

# ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕХОДНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

*В. А. Лойко\*, А. В. Конколович, А. А. Мискевич*

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

Поступила в редакцию 21 октября 2008 г.

Разработана статическая оптическая модель распространения когерентного (направленного) излучения в сегнетоэлектрических жидких кристаллах с наведенным переходным светорассеянием. При описании процессов рассеяния вводится в рассмотрение оптически анизотропная матрица, в которой формируются рассеиватели: переходные домены. Результаты, представленные в данной работе, получены для плоскопараллельного слоя планарных геликоидальных сегнетоэлектрических жидких кристаллов при нормальном освещении линейно поляризованной плоской волной. Проведен анализ коэффициента когерентного пропускания слоя в статических управляющих электрических полях.

PACS: 42.70.Df, 61.30.-v

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В смектических жидких кристаллах (СЖК) при определенных условиях может наблюдаться сильное рассеяние света [1–3]. Оно обусловлено пространственной неоднородностью оптической анизотропии слоя СЖК, которая образуется при изменении его ориентационной структуры. В текстурных измерениях пространственная неоднородность оптической анизотропии слоя СЖК наблюдается в виде пятен или полос переменной оптической плотности. Известно несколько типов рассеяния света в СЖК, в частности, рассеяние на переходных доменах (переходное рассеяние света) в геликоидальных и негеликоидальных СЖК, рассеяние света в модулированных СЖК-структурах с сегнетоэлектрическими доменами [3]. Параметры переходных и сегнетоэлектрических доменов (размер, форма, внутренняя структура) и их число зависят от внешнего управляющего поля (электрического или магнитного). Рассеяние света в СЖК детально не исследовано. Для традиционного практического применения СЖК в двулучепреломляющей моде рассеяние света является мешающим фактором, приводящим к ослаблению проходящего излучения.

В последнее время усилился интерес к изуче-

нию наведенного переходного рассеяния света в СЖК [4, 5], когда специальным образом создаются условия для повышения его эффективности. Это обусловлено возможностями использования переходного рассеяния в СЖК для электрооптической модуляции светового излучения в дисплейных устройствах.

В настоящее время исследование рассеяния света в СЖК имеет в основном экспериментальный характер и, как нам известно, оптические модели описания процессов рассеяния отсутствуют. Существующие оптические модели описания пространственно-неоднородных СЖК-структур, в частности эффекта DHF (deformed helix ferroelectric) [6, 7], основаны на использовании закона Малюса для двулучепреломляющей моды. При этом СЖК-слой рассматривается как однородная оптически анизотропная среда с эффективной оптической анизотропией.

В данной работе предлагается статическая оптическая модель описания распространения когерентного (направленного) светового поля в СЖК. Плоскопараллельный слой СЖК рассматривается как слой дисперсной оптически анизотропной среды (разд. 3–5). Для исследования рассеяния света вводится в рассмотрение эффективная оптически анизотропная матрица (среда), которая образуется при изменении структуры пространственно-неоднородных (модулированных) СЖК и содер-

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

жит в себе рассеиватели — переходные домены в случае геликоидальных СЖК. Обратим внимание, что в капсулированных жидкокристаллических материалах связующей средой является полимерная матрица, а рассеивателями — капли жидкого кристалла (ЖК). Решение задачи распространения когерентного поля основывается на модели амплитудно-фазового экрана [8, 9] с использованием приближений аномальной дифракции [10, 11] и эффективной среды [12]. Проведен анализ коэффициента когерентного пропускания слоя геликоидальных СЖК в статических управляющих электрических полях при нормальном освещении линейно поляризованной плоской волной в отсутствие анализатора.

## 2. РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ СМЕКТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Рассмотрим плоскопараллельный образец  $\text{SmC}^*$  жидкого кристалла. Зададим лабораторную систему координат  $xuz$ , в которой ось  $z$  определяет направление нормали к смектическим слоям,  $uz$  — плоскость образца, ось  $x$  совпадает с направлением освещения образца. Для фазы  $\text{SmC}^*$  ориентационная структура ЖК характеризуется однородным наклоном молекул под углом  $\theta$  относительно нормали к смектическим слоям и спонтанной поляризацией  $\mathbf{P}_s$  в плоскостях слоев. Схематическое представление проекции геликоидальной структуры  $\text{SmC}^*$  на плоскость образца  $uz$  в отсутствие управляющего поля в пределах половины равновесного шага геликоида  $p_0/2$  изображено на рис. 1 *a*. Азимутальный угол  $\varphi$  определяет ориентацию директора (оптической оси)  $\mathbf{d}$  молекул ЖК и вектора спонтанной поляризации  $\mathbf{P}_s$  при их вращении по конической поверхности относительно положительного направления оси  $z$ .

Под действием управляющего электрического поля  $\mathbf{E}$ , приложенного по нормали к образцу (вдоль оси  $x$ ), происходит вращение директоров молекул ЖК к положению, при котором векторы спонтанной поляризации  $\mathbf{P}_s$  ориентируются параллельно вектору напряженности  $\mathbf{E}$  управляющего поля. При достижении полем некоторого значения  $E = +E_{mn}$  образуется пространственно-однородная монодоменная структура со значением азимутального угла  $\varphi = 0$ . На рис. 1 *б* показана такая структура для положительного управляющего поля (направление вектора  $\mathbf{E}$  совпадает с положительным направлением оси  $x$ ). Последующее уменьшение управляющего поля сопровождается восстановлением исходной

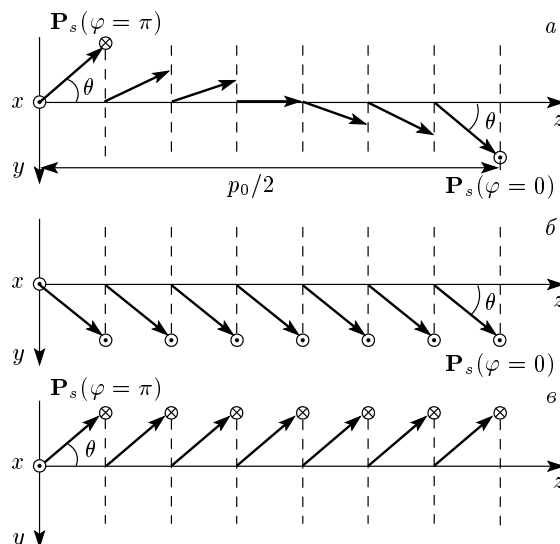


Рис. 1. Схематическое представление переориентации структуры  $\text{SmC}^*$  ЖК в управляющем поле:  $xuz$  — лабораторная система координат,  $\mathbf{P}_s$  — вектор спонтанной поляризации,  $\theta$  — угол наклона молекул ЖК относительно нормали к смектическим слоям (оси  $z$ ),  $\varphi$  — азимутальный угол, жирными стрелками обозначены проекции директоров СЖК на плоскость образца  $uz$ ,  $p_0$  — равновесный шаг геликоида, *a* — проекция геликоидальной структуры на плоскость образца в отсутствие управляющего поля ( $E = 0$ ), *б* — монодоменная структура в положительном управляющем поле ( $E = +E_{mn}$ ), *в* — монодоменная структура в отрицательном управляющем поле ( $E = -E_{mn}$ )

геликоидальной структуры при  $E = 0$ . При смене знака управляющего поля и  $E = -E_{mn}$  аналогично образуется монодоменная структура со значением азимутального угла  $\varphi = \pi$  (рис. 1 *в*). Изменение геликоидальной структуры происходит таким образом, что при образовании монодоменных структур шаг геликоида  $p$  увеличивается с равновесного значения  $p = p_0$  до бесконечности.

Для рассмотренных механизмов изменения ориентационной структуры СЖК каждое образование монодоменных структур сопровождается образованием переходных доменов [3] — областей с энергетически невыгодной ориентацией вектора спонтанной поляризации  $\mathbf{P}_s$  (см. разд. 4). Возникновение переходных доменов ведет к пространственной неоднородности оптической анизотропии слоя СЖК. Границы переходных доменов при изменении поля движутся и в общем случае деформируются. Их внутренняя структура и число изменяются под действием управляющего поля. Движение границ переход-

ных доменов определяет тенденцию образования мо-  
нодоменных структур.

В зависимости от параметров слоя геликоидаль-  
ного СЖК и характеристик управляющих импуль-  
сов (амплитуды, длительности и частоты следова-  
ния) возмущенная полем структура СЖК либо бы-  
стро релаксирует в исходное состояние, либо имеет  
место значительная задержка релаксации [3, 13].

Рассеяние света на переходных доменах (переход-  
ное рассеяние света) присуще СЖК как неотъемле-  
мая часть, обусловленная механизмами переориента-  
ции их структуры. При использовании СЖК в дву-  
лучепреломляющей моде переходное рассеяние све-  
та является мешающим фактором, ведущим, в част-  
ности, к увеличению ослабления проходящего излу-  
чения и уменьшению контраста. При использовании  
СЖК в рассеивающей моде возникает задача повы-  
шения эффективности переходного рассеяния света.

При исследовании движения границ переходных  
доменов и их внутренней структуры необходимо ре-  
шение задачи минимизации [13–16] для объемной  
плотности свободной энергии  $W$  по азимутальному  
углу  $\varphi$ , которую сформулируем следующим обра-  
зом:

$$\frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0, \quad W \rightarrow W_{min}, \quad (1)$$

$$W = W_{el} + W_S + W_E. \quad (2)$$

Здесь  $W_{min}$  — минимальное значение объемной  
плотности свободной энергии,  $W_{el}$  — плотность сво-  
бодной энергии, обусловленная упругими свойства-  
ми ЖК,  $W_S$  — поверхностная плотность свободной  
энергии, обусловленная наличием ориентирующих  
подложек,  $W_E$  — плотность свободной энергии, обу-  
словленная взаимодействием ЖК с управляющим  
электрическим полем. Выражения для  $W_S$  и  $W_E$  в  
общем случае имеют вид

$$W_S = W_\theta + W_\varphi, \quad (3)$$

$$W_E = W_{sp} + W_d, \quad (4)$$

где  $W_\theta$  и  $W_\varphi$  — полярная и азимутальная состав-  
ляющие объемной плотности поверхностной энер-  
гии [17],  $W_{sp}$  — составляющая, обусловленная вза-  
имодействием спонтанной поляризации с управляю-  
щим полем,  $W_d$  — составляющая, связанная с ди-  
электрическим механизмом переориентации ЖК. В  
большинстве случаев практического использования  
СЖК  $W_d \ll W_{sp}$  и влияние диэлектрического меха-  
низма изменения ориентационной структуры прене-  
брежимо мало.

В случае геликоидальных СЖК значения  $W_{el}$  и  
 $W_{sp}$  определяются выражениями [13]

$$W_{el} = \frac{K_\varphi}{2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2, \quad (5)$$

$$W_{sp} = \pm P_s |E| \cos \varphi, \quad (6)$$

где  $K_\varphi$  — модуль упругости геликоидальной струк-  
туры, определяющий деформацию ориентации ди-  
ректора СЖК вдоль азимутального угла  $\varphi$ ,  $P_s$  — мо-  
дуль вектора спонтанной поляризации, знаки «+» и  
«-» выбираются в соответствии со знаком спонтан-  
ной поляризации [18], направлениями отсчетов по-  
ложительных и отрицательных значений управляю-  
щего поля  $E$  и азимутального угла  $\varphi$ .

На основе задачи минимизации для объемной  
плотности свободной энергии [14] при слабом вли-  
янии граничных условий ( $W_s \ll W_{el}$ ) без учета ди-  
электрического механизма изменения ориентацион-  
ной структуры СЖК (когда  $W_d \ll W_{sp}$ ) мы нашли  
следующее выражение для азимутального угла  $\varphi$   
при деформации геликоидальной структуры в ста-  
тическом электрическом поле:

$$\varphi = qz \pm \frac{\pi^2}{8} |E_n^*| \sin(qz), \quad (7)$$

где  $q = 2\pi/p$ ,  $p$  — шаг геликоида в управляющем  
поле (при  $E = 0$  шаг  $p = p_0$ , при  $E \rightarrow \pm E_{mn}$   
шаг  $p \rightarrow \infty$ ), для «левых» SmC\* ЖК в выбран-  
ной лабораторной системе координат знак «-» со-  
ответствует  $E > 0$ , знак «+» соответствует  $E < 0$ ,  
 $E_n^* = E/E_{mn}$  — нормированное значение управляю-  
щего электрического поля,

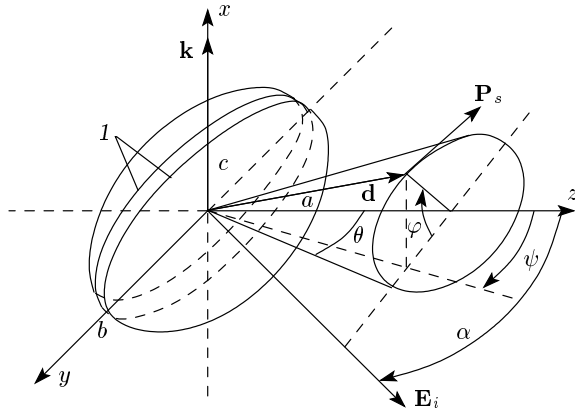
$$E_{mn} = \frac{\pi^2}{8} \frac{K_\varphi q_0^2}{P_s}. \quad (8)$$

Коэффициент  $\pi^2/8$  в выражениях (7), (8) соот-  
ветствует стремлению среднего косинуса  $\langle \cos \varphi \rangle$  к  
 $\pm 1$  при образовании монодоменных структур (см.  
разд. 5, формулу (54)).

### 3. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕХОДНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Переходное рассеяние света в геликоидальных  
SmC\* ЖК происходит на спонтанно образующихся  
областях переменной оптической плотности с вы-  
раженной анизотропией в направлении оси геликои-  
да  $z$ .

В данной работе рассмотрим переходные доме-  
ны в форме вытянутых эллипсоидов. Их полуоси  $c$ ,



**Рис. 2.** Модельное представление переходного домена в форме эллипсоида и геометрия освещения:  $a, b, c$  — полуоси эллипсоида;  $l$  — плоскости смектических слоев;  $\varphi$  — азимутальный угол, определяющий ориентацию вектора спонтанной поляризации  $\mathbf{P}_s$  и директора СЖК  $\mathbf{d}$  на ферроэлектрическом конусе, по поверхности которого происходит вращение длинных осей молекул ЖК;  $\mathbf{k}, \mathbf{E}_i$  — волновой вектор и вектор поляризации нормально падающей плоской волны;  $\alpha$  — угол поляризации;  $\psi$  — угол, определяющий ориентацию главных плоскостей  $\mathbf{kd}$  в смектических слоях переходных доменов

$b, a$  ( $b \gg a$ ) ориентированы соответственно вдоль осей  $x, y, z$  лабораторной системы координат. Отдельный переходной домен представлен схематически на рис. 2. Будем полагать, что ось эллипсоида в направлении нормали к образцу  $2c = l$ , где  $l$  — толщина слоя СЖК, ось  $2a$  вдоль оси геликоида равна ширине переходного домена  $v_{tr}$ . Тогда плоскопараллельный слой  $\text{SmC}^*$  ЖК в оптическом смысле эквивалентен монослою неоднородных оптически анизотропных рассеивателей [9, 19] и для описания прохождения света можно воспользоваться моделью амплитудно-фазового экрана [8, 9]. На рис. 2  $\mathbf{k}$  — волновой вектор падающей по нормали на слой плоской волны с вектором поляризации  $\mathbf{E}_i$  и углом поляризации  $\alpha$  относительно оси геликоида  $z$ . Векторы  $\mathbf{d}$  и  $\mathbf{P}_s$  задают направления соответственно директоров (локальных оптических осей) и спонтанной поляризации внутри отдельного переходного домена СЖК.

Для коэффициента когерентного (направленного) пропускания  $T_c$  слоя  $\text{SmC}^*$  ЖК запишем [8, 9, 19]

$$T_c = 1 - Q\eta + \frac{Q^2 L}{2} \eta^2, \quad (9)$$

где  $\eta$  — коэффициент заполнения, равный отношению площади переходных доменов к площади исследуемого участка образца.

Параметры  $Q$  и  $L$  в выражении (9) определяются оптическими свойствами доменов. Запишем их в виде

$$Q = \frac{4\pi}{k^2 \sigma} \text{Re}\langle f_{VV}(0) \rangle, \quad (10)$$

$$L = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\text{Im}^2 \langle f_{VV}(0) \rangle}{\text{Re}^2 \langle f_{VV}(0) \rangle} \right) \left( 1 + \frac{|\langle f_{VH}(0) \rangle|^2}{|\langle f_{VH}(0) \rangle|^2} \right), \quad (11)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны падающего излучения,  $\sigma = \pi ab$  — сечение переходного домена плоскостью  $yz$ ,  $f_{VV}(0)$  и  $f_{VH}(0)$  — компоненты векторной амплитудной функции рассеяния на отдельном домене при нулевом угле рассеяния для волн, поляризованных в плоскости поляризации падающей волны ( $VV$ -компонента) и ортогонально к ней ( $VH$ -компонента). Здесь и далее угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по внутренней структуре переходных доменов вдоль пространственной координаты  $z$ .

При толщинах слоя  $\text{SmC}^*$  ЖК и поперечных размерах переходных доменов, превышающих длину волны падающего излучения  $\lambda$ , для средних значений  $\langle f_{VV}(0) \rangle$  и  $\langle f_{VH}(0) \rangle$  в рамках приближения аномальной дифракции запишем [8, 9]

$$\langle f_{VV}(0) \rangle = \frac{k^2 \sigma}{\pi} \left\{ \langle K_{\parallel} (i\Delta_{\parallel}(z)) \cos^2 (\alpha - \psi(z)) \rangle + \langle K_{\perp} (i\Delta_{\perp}(z)) \sin^2 (\alpha - \psi(z)) \rangle \right\}, \quad (12)$$

$$\langle f_{VH}(0) \rangle = \frac{k^2 \sigma}{2\pi} \left\{ \langle K_{\parallel} (i\Delta_{\parallel}(z)) \sin (2(\alpha - \psi(z))) \rangle - \langle K_{\perp} (i\Delta_{\perp}(z)) \sin (2(\alpha - \psi(z))) \rangle \right\}, \quad (13)$$

где угол  $\psi$  задает ориентацию локальных главных плоскостей  $\mathbf{kd}$ ;  $K$  — функция Хюлста [10],

$$\text{tg } \psi(z) = \text{tg } \theta \cos \varphi(z), \quad (14)$$

$$K_{\parallel, \perp} (i\Delta_{\parallel, \perp}(z)) = \frac{1}{2} + \frac{\exp(-i\Delta_{\parallel, \perp}(z))}{i\Delta_{\parallel, \perp}(z)} + \frac{\exp(-i\Delta_{\parallel, \perp}(z)) - 1}{(i\Delta_{\parallel, \perp}(z))^2}, \quad (15)$$

$$\Delta_{\parallel, \perp}(z) = \frac{2\pi l}{\lambda} \delta n_{\parallel, \perp}(z). \quad (16)$$

В выражении (16)  $\delta n_{\parallel, \perp}(z)$  — распределения (вдоль оси  $z$ ) разностей между показателями преломления переходных доменов и эффективной оптически анизотропной матрицы для волн поляризованных параллельно ( $\parallel$ ) и ортогонально ( $\perp$ ) локальным главным плоскостям  $\mathbf{kd}$ .

При анализе ослабления когерентной составляющей рассеянного света в плоскопараллельном слое СЖК воспользуемся приближением эффективной среды [12, 20]. Тогда для средних компонент векторной амплитудной функции рассеяния  $\langle f_{VV}(0) \rangle$  и  $\langle f_{VH}(0) \rangle$  найдем

$$\langle f_{VV}(0) \rangle = \frac{k^2 \sigma}{\pi} \left\{ K_{\parallel} \left( i\Delta_{\parallel}^{eff} \right) \cos^2(\alpha - \psi_{eff}) + K_{\perp} \left( i\Delta_{\perp}^{eff} \right) \sin^2(\alpha - \psi_{eff}) \right\}, \quad (17)$$

$$\langle f_{VH}(0) \rangle = \frac{k^2 \sigma}{2\pi} \left\{ K_{\parallel} \left( i\Delta_{\parallel}^{eff} \right) - K_{\perp} \left( i\Delta_{\perp}^{eff} \right) \right\} \times \sin(2(\alpha - \psi_{eff})), \quad (18)$$

$$\Delta_{\parallel, \perp}^{eff} = \frac{2\pi l}{\lambda} \delta n_{\parallel, \perp}^{eff}. \quad (19)$$

Здесь  $\delta n_{\parallel, \perp}^{eff}$  — эффективные значения разностей между показателями преломления переходных доменов и оптически анизотропной матрицы при распространении света вдоль оси  $x$  для волн, поляризованных соответственно параллельно и ортогонально главной плоскости в системе координат, повернутой на угол  $\psi_{eff}$  относительно оси геликоида, в которой средний тензор диэлектрической проницаемости имеет диагональный вид (см. разд. 5).

#### 4. КОЭФФИЦИЕНТ ЗАПОЛНЕНИЯ СЛОЯ SmC\* ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В РАМКАХ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО ЭКРАНА

Для определения коэффициента заполнения  $\eta$  слоя SmC\* ЖК при анализе переходного рассеяния света в рамках оптической модели амплитудно-фазового экрана рассмотрим деформацию геликоидальной структуры в управляющем электрическом поле [21]. На рис. 3 представлена зависимость  $\cos \varphi$  от  $\varphi_0 = 2\pi z/p_0$ , где  $\varphi_0$  — значение азимутального угла для невозмущенной геликоидальной структуры. Переходным доменам на рис. 3 с энергетически невыгодной ориентацией вектора спонтанной поляризации  $\mathbf{P}_s$ , на которых происходит рассеяние света, соответствуют области ширины  $v_{tr}$ , где  $\cos \varphi \neq \pm 1$  около значений азимутального угла  $\varphi = n\pi$ ,  $n = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$  при  $E > 0$  (рис. 3б) и  $n = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$  при  $E < 0$  (рис. 3в). Эффективной оптически анизотропной матрице, содержащей переходные домены, соответствуют области со значениями  $\cos \varphi = 1$  для  $E > 0$  и  $\cos \varphi = -1$  для  $E < 0$ .

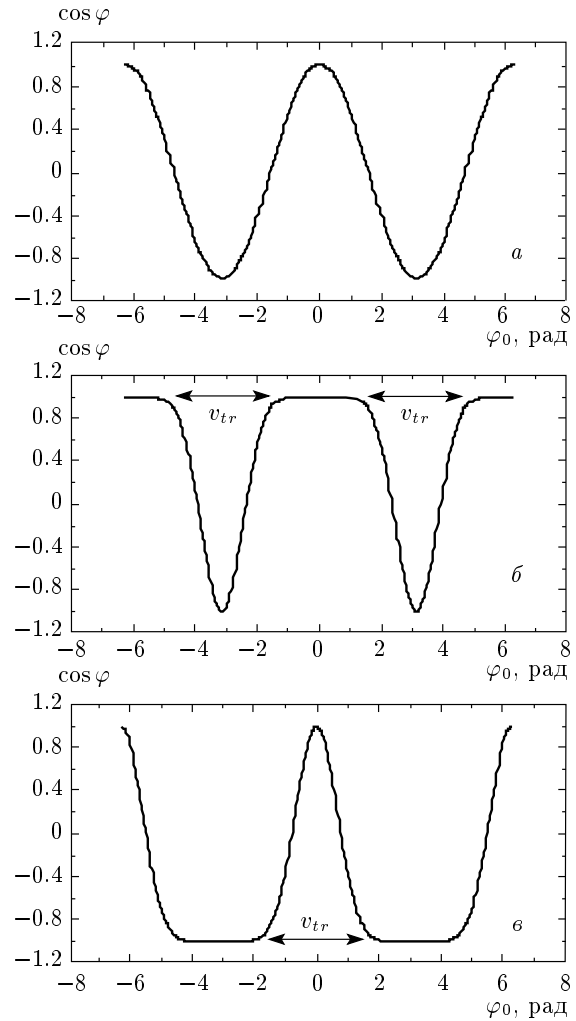


Рис. 3. Схематическое представление деформации геликоидальной структуры в управляющем поле:  $E = 0$  (а),  $E_{mn} > E > 0$  (б),  $-E_{mn} < E < 0$  (в);  $\varphi_0$  — значение азимутального угла невозмущенной структуры,  $v_{tr}$  — ширина переходных доменов

Заметим, что слой SmC\* ЖК рассеивает свет и при  $E = 0$ , когда геликоид не деформирован (рис. 3а). Характерным размером рассеивателей в таком случае является равновесный шаг геликоида  $p_0$ .

Для коэффициента заполнения  $\eta$  плоскопараллельного слоя СЖК при  $b \gg p_0 > v_{tr}$  запишем

$$\eta = \frac{A_{tr}}{A_0} \approx \frac{N \pi b \langle v_{tr} \rangle}{N_0 \pi b p_0} = \frac{N}{N_0} \frac{\langle v_{tr} \rangle}{p_0}, \quad (20)$$

где  $A_{tr}$  — площадь переходных доменов,  $A_0$  — площадь исследуемого участка образца (в плоскости  $yz$ ),  $N$  и  $N_0$  — число переходных доменов в управляющем поле и в его отсутствие (число состояний вектора спонтанной поляризации  $\mathbf{P}_s$  со значениями



ной с осью геликоида  $z$ , тензор диэлектрической проницаемости  $\underline{\underline{\varepsilon}}_\eta$  определяется следующим образом:

$$\underline{\underline{\varepsilon}}_\eta = \varepsilon_{iso} \underline{\underline{1}} - \frac{\Delta\varepsilon}{3} A^T \underline{\underline{\beta}} A, \quad (26)$$

где  $A$  — матрица преобразования координат при переходе от локального базиса  $\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_3$  к лабораторной системе координат  $xyz$  с осями  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$  вдоль осей  $xyz$  соответственно,

$$A = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_z \\ \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_z \\ \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{e}_z \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Отметим, что в выражении (26) вместо обратной матрицы  $A^{-1}$  входит транспонированная матрица  $A^T$  в силу ортогональности преобразования координат ( $A^{-1} \equiv A^T$ ).

Определим вспомогательную матрицу  $B$  как

$$B = A^T \underline{\underline{\beta}} A = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Выполнив необходимые преобразования, для элементов матрицы  $B$  найдем

$$b_{11} = 1 - 3 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi, \quad (29)$$

$$b_{22} = 1 - 3 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi, \quad (30)$$

$$b_{33} = 1 - 3 \cos^2 \theta, \quad (31)$$

$$b_{12} = b_{21} = -\frac{3}{2} \sin^2 \theta \sin 2\varphi, \quad (32)$$

$$b_{13} = b_{31} = -\frac{3}{2} \sin 2\theta \sin \varphi, \quad (33)$$

$$b_{23} = b_{32} = -\frac{3}{2} \sin 2\theta \cos \varphi. \quad (34)$$

При нахождении эффективных диэлектрических проницаемостей и соответствующих показателей преломления для переходных доменов в рамках приближения эффективной среды [12, 23] необходимо усреднение элементов матрицы  $B$  (выражений (29)–(34)) с учетом зависимости азимутального угла  $\varphi$  от пространственной координаты  $z$  в управляющем поле.

Для недеформированной полем геликоидальной структуры имеют место соотношения

$$\langle \sin \varphi \rangle = \langle \cos \varphi \rangle = \langle \sin 2\varphi \rangle = 0,$$

$$\langle \cos^2 \varphi \rangle = \langle \sin^2 \varphi \rangle = 1/2.$$

В результате усредненный тензор диэлектрической проницаемости  $\langle \underline{\underline{\varepsilon}}_\eta \rangle$  является диагональным. В таком случае эффективные показатели преломления

при распространении света через переходные домены для  $x$ -,  $y$ -,  $z$ -поляризаций, соответственно, как можно найти из приведенных выше соотношений, определяются следующим образом:

$$n_x^{eff}(E=0) = n_y^{eff}(E=0) = \left( \varepsilon_{iso} - \frac{\Delta\varepsilon}{3} \left( 1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right) \right)^{1/2}, \quad (35)$$

$$n_z^{eff}(E=0) = \left( \varepsilon_{iso} - \frac{\Delta\varepsilon}{3} (1 - 3 \cos^2 \theta) \right)^{1/2}. \quad (36)$$

В выражениях (35), (36) и ниже при нахождении эффективных показателей преломления для переходных доменов, как это ясно из постановки задачи преобразования тензора диэлектрической проницаемости  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  (выражения (26), (27)), предполагается, что свет распространяется вдоль какой-нибудь из осей лабораторной системы координат  $xyz$ . Для определенности положим, что он распространяется вдоль оси  $x$  (единичного вектора  $\mathbf{e}_i$  на рис. 4), вдоль которой прикладывается управляющее электрическое поле.

Для деформированной полем геликоидальной структуры разрушается цилиндрическая симметрия и образуется симметрия отражения в плоскости  $xz$  по отношению к смене знака управляющего поля  $E$ . При этом  $\langle \sin \varphi \rangle = \langle \sin 2\varphi \rangle = 0$ , так же как и для недеформированной структуры. В этом случае усредненный тензор диэлектрической проницаемости не является диагональным и имеет вид

$$\langle \underline{\underline{\varepsilon}}_\eta \rangle = \varepsilon_{iso} \underline{\underline{1}} - \frac{\Delta\varepsilon}{3} \langle B \rangle, \quad (37)$$

где

$$\langle B \rangle = \begin{pmatrix} \langle b_{11} \rangle & 0 & 0 \\ 0 & \langle b_{22} \rangle & \langle b_{23} \rangle \\ 0 & \langle b_{23} \rangle & \langle b_{33} \rangle \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Дальнейшее нахождение эффективных показателей преломления для переходных доменов при деформации геликоидальной структуры в управляющем поле должно включать диагонализацию [7] усредненного тензора  $\langle \underline{\underline{\varepsilon}}_\eta \rangle$  через диагонализацию матрицы  $\langle B \rangle$ .

Можно показать, что в системе координат  $\mathbf{e}_x \mathbf{e}_y \mathbf{e}_{z'}$ , повернутой на некоторый угол  $\psi_{eff}$  (см. рис. 4) в плоскости  $zy$  лабораторной системы координат  $xyz$ , диагонализированная матрица  $\langle B \rangle$ , которую обозначим через  $D$ , имеет вид

$$D = \begin{pmatrix} D_{11} & 0 & 0 \\ 0 & D_{22} & 0 \\ 0 & 0 & D_{33} \end{pmatrix}, \quad (39)$$

$$D_{11} = \langle b_{11} \rangle = 1 - 3 \sin^2 \theta \langle \sin^2 \varphi \rangle, \quad (40)$$

$$D_{22} = \langle b_{22} \rangle \cos^2 \psi_{eff} - \langle b_{23} \rangle \sin 2\psi_{eff} + \langle b_{33} \rangle \sin^2 \psi_{eff}, \quad (41)$$

$$D_{33} = \langle b_{22} \rangle \sin^2 \psi_{eff} + \langle b_{23} \rangle \sin 2\psi_{eff} + \langle b_{33} \rangle \cos^2 \psi_{eff}, \quad (42)$$

где

$$\psi_{eff} = \frac{1}{2} \arctg \frac{2\langle b_{23} \rangle}{\langle b_{33} \rangle - \langle b_{22} \rangle}, \quad (43)$$

$$\langle b_{22} \rangle = 1 - 3 \sin^2 \theta \langle \cos^2 \varphi \rangle, \quad (44)$$

$$\langle b_{23} \rangle = -\frac{3}{2} \sin 2\theta \langle \cos \varphi \rangle, \quad (45)$$

$$\langle b_{33} \rangle = b_{33} = 1 - 3 \cos^2 \theta. \quad (46)$$

Для главных значений диагонализированного среднего тензора диэлектрической проницаемости  $\langle \underline{\underline{\varepsilon}} \rangle^{diag}$  запишем

$$\varepsilon_1^{diag} = \varepsilon_{iso} - \frac{\Delta\varepsilon}{3} D_{11}, \quad (47)$$

$$\varepsilon_2^{diag} = \varepsilon_{iso} - \frac{\Delta\varepsilon}{3} D_{22}, \quad (48)$$

$$\varepsilon_3^{diag} = \varepsilon_{iso} - \frac{\Delta\varepsilon}{3} D_{33}. \quad (49)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 соответствуют поляризациям падающей волны вдоль осей  $x, y, z$  лабораторной системы координат, значения  $D_{11}, D_{22}, D_{33}$  определяются выражениями (40)–(42).

Из соотношений (47)–(49) следует, что найденный диагонализированный средний тензор диэлектрической проницаемости  $\langle \underline{\underline{\varepsilon}} \rangle^{diag}$  формально описывает оптически двуосную среду при исходном локальном тензоре для одноосного ЖК (см. (24)). Связанная с «оптической двуосностью» погрешность, которая рассмотрена ниже, обусловлена используемым при описании деформации азимутального угла  $\varphi$  приближением.

При нахождении эффективных значений разностей показателей преломления  $\delta n_{\parallel, \perp}^{eff}$ , входящих в выражение (19), представим диагонализированный средний тензор  $\langle \underline{\underline{\varepsilon}} \rangle^{diag}$  в виде

$$\langle \underline{\underline{\varepsilon}} \rangle^{diag} = \underline{\underline{\varepsilon}}_{eff} + \delta \underline{\underline{\varepsilon}}_{eff}, \quad (50)$$

где  $\underline{\underline{\varepsilon}}_{eff}$  — оптически одноосный тензор диэлектрической проницаемости для эффективной оптически анизотропной среды, которая формируется при изменении ориентационной структуры SmC\*

ЖК и содержит рассеиватели (переходные домены),  $\delta \underline{\underline{\varepsilon}}_{eff}$  — эффективный тензор отклонений диэлектрической проницаемости, связанный с появлением переходных доменов при деформации геликоидальной структуры в управляющем поле.

Запишем выражение (50) в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1^{diag} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2^{diag} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3^{diag} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp}^{eff} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp}^{eff} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel}^{eff} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta \varepsilon_{\perp}^{eff} & 0 & 0 \\ 0 & \delta \varepsilon_{\perp}^{eff} & 0 \\ 0 & 0 & \delta \varepsilon_{\parallel}^{eff} \end{pmatrix}. \quad (51)$$

Здесь  $\varepsilon_{\parallel, \perp}^{eff}$  и  $\delta \varepsilon_{\parallel, \perp}^{eff}$  — эффективные значения диэлектрических проницаемостей и соответствующие им отклонения для волн, поляризованных параллельно и ортогонально главной плоскости  $\mathbf{e}_i \mathbf{e}_z$  (см. рис. 4), в которой средний тензор  $\langle \underline{\underline{\varepsilon}} \rangle$  имеет диагональный вид.

Для оценки элементов  $D_{11}, D_{22}, D_{33}$  диагонализированной средней матрицы  $\langle B \rangle$  найдем выражения для средних значений  $\langle \sin^2 \varphi \rangle, \langle \cos^2 \varphi \rangle$  и  $\langle \cos \varphi \rangle$ , входящих в соотношения (40), (44), (45). С учетом зависимости для азимутального угла  $\varphi$  (выражение (7)) при деформации геликоидальной структуры в управляющем электрическом поле имеем

$$\langle \sin^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2} (1 - \langle \cos 2\varphi \rangle), \quad (52)$$

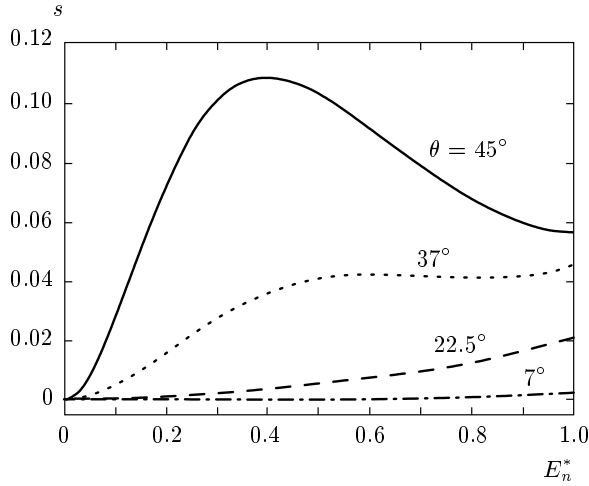
$$\langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2} (1 + \langle \cos 2\varphi \rangle), \quad (53)$$

$$\begin{aligned} \langle \cos \varphi \rangle &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \left( \varphi_0 \mp \frac{\pi^2}{8} |E_n^*| \sin \varphi_0 \right) d\varphi_0 = \\ &= \pm 2J_1 \left( \frac{\pi^2}{8} |E_n^*| \right), \end{aligned} \quad (54)$$

$$\begin{aligned} \langle \cos 2\varphi \rangle &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \left( 2\varphi_0 \mp \frac{\pi^2}{4} |E_n^*| \sin \varphi_0 \right) d\varphi_0 = \\ &= 2J_2 \left( \frac{\pi^2}{4} |E_n^*| \right), \end{aligned} \quad (55)$$

где  $J_1$  и  $J_2$  — цилиндрические функции Бесселя первого рода соответственно первого и второго порядков. Знак «+» в выражении (54) соответствует случаю  $E > 0$ , знак «-» — случаю  $E < 0$ .





**Рис. 5.** Зависимости параметра  $s(E_n^*)$  для оценки погрешности при усреднении и диагонализации среднего тензора диэлектрической проницаемости с использованием выражения (7) для азимутального угла  $\varphi$  при разных углах наклона  $\theta$  молекул СЖК

Для определения «степени оптической двуосности» или погрешности полученного выше приближенного решения для азимутального угла  $\varphi$  (см. выражение (7)), введем в рассмотрение параметр  $s$ :

$$s = \frac{(\varepsilon_1^{diag})^{1/2} - (\varepsilon_2^{diag})^{1/2}}{(\varepsilon_3^{diag})^{1/2} - (\varepsilon_1^{diag})^{1/2}}. \quad (56)$$

На рис. 5 представлена зависимость параметра  $s$  от нормированного управляющего поля  $E_n^*$  при разных углах наклона  $\theta$  для SmC\* ЖК. Вычисления выполнены на основе выражений (40)–(49), (52)–(55). На рис. 5 видно, что параметр  $s$  не превышает нескольких процентов при углах наклона  $\theta \leq 37^\circ$ . Тогда можно положить, что  $\varepsilon_1^{diag} = \varepsilon_2^{diag}$ , и следовательно

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\perp}^{eff} &= \frac{\varepsilon_1^{diag} + \varepsilon_2^{diag}}{2} = \\ &= \varepsilon_{\perp} + \frac{\Delta\varepsilon}{3} \left(1 - \frac{D_{11} + D_{22}}{2}\right), \end{aligned} \quad (57)$$

$$\varepsilon_{\parallel}^{eff} = \varepsilon_3^{diag} = \varepsilon_{\parallel} - \frac{2\Delta\varepsilon}{3} \left(1 + \frac{D_{33}}{2}\right), \quad (58)$$

где для  $\varepsilon_1^{diag}$ ,  $\varepsilon_2^{diag}$  и  $\varepsilon_3^{diag}$  (выражения (47)–(49)) учтено, что

$$\varepsilon_{iso} = \frac{2\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel}}{3} \equiv \varepsilon_{\perp} + \frac{\Delta\varepsilon}{3} \equiv \varepsilon_{\parallel} - \frac{2\Delta\varepsilon}{3}. \quad (59)$$

Отметим, что для элементов  $D_{11}$ ,  $D_{22}$ ,  $D_{33}$  диагонализованной средней матрицы  $\langle B \rangle$  имеет место соотношение

$$D_{11} + D_{22} + D_{33} = 0. \quad (60)$$

При  $\varepsilon_1^{diag} \approx \varepsilon_2^{diag}$  (пренебрежимо малая «оптическая двуосность» для  $\langle \underline{\varepsilon}_{\eta} \rangle^{diag}$ ) и  $D_{11} = \langle b_{11} \rangle$  (выражение (40)) найдем, что

$$\varepsilon_{\perp}^{eff} = \varepsilon_{\perp} + \frac{\Delta\varepsilon}{3} (1 - \langle b_{11} \rangle), \quad (61)$$

$$\varepsilon_{\parallel}^{eff} = \varepsilon_{\parallel} - \frac{2\Delta\varepsilon}{3} (1 - \langle b_{11} \rangle). \quad (62)$$

Сравнивая выражения (61), (62) с (51), для переходных доменов получим

$$\delta\varepsilon_{\perp}^{eff} = \frac{\Delta\varepsilon}{3} (1 - \langle b_{11} \rangle), \quad (63)$$

$$\delta\varepsilon_{\parallel}^{eff} = \frac{2\Delta\varepsilon}{3} (\langle b_{11} \rangle - 1). \quad (64)$$

При этом эффективной средой, в которой формируются переходные домены, является пространственно-однородная оптически анизотропная структура с оптической осью вдоль единичного вектора  $e_z'$  (см. рис. 4), повернутой в управляющем поле на угол  $\psi_{eff}$  относительно оси геликоида. Диэлектрическими проницаемостями эффективной среды являются диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_{\perp}$  и  $\varepsilon_{\parallel}$  монодоменных структур, которые образуются при полной раскрутке геликоида ( $E_n^* = \pm 1$ ).

Отметим, что при полной раскрутке геликоида  $\langle \sin^2 \varphi \rangle \rightarrow 0$ ,  $\langle b_{11} \rangle \rightarrow 1$ ,  $\delta\varepsilon_{\perp, \parallel}^{eff} \rightarrow 0$  и полная эффективная диэлектрическая анизотропия  $\Delta\varepsilon^{eff} = \varepsilon_{\parallel}^{eff} - \varepsilon_{\perp}^{eff}$  достигает своего максимального значения  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ .

Для эффективных значений разностей между показателями преломления переходных доменов и матрицы  $\delta n_{\perp}^{eff}$  и  $\delta n_{\parallel}^{eff}$ , определяющих рассеяние в слое SmC\* ЖК (см. (17)–(19)), запишем

$$\delta n_{\perp}^{eff} = \frac{\Delta n}{3} (1 + 2S_x), \quad (65)$$

$$\delta n_{\parallel}^{eff} = -\frac{2\Delta n}{3} (1 + 2S_x), \quad (66)$$

где  $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$  — оптическая анизотропия SmC\* ЖК (монодоменных структур),  $S_x$  —  $x$ -компонента тензора параметра порядка [14, 24, 25]:

$$S_x = \frac{1}{2} (3 \sin^2 \theta \langle \sin^2 \varphi \rangle - 1). \quad (67)$$

Максимальные эффективные значения  $\delta n_{\perp}^{eff}$  и  $\delta n_{\parallel}^{eff}$  имеют место для недеформированной геликоидальной структуры при  $\langle \sin^2 \varphi \rangle = 1/2$ .

Обратим внимание, что предлагаемый подход определения эффективных показателей преломления для переходных доменов в рамках методов эффективной среды можно использовать при анализе рассеяния света на каплях различных типов ЖК, диспергированных в полимерной матрице.

### 6. РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимости коэффициента когерентного пропускания  $T_c$  от нормированного управляющего поля  $E_n^*$  при разных значениях угла поляризации  $\alpha$  падающего света и угла наклона молекул  $\theta$  в плоскопараллельном слое планарного геликоидального СЖК представлены на рис. 6, 7. Расчеты выполнены для показателей преломления СЖК  $n_{\perp} = 1.5$ ,  $n_{\parallel} = 1.7$ , длины волны падающего света  $\lambda = 0.6328$  мкм, толщины слоя СЖК  $l = 5.2$  мкм. Угол наклона молекул  $\theta$  относительно нормали к смектическим слоям не превышал значения  $37^\circ$ , при котором имеет место приемлемая погрешность определения эффективных значений оптической анизотропии  $\delta n_{\perp}^{eff}$  и  $\delta n_{\parallel}^{eff}$  для переходных доменов. Из рис. 6 видно, что в режиме переходного рассеяния света при деформации геликоидальной структуры в управляющем поле электрооптический отклик в по-

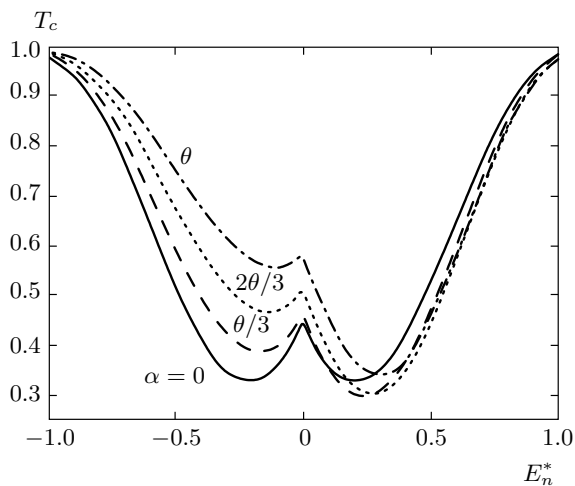


Рис. 6. Зависимости коэффициента когерентного пропускания  $T_c$  плоскопараллельного слоя геликоидального СЖК от нормированного управляющего поля  $E_n^*$  при разных значениях угла поляризации  $\alpha$  падающего света,  $\theta = 37^\circ$

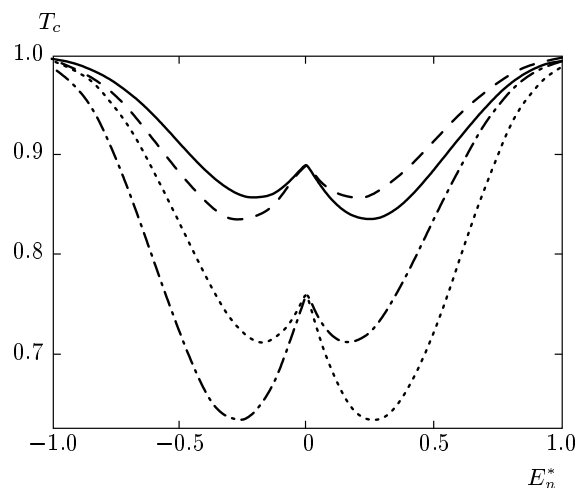


Рис. 7. Зависимости коэффициента когерентного пропускания  $T_c$  от нормированного управляющего поля  $E_n^*$  при симметричном отклонении плоскости поляризации падающего света относительно оси геликоида для разных  $\theta$ . Сплошная линия —  $\theta = 22.5^\circ$ ,  $\alpha = \theta$ ; штриховая —  $\theta = 22.5^\circ$ ,  $\alpha = -\theta$ ; пунктирная —  $\theta = 29^\circ$ ,  $\alpha = \theta$ ; штрихпунктирная —  $\theta = 29^\circ$ ,  $\alpha = -\theta$

ляризованном свете при  $\alpha \neq 0$  является асимметричным относительно значения  $E_n^* = 0$  при смене знака управляющего поля. Асимметрия электрооптического отклика возрастает при увеличении отклонения плоскости поляризации  $\mathbf{kE}_i$  от оси геликоида и достигает своего максимального значения при  $\alpha = \pm\theta$ . При этом наблюдается инверсия электрооптического отклика при симметричных отклонениях плоскости поляризации падающего света относительно оси геликоида  $z$  (см. рис. 7). На рис. 7 представлены зависимости  $T_c(E_n^*)$  при  $\alpha = \pm\theta$ .

Влияние толщины слоя  $l$  геликоидального SmC\* ЖК и условий освещения (угла поляризации  $\alpha$ ) на коэффициент когерентного пропускания  $T_c$  в отсутствие управляющего поля и при раскрученном геликоиде иллюстрируют рис. 8, где представлены зависимости  $T_c = T_c(l, \alpha)$  для  $E_n^* = 0$  и  $E_n^* = 1$ . При  $E_n^* = -1$  значения пропусканий инвертируются относительно вертикальной плоскости, проходящей через значение угла поляризации  $\alpha = 0$ . На рис. 9а представлен соответствующий контраст

$$CR_1 = T_c(E_n^* = 1)/T_c(E_n^* = 0),$$

который возрастает с увеличением толщины слоя  $l$ . Это обусловлено увеличением доли диффузно (некогерентно) рассеянного света (уменьшением когерентного пропускания  $T_c$ ) с увеличением толщины

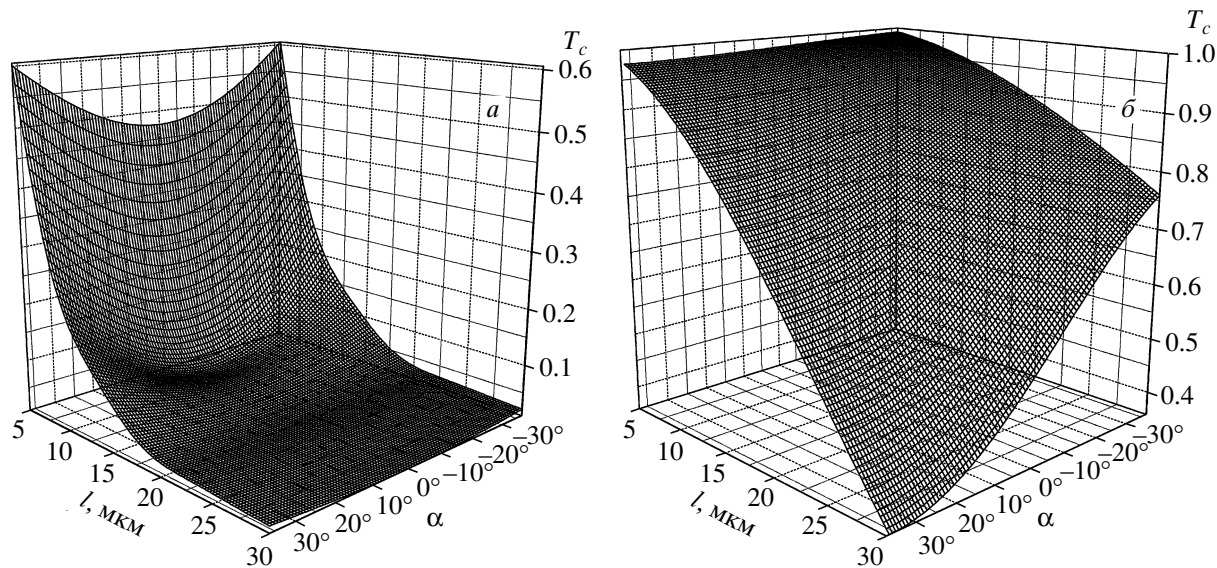


Рис. 8. Зависимости коэффициента когерентного пропускания  $T_c$  от толщины  $l$  слоя СЖК и угла поляризации  $\alpha$  падающего света при  $E_n^* = 0$  (а), 1 (б);  $n_{\perp} = 1.5$ ,  $n_{\parallel} = 1.7$ ,  $\lambda = 0.6328$  мкм,  $\theta = 37^\circ$

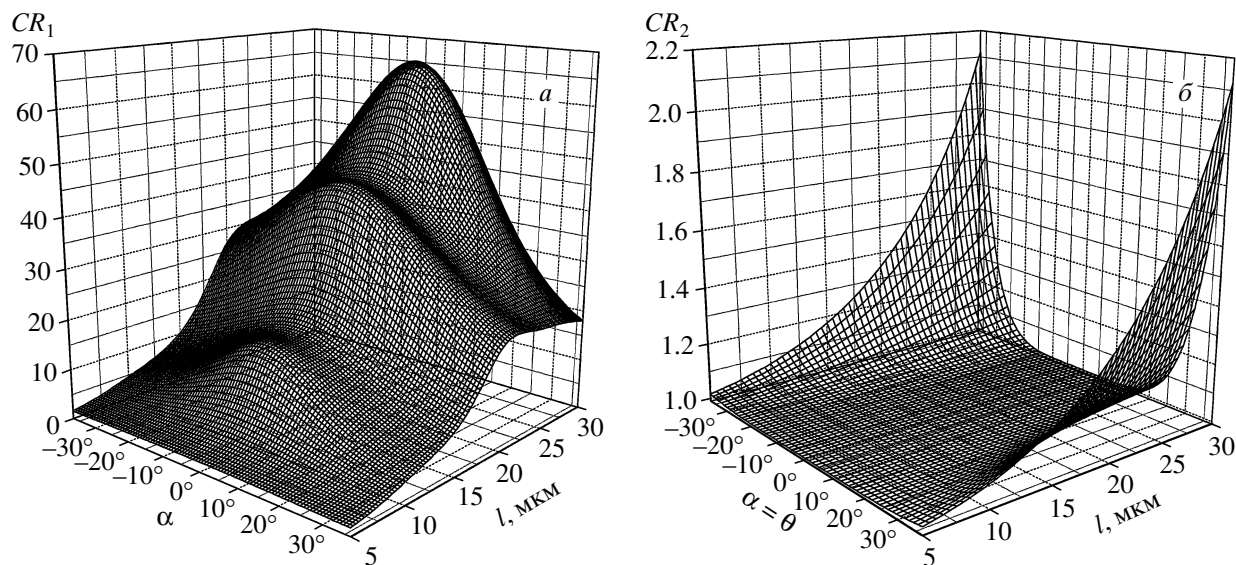


Рис. 9. Зависимости контрастных отношений  $CR_1$  (а),  $CR_2$  (б) от толщины  $l$  слоя СЖК и угла поляризации  $\alpha$  падающего света:  $n_{\perp} = 1.5$ ,  $n_{\parallel} = 1.7$ ,  $\lambda = 0.6328$  мкм,  $\theta = 37^\circ$

слоя  $l$  (см. рис. 8а). Определим контраст  $CR_2$  как отношение пропусканий в отрицательном и положительном управляющих полях, соответствующих раскручиванию геликоидальной структуры,

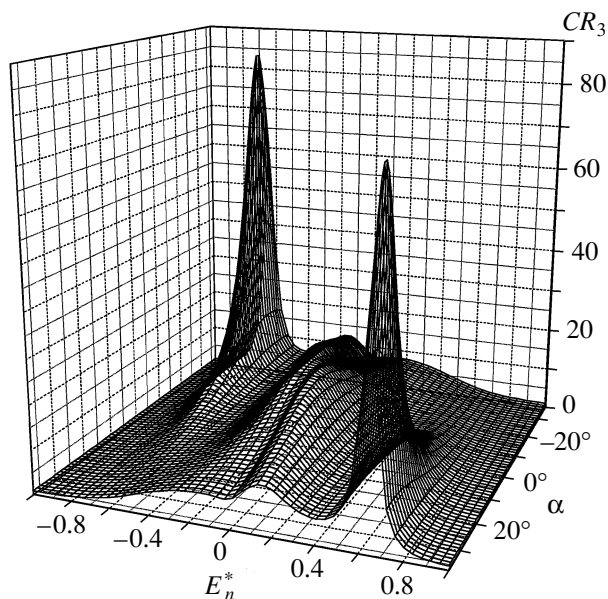
$$CR_2 = T_c(E_n^* = -1)/T_c(E_n^* = 1),$$

он имеет малые значения (см. рис. 9б) и обусловлен поворотом эффективной главной плоскости под действием управляющего поля.

Достичь высокого контраста с уменьшением толщины слоя можно в том случае, когда он определяется по отношению к промежуточным значениям управляющего поля  $|E_n^*| < 1$  и  $E_n^* \neq 0$ , например,

$$CR_3 = T_c(E_n^* = 1)/T_c(E_n^*).$$

На рис. 10 представлен контраст  $CR_3$  для слоя толщиной  $l = 13$  мкм.



**Рис. 10.** Зависимость контрастного отношения  $CR_3$  от угла поляризации  $\alpha$  падающего света и нормированного управляющего поля  $E_n^*$ :  $n_{\perp} = 1.5$ ,  $n_{\parallel} = 1.7$ ,  $\lambda = 0.6328$  мкм,  $\theta = 37^\circ$ ,  $l = 13$  мкм

Сильное увеличение контрастного отношения для когерентной составляющей рассеянного вперед света можно получить благодаря реализации интерференционного эффекта гашения когерентного светового поля [8, 9, 19]. Для этого необходимо выполнение условий  $L = 1/2$  и  $\eta = 2/Q$  (см. (9)–(11)).

Отметим, что в рамках предлагаемой оптической модели переходного рассеяния света вид электрооптического отклика (монотонный или немонотонный характер) в зависимости от управляющего поля определяется соотношениями между оптическими параметрами  $Q$ ,  $L$  и коэффициентом заполнения  $\eta$ . Электрооптический отклик может иметь монотонный характер (так называемую S-образную форму) при  $QL \leq 1$ . При  $QL \geq 1$  для всех значений нормированного управляющего поля из диапазона  $E_n^* \in [-1 \dots 0]$  или  $E_n^* \in [0 \dots 1]$  имеет место немонотонная зависимость  $T_c(E_n^*)$  с одним минимумом (см. рис. 6, 7). В общем случае может быть несколько минимумов и максимумов, число которых зависит от толщины  $l$  слоя СЖК, показателей преломления  $n_{\parallel, \perp}$ , угла наклона  $\theta$  и других параметров.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена оптическая модель для анализа рассеяния света в смектических жидких кристаллах. Она основана на методах решения задач рассеяния, разрабатываемых в рамках оптики дисперсных сред.

При описании процессов рассеяния света в СЖК вводится в рассмотрение эффективная оптически анизотропная матрица, в которой формируются рассеиватели: переходные домены, сегнетоэлектрические домены и домены других типов.

Модель позволяет связать влияние параметров СЖК, ориентирующих подложек и характеристик управляющего поля с поведением электрооптического отклика в прямопрошедшем через плоскопараллельный слой СЖК излучением.

Основные соотношения, представленные в данной работе, получены для случая освещения слоя СЖК линейно поляризованной плоской волной при отсутствии анализатора. Их не сложно преобразовать на случай прошедшего и рассеянного света в двулучепреломляющей моде.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке ЖК-дисплеев с управляемым светорассеянием.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Ф08Р-044). Авторы выражают благодарность И. Н. Компанцу и Е. П. Пожидаеву (Физический институт им. Лебедева РАН) за плодотворные дискуссии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. Yoschino and M. Ozaki, Jpn. J. Appl. Phys. **23**, L385 (1984).
2. K. L. Marshall, J. Haddock et al., Appl. Opt. **38**, 1287 (1999).
3. А. Л. Андреев, В. П. Бобылев, Н. А. Губасарян и др., Опт. ж. **72**, 58 (2005).
4. E. P. Pozhidaev, V. G. Chigrinov, Li Xihua, and H. S. Kwok, Proc. 25<sup>th</sup> Int. Display Research Conf., Edinburgh (2005), p. 517.
5. A. L. Andreev, V. P. Bobylev, S. A. Gonchakov et al., Proc. Conf. «Vehicle Display' 04», Detroit (2004).
6. Б. И. Островский, В. Г. Чигринов, Кристаллография **25**, 560 (1980).

7. I. Abdulhalim and G. Moddel, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **200**, 79 (1991).
8. V. A. Loiko and A. V. Konkolovich, *SPIE* **3488**, 132 (1998).
9. V. A. Loiko and A. V. Konkolovich, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 2201 (2000).
10. H. C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, Wiley, New York (1957), p. 536.
11. S. Zumer, *Phys. Rev. A* **37**, 4006 (1988).
12. S. Chandrasekhar, *Liquid Crystals*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1992).
13. A. L. Andreev, V. P. Bobylev, T. B. Fedosenkova et al., *J. Soc. Inf. Display* **14**, 643 (2006).
14. С. А. Пикин, В. Л. Инденбом, *УФН* **125**, 251 (1978).
15. S. A. Pikin and V. L. Indenbom, *Ferroelectrics* **20**, 15 (1978).
16. A. D. Kiselev, V. G. Chigrinov, and E. P. Pozhidaev, *Phys. Rev. E* **75**, 061706C (2007).
17. М. Ф. Ледней, *Кристаллография* **51**, 705 (2006).
18. I. Dahl and S. T. Lagerwall, *Ferroelectrics* **58**, 215 (1984).
19. А. П. Иванов, В. А. Лойко, В. П. Дик, *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах*, Наука и техника, Минск (1988).
20. V. A. Loiko, A. V. Konkolovich, and A. A. Miskevich, *Phys. Rev. E* **74**, 031704 (2006).
21. L. A. Beresnev, V. G. Chigrinov, D. I. Dergachev et al., *Liq. Cryst.* **5**, 1171 (1989).
22. S. T. Lagerwall and N. A. Clark, in *Ferroelectric Liquid Crystals*, ed. by J. W. Goodby et. al., Gordon and Sci. Publ., Philadelphia (1991), pp. 1–96.
23. В. А. Лойко, А. В. Конколович, *ЖЭТФ* **126**, 385 (2004).
24. Л. М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, Наука, Москва (1978).
25. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, Москва (1981).