри капли поле равно нулю из-за экранирования сурфактантом. Оптическая ось \mathbf{N} капли (см. рис. 3) направлена перпендикулярно поверхности, разделяющей каплю на области с разным сцеплением молекул ЖК с полимером. Направления $+\mathbf{N}$ и $-\mathbf{N}$ не эквивалентны в силу того, что области капли с разным поверхностным сцеплением определяются направлением вектора напряженности управляющего электрического поля \mathbf{E} . Чтобы изменить ориентацию оптической оси капли на противоположную необходимо изменить полярность управляющего поля.

Обратим внимание на то, что для ЖК-капли с однородным тангенциальным поверхностным сцеплением, имеющей биполярную конфигурацию локального директора, направления $+\mathbf{N}$ и $-\mathbf{N}$ экви-

валентны [2]. Отметим также, что ЖК-капли с неоднородным поверхностным сцеплением представляют собой не что иное, как частицы Януса [55, 56] с управляемыми свойствами.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ

Здесь приведены результаты сопоставления теоретических и экспериментальных данных для малоугловой структуры рассеянного света КПЖК-монослоем, состоящим из полидисперсных сферидальных ЖК-капель с однородным тангенциальным поверхностным сцеплением и биполярной внутренней конфигурацией локального директора. Для сопоставления данных использованы экспериментальные зависимости компонент $I_{vv}^{inc}(\theta_s)$ и $I_{vh}^{inc}(\theta_s)$ интенсивности рассеянного света в монослойной КПЖК-пленке при угле поляризации падающего света $\alpha = 0$ и угле ориентации плоскости рассеяния $\varphi_s = 0$. Композитная пленка изготавливалась на основе нематического ЖК 5СВ с показателями преломления $n_{\perp} = 1.531$ для обыкновенной волны и $n_{\parallel} = 1.717$ для необыкновенной волны на длине волны $\lambda = 0.633$ мкм [44]. Показатель преломления полимера в подготовленном образце $n_p = 1.522$. Фактор заполнения $\eta = 0.23$. Оптические оси ЖК-капель расположены преимущественно в плоскости монослойной КПЖК-пленки, и их ориентация в плоскости пленки является случайной ($\varphi_m = \pi$ в соотношениях (41)–(47)). Средний диаметр сечения капель в плоскости пленки равен 13.5 мкм, и его значения в образце изменялись в диапазоне от 6 до 20 мкм. Количество ЖК-капель со значениями диаметра поперечного сечения в диапазоне 13.5 ± 2.5 мкм составляло 73% от их общего числа. Степень сплюснутости капель (параметр анизотропии формы ε) приблизительно равен 0.7.

При измерениях неполяризованный пучок He-Ne-лазера (LASOS, $\lambda = 0.633$ мкм) проходил через поляризатор и падал нормально к поверхности образца. Рассеянный свет, проходя анализатор и диафрагму, регистрировался фотодетектором. Размер диафрагмы выбирался так, чтобы усреднить спекл-структуру и измерить угловое распределение компонент интенсивности рассеянного света с малым апертурным углом приема.

Экспериментальные и рассчитанные зависимости для компонент $I_{vv}^{inc}(\theta_s)$ и $I_{vh}^{inc}(\theta_s)$ интенсивности рассеянного света представлены на рис. 4. Расчеты выполнены по приведенным выше формулам

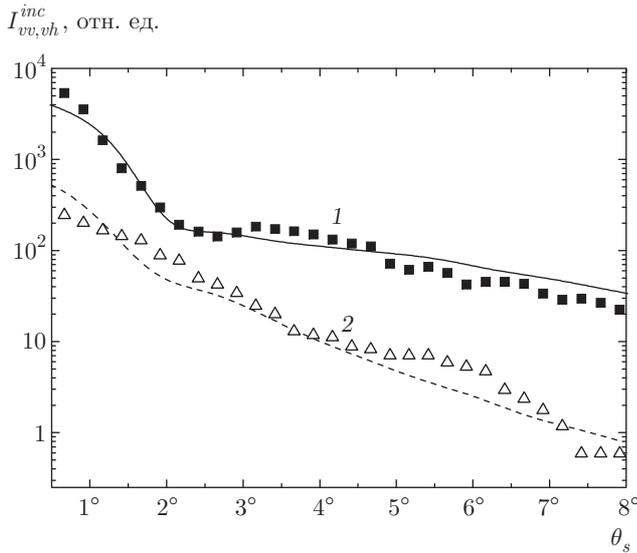


Рис. 4. Теоретические (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости компонент I_{vv}^{inc} (1) и I_{vh}^{inc} (2) интенсивности света, рассеянного КПЖК-монослоем, от угла рассеяния θ_s при $\alpha = 0$, $\varphi_s = 0$, $n_{\parallel} = 1.717$, $n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = 1.522$, $\eta = 0.23$

(48)–(58), (62) на основе модели замещения (соотношения (36)–(47)). При численных расчетах учет полидисперсности ЖК-капель проведен с использованием измеренной гистограммы распределения для радиуса c поперечного сечения ЖК-капель при одинаковом значении параметра анизотрии $\varepsilon = 0.7$. Из рис. 4 видно хорошее соответствие экспериментальных данных теоретическим.

7. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ МАЛОУГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО СВЕТА: ЭФФЕКТ АСИММЕТРИИ

В данном разделе приведены результаты расчетов, иллюстрирующие изменение структуры излучения, рассеянного в малых углах отдельной ЖК-капель, в зависимости от ее размера, анизотрии и внутренней конфигурации поля директора. Исследовано влияние угла ориентации φ_s плоскости рассеяния и угла поляризации α падающего света на характеристики рассеянного излучения. Для многослойных КПЖК-пленок проанализировано влияние размеров, полидисперсности и концентрации ЖК-капель на угловое распределение интенсивности рассеянного света. Проанализирован эффект асимметрии [27–29] малоуглового распределения интенсивности рассеянного света по углу рассеяния θ_s ,

суть которого описана во Введении. Показано, что полидисперсность ЖК-капель и дезориентация их оптических осей не ведут к исчезновению эффекта асимметрии. Основное внимание уделено анализу vv -компоненты интенсивности рассеянного света, I_{vv}^{inc} . Для vh -компоненты (I_{vh}^{inc}) имеют место аналогичные качественные тенденции.

Компоненты $I_{vv,vh}^s$ интенсивности излучения, рассеянного отдельной ЖК-капель, находились с помощью соотношений

$$I_{vv,vh}^s(\theta_s, \varphi_s) = C \frac{1}{\sigma k^2} |f_{vv,vh}(\theta_s, \varphi_s)|^2, \quad (63)$$

которые следуют из выражений (2) для рассеянного поля в дальней волновой зоне. В выражении (63) нормировочная константа C определяется так же, как и в выражении (32), компоненты векторной амплитудной функции рассеяния $f_{vv,vh}(\theta_s, \varphi_s)$ (выражения (33), (34)) определяются на основе соотношений (48)–(51) для элементов амплитудной матрицы рассеяния $S_j(\theta_s, \varphi_s)$, $j = 1, 2, 3, 4$.

На рис. 5а представлена компонента I_{vv}^s интенсивности излучения, рассеянного отдельной сферической ЖК-капель с радиусом $c = 5$ мкм, при нулевых значениях угла поляризации α и угла рассеяния φ_s . Расчеты выполнены при разных значениях параметра w (см. разд. 5), который характеризует долю поверхности капли с нормальным и тангенциальным поверхностным сцеплением. Все вычисления выполнены для ЖК 5СВ ($n_{\perp} = 1.531$, $n_{\parallel} = 1.717$ ($\lambda = 0.633$ мкм)). Оптическая анизотропия ЖК $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp} = 0.186$. Показатель преломления полимерной матрицы полагался равным показателю преломления обыкновенной волны в ЖК, $n_p = n_{\perp}$.

На рис. 5а видно, что при $w = 0\%$ и $w = 100\%$ угловое распределение интенсивности рассеянного света является симметричным по углу рассеяния θ_s относительно направления рассеяния строго вперед ($\theta_s = 0$). Эти условия ($w = 0\%$ и $w = 100\%$) соответствуют однородному поверхностному сцеплению для капель с биполярной и радиальной конфигурациями локального директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$. При неоднородном поверхностном сцеплении для $w = 25, 50, 75\%$ наблюдается смещение положения основных максимумов углового распределения интенсивности рассеянного излучения относительно направления $\theta_s = 0$ и асимметричное расположение других максимумов, т. е. имеет место эффект асимметрии в распределении интенсивности рассеянного света по углу рассеяния θ_s . Наибольшее смещение основного максимума имеет место для $w = 50\%$, т. е. ко-

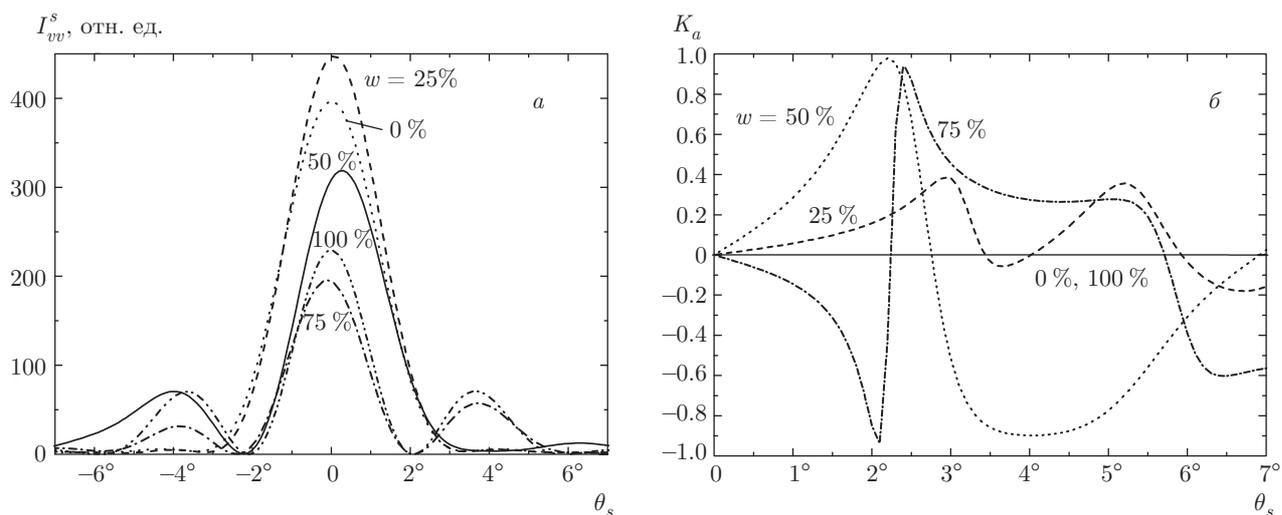


Рис. 5. Зависимости компоненты I_{vv}^s интенсивности рассеянного света (а) и «контраста» асимметрии K_a (б) от угла рассеяния θ_s для сферической ЖК-капли с однородным и неоднородным поверхностным сцеплением при разных значениях параметра w . Радиус капли $c = 5$ мкм, $\alpha = 0$, $\varphi_s = 0$, $n_{\parallel} = 1.717$, $n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = n_{\perp}$

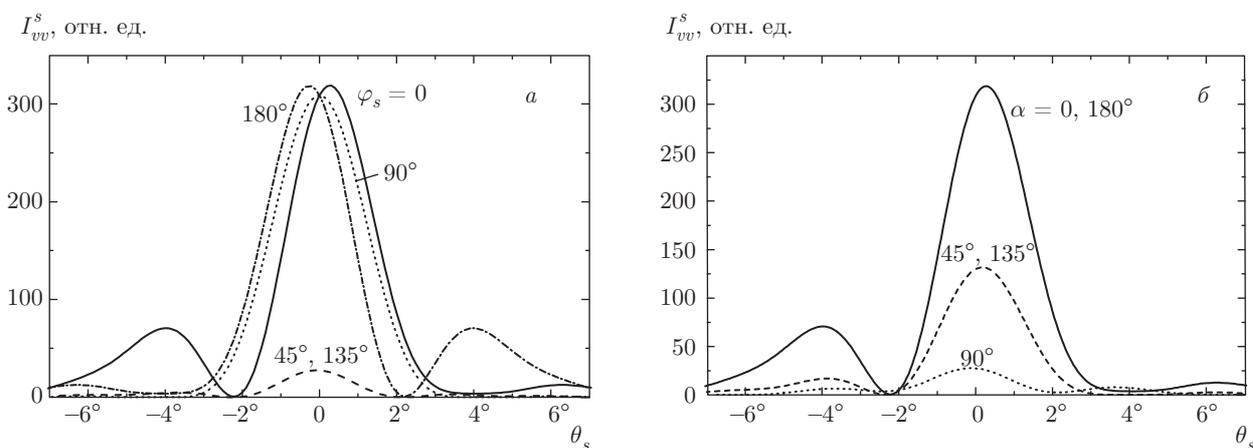


Рис. 6. Компоненты $I_{vv}^s(\theta_s)$ интенсивности света, рассеянного сферической ЖК-каплей, при разных значениях угла φ_s ориентации плоскости рассеяния при $\alpha = 0$ (а) и разных значениях угла поляризации α падающего света при $\varphi_s = 0$ (б). Радиус капли $c = 5$ мкм, параметр $w = 50\%$, $n_{\parallel} = 1.717$, $n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = n_{\perp}$

гда доли нормальных и тангенциальных граничных условий на поверхности ЖК-капли равны.

Рисунок 5б иллюстрирует «контраст» асимметрии K_a . Мы определили его как отношение разности интенсивностей $I_{vv}^s(\theta_s) - I_{vv}^s(-\theta_s)$ к их сумме $I_{vv}^s(\theta_s) + I_{vv}^s(-\theta_s)$. Для однородных граничных условий ($w = 0\%$ и $w = 100\%$) он равен нулю и изменяется от -1 до $+1$ для неоднородных граничных условий. Отрицательные значения контраста соответствуют более сильному рассеянию влево относительно направления строго вперед, положительные значения — вправо, в сторону, где реализуются нормальные граничные условия.

На рис. 6 представлена компонента $I_{vv}^s(\theta_s)$ интенсивности рассеянного света при $w = 50\%$ для разных значений φ_s и α . Рисунок 6а иллюстрирует угловую структуру интенсивности рассеянного света в условиях нулевого угла поляризации ($\alpha = 0$). Видно, что 1) при $\varphi_s = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ эффект асимметрии рассеяния исчезает; 2) для значений $\varphi_s = 45^\circ$ и $\varphi_s = 135^\circ$ зависимости интенсивности $I_{vv}^s(\theta_s)$ совпадают; 3) для $\varphi_s = 0$ и $\varphi_s = 180^\circ$ кривые $I_{vv}^s(\theta_s)$ являются зеркально-симметричными относительно направления рассеяния строго вперед ($\theta_s = 0$). Этот результат является следствием свойств симметрии внутренней структуры ЖК-капли при $w = 50\%$ и

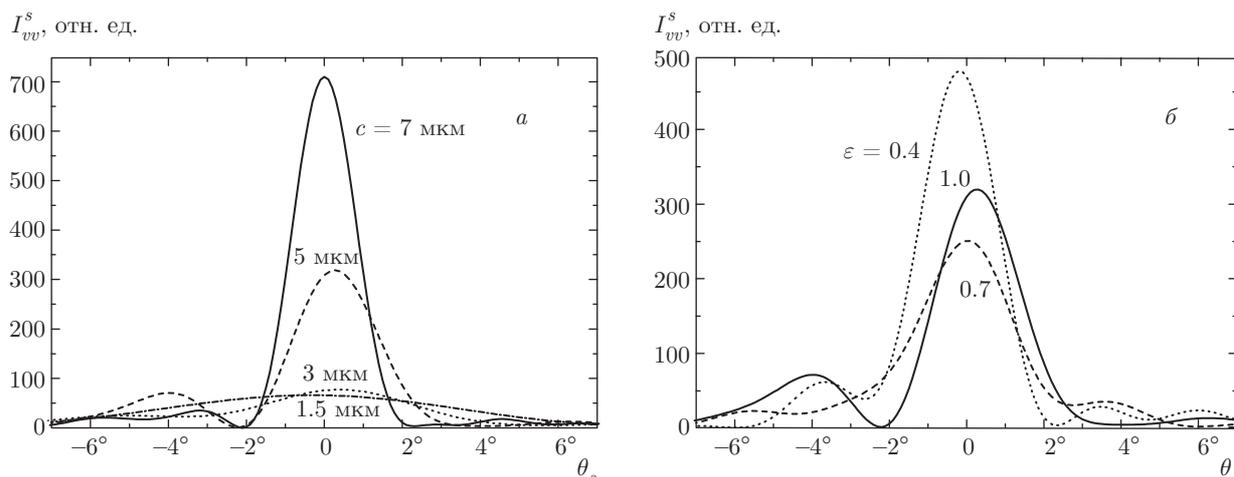


Рис. 7. Влияние радиуса c сферической ЖК-капли (а) и параметра анизотрии ε сфероидальной ЖК-капли при $c = 5$ мкм (б) на асимметрию углового распределения компоненты $I_{vv}^s(\theta_s)$ интенсивности рассеянного света; $w = 50\%$, $\alpha = 0$, $\varphi_s = 0$, $n_{\parallel} = 1.717$, $n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = n_{\perp}$

неэквивалентностью направлений $+N$ и $-N$ для оптической оси капли с неоднородным поверхностным сцеплением.

Несколько иная ситуация, как видно из рис. 6б, имеет место при разных значениях угла поляризации α и постоянном значении угла φ_s : эффект асимметрии имеет место при $\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 135^\circ$ и исчезает только при $\alpha = 90^\circ$. При $\alpha = 0$ и $\alpha = 180^\circ$ кривые $I_{vv}^s(\theta_s)$ совпадают и не являются зеркально-симметричными.

Влияние размера сферических капель и параметра анизотрии сплюснутых вдоль направления падения света сфероидов на угловую структуру vv -компоненты интенсивности рассеянного света иллюстрируют, соответственно, рис. 7а и 7б. Из них видно, что с уменьшением радиуса c капли (для сфер) или параметра анизотрии ε (для сфероидов) отсутствует четкая тенденция в усилении или ослаблении эффекта асимметрии рассеяния. В одних случаях эффект проявляется слабее, в других сильнее. В рассмотренных в рамках приближения аномальной дифракции диапазонах размеров и анизотрии ЖК-капли наиболее ярко эффект асимметрии проявляется для сферической капли при значении радиуса $c = 5$ мкм. Из рис. 7а также видно, что с уменьшением размера ЖК-капли (радиуса c) компонента $I_{vv}^s(\theta_s)$ рассеянного света, как и следовало ожидать [32, 45], становится более «диффузной». Уменьшение параметра анизотрии ε при $\varepsilon < 0.7$, как видно из рис. 7б, наоборот, ведет к вытягиванию индикатрисы рассеяния в направлении вперед.

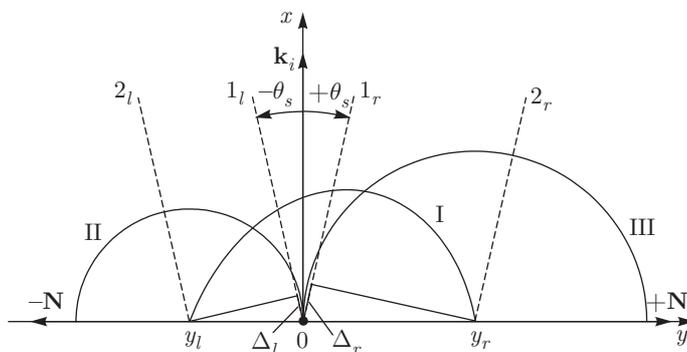


Рис. 8. Схематическое представление сечения xy капли для объяснения эффекта асимметрии рассеяния необыкновенной волны с y -поляризацией ($w = 50\%$): k_i — волновой вектор падающей волны; $-\theta_s$ и θ_s — углы рассеяния относительно направления падения света. Фронты вторичных волн, исходящие из точек с координатами $y = 0$, $y = y_l$ и $y = y_r$ обозначены римскими цифрами I, II и III

Таким образом, основной причиной эффекта асимметрии малоуглового рассеяния света является неоднородность поверхностного сцепления ЖК-капли с полимерной матрицей. Степень его проявления зависит от размеров капли, анизотрии ее формы, условий освещения и наблюдения рассеянного света. Этот эффект имеет интерференционную природу и его можно объяснить на основе принципа Гюйгенса–Френеля [31], если рассмотреть ЖК-каплю как плоский экран (рис. 8).

На рис. 8 на примере капли с $w = 50\%$ представлена геометрия, поясняющая асимметрию рас-

сеяния необыкновенной волны с y -поляризацией. На нем изображены три фронта вторичных волн, исходящие из точек с координатами $y = 0, y = y_l$ и $y = y_r$ соответственно из центра капли, слева и справа от плоскости xy , разделяющей каплю на области с тангенциальным и нормальным поверхностным сцеплением. Вследствие различия показателей преломления ЖК-капли при значениях $y < 0$ и $y > 0$, для точки с координатой $y = 0$ фронт вторичной волны не является сферическим. За некоторый промежуток времени Δt он достигает координат y_l и y_r , не равных друг другу по абсолютной величине. За это же время формируются сферические фронты вторичных волн, исходящие из точек y_l и y_r . Тогда, как видно из рис. 8, для волновых нормалей вдоль линий $1_l, 2_l$ и $1_r, 2_r$ (слева и справа от оси x), при значениях углов $-\theta_s$ и θ_s соответствующие разности фаз Δ_l и Δ_r различаются: $\Delta_l \neq \Delta_r$. В результате интерференции вторичных волн 1_l с 2_l и 1_r с 2_r соответствующие интенсивности $I(-\theta_s)$ и $I(\theta_s)$ также будут различаться.

Рассеяние света ансамблем ЖК-капель с неоднородным поверхностным сцеплением иллюстрирует рис. 9, где представлены результаты расчетов компоненты I_{vv}^{inc} света, рассеянного монослойной монодисперсной КПЖК-пленкой, содержащей сферические ЖК-капли, при разных значениях их радиуса c и фактора заполнения η слоя. Расчеты выполнены на основе соотношения (32).

Из сравнения рис. 9а, 9б и 9в следует, что с ростом концентрации капель (фактора заполнения η) эффект асимметрии усиливается. В некоторых условиях, определяемых размерами ЖК-капель и их концентрацией, он становится более выраженным. Это является следствием проявления интерференционных эффектов при рассеянии света ансамблем ЖК-капель в пленке. Перераспределение интенсивности рассеянного света вследствие интерференции, влияющее на степень проявления эффекта асимметрии рассеяния в КПЖК-монослое, зависит от структурного фактора S (см. разд. 2). Для монослоя монодисперсных капель он определяется соотношением (31) и представлен на рис. 10. Как видно из рисунка, число осцилляций функции $S(\theta_s)$ зависит от размера ЖК-капель, что, в свою очередь, определяет число асимметричных максимумов и минимумов на зависимости $I_{vv}^{inc}(\theta_s)$ при разных размерах капель.

Влияние полидисперсности капель и дезориентации их оптических осей на угловую структуру интенсивности света, рассеянного КПЖК-монослоем, представлено на рис. 11. Расчеты выполнены в

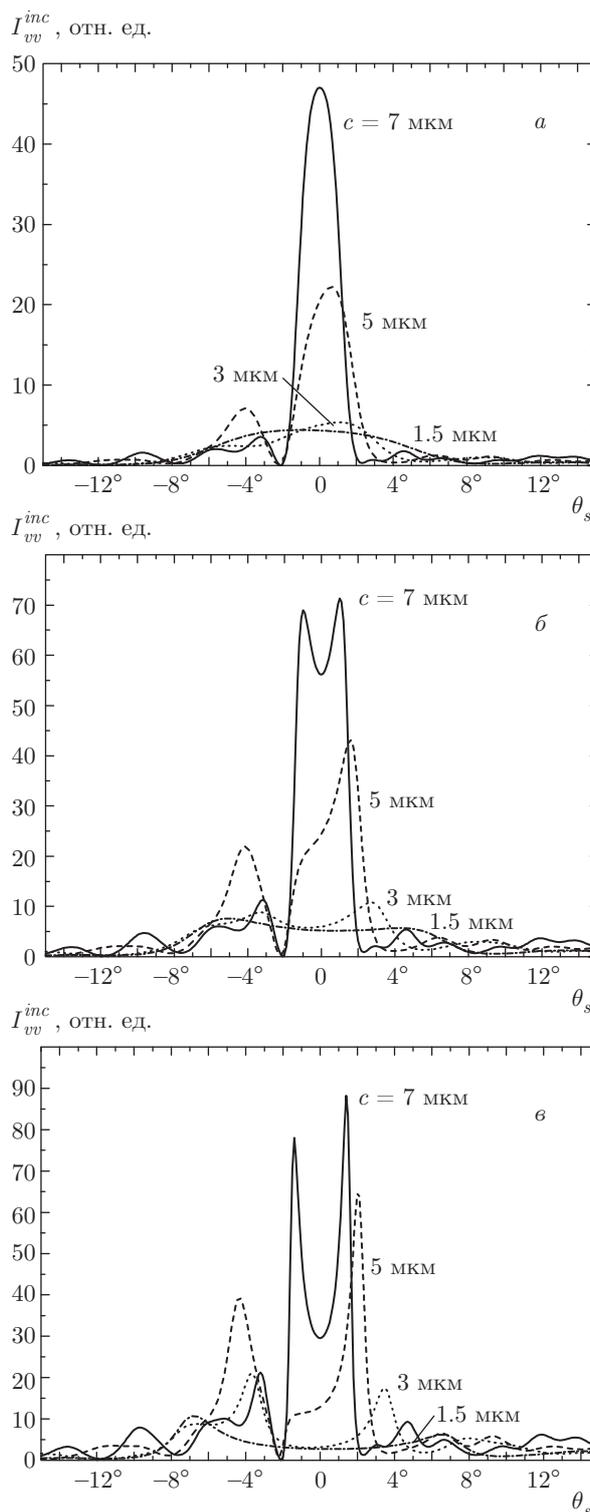


Рис. 9. Компоненты $I_{vv}^{inc}(\theta_s)$ интенсивности света, рассеянного КПЖК-пленкой, содержащей монослой монодисперсных ЖК-капель, при разных значениях их радиуса c и фактора заполнения η : а — $\eta = 0.1$; б — $\eta = 0.3$; в — $\eta = 0.5$. Значения $w = 50\%$, $\alpha = 0$, $\varphi_s = 0$, $n_{||} = 1.717$, $n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = n_{\perp}$

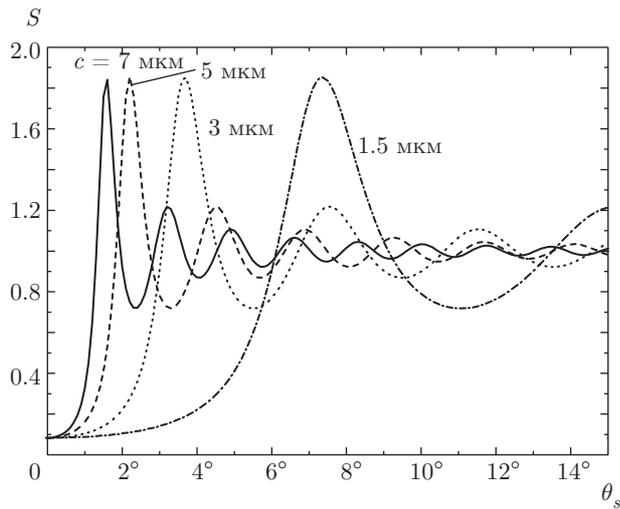


Рис. 10. Структурный фактор $S(\theta_s)$ КПЖК-монослоя монодисперсных ЖК-капель при разных значениях их радиуса c . Фактор заполнения $\eta = 0.5$

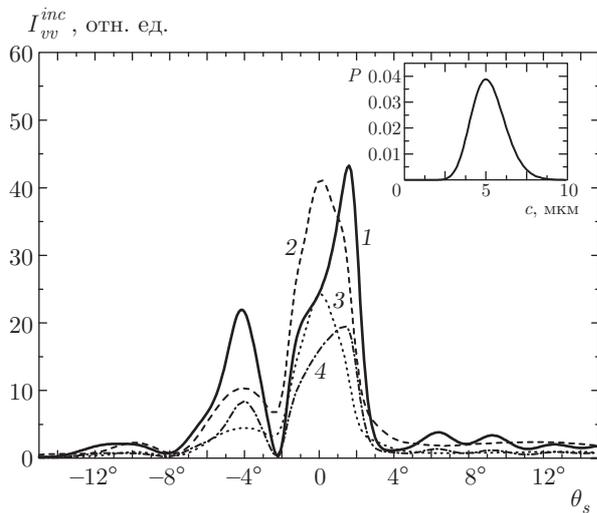


Рис. 11. Влияние полидисперсности ЖК-капель и дезориентации их оптических осей в КПЖК-монослое на эффект асимметрии рассеяния света: 1 — монослой монодисперсных ЖК-капель с ориентированными оптическими осями ($D_c/\langle c \rangle = 0, \varphi_m = 0$); 2 — монослой полидисперсных капель с ориентированными оптическими осями ($D_c/\langle c \rangle = 0.2, \varphi_m = 0$); 3 — монослой полидисперсных капель с разориентированными оптическими осями ($D_c/\langle c \rangle = 0.2, \varphi_m = 180^\circ$); 4 — монослой монодисперсных ЖК-капель с разориентированными оптическими осями ($D_c/\langle c \rangle = 0, \varphi_m = 180^\circ$); $w = 50\%$, $\alpha = 0, \varphi_s = 0, \eta = 0.3, n_{\parallel} = 1.717, n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = n_{\perp}$. Модальный радиус капель $c_m = 5$ мкм. На вставке представлена плотность вероятности P распределения ЖК-капель по радиусу c , использованная в расчетах (гамма-распределение) при $D_c/\langle c \rangle = 0.2, c_m = 5$ мкм

рамках модели замещения на основе соотношений (36)–(47). Для учета полидисперсности капель использовано гамма-распределение [30] плотности вероятности $P(c)$ капель по радиусу c :

$$P(c) = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \frac{c^{\mu}}{c_m^{\mu+1}} \exp\left(-\frac{\mu c}{c_m}\right), \quad (64)$$

где μ — параметр распределения, Γ — гамма-функция, c_m — модальный (наиболее вероятный) радиус капель. Модальный радиус c_m и параметр μ связаны, соответственно, со средним значением радиуса капель $\langle c \rangle$ и коэффициентом вариации $D_c/\langle c \rangle$, где D_c — стандартное (среднеквадратичное) отклонение, следующим образом:

$$c_m = \frac{\mu}{\mu+1} \langle c \rangle, \quad (65)$$

$$\mu = 1/(D_c/\langle c \rangle)^2 - 1. \quad (66)$$

На рис. 11 приведены результаты расчета $I_{vv}^{inc}(\theta_s)$ для КПЖК-монослоев, содержащих монодисперсные и полидисперсные капли, при $c_m = 5$ мкм и разной дисперсии оптических осей капель, определяемой углом φ_m (см. разд. 3).

Полидисперсность капель и дезориентация их оптических осей, как видно из результатов расчета, не приводят к исчезновению рассматриваемого эффекта асимметрии рассеяния света. Это обусловлено тем, что направления $+N$ и $-N$ оптической оси капель с неоднородным поверхностным сцеплением неэквивалентны.

Наглядную иллюстрацию рассматриваемого эффекта асимметрии дают фотопредставления результатов (рис. 12, 13). На рис. 12а и 12б приведены компоненты $I_{vv}^s(\theta_s, \varphi_s)$ и $I_{vh}^s(\theta_s, \varphi_s)$ интенсивности света, рассеянного отдельной ЖК-капелью (выражение (63)), для углов рассеяния $-8^\circ \leq \theta_s \leq 8^\circ$ и $0 \leq \varphi_s \leq 180^\circ$, когда слой освещается поляризованным излучением с углом поляризации $\alpha = 0$. Более светлые области на рисунках соответствуют большей интенсивности. Ось y лабораторной системы координат направлена по горизонтали, ось z — по вертикали. Расчеты выполнены при $w = 50\%$ и $n_p = n_{\perp}$ для ЖК 5СВ. На рис. 12в и 12г представлены компоненты $I_{vv}^{inc}(\theta_s, \varphi_s)$ и $I_{vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s)$ интенсивности света, рассеянного КПЖК-монослоем (выражения (32)), при значении фактора заполнения $\eta = 0.5$. Из них видно, что для угловой структуры излучения, рассеянного слоем с неоднородным межфазным поверхностным сцеплением, в отличие от однородного [43, 57], отсутствует центральная симметрия.

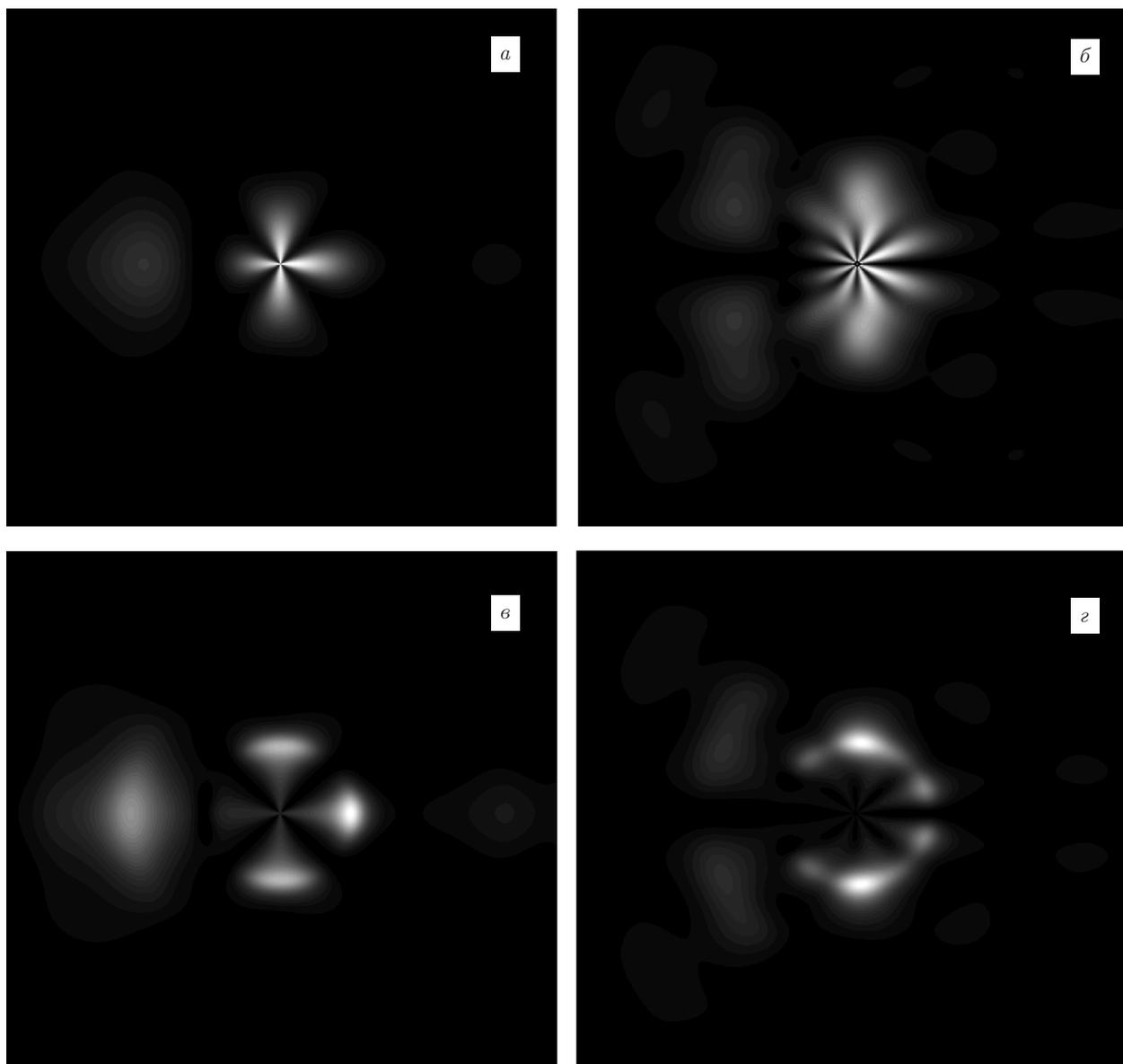


Рис. 12. Угловые распределения компонент $I_{vv}^s(\theta_s, \varphi_s)$ (а) и $I_{vh}^s(\theta_s, \varphi_s)$ (б) интенсивности света, рассеянного отдельной ЖК-каплей, и компонент $I_{vv}^{inc}(\theta_s, \varphi_s)$ (в) и $I_{vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s)$ (г) интенсивности света, рассеянного КПЖК-монослоем монодисперсных ЖК-капель. Фактор заполнения $\eta = 0.5$. Радиус каплей $c = 5$ мкм; $\alpha = 0$, $w = 50\%$, $n_{\parallel} = 1.717$, $n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = n_{\perp}$

Эффект асимметрии проявляется также и при освещении КПЖК-монослоя с неоднородным межфазным поверхностным сцеплением неполяризованным монохроматическим излучением (рис. 13). На рис. 13 представлена интенсивность рассеянного излучения $I_{np}(\theta_s, \varphi_s)$ для неполяризованного падающего света,

$$I_{np}(\theta_s, \varphi_s) = \frac{1}{2} \left[(I_{vv}^{inc}(\theta_s, \varphi_s) + I_{vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s))_{\alpha=0} + (I_{vv}^{inc}(\theta_s, \varphi_s) + I_{vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s))_{\alpha=\pi/2} \right]. \quad (67)$$

Соотношение (67) получено из выражения (32) путем усреднения по углу поляризации α с равномерным распределением в пределах от 0 до 2π . Расчеты $I_{np}(\theta_s, \varphi_s)$, приведенные на рис. 13, выполнены при тех же параметрах, что и $I_{vv, vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s)$, представленные на рис. 12в и 12г.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках интерференционного приближения разработаны методы описания и численного

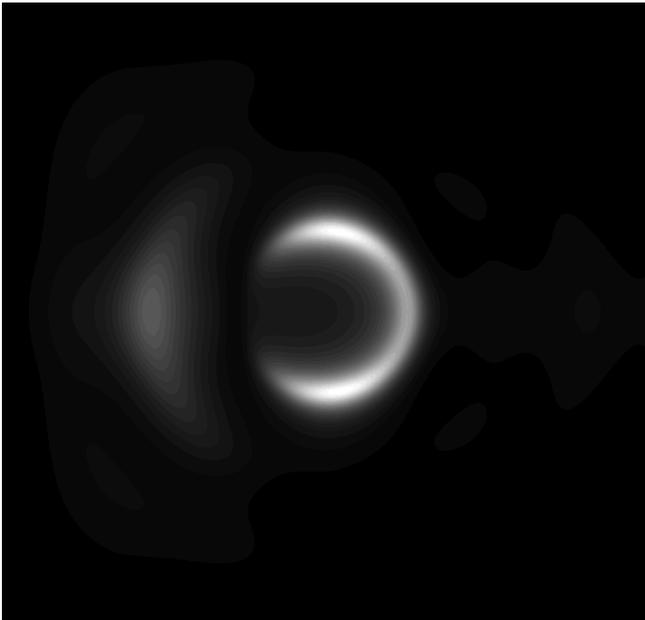


Рис. 13. Угловое распределение интенсивности $I_{np}(\theta_s, \varphi_s)$ света, рассеянного КПЖК-монослоем монодисперсных сферических ЖК-капель, при освещении неполяризованным излучением. Фактор заполнения $\eta = 0.5$. Радиус капель $c = 5$ мкм, $w = 50\%$, $n_{\parallel} = 1.717$, $n_{\perp} = 1.531$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = n_{\perp}$

моделирования углового распределения интенсивности излучения, рассеянного КПЖК-монослоем с однородным и неоднородным межфазным поверхностным сцеплением. Приведены результаты расчетов, иллюстрирующие изменение структуры рассеянного в малых углах излучения в зависимости от внутренней структуры ЖК-капель, их концентрации, размеров, полидисперсности и анизотропии. Проведен анализ интенсивности рассеянного света в зависимости от условий освещения и приема рассеянного света.

Проведена экспериментальная верификация разработанных методов.

Показана возможность реализации электрооптического эффекта асимметрии малоугловой структуры рассеянного света в КПЖК-монослоем с неоднородными межфазными граничными условиями.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке электрооптических устройств на основе капсулированных полимером ЖК-пленок (амплитудных и фазовых модуляторов света, преобразователей поляризации, дисплеев и т.д.), оптический отклик которых обусловлен изменением конфигурации ЖК под действием внешних факторов. В частности, они применимы при разработке устройств маскировки оптической информации.

Работа выполнена в рамках межакадемического интеграционного проекта НАН Беларуси и СО РАН при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф15СО-039). Один из авторов (В. Я. З) благодарит РФФИ и Правительство Красноярского края (грант № 16-42-240704).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Жаркова, А. С. Сонин, *Жидкокристаллические композиты*, Наука, Москва (1994).
2. F. Simoni, *Nonlinear Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals*, World Sci., Singapore (1997).
3. М. Г. Томилин, С. М. Пестов, *Свойства жидкокристаллических материалов*, Политехника, Санкт-Петербург (2005).
4. *Display Systems*, ed. by L. W. MacDonald and A. C. Lowe, Wiley & Sons, New York (1997).
5. V. G. Chigrinov, *Liquid Crystal Devices: Physics and Application*, Artech House, Boston-London (1999).
6. V. Ya. Zyryanov, S. L. Smorgon, and V. F. Shabanov, *Mol. Engineering* **1**, 305 (1992).
7. F. Basile, F. Bloisi, L. Vicari, and F. Simoni, *Phys. Rev. E* **48**, 432 (1993).
8. V. V. Presnyakov and T. V. Galstian, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **413**, 435 (2004).
9. В. А. Лойко, А. В. Конколович, *ЖЭТФ* **123**, 552 (2003).
10. В. А. Лойко, А. В. Конколович, *ЖЭТФ* **126**, 385 (2004).
11. В. А. Лойко, А. В. Конколович, *ЖЭТФ* **130**, 1082 (2006).
12. P. G. Lisinetskaya, A. V. Konkolovich, and A. V. Loiko, *Appl. Opt.* **48**, 3144 (2009).
13. A. Khan, I. Shiyanovskaya, T. Schneider et al., *J. SID* **15**, 9 (2007).
14. Г. Е. Воловик, О. Д. Лаврентович, *ЖЭТФ* **85**, 1997 (1983).
15. P. S. Drzaic, *Liquid Crystal Dispersions*, World Sci., Singapore (1995).
16. J. L. West, J. W. Doane, and S. Zumer, Patent US 4.685.771. Int.Cl. G02F 1/13 (Publ. 11.08.1987).

17. V. K. Freedericksz and V. Zolina, *Trans. Faraday Soc.* **29**, 919 (1933).
18. В. Я. Зырянов, М. Н. Крахалев, О. О. Прищепа, А. В. Шабанов, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 440 (2007).
19. E. Dubois-Violette and P. G. De Gennes, *J. de Phys. Lett.* **36**, L-255 (1975).
20. Л. М. Блинов, Е. И. Кац, А. А. Сонин, *УФН* **152**, 449 (1987).
21. S. Zumer and J. W. Doane, *Phys. Rev. A* **34**, 3373 (1986).
22. S. Zumer, *Phys. Rev. A* **37**, 4006 (1988).
23. Д. А. Яковлев, О. А. Афонин, *Опт. и спектр.* **82**, 86 (1997).
24. В. А. Лойко, П. Г. Максименко, А. В. Конколович, *Опт. и спектр.* **105**, 853 (2008).
25. В. А. Лойко, А. В. Конколович, А. А. Мискевич, *ЖЭТФ* **149**, 200 (2016).
26. В. А. Лойко, У. Машке, В. Я. Зырянов и др., *Опт. и спектр.* **120**, 158 (2016).
27. В. А. Лойко, У. Машке, В. Я. Зырянов и др., *Опт. и спектр.* **111**, 908 (2011).
28. V. A. Loiko, V. Ya. Zyryanov, U. Maschke et al., *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **113**, 2585 (2012).
29. V. A. Loiko, V. Ya. Zyryanov, A. V. Konkolovich et al., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **561**, 194 (2012).
30. V. A. Loiko and A. V. Konkolovich, *J. Phys. D* **33**, 2201 (2000).
31. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
32. Д. Борен, К. Хафмен, *Поглощение и рассеяния света мелкими частицами*, Мир, Москва (1986).
33. В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич, *Теория рассеяния рентгеновских лучей*, Изд-во МГУ, Москва (1978).
34. А. П. Иванов, В. А. Лойко, В. П. Дик, *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах*, Наука и техника, Минск (1988).
35. Дж. Займан, *Модели беспорядка*, Мир, Москва (1982).
36. M. S. Wertheim, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 321 (1963).
37. Y. Rosenfeld, *Phys. Rev. A* **42**, 5978 (1990).
38. K. H. Ding, C. E. Mandt, L. Tsang, and J. A. Kong, *J. Electromagn. Waves Appl.* **6**, 1015 (1992).
39. K. M. Hong, *J. Opt. Soc. Amer.* **70**, 821 (1980).
40. *Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulations*, ed. by J. Kong, Wiley & Sons, New York (2001).
41. J. A. Lock and Chiu Chin-Lien, *Appl. Opt.* **33**, 4663 (1994).
42. В. А. Лойко, А. В. Конколович, *Опт. и спектр.* **85**, 623 (1998).
43. В. А. Лойко, У. Машке, В. Я. Зырянов и др., *Опт. и спектр.* **110**, 116 (2011).
44. V. A. Loiko, M. N. Krakhalev, A. V. Konkolovich et al., *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **178**, 263 (2016).
45. Г. ван де Хюлст, *Рассеяние света малыми частицами*, Изд-во иностр. лит., Москва (1961).
46. В. Н. Лопатин, Н. В. Шепелевич, *Опт. и спектр.* **81**, 115 (1996).
47. G. H. Meeten, *Opt. Acta* **29**, 759 (1982).
48. Р. Аззам, Н. Башара, *Эллипсометрия и поляризованный свет*, Мир, Москва (1981).
49. Е. В. Ищенко, А. Л. Соколов, *Поляризационная оптика*, Изд-во МЭИ, Москва (2005).
50. L. M. Blinov, *Structure and Properties of Liquid Crystals*, Springer, New York (2011).
51. О. О. Прищепа, А. В. Шабанов, В. Я. Зырянов, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 315 (2004).
52. О. О. Prishchepa, A. V. Shabanov, and V. Ya. Zyryanov, *Phys. Rev. E* **72**, 031712 (2005).
53. V. Ya. Zyryanov, M. N. Krakhalev, and O. O. Prishchepa, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **489**, 273 (2008).
54. В. Я. Зырянов, М. Н. Крахалев, О. О. Прищепа, А. В. Шабанов, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 688 (2008).
55. A. Walther and A. Muller, *Soft Matter* **4**, 663 (2008).
56. A. Perro, S. Reculosa, S. Ravaine et al., *J. Mater. Chem.* **15**, 3745 (2005).
57. В. А. Лойко, У. Машке, В. Я. Зырянов и др., *ЖЭТФ* **134**, 806 (2008).