

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОМПЕНСАЦИИ ДИСПЕРСИИ СОСТОЯНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ ХИРАЛЬНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

© 2012 г. С. П. Палто, А. В. Алпатова, М. И. Барник, А. Р. Гейвандов, Б. А. Уманский, Н. М. Штыков

*Институт кристаллографии РАН, Москва
E-mail: palto@hotmail.ru*

Поступила в редакцию 23.03.2012 г.

После прохождения линейно поляризованного света через тонкий слой хирального жидкого кристалла вдоль оси геликоида имеет место спектральная дисперсия состояний поляризации, ярко выраженная для кристаллов с большой оптической анизотропией и шагом геликоида, несколько превышающим длину волны света. Впервые приводятся результаты численного анализа спектральной зависимости состояний поляризации света на выходе жидкокристаллического слоя и способа ее компенсации. Показано, что дисперсия поляризации может быть устранена с помощью двух типов фазовых пластинок, одна из которых должна иметь сильную аномальную дисперсию двулучепреломления. Обсуждается возможность создания быстродействующих модуляторов света, работающих в широком спектральном диапазоне.

ВВЕДЕНИЕ

Хиральные фазы занимают особое место среди огромного разнообразия жидкокристаллических состояний. Например, именно благодаря хиральности, обуславливающей отсутствие плоскостей зеркальной симметрии, в наклонной смектической фазе возможно существование сегнетоэлектричества [1, 2]. Уникальные оптические свойства наблюдаются и в хиральных нематических жидких кристаллах (ХНЖК). Благодаря особенностям распространения света и взаимодействия с низкочастотным электрическим полем хиральные нематические твист- и супертвист структуры легли в основу первых ЖК-дисплеев [3]. В ХНЖК геликоидальное распределение поля директора по толщине слоя приводит к существованию запрещенной зоны в энергетическом спектре фотонов. Это позволяет относить данный тип жидких кристаллов (ЖК) к одномерным фотонным кристаллам, на основе которых можно создавать ЖК-микролазеры и другие устройства фотоники [4].

В [5–7] показана возможность использования хиральных нематиков для быстрой и высококонтрастной модуляции света. Суть этого электрооптического эффекта состоит в том, что при приложении электрического поля (ЭП) перпендикулярно оси геликоида возникает дополнительная периодическая деформация поля директора, которая характеризуется высшими нечетными гармониками. Поэтому, например, при шаге геликоида около одного микрона и менее индуцированная деформация оказывается сосредоточенной на субмикронных и даже нанометровых масштабах

длины, что обуславливает чрезвычайно малые времена релаксации этой деформации. Как следствие, электрооптический отклик оказывается очень быстрым [6], что особенно важно для практических приложений. Однако с точки зрения практических приложений (например, в дисплейной технологии) не менее важным является требование, чтобы после прохождения светом слоя ЖК состояние его поляризации было бы одним и тем же независимо от длины волны. Только в этом случае можно обеспечить высококонтрастную модуляцию интенсивности света в широком спектральном диапазоне. В реальности при шаге геликоида, сравнимом с длиной волны света, наблюдается значительная спектральная дисперсия состояний поляризации, сильно ограничивающая спектральную область быстрого электрооптического эффекта [6]. Поэтому главной целью настоящей работы является изучение возможности устранения спектральной дисперсии поляризационных состояний на выходе оптической системы добавлением к слою хирального ЖК оптически анизотропных пленок (фазовых пластинок или ретардеров). Так как не менее важным является вопрос и об электрооптических свойствах скомпенсированной оптической системы, то мы изучаем также изменение состояний поляризации при деформации геликоидального распределения директора ЖК в ЭП. Благодаря компенсации дисперсии возникает возможность модуляции интенсивности светового потока во всем видимом спектральном диапазоне. Из-за сложности и многогранности проблемы мы ограни-

чиваемся рассмотрением только результатов численного моделирования. Эти расчеты получили исчерпывающее экспериментальное подтверждение. Экспериментальную часть работы планируем представить в отдельной публикации.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
МОДЕЛИРОВАНИЯ

Математическое моделирование включает в себя две основные стадии. Во-первых, это расчет распределения поля директора (локальной оптической оси) по толщине слоя ЖК. Рассчитывается как распределение директора ЖК до приложения поля, так и его динамика во времени – после включения и выключения импульса ЭП. Во-вторых, решается оптическая задача. В результате рассчитываются динамика спектров пропускания оптической системы, включающей поляризатор и слой ЖК, и состояний поляризации света на выходе ЖК-слоя.

Приведем базовые уравнения, лежащие в основе численного моделирования, и некоторые упрощения, возникающие в силу особенностей конкретной геометрии, когда поле приложено в плоскости слоя ХНЖК перпендикулярно оси геликоида.

Уравнения динамики директора ЖК в ЭП. В рамках формализма Эйлера–Лагранжа с учетом гидродинамической теории Лесли [8] динамика директора $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha_2 n_z \frac{\partial n_x}{\partial t} + \alpha_3 n_x \frac{\partial n_z}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha_3 n_x n_y V'_y + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (2\alpha_1 n_x^2 n_z^2 - \alpha_2 n_z^2 + \alpha_3 n_x^2 + \alpha_4 + \alpha_5 n_z^2 + \alpha_6 n_x^2) V'_x \right] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha_2 n_z \frac{\partial n_y}{\partial t} + \alpha_3 n_y \frac{\partial n_z}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha_3 n_x n_y V'_x + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (2\alpha_1 n_y^2 n_z^2 - \alpha_2 n_z^2 + \alpha_3 n_y^2 + \alpha_4 + \alpha_5 n_z^2 + \alpha_6 n_y^2) V'_y \right] = 0, \quad (2)$$

$$\gamma \frac{\partial n_x}{\partial t} = \Lambda n_x - \frac{\partial F}{\partial n_x} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial n'_x} - \alpha_2 n_z V'_x, \quad (3)$$

$$\gamma \frac{\partial n_y}{\partial t} = \Lambda n_y - \frac{\partial F}{\partial n_y} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial n'_y} - \alpha_2 n_z V'_y, \quad (4)$$

$$\gamma \frac{\partial n_z}{\partial t} = \Lambda n_z - \frac{\partial F}{\partial n_z} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial n'_z} - \alpha_3 n_x V'_x - \alpha_3 n_y V'_y, \quad (5)$$

где $V_{x,y}$ – x - и y -компоненты скорости гидродинамического потока; α_i – коэффициенты вязкости, известные как коэффициенты Лесли; $\gamma = \alpha_3 - \alpha_2$ – вращательная вязкость; Λ – множитель Лагранжа, возникающий при $|\mathbf{n}| = 1$; $n'_{x,y,z} \equiv \frac{\partial n_{x,y,z}}{\partial z}$.

Согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям, коэффициенты вязкости α_1 и α_3 малы по сравнению с другими коэффициентами Лесли, поэтому соответствующими членами в уравнениях (1)–(5), как правило, пренебрегают. Более того, в частном случае слоя хирального нематика, когда ось геликоида направлена вдоль оси z (нормаль к слою ХНЖК), а ЭП направлено перпендикулярно оси геликоида, можно пренебречь и гидродинамической связью, так как $n_z = 0$, и гидродинамические уравнения (1), (2) становятся независимыми от (3)–(5). Таким образом, ориентационная динамика директора ЖК описывается уравнениями (3)–(5), где плотность свободной энергии F определяется выражением

$$F = \frac{1}{2} \left[K_1 (\text{div } \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \text{rotn} + q_0)^2 + \right. \\ \left. + K_3 (\mathbf{n} \times \text{rotn})^2 \right] - \frac{\boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}}{2}. \quad (6)$$

Здесь K_1, K_2, K_3 – модули упругости, соответствующие различным типам деформации; $\boldsymbol{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости, \mathbf{E} – вектор ЭП. Величина q_0 является принципиальной именно для хиральных нематиков. Ненулевое значение q_0 ответственно за спонтанное образование геликоидальной структуры с естественным шагом $P_0 = 2\pi/q_0$ в ЖК бесконечного объема. В случае ограниченного слоя ЖК задача решается с учетом граничных условий, определяемых ориентацией легких осей на границах слоя (на подложках) и энергией сцепления молекул ЖК с твердыми ориентирующими подложками. Подробности учета граничных условий изложены в [9].

Решение оптической задачи. Для слоистых или одномерно-неоднородных в направлении z сред точное представление уравнений Максвелла сводится к матричной форме [10]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Psi = \frac{i\omega}{c} \Lambda \cdot \Psi, \quad (7)$$

где компоненты матрицы Λ выражаются через компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости, а также тензора оптического вращения [10], а столбец электромагнитного поля Ψ определяется компонентами электрического $E_{x,y}$ и магнитного $H_{x,y}$ полей:

$$\Psi = (E_x, H_y, E_y, -H_x)^T. \quad (8)$$

В оптическом диапазоне ЖК являются немагнитными материалами, так что главные значения тензора магнитной проницаемости равны единице. Оптическая активность хиральных ЖК является надмолекулярной и полностью описывается диэлектрическим тензором с учетом того, что направления главных осей этого тензора изменяются в пространстве и определяются пространственным распределением поля директора ЖК [11].

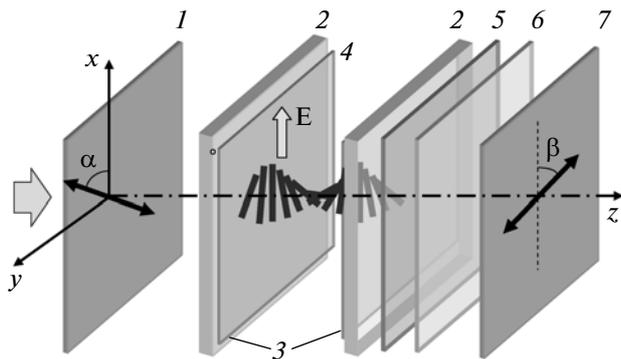


Рис. 1. Моделируемая схема электрооптического модулятора: 1 – поляризатор; 2 – стеклянные подложки; 3 – тонкие полимерные пленки для создания граничных условий ориентации директора ЖК, планарная система электродов; 4 – слой ХНЖК; 5 – ретардер с аномальной дисперсией двулучепреломления; 6 – ретардер с нормальной дисперсией двулучепреломления; 7 – анализатор.

Очевидно, что решение (7) для однородного оптически анизотропного слоя толщиной h имеет вид

$$\Psi(h) = \exp(i\omega h\Delta/c)\Psi(0) \equiv \mathbf{P}(h)\Psi(0), \quad (9)$$

где $\Psi(0)$ и $\Psi(h)$ – соответственно столбцы электромагнитного поля на входе ($z = 0$) и выходе ($z = h$) слоя, т.е. проблема сводится к вычислению экспоненты от матрицы Δ и нахождению матрицы $\mathbf{P}(h)$. В случае одномерно-неоднородного хирального слоя ЖК требуется вычисление произведения матриц $\mathbf{P}_i(h_i)$ для индивидуальных слоев, на которые разбивается весь слой ЖК в процессе пространственной дискретизации, необходимой для численного решения. При этом пространственная частота дискретизации выбирается намного большей, чем обратная величина от шага геликоида так, что в пределах изменения z на дискретную величину h_i распределение поля директора ЖК можно считать однородным. Эффективный математический алгоритм процедуры вычисления матрицы $\mathbf{P}(h)$ для различных оптических систем, включающих и оптически двуосные элементы, предложен в [12]. Этот алгоритм использовался и в данной работе.

Анализ состояний поляризации света выполнен после того, как изложенным выше методом найдены компоненты электромагнитного поля на выходе оптической системы (описание оптических схем дано ниже). В результате вычислялись спектральные зависимости компонент векторов Стокса, которые представлялись на сфере Пуанкаре, давая полную информацию о состояниях поляризации света различных длин волн.

Представляя компоненты ЭП световой волны в виде

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y), \end{aligned} \quad (10)$$

компоненты вектора Стокса определяются следующим образом:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x^2 + A_y^2 \\ A_x^2 - A_y^2 \\ 2A_x A_y \cos \delta \\ 2A_x A_y \sin \delta \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где k – волновой вектор, $\delta = \delta_y - \delta_x$ – разность фаз между ортогональными компонентами волны соответственно с амплитудами A_y, A_x .

В случае полностью поляризованного света

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2, \quad (12)$$

и любое состояние поляризации представляется точкой на сфере Пуанкаре с радиусом S_0 , который равен интенсивности поляризованного света. Любая из точек на экваторе сферы соответствует линейно поляризованному состоянию. Точки вне экватора – состояния с эллиптической поляризацией, переходящей в круговую поляризацию на полюсах сферы. В данной работе интенсивность прошедшего света принималась равной единице для всех длин волн. Соответственно состояния поляризации представлены на сферах с единичным радиусом.

Модельные оптические системы. Обобщенная оптическая схема моделируемой системы показана на рис. 1. Схема включает поляризатор 1, стеклянные подложки 2 и тонкие ориентирующие пленки 3, между которыми находится слой ХНЖК 4. Для компенсации дисперсии поляризационных состояний в оптическую схему включены два дополнительных ретардера 5, 6. На выходе оптической системы установлен поляризатор (анализатор) 7. Определение ключевых свойств ретардеров 5, 6 является одной из задач данной работы. Анализатор 7 исключался из моделирования в случаях, когда интерес представляли исключительно состояния поляризации света на выходе слоя ЖК или после ретардеров, и включался в систему при анализе модуляции интенсивности света в импульсном ЭП. В вычислениях использовалась геометрия, когда ЭП, однородное по толщине слоя ЖК, прикладывается параллельно слою ЖК (в плоскости подложек).

Оба поляризатора моделировались тонкими однородными слоями толщиной в один микрон. Поляризационные свойства материала поляризаторов задавались анизотропией показателя поглощения (показатели поглощения вдоль главных осей тензора диэлектрической проницаемости считались спектрально независимыми со следующими значениями: $\kappa_1 = \kappa_3 = 0.08$, $\kappa_2 = 8 \text{ мкм}^{-1}$; главные показатели преломления $n_1 = n_2 = n_3 = 1.5$; при этом главные оси диэлектрического тензора, соответствующие индексам 1 и 2, лежат в плоскости слоев). В скрещенном состоянии поляризаторо-

ры в виде пленок толщиной 1 мкм обеспечивают коэффициент пропускания менее чем 10^{-3} для неполяризованного света. Если оси пропускания поляризаторов параллельны, то коэффициент пропускания составляет примерно 0,4, что типично для поляризаторов, используемых на практике.

Стеклянные подложки и ориентирующие полиимидные пленки моделировались непоглощающими изотропными слоями. При этом коэффициенты преломления стекла и полиимида принимались соответственно равными 1,5 и 1,68. Толщина стеклянных подложек и полиимидных пленок составляла соответственно 500 мкм и 50 нм. Отметим, что учет изотропных подложек и ориентирующих слоев сделан для того, чтобы рассчитываемая структура максимально соответствовала реальным образцам, о которых планируется рассказать в отдельной публикации.

В вычислениях использовались следующие параметры слоя хирального ЖК:

- главные показатели преломления вдоль и перпендикулярно директору ЖК соответственно $n_{\parallel} = 1.72$, $n_{\perp} = 1.5$ (в базовой модели сознательно пренебрегается спектральной дисперсией показателей преломления;

- модули упругости для различных типов деформации $K_1 = 10$, $K_2 = 5$, $K_3 = 15$ пН;

- естественный шаг левостороннего геликоида $P_0 = 1$ мкм;

- вращательная вязкость $\gamma = 0.2$ Па с;

- ось геликоида ориентирована перпендикулярно слою ЖК в направлении z лабораторной системы координат;

- главные значения низкочастотной диэлектрической проницаемости, соответствующие направлениям вдоль \parallel и перпендикулярно \perp директору ЖК, $\varepsilon_{\parallel} = 20$, $\varepsilon_{\perp} = 5$;

- ориентация легких осей на первой и второй границах слоя по отношению к оси x лабораторной системы координат определяется соответственно углами $\varphi_1 = 45^\circ$, $\varphi_2 = 45^\circ$;

- азимутальная и зенитальная энергии сцепления молекул ЖК с ориентирующими пленками принималась равной 10^{-4} Дж/м²;

- ЭП с напряженностью до 2 В/мкм прикладывалось в направлении оси x лабораторной системы координат;

Оптимальная толщина слоя ЖК, ориентация осей пропускания поляризаторов и главных осей ретардеров определялась в процессе математического моделирования оптического отклика всей системы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Определение минимальной толщины слоя ХНЖК. Принцип действия ЖК-модуляторов света осно-

ван на изменении состояний поляризации света на выходе слоя ЖК при приложении к нему ЭП. В рассматриваемом случае ЭП прикладывается перпендикулярно оси геликоида ХНЖК. Максимальное изменение состояния поляризации света соответствует расстоянию между двумя противоположными точками на сфере Пуанкаре. В этом случае точки на сфере соответствуют ортогональным поляризациям. В связи с этим первый ключевой вопрос при анализе схемы на рис. 1 – насколько сильно изменяется состояние поляризации прошедшего через слой света (на фиксированной длине волны) при изменении ЭП в диапазоне допустимых значений. Очевидно, что изменения должны зависеть от толщины слоя. Расчеты также показывают, что при приведенных параметрах ЖК максимально допустимое поле, при котором обеспечивается термодинамическая стабильность геликоида, меньше 2 В/мкм.

На рис. 2 показаны изменения состояния поляризации в ЭП для двух толщин слоя ЖК: $d = 4$ и $d = 8$ мкм. В примере длина волны равна 550 нм, что соответствует центральному значению видимого диапазона. Как видно, для толщины 4 мкм (рис. 2а) изменения состояния поляризации недостаточны (для перехода в ортогональное состояние поляризации требуется около половины от всей длины окружности). Однако при толщине слоя в 8 мкм (рис. 2б) реализуются идеальный случай, когда изменение состояния поляризации максимально возможное, т.е. в поле 2 В/мкм поляризация становится ортогональной к первоначальному состоянию без поля. Поэтому в последующих расчетах толщина слоя ЖК составляет 8 мкм. Увеличение толщины имеет смысл, если требуются управляющие поля ниже, чем 2 В/мкм или когда оптическая анизотропия ЖК ($\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$) меньше чем 0,22.

Определение оптимальной ориентации поляризатора. Ключевым свойством любого ЖК-модулятора является возможность получения непрозрачного (“темного”) состояния. Очевидно, что максимально темное состояние возможно, если при выключенном поле состояние поляризации света на выходе слоя ЖК является строго линейно поляризованным (соответственно точка лежит на экваторе сферы Пуанкаре). Только в этом случае свет может быть в максимальной степени заблокирован поляризатором (анализатором), установленным на выходе оптической системы.

На рис. 3 показаны состояния поляризации на выходе слоя ЖК в зависимости от длины волны света для двух ориентаций α оси пропускания входного поляризатора. Видно, что при $\alpha = 0^\circ$ (рис. 3а) линейная поляризация имеет место только вблизи длины волны 450 нм (точка находится на экваторе сферы Пуанкаре). Это не оптимальный случай, если речь идет о модуляторе для видимого диапазона с центральной длиной волны

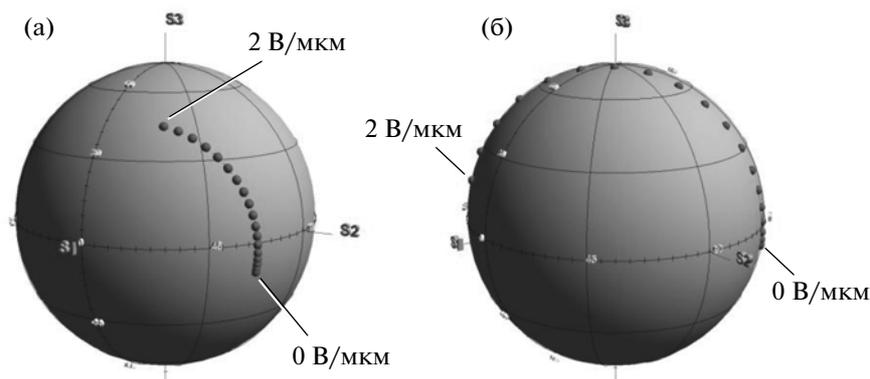


Рис. 2. Представление на сфере Пуанкаре состояний поляризации света на выходе слоя ХНЖК при изменении электрического поля от 0 до 2 В/мкм для толщин $d = 4$ (а) и $d = 8$ мкм (б).

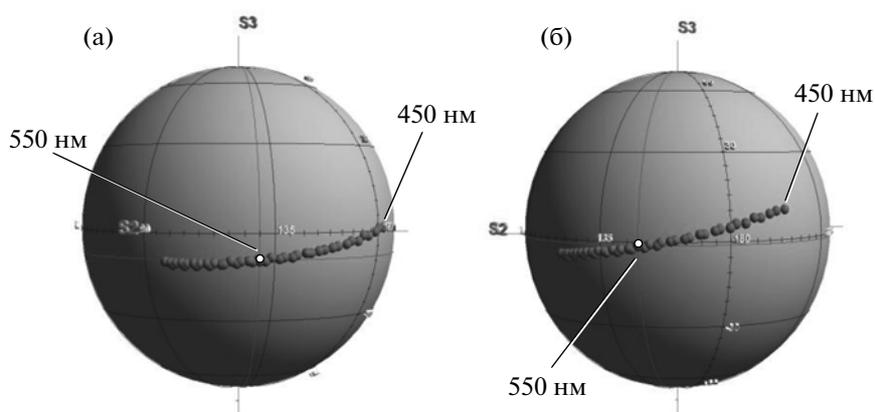


Рис. 3. Спектральные зависимости состояний поляризации света на выходе слоя ХНЖК при выключенном поле для ориентаций поляризатора $\alpha = 0^\circ$ (а) и $\alpha = +10^\circ$ (б).

550 нм. Ситуация может быть улучшена, если изменить ориентацию поляризатора так, чтобы его ось пропускания была ориентирована под углом $+10^\circ$ по отношению к оси x лабораторной системы (рис. 1). В этом случае, как видно на рис. 3б, состояние поляризации для длины волны 550 нм перемещается на экватор с азимутом 148.8° и может быть полностью заблокировано анализатором с осью пропускания $\beta = -15.6^\circ$.

Таким образом, для модельного ЖК и базовой оптической схемы (рис. 1а) при толщине слоя ЖК $d = 8$ мкм оптимальная ориентация входного поляризатора $\alpha = +10^\circ$, а соответствующая ориентация оси пропускания анализатора $\beta = -15.6^\circ$. В этом случае спектральная зависимость оптического контраста

$$K(\lambda) = \frac{T_{on}(\lambda)}{T_{off}(\lambda)}, \quad (12)$$

где $T_{on}(\lambda)$ и $T_{off}(\lambda)$ – спектры пропускания оптической системы соответственно при включенном и выключенном поле, показана кривой 1 на рис. 4. На длине волны 550 нм контраст достигает максимального значения 1000. Контрастное отноше-

ние на центральной длине волны ограничено лишь ненулевым пропусканием скрещенных поляризаторов. Однако контраст значительно падает в “синей” и “красной” областях спектра. Так, на длинах волн $\lambda = 650$ и $\lambda = 450$ нм $K < 15$. Причина значительного падения контраста на краях диапазона становится понятной, если вернуться к данным на рис. 3б. Действительно, состояние поляризации, соответствующее, например, длине волны 450 нм, сильно сдвинуто по отношению к состоянию на экваторе для $\lambda = 550$ нм. Идеальной была бы ситуация, если бы состояния поляризации для всех длин волн видимого диапазона были представлены единственной точкой на экваторе сферы Пуанкаре. В этом случае имели бы дело со светом, который при выключенном поле линейно поляризован в одной и той же плоскости на всех длинах волн. Таким образом, он легко блокировался бы выходным поляризатором ($T_{off}(\lambda) \rightarrow 0$), и высокое контрастное отношение имело бы место во всем спектральном диапазоне и ограничивалось бы лишь эффективностью поляризаторов.

Компенсация дисперсии поляризационных состояний. Если в оптическую схему включены ретар-

деры 5 и 6 (рис. 1), то дисперсия поляризационных состояний может быть скомпенсирована. Соответствующие расчетные параметры элементов оптической схемы, необходимые для достижения эффекта компенсации, представлены в табл. 1. В отличие от модельного модулятора без ретардеров, рассмотренного выше, в данном случае удастся зафиксировать ориентацию поляризатора и анализатора вне зависимости от оптической анизотропии ХНЖК и толщины слоя d . Особенностью найденного способа компенсации дисперсии поляризационных состояний является то, что один из ретардеров 5 должен обладать аномальной дисперсией двулучепреломления (АДД), т.е. $d(\Delta n)/d\lambda > 0$. При этом оптическая задержка, которую должен обеспечить этот ретардер на центральной длине волны 550 нм, оказывается не зависящей от толщины слоя и анизотропии ХНЖК. Так, для различных математических моделей с параметрами, приведенными в табл. 1, необходимая задержка, которую должен обеспечить ретардер АДД на длине волны 550 нм, оказалась равной 150 ± 1 нм. Зависимость двулучепреломления ретардера АДД от длины волны должна быть линейной функцией ($\Delta n(\lambda) \sim \lambda$). В этом случае фазовая задержка оказывается спектрально независимой ($2\pi\Delta n(\lambda)/\lambda = \text{const}$). Второй ретардер 6 характеризуется нормальной дисперсией двулучепреломления (НДД), т.е. $d(\Delta n)/d\lambda < 0$. Оказалось, фазовая задержка этого ретардера зависит как от оптической анизотропии ХНЖК, так и от толщины жидкокристаллического слоя.

Использование ретардеров приводит к существенному расширению спектрального диапазона высококонтрастной модуляции света. В качестве примера на рис. 4 показан спектр контрастного отношения для скомпенсированного модулятора (кривая 2) в сравнении с некомпенсированным модулятором (кривая 1).

Принцип компенсации приведен на рис. 5. При выключенном ЭП после слоя ХНЖК (рис. 5а)

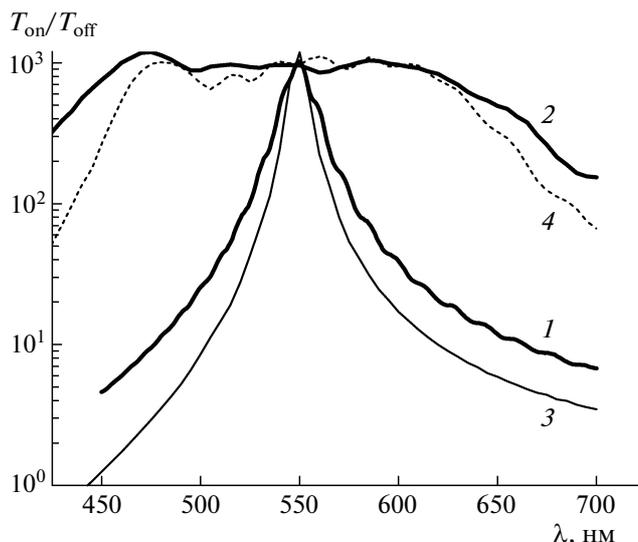


Рис. 4. Спектральная зависимость контрастного отношения для оптимизированного модельного модулятора в сравнении с некомпенсированным модулятором; 1 и 2 — некомпенсированная и скомпенсированная дисперсия состояний поляризации при условии, что дисперсия двулучепреломления ЖК отсутствует (табл. 1), 3, 4 аналогичны 1 и 2, но для реального ЖК (NLC-68), обладающего дисперсией двулучепреломления. Кривая 3 рассчитана при ориентации оси пропускания поляризатора и анализатора соответственно под углами $\alpha = -10^\circ$ и $\beta = +4^\circ$ для некомпенсированной дисперсии. 4 — модель № 3 в табл. 2, когда дисперсия состояний поляризации скомпенсирована. Все кривые рассчитаны для напряженности электрического поля 2 В/см.

состояния поляризации света характеризуются огромной дисперсией (разброс между точками на сфере Пуанкаре, соответствующими длинам волн 450 и 650 нм охватывает около четверти окружности). После прохождения светом ретардера АДД (рис. 5б) все состояния оказываются на меридиане сферы Пуанкаре с азимутом 0° (180°), так как именно этому меридиану соответствует пространственная ориентация оптической оси ретар-

Таблица 1. Ориентация осей и параметры оптических элементов для оптимизированных математических моделей

Ориентация оси пропускания поляризатора α и анализатора (β), град	Ориентации быстрой оси фазовой пластинки АДД φ_1 и пластинки НДД (φ_2), град	Ретардация пластинки АДД $R_{1,\lambda=550 \text{ нм}}$ и пластинки НДД ($R_{2,\lambda=550 \text{ нм}}$), нм	Дисперсия ретардации пластинки АДД $R_{1,\lambda=400 \text{ нм}} - R_{1,\lambda=700 \text{ нм}}$ и пластинки НДД ($R_{2,\lambda=400 \text{ нм}} - R_{2,\lambda=700 \text{ нм}}$), нм	Оптическая анизотропия ХНЖК Δn и толщина слоя ХНЖК (d), мкм
0 (90)	90 (-45)	150 (200)	-82 (+86)	0.22 (8)
0 (90)	90 (-45)	150 (207)	-82 (+89)	0.2 (10)
0 (90)	90 (-45)	150 (168)	-82 (+72)	0.18 (10)
0 (90)	90 (-45)	150 (200)	-82 (+86)	0.18 (12)

Примечание. Шаг геликоида ХНЖК $P_0 = 1$ мкм; геликоид характеризуется левосторонней закруткой и ориентацией директора на границах слоя под углом $+45^\circ$ по отношению к оси $x||E$. Предполагается также отсутствие дисперсии оптической анизотропии Δn ХНЖК.

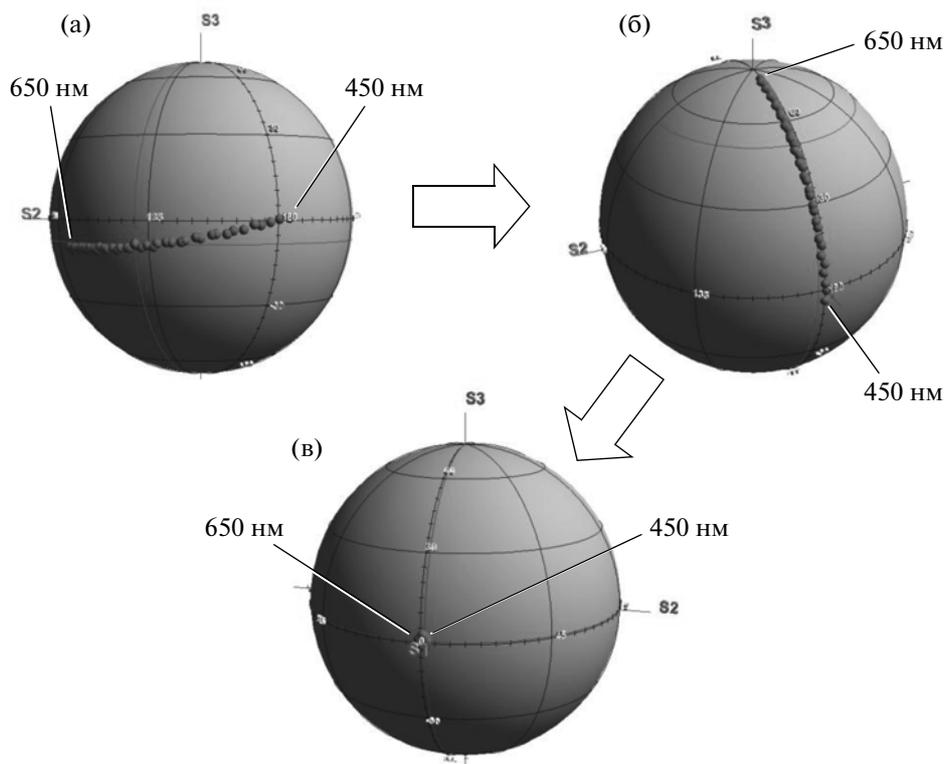


Рис. 5. Спектральные зависимости состояний поляризации света для модельной оптической схемы № 1 (табл. 1) после слоя ХНЖК (а), после ретардера АДД (б) и после ретардера НДД (в).

дера АДД. Важно, что при этом благодаря аномальной дисперсии ретардера достигается монотонное смещение состояний поляризации от экватора к полюсу при увеличении длины волны. Это обстоятельство является очень важным, так как после этого можно сдвигать состояния поляризации вдоль этого же меридиана на разное “расстояние”, используя ретардер с нормальной дисперсией и ориентацией оси под углом 45° по отношению к оси ретардера АДД. Так как фазовый сдвиг, обеспечиваемый ретардером с НДД тем больше, чем короче длина волны, то длинноволновые состояния поляризации будут смещаться вдоль меридиана на меньшее расстояние по сравнению с коротковолновыми состояниями. Это означает, что можно подобрать такие значения оптической задержки и дисперсии двулучепреломления ретардера, при которых различные точки, соответствующие разным длинам волн, окажутся в одной и той же точке на экваторе. Именно это удастся сделать, используя ретардер НДД с параметрами, приведенными в табл. 1. Удастся переместить все состояния на экватор в точку с азимутом 0° , устранив спектральную дисперсию и тем самым обеспечив одну и ту же линейную поляризацию света на всех длинах волн видимого диапазона, рис. 5в.

Параметры, приведенные в табл. 1, справедливы, если отсутствует спектральная дисперсия оп-

тической анизотропии ХНЖК. В реальных ЖК спектральная дисперсия присутствует. Поэтому для параметров, представленных в табл. 1, требуются уточнения, связанные с наличием спектральной дисперсии анизотропии $\Delta n(\lambda)$ для конкретного ЖК-материала. Для этого в математической модели должны быть учтены конкретные спектральные зависимости главных значений показателей преломления $n_{||}(\lambda)$ и $n_{\perp}(\lambda)$ ЖК. В качестве примера рассмотрим математическую модель для одного из реальных ХНЖК на основе нематической матрицы NLC-68, разработанной в лаборатории жидких кристаллов Института кристаллографии РАН. Для создания ХНЖК в матрицу NLC-68 добавляется закручивающая (оптически активная) добавка. Чтобы реализовать шаг геликоида 1 мкм, требуется незначительная концентрация ($\sim 1.8\%$) оптически активной добавки, что не приводит к значимому изменению главных показателей преломления и их спектральных зависимостей от соответствующих величин без добавки. Поэтому в математической модели исходим именно из значений главных показателей преломления и их дисперсии, измеренных для нематической матрицы. Согласно измерениям, матрица NLC-68 при температуре 25°C характеризуется следующими параметрами:

Таблица 2. Ориентация осей и параметры оптических элементов для оптимизированных математических моделей на основе ХНЖК с NLC-68

Ориентация оси пропускания поляризатора α и анализатора (β), град	Ориентация легких осей на границах слоя ХНЖК, град	Ориентации быстрой оси фазовой пластинки АДД φ_1 и пластинки НДД (φ_2), град	Ретардация пластинки АДД $R_{1,\lambda=550\text{ нм}}$ и пластинки НДД ($R_{2,\lambda=550\text{ нм}}$), нм	Дисперсия ретардации пластинки АДД $R_{1,\lambda=400\text{ нм}} - R_{1,\lambda=700\text{ нм}}$ и пластинки НДД ($R_{2,\lambda=400\text{ нм}} - R_{2,\lambda=700\text{ нм}}$), нм	d , мкм	Направление закрутки геликоида
0 (0)	+45	90 (-45)	150 (505)	-82 (+51)	12	левое
0 (0)	-45	90 (-45)	125 (505)	-68 (+51)	12	левое
0 (0)	+45	90 (+45)	125 (505)	-68 (+51)	12	правое
0 (0)	-45	90 (+45)	150 (505)	-82 (+51)	12	правое
0 (0)	+45	90 (+45)	125 (465)	-68 (+47)	10	правое

Примечание. Учтена дисперсия показателей преломления NLC-68. Шаг геликоида ХНЖК $P_0 = 1$ мкм.

– главные показатели преломления на длине волны $\lambda = 589$ нм: $n_{||} = 1.7699$; $n_{\perp} = 1.5095$;

– измеренная разница показателей преломления на различных длинах волн: $n_{||,\lambda=486.1} - n_{||,\lambda=656.3} = 0.0346$; $n_{\perp,\lambda=486.1} - n_{\perp,\lambda=656.3} = 0.016$, и соответствующая интерполяционная спектральная зависимость главных показателей преломления дается выражением:

$$n_{||,\perp}(\lambda) = A_{||,\perp} + \frac{B_{||,\perp}}{\lambda^2}, \quad (13)$$

где $A_{||} = 1.647$, $A_{\perp} = 1.485$, $B_{||} = 18320 \text{ нм}^2$, $B_{\perp} = 8375 \text{ нм}^2$, при условии, что длина волны выражена в нанометрах.

Соответствующие расчетные параметры оптических элементов, при которых реализуется эффект компенсации дисперсии состояний поляризации, представлены в табл. 2. Видно, что дисперсия ЖК не сказывается на параметрах ретардера АДД. Однако параметры ретардера НДД изменяются весьма значительно. В табл. 2 представлены данные для различных моделей, различающихся знаком закрутки геликоида и толщиной слоя ЖК. Независимо от знака закрутки геликоида значение ретардации пластинки АДД остается одним и тем же, если обеспечить соответствующую ориентацию легкой оси на границах слоя ХНЖК. Кривые 3 и 4 на рис. 4 соответствуют расчету контраста для оптической системы с реальной ЖК-матрицей NLC-68. Как видно, даже для некомпенсированной (без ретардеров) системы спектр контрастного отношения (кривая 3) значительно сужается по сравнению с кривой 1, когда дисперсия двулучепреломления отсутствует, т.е. дисперсия двулучепреломления ЖК приводит к еще большему увеличению дисперсии поляризационных состояний, что несколько снижает эффективность компенсации, уменьшая спектральный диапазон и максимальное значение контраста (рис. 4, кривая 4). Кроме того, максимально

возможное расширение спектральной полосы достигается за счет некоторого уменьшения контрастного отношения в центральной области спектра 500–550 нм.

Динамические свойства модельных модуляторов. Динамические свойства или быстроедействие зависят от трех ключевых параметров ХНЖК: P_0 , K_2 , γ . Выше были определены значения шага геликоида ($P_0 = 1$ мкм) и коэффициента упругости для деформации кручения ($K_2 = 5$ пН). Типичные значения вращательной вязкости γ для широко-температурных нематических ЖК находятся в диапазоне 0.08–0.3 Па·с. Для моделирования выбрано наиболее типичное значение $\gamma = 0.2$ Па·с. Расчетные зависимости оптического отклика на прямоугольные импульсы ЭП показаны на рис. 6.

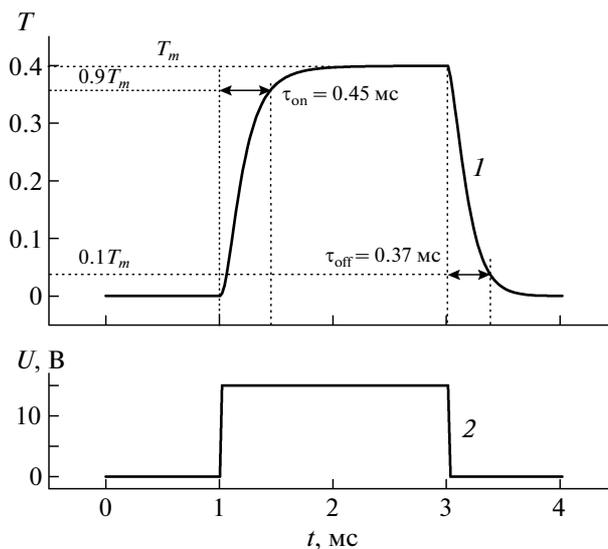


Рис. 6. Временная зависимость оптического отклика на импульс электрического поля ($E = 1.5$ В/мкм) для модельного модулятора ($\lambda = 550$ нм). T_m – максимальный уровень пропускания.

Времена включения ($\tau_{on} = 0.45$ мс) и выключения ($\tau_{off} = 0.37$ мс), как и предполагалось, оказались очень короткими. Для сравнения традиционный тип модулятора на основе нематического ЖК с эквивалентными параметрами упругости и вязкости при толщине слоя 3 мкм характеризуется временем выключения около 50 мс. Таким образом, модулятор на основе хиральных ЖК более чем на 2 порядка быстрее. Анализ рассчитанных значений времени выключения от параметров ЖК позволяет предложить следующее выражение для их определения в случае ХНЖК с произвольными параметрами:

$$\tau_{off} = \chi \frac{\gamma P_0^2}{K_2}, \quad (14)$$

где $\chi \cong 9.2 \times 10^{-3}$ — безразмерный коэффициент, найденный из критерия определения времени выключения по падению пропускания до уровня 0.1 от максимального значения, рис. 6. При условии создания ХНЖК с вязкостью 0.1 Па с и шаге геликоида 0.5 мкм могут быть получены рекордно малые времена, менее 50 микросекунд. Следует отметить, что при сокращении шага возрастут управляющие напряженности электрического поля. Поэтому, если ориентироваться на значения полей до 2 В/мкм, то значение шага не должно быть ниже 0.75 мкм. Например, при шаге геликоида около 100 нм можно было бы получить дополнительное увеличение быстродействия в 100 раз ($\tau_{off} \sim 5$ мкс), но, к сожалению, напряженность управляющего ЭП пришлось бы поднять до десятков вольт на микрон.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен способ компенсации сильной дисперсии поляризационных состояний света, возникающей после прохождения им тонкого слоя

хирального ЖК. В основе компенсации лежит использование фазовых пластинок с разным знаком спектральной дисперсией двулучепреломления. Устранение дисперсии поляризационных состояний позволяет создавать быстродействующие оптические модуляторы с расширенным спектральным диапазоном.

Работа выполнена по государственному контракту № 16.513.11.3099 в рамках Федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 г.”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meyer R.B., Liebert L., Strzelecki L., Keller P.J. // J. Physique (Paris) Lett. 1975. V. 36. P. L69.
2. Blinov L.M. Structure and Properties of Liquid Crystals. Springer. 2011. P. 65.
3. Schadt M., Helfrich W. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. P. 127.
4. Палто С.П., Блинов Л.М., Барник М.И. и др. // Кристаллография. 2011. Т. 56. № 4. С. 667.
5. Barnik M.I., Blinov L.M., Palto S.P. et al. // Proceedings of 27-th International Display Research Conference, Moscow. 2007. P. 97.
6. Палто С.П., Барник М.И., Блинов Л.М. и др. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. Вып. 3(9). С. 544.
7. Palto S.P., Barnik M.I., Blinov L.M. et al. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2011. V. 544. P. 119.
8. Leslie F.M. // Handbook of Liquid Crystals / Ed. Demus D. et al. V. 1: Fundamentals. Wiley-VCH, 1998. P. 40.
9. Палто С.П. // Кристаллография. 2003. Т. 48. № 1. С. 130.
10. Berreman D.W. // J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. P. 502.
11. de Gennes P.G., Prost J. // The Physics of Liquid Crystals. 2-nd ed. Oxford: Clarendon Press, 1993. P. 263.
12. Палто С.П. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 4. С. 638.