

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ С ГОМЕОТРОПНЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Л.С. АСЛАНЯН, Р.Б. АЛАВЕРДЯН*, А.А. МАКАРЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: ralaverdyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 10 сентября 2025 г.)

Исследованы оптические свойства холестерической структуры с гомеотропными граничными условиями методами компьютерного моделирования волнового уравнения в квазиизотропном приближении геометрической оптики. Получена трансляционно инвариантная конфигурация при толщине больше критической, а также для толщин, меньших критических, путём приложения дестабилизирующего электрического поля. При больших величинах шага спирали зависимость эллиптичности выходящего излучения от шага спирали не монотонна и достигает своего максимума в области шага спирали 40 мкм. Показано, что при некоторых дискретных значениях максимального угла отклонения молекул относительно плоскости стенок ячейки вращение плоскости поляризации падающего линейно-поляризованного света не зависит ни от угла поляризации падающего света, ни от длины волны света, по крайней мере, в видимом диапазоне.

1. Введение

Обсуждения деформации спиральной структуры холестерических жидких кристаллов (ХЖК) начались очень давно и до сих пор остаются в центре внимания многих исследователей [1–5]. В слоях, перпендикулярных оси спирали, ХЖК обладают структурой нематических жидких кристаллов (НЖК), т.е. удлиненные молекулы стремятся ориентироваться вдоль преимущественного направления, единичный вектор $\mathbf{n}$ которого называется директор. В холестерических структурах директор поворачивается при переходе из слоя в слой, и такая ячейка функционирует как одномерная периодическая спиральная структура [6–8]. Период ХЖК структуры равен половине шага спирали p . Шаг спирали определяется как расстояние, необходимое для поворота директора на угол 2π . В большинстве случаев величина шага ХЖК порядка длины световой волны, но в смесях НЖК с небольшим количеством ХЖК можно получить смеси с большим шагом. Задавая гомеотропные граничные условия на стенах ячейки, можно получить весьма интересные структурные превращения. Такая структура впервые исследована в [9]. Управлять деформацией такой структуры можно двумя параметрами – толщиной ячейки L , точнее, соотношением L/p и приложенным напряжением [10–12]. Как и ожидается, при нулевых полях в плоских ячейках малой толщины ($L < L_{th}$) молекулы остаются перпендикулярными относительно стенок ячейки. Критическая толщина ячейки, при которой появляются искажения, определяется упругими

константами Франка K_2 и K_3 посредством соотношения $L_{th} = pK_3/2K_2$ [13]. При больших толщинах или при полях, вызывающих неустойчивость структуры, первоначально наблюдается трансляционно инвариантная конфигурация (ТИК). В этом случае направление директора зависит только от расстояния от стенок ячейки (ось z). Неустойчивость однородно гомеотропной структуры также может быть достигнута гидродинамическим потоком, перпендикулярным к невозмущённому директору [14]. При больших толщинах или полях наблюдаются: конфигурация двойного вращения, когда поле директора меняется в плоскости перпендикулярной стеклянным пластинам (x, z), а далее – квадратная решетка, которая модулирована по x , y и z [15–22]. Вблизи этих критических толщин должно наблюдаться резкое уменьшение порога светового эффекта Фредерикса [23]. Важным применением такой структуры является жидкокристаллический сейсмометр, основанный на интерференционных кольцах Ньютона в анизотропных средах [24]. Оптические свойства трех указанных структур исследованы в работе [25]. В частности, показано, что структуры ТИК способны вращать поляризацию света, и рассчитана величина угла поворота. Расчетные значения хорошо согласуются с экспериментом. Показано, что ТИК структуры обладают чисто вращательной мощностью, исключительно при дискретных значениях напряжения.

Целью настоящей работы является исследование особенностей распространения линейно-поляризованной световой волны в ХЖК с гомеотропными граничными условиями при толщинах, меньших критической, в присутствии дестабилизирующего внешнего электрического поля. Численное решение задачи проводится с помощью системы связанных уравнений, полученных из волнового уравнения, в квазиизотропном приближении геометрической оптики.

2. Анизотропия диэлектрической проницаемости и численные параметры холестерика

Пусть имеем холестерик с гомеотропными граничными условиями. Как известно, при малых толщинах ($L < L_{th}$) ЖК структура является однородно гомеотропной [13]. При больших толщинах или в присутствии внешних полей гомеотропная структура возмущается. Распределение директора в таком случае представлено на рис.1.

Проанализируем оптические свойства такой спиральной структуры в режиме адиабатического слежения, т.е. в случае медленного вращения директора вдоль продольной координаты z . Примером такой среды является смесь НЖК и ХЖК в ТИК. В такой фазе для сохранения устойчивости структуры можно

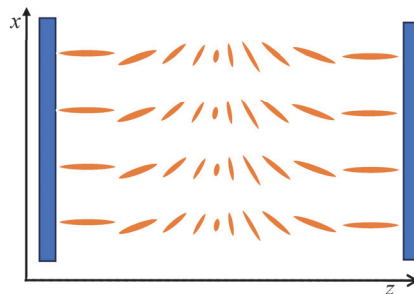


Рис.1. ХЖК с гомеотропными граничными условиями.

применить стабилизирующее магнитное поле. В таких структурах распределение директора вдоль продольной координаты является линейной функцией. В результате среда становится неоднородно анизотропной. Тогда зависимость угла вращения директора от продольной координаты можно представить как

$$\varphi(z) = 2\pi z/p. \quad (1)$$

Каждая плоскость, перпендикулярная оси z , представляет пластину, в которой директор повернут на азимутальный угол φ и полярный угол θ относительно стенок ячейки (см. рис.2).

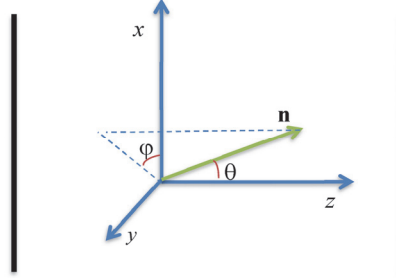


Рис.2. Геометрия задачи: φ – угол между проекцией директора на плоскости (x, y) и осью x ; θ – угол между направлением директора и осью z .

В случае, когда $L < L_{th}$ и переход из гомеотропной конфигурации в ТИК состояние осуществляется посредством влияния внешнего электрического поля, и для полярного возмущения директора имеем синусоидальное распределение [11]:

$$\theta(z) = \theta_{\max} \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right). \quad (2)$$

Диэлектрическая проницаемость такой среды представляется в виде

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{\perp} \delta_{ij} + \varepsilon_a n_i n_j. \quad (3)$$

Здесь δ_{ij} – символ Кронекера, $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ – анизотропия диэлектрической проницаемости на световой частоте, а $\mathbf{n}$ – единичный вектор (директор), описывающий локальную ориентацию оптической оси, которую можно представить в виде (см. рис.2)

$$n_x(z) = \sin\theta(z)\cos\varphi(z), \quad n_y(z) = \sin\theta(z)\sin\varphi(z), \quad n_z(z) = \cos\theta(z). \quad (4)$$

Исследуем распространение плоской линейно-поляризованной монохроматической волны в непоглощающей слоисто-неоднородной анизотропной ЖК среде. Лабораторную систему координат выберем так, чтобы ось z совпадала с направлением распространения волны, а оси x и y будут определяться направлением внешнего поля. Если среда слоисто-неоднородная, то $\mathbf{n} = \mathbf{n}(z)$.

Для численного анализа в дальнейшем будут использованы следующие параметры: толщина ЖК ячейки $L = 8$ мкм, шаг спирали $p = 8, 9, 10, 18, 36, 72$ мкм. В качестве НЖК с большой концентрацией рассматриваем МВВА, параметры которого хорошо известны [6, 7]: $K_2 = 3.8 \times 10^{-7}$ дин, $K_3 = 7 \times 10^{-7}$ дин, $\varepsilon_{\parallel} = 3.1$, $\varepsilon_{\perp} = 2.31$. Тогда при минимальном, рассмотренном нами, шаге спирали $p = 8$ для критической толщины получаем $L_{th} = 7.37$ мкм. Это означает, что кроме первого ($p = 8$) случая, во всех остальных рассмотренных случаях шага спирали ($p = 9, 10, 18, 36, 72$ мкм) исходная ориентация однородно гомеотропная ($L < L_{th}$). Применением дестабилизирующего электрического поля или подбором больших толщин можно получить трансляционно инвариантную спиральную конфигурацию.

3. Квазиизотропное приближение геометрической оптики

В случае нормального падения на такую среду (параллельно оси z) одну из составляющих светового поля можно исключить с помощью уравнения $\text{div } \mathbf{D} = 0$ и представить двумерное волновое уравнение для E_x и E_y в следующем виде [26–28]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 E_i(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} h_{ij}(z) E_j(z) &= 0 \\ h_{ij}(z) &= \varepsilon_{ij} - \frac{\varepsilon_{iz} \varepsilon_{jz}}{\varepsilon_{zz}} \\ i, j &= x, y. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Заметим, что в случае неплоской неоднородности анизотропии недиагональные составляющие h_{ij} ($i \neq j$) обеспечивают взаимосвязь между $E_x(z)$ и $E_y(z)$ составляющими.

Метод квазиизотропного приближения геометрической оптики основан на предположении, что в слабо неоднородной анизотропной среде волна сохраняет поперечную структуру, как в изотропной среде [29, 30]. Анизотропные свойства среды в общем случае характеризуются тензором

$$v_{ik} = \varepsilon_{ik} - \varepsilon \delta_{ik}, \quad (6)$$

где в качестве изотропной составляющей ε в трехмерном случае можно взять, например,

$$\varepsilon = \frac{1}{3} \text{Sp} \varepsilon_{ik}, \quad (7)$$

а тензор $|v_{ik}| \ll \varepsilon$ рассматривается как возмущение. Соответственно, ищем решение в виде

$$E_i(z) = \frac{J_i(z)}{\sqrt{\Phi'(z)}} \exp \left\{ i \frac{\omega}{c} \Phi(z) \right\}. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{J}(z)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда. Фазовый множитель $\Phi(z)$ имеет вид

$$\Phi(z) = \int \sqrt{\varepsilon(z)} dz, \quad (9)$$

а изотропную составляющую $\varepsilon(z)$ в двумерном случае представим как

$$\varepsilon(z) = \frac{1}{2} \text{Sp} h_{ik}. \quad (10)$$

Подставим (8) в (5) и, пренебрегая вторыми производными $\mathbf{J}(z)$ по z (согласно методу геометрической оптики), получаем

$$\frac{d\mathbf{J}(z)}{dz} = i \frac{\omega}{c} \hat{H}(z) \mathbf{J}(z), \quad (11)$$

где

$$\hat{H}(z) = \frac{h_{xx} - h_{yy}}{4\sqrt{\varepsilon(z)}} \hat{\sigma}_1 + \frac{h_{xy}}{2\sqrt{\varepsilon(z)}} \hat{\sigma}_2,$$

Представляя диэлектрическую проницаемость ε_{ij} такой среды в виде (3), после несложных преобразований получим

$$\hat{H}(z) = \frac{h_{xx} - h_{yy}}{4\sqrt{\varepsilon(z)}} \hat{\sigma}_1 + \frac{h_{xy}}{2\sqrt{\varepsilon(z)}} \hat{\sigma}_2,$$

где $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули

$$\hat{\sigma}_0 = \hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \quad \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Полученную систему уравнений (11) необходимо дополнить также граничными условиями

$$E_x(0) = \cos\beta_0; E_y(0) = \sin\beta_0 e^{i\delta}, \quad (13)$$

где β_0 – азимутальный угол входящей линейно-поляризованной волны, а δ – смещение фазы исходной волны, если входная волна является эллиптической.

Система уравнений (11) и граничные условия (13) являются основой анализа распространения поляризованной волны в неоднородно-анизотропной среде. Заметим, интенсивность нормирована на единицу.

4. Результаты и обсуждение

Для детального количественного анализа эволюции состояния поляризации в неоднородно анизотропной среде удобнее воспользоваться параметрами эллиптичности $e(z)$ и азимута $\psi(z)$, которые выражаются составляющими вектора Стокса [31]

$$\mathbf{S}(z) = \mathbf{E}^+(z) \hat{\mathbf{e}} \mathbf{E}(z) \quad (14)$$

и следующими соотношениями:

$$e(z) = \operatorname{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin S_3(z) \right\}; \quad \psi(z) = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{S_2(z)}{S_1(z)}. \quad (15)$$

Здесь $\hat{\mathbf{e}}_i$ матрицы Паули (12).

Для конкретности продольное распределение углов $\varphi(z)$ и $\theta(z)$ представлено в виде (1) и (2). Моделирование системы (11) проведено с помощью пакета Wolfram Mathematica–11. Остановимся на результатах компьютерного моделирования задачи с помощью системы уравнений (11).

На рис.3 представлено поведение вектора Стокса на сфере Пуанкаре. Как видно из этого рисунка, азимутальный угол поляризации входящей волны β_0 не

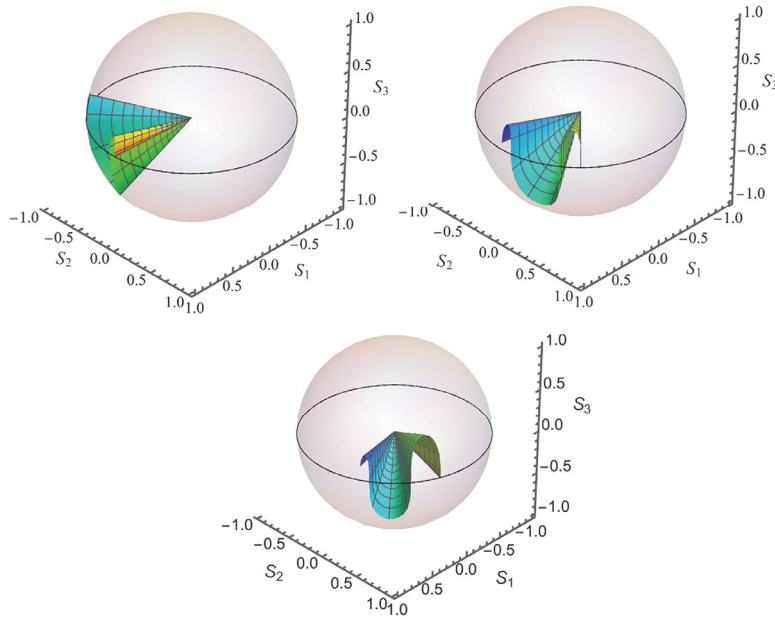


Рис.3. Поведение вектора Стокса на сфере Пуанкаре в ХЖК с гомеотропными граничными условиями при изменении азимутального угла входной поляризации β_0 : $\beta_0 = 0$ (а), $\pi/8$ (б), $\pi/5$ (с). Остальные параметры: $\varepsilon_{||} = 3.1$, $\varepsilon_{\perp} = 2.31$, $\lambda = 0.5$ мкм, $L = 8$ мкм, $p = 8$ мкм, $\theta_{\max} = \pi/5$.

влияет на характер пространственной эволюции поляризации внутри среды. Изменение этого угла сводится к вращению общей картины в экваториальной плоскости сферы Пуанкаре (см. рис.3а,b,c). Это означает, что вращение плоскости поляризации падающего линейно-поляризованного света в такой структуре не зависит от угла поляризации падающего света.

На рис.4 представлена зависимость эллиптичности $e(z)$ и азимутального угла $\psi(z)$ от пространственной координаты при разных значениях величины шага спирали (толщина ячейки составляет $L = 8$ мкм). Как видно из рис.4, при близких к толщине ячейки значениях шага спирали ($\sim 8, 10, 18$ мкм) два механизма неоднородности – спиральность и полярный угол θ , вызванный увеличением толщины или внешним полем – конкурируют. В результате появляется характерная осцилляционная картина. При увеличении шага спирали ($p \geq 36$ мкм) начинает преобладать хиральность структуры (см. рис.4, кривые V, Y). При малых значениях шага спирали возможно практическое сохранение линейной поляризации волны при выходе из ячейки. При больших величинах шага спирали зависимость эллиптичности выходящего излучения от шага спирали не монотонна и достигает своего максимума в области шага спирали ~ 40 мкм. Это демонстрируется на рис.5, где представлена 3D зависимость эллиптичности $e(z, p)$ от пространственной координаты и величины шага спирали p . Заметим, что выход молекул из плоскости стен ячейки (появление полярного угла θ) обеспечивается увеличением толщины ячейки или дестабилизирующим электрическим полем. Последнее вызывает переориентацию молекул согласно формуле (см. [11])

$$\sin \theta_{\max} = 2 \sqrt{\frac{E_s}{E_{sc}}} - 1. \quad (16)$$

Здесь E_s – напряженность приложенного к ячейке квазистатического электростатического поля, E_{sc} – его критическое значение, после превышения которого происходит переориентация.

На следующем рис.6а,b представлено влияние полярного угла θ на эволюцию состояния поляризации в неоднородно-анизотропной жидкокристаллической среде.

Из рисунка видно, что с увеличением значения $\theta_{\max}$ (т.е. величины напряженности внешнего поля) величина максимально возможной эллиптичности растет (рис.6а). При приведенных нами значениях максимума

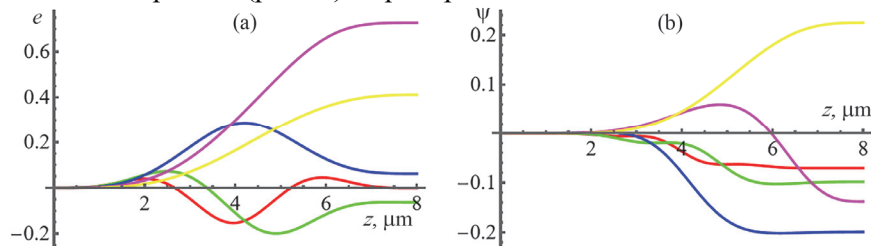


Рис.4. Зависимость параметров эллиптичности $e(z)$ и азимутального угла $\psi(z)$ от пространственной координаты при $L = 8$ мкм, $\theta_{\max} = \pi/8$. Шаг спирали: $p = 8$ (R), $p = 10$ (G), $p = 18$ (B), $p = 36$ (V) и $p = 72$ мкм (Y). Азимутальный угол входной поляризации $\beta_0 = 0$. Остальные параметры такие же, как и на рис.3.

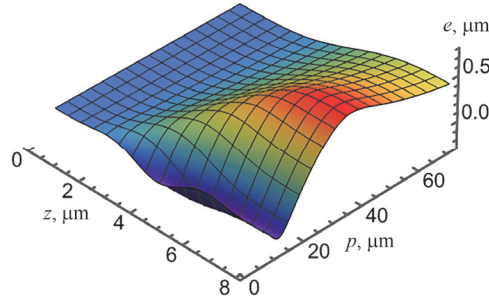


Рис.5. 3D зависимость эллиптичности $e(z, p)$ от пространственной координаты и величины шага спирали при $\beta_0 = 0$, $\theta_{\max} = \pi/8$. Остальные параметры такие же, как и на рис.3

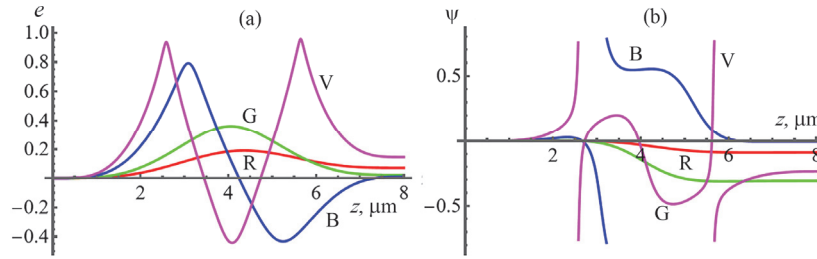


Рис.6. Зависимость параметров эллиптичности $e(z)$ и азимутального угла $\psi(z)$ от пространственной координаты при $L = 8$ мкм, $\theta_{\max} = \pi/10$ (R), $\pi/7$ (G), $\pi/4$ (B), $\pi/3$ (V). Азимутальный угол входной поляризации $\beta_0 = 0$, $p = 18$ мкм. Остальные параметры такие же, как и на рис.3.

полярного угла падающая линейно-поляризованная волна выходит почти линейной, в некоторых (G, B) значениях $\theta_{\max}$ система просто вращает плоскость линейной поляризации. Это означает, что подходящим выбором напряженности электрического поля можно получить возможность вращения плоскости поляризации света, не зависящей от исходной поляризации. Как видно из рис.6b, в поведении азимутального угла $\psi(z)$ при увеличении $\theta_{\max}$ наблюдаются скачки. Однако эти скачки не являются действительным нарушением непрерывности. Как следует из (15), эти скачки обусловлены поведением функции $\text{tg}2\psi(z)$ вблизи угла $\pi/4$. Это следствие того, что диапазон значений азимута ограничен от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. При увеличении шага спирали число осцилляций увеличивается, разрывы в зависимости $\psi(z)$ смещаются в сторону начала координат.

Проведем более общий анализ. На рис.7 приведена 3D зависимость эллиптичности $e(z, \theta_{\max})$, которая демонстрирует возможность управления поляризацией выходящей волны с помощью внешнего поля (см. (16)). Как следует из рисунка, при определенных, дискретных, значениях полярного угла $\theta_{\max}$ (величины напряженности поля) эллиптичность волны на выходе равна нулю.

Например, построив зависимость $e(\theta_{\max})$ на выходе из ячейки, нетрудно заметить, что нулевому значению эллиптичности соответствуют $\theta_{\max} \sim 0.48, 1.2$ и т.д. В этом случае выходящая волна линейно-поляризована. Зависимость пространственного распределения азимутального угла ψ при первом значении $\theta_{\max}$

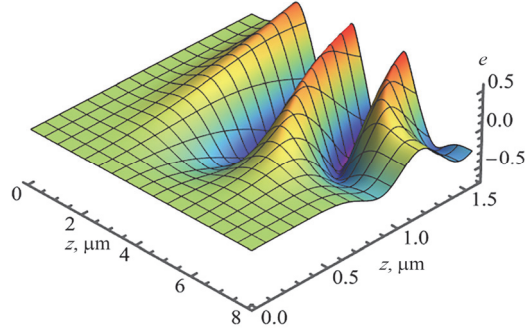


Рис.7. 3D зависимость параметра эллиптичности $e(z, \theta_{\max})$ от пространственной координаты и $\theta_{\max}$ при $L = 8$ мкм, $\beta_0 = 0$, $p = 8$ мкм. Остальные параметры такие же, как и на рис.3.

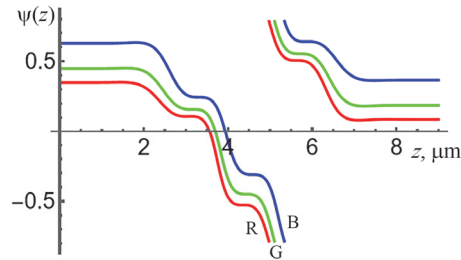


Рис.8. Зависимость азимутального угла $\psi(z)$ от пространственной координаты при $L = 8$ мкм, $\theta_{\max} = 0.48$ рад, $p = 8$ мкм. Азимутальный угол входной поляризации $\beta_0 = \pi/9$ (R), $\pi/7$ (G), $\pi/5$ (B). Остальные параметры такие же, как и на рис.3.

представлена на рис.8. Как следует из этого рисунка, пространственная эволюция угла поляризации света при распространении через структуру не зависит от ее начального значения. Азимутальный угол на выходе поворачивается на одну и ту же величину, т.е. при таких значениях напряженности поля величина поворота не зависит от азимутального угла исходной волны. Заметим, этот вывод полностью согласуется с ранее полученным результатом (см. рис.3).

Обсудим зависимость поведения системы от длины волны. Результаты расчета приведены на рис.9. Как следует из рис.9а, поведение эллиптичности $e(z, \lambda)$ практически не зависит от длины волны. В зависимости азимутального угла $\psi(z, \lambda)$ от длины волны появляются две области (см. рис.9б). В диапазоне 0.3–0.5 мкм наблюдается значительная зависимость от длины волны, которая усиливается при увеличении $\theta_{\max}$.

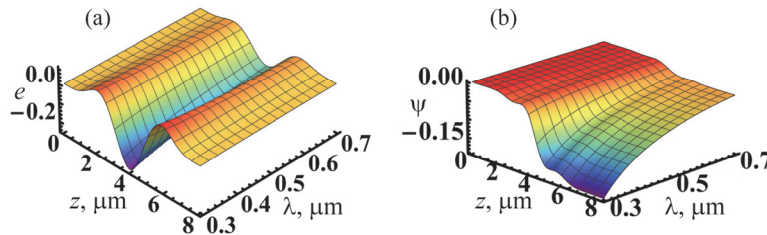


Рис.9. 3D зависимости параметров эллиптичности $e(z, \lambda)$ и азимутального угла $\psi(z, \lambda)$ от пространственной координаты и длины волны при $L = 8$ мкм, $p = 8$ мкм, $\theta_{\max} = \pi/4$. Остальные параметры такие же, как и на рис.3.

5. Заключение

В настоящей работе исследованы поляризационные свойства света, прошедшего через тонкую пленку ХЖК с гомеотропными граничными условиями в присутствии внешнего дестабилизирующего электрического поля. Исследования проводились в режиме ТИК, когда распределение директора ЖК в плоскостях, параллельных стенкам ячейки, однородно и вращает поляризацию света. Показано, что пространственная эволюция линейно-поляризованной волны не зависит от азимутального угла входящей волны. Обнаружена немонотонная зависимость величины эллиптичности от шага спирали. Показано, что максимум эллиптичности наблюдается при ~ 40 мкм. Показано, что пространственная эволюция эллиптичности практически не зависит от длины волны, тогда как для азимутального угла независимость от длины волны наблюдается в видимом диапазоне. Последнее свойство позволит реализовать ахроматическое устройство, вращающее плоскость поляризации света.

Заявление о наличии данных: Все подтверждающие данные можно получить у авторов по соответствующему запросу.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке РА в рамках научного проекта № 21AG–1C088.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Oswald, G. Poy, J. Ignés-Mullol. *Crystals*, **13**, 957(2023).
2. M.T. Máthé, N. Éber, Á. Buka, H. Nishikawa, F. Araoka, A. Jákli, P. Salamon. *Journal of Molecular Liquids*, **428**, 127525 (2025).
3. A.H. Gevorgyan, F. Simoni. *Liquid Crystals*, **51**, 2265, (2024).
4. L. Lucchetti, G. Nava. *Giant*, **19**, 100311, (2024).
5. A.H. Gevorgyan, S.S. Golik. *Optics & Laser Technology*, **149**, 107810 (2022).
6. P.G. de Gennes, J. Prost. *The Physics of Liquid Crystals*. Oxford, Oxford University Press, 1993.
7. L.M. Blinov. *Structure and Properties of Liquid Crystals*. London, New York, Springer, 2011.
8. M. Mitov. *Adv Mater.*, **24**, 6260 (2012).
9. P.E. Cladis, M. Kleman. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **16**, 1 (1972).
10. I.I. Smalyukh, B. Senyuk, P. Palffy-Muhoray, O.D. Lavrentovich, H. Huang, E.C. Gartland, V.H. Bodnar, T. Kosa, B. Taheri. *Phys Rev E.*, **72**, 061707 (2005).
11. S. Singh. *Handbook of Liquid Crystals*. V. I, II Foundations and Fundamental Aspects. London, New York, Springer, 2024.
12. I.C. Khoo, F. Simoni, C. Umeton. *Optical Materials and Applications V.1 Novel Optical Materials*. London, World Scientific, 2024.
13. B.Ya. Zeldovich, N.V. Tabiryan. *JETP Lett.*, **34**, 406 (1981).
14. V.S. Hakobyan, T.V. Galstian, R.S. Hakobyan. *J. Contemp. Physics*, **60**, 50 (2025).
15. M.J. Press, A.S. Arrott. *J. Phys. (Fr.)*, **37**, 387 (1976).
16. P. Oswald, J. Bechhoefer, A. Libchaber, F. Lequeux. *Phis. Rev. A*, **36**, 5832 (1987).
17. F. Lequeux, P. Oswald, J. Bechhoefer. *Phis. Rev. A*, **40**, 3974 (1989).
18. J.M. Gilli, S. Thiberge, A. Vierheilig, F. Fried. *Liq. Cryst.* **23**, 619 (1997).
19. L. Gil, J.M. Gilli. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 5742 (1998).
20. J. Baudry, S. Pirkel, P. Oswald. *Phys. Rev. E*, **57**, 3038 (1998); **59**, 5562 (1999).

21. **T. Ishikawa, O.D. Lavrentovich.** Phys. Rev. E, **60**, R5037 (1999).
22. **O.S. Tarasov, A.P. Krekhov, L. Kramer.** Phys. Rev. E, **68**, 031708 (2003).
23. **R.S. Akopyan, R.B. Alaverdyan, V.V. Saakyan, Yu.S. Chilingaryan.** Krystall, **30**, 746 (1985).
24. **R.S. Akopyan, R.B. Alaverdyan, Yu.S. Chilingaryan.** Sov. J. Contemp. Phys., **21**, 77 (1986).
25. **P. Ribière, S. Pirkel, P. Oswald.** Liq. Cryst., **16**, 203 (1994).
26. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, Yu.S. Chilingaryan.** Optics and Spectroscopy, **116**, 483 (2014).
27. **L.S. Aslanyan, H.H. Hovakimyan.** JOSA B, **37**, 847 (2020).
28. **L.S. Aslanyan, A.E. Ayvazyan.** J. Contemp. Physics, **58**, 59 (2023).
29. **Ю.А. Кравиов.** ДАН СССР, **183**, 74 (1968).
30. **Yu.A. Kravtsov, B. Bieg.** Cent. Eur. J. Phys., **6**, 563 (2008).
31. **D.H. Goldstein.** Polarized Light. CRC Press, Boca Raton, 2017.

ՀՈՄԵՈՏՐՈՊ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՎ ԽՈՒԼԵՍՏԵՐԻԿ
ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Լ.Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ռ.Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Ալիքային հավասարումից երկրաչափական օպտիկայի բվազիիզոտրոպ մոտավորությամբ ստացված կապված հավասարումների համակարգի համակարգչային մոդելավորմամբ ուսումնասիրվել են հոմեոտրոպ սահմանային պայմաններով խոլեստերիկ կառուցվածքի օպտիկական հատկությունները: Տարածականորեն համասեռ կոնֆիգուրացիան ստացվում է կրիտիկականից մեծ հաստությունների դեպքում, ինչպես նաև կրիտիկականից փոքր հաստությունների համար՝ անկայունացնող էլեկտրական դաշտի կիրառմամբ: Պարույրի քայլի մեծ արժեքների դեպքում, կառուցվածքից դուրս եկած ճառագայթման էլիպտականության կախվածությունը պարույրի քայլից մոնոտոն չէ և հասնում է իր առավելագույնին 40 մկմ պարույրի քայլի դեպքում: Ցույց է տրված, որ բջջի պատերի հարթությունից մոլեկուլների շեղման առավելագույն անկյան որոշ դիսկրետ արժեքների համար, ընկնող գծային բևեռացված լույսի բևեռացման հարթության պտույտը կախված չէ ո՛չ ընկնող լույսի բևեռացման անկյունից, ո՛չ էլ լույսի ալիքի երկարությունից, գոնե տեսանելի տիրույթում:

OPTICAL PROPERTIES OF CHOLESTERIC STRUCTURE
WITH HOMEOTROPIC BOUNDARY CONDITIONS

L.S. ASLANYAN, R.B. ALAVERDYAN, A.H. MAKARYAN, R.S. HAKOBYAN

The optical properties of a cholesteric structure with homotropeic boundary conditions were investigated using computer modeling methods of the wave equation in the quasi-isotropic approximation of geometric optics. A translation-invariant configuration was obtained for thicknesses greater than the critical thickness, as well as for thicknesses less than the critical thickness, by applying a destabilizing electric field. At large spiral pitch values, the dependence of the ellipticity of the outgoing radiation on the spiral pitch is not monotonic and reaches its maximum in the region of a spiral pitch of 40 μm . It is shown that for some discrete values of the maximum angle of exit of molecules from the plane of the cell walls, the rotation of the polarization plane of incident linearly polarized light does not depend on either the polarization angle of the incident light or the wavelength of the light, at least in the visible range.