

УДК 535.012.2:535.542:520.362:544.252.24

СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ХИРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В РЕЗОНАТОР ФАБРИ–ПЕРО С АНИЗОТРОПНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

© 2014 г. И. В. Тимофеев^{1,2}, С. Я. Ветров^{1,2}

E-mail: tiv@iph.krasn.ru

Предложены граничные условия для устранения связи между эллиптически поляризованными собственными модами в анизотропном оптическом резонаторе. Показано, что закручивание оптической оси меняет фазовый набег волн, при этом эффективные показатели преломления различаются сильнее, чем обыкновенный и необыкновенный показатели преломления.

DOI: 10.7868/S0367676514120308

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, пиксель жидкокристаллического дисплея позволяет управлять светопропусканием при помощи винтообразного закручивания оптической оси жидкого кристалла (ЖК). Поляризация проходящего света поворачивается вслед за оптической осью благодаря волноводному режиму Могена [1]. Фазовый набег волны с вращающейся поляризацией содержит динамическую и геометрическую фазы [2, 3]. Для экспериментального измерения набега фазы систему помещают в оптический резонатор типа Фабри–Перо [4]. При целом числе N периодов волны за проход резонатора $2L$ возникают спектральные пики пропускания

$$2n_{eff}L = N\lambda_0, \quad (1)$$

где λ_0 — длина волны в вакууме, n_{eff} — эффективный показатель преломления (ПП). Однако измерение затрудняется тем, что анизотропная среда резонатора порождает две серии пиков с поляризациями вдоль главных осей тензора диэлектрической проницаемости и различными эффективными ПП (n_{eff} , n'_{eff}). Вращение главных осей делает резонансные поляризации эллиптическими, создает связь мод при отражении от зеркал и проявляется как квазипересечение нормальных частот (*avoided crossing*) [5].

В данной работе для подавления связи мод предложено использовать анизотропные зеркала резонатора. Впервые отмечено, что закручивание приводит к усилению анизотропии. Другими словами, эффективные ПП различаются сильнее, чем обыкновенный ПП n_o и необыкновенный ПП n_e . Это контрастирует с формулой ПП $n_{average}$, для необыкновенной волны в одноосном кристалле с постоянным направлением оптической оси [6]:

$$n_{average} = n_o n_e / \sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta}, \quad (2)$$

где направление распространения волны составляет угол θ с оптической осью. ПП (2) оказывается промежуточным между обыкновенным и необыкновенным. Для положительного одноосного кристалла этот ПП больше обыкновенного и меньше необыкновенного ($n_o < n_{average} < n_e$). Закручивание, напротив, делает эффективный ПП меньше обыкновенного либо больше необыкновенного ($n_{eff} < n_o < n_e < n'_{eff}$).

ИССЛЕДУЕМАЯ МОДЕЛЬ И СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ

Рассматриваемая нами структура представляет собой слой ЖК, ориентированного вдоль поверхностей зеркал анизотропного резонатора (рис. 1). В простейшем случае свет падает нормально к поверхностям зеркал.

Диэлектрические анизотропные зеркала представляют собой одноосный кристалл с теми же ПП n_o и n_e , что и ЖК, однако необыкновенная ось повернута на прямой угол в плоскости зеркал.

Идея в том, чтобы при отражении свет не менял поляризацию [7, 8] и волноводный режим Могена сохранялся. Как известно, отражение ме-

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт физики имени Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук”.

² Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Сибирский федеральный университет”.

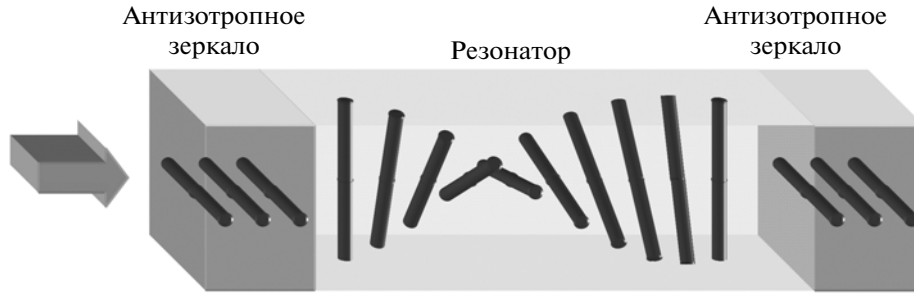


Рис. 1. Схема резонатора с анизотропными зеркалами для регистрации влияния закручивания оптической оси на эффективный показатель преломления. Стержни, изображающие положительный одноосный кристалл, направлены вдоль преимущественного направления молекулярных диполей (директора).

няет правую тройку векторов на левую, поэтому изотропное зеркало, т.е. граница раздела изотропных сред, сохраняет только линейную поляризацию. Всякая другая поляризация меняет знак, правая становится левой и наоборот. Такое несовпадение со своим зеркальным отображением называют хиральностью. Множество всевозможных поляризаций принято изображать точками сферы Пуанкаре [2]. Сфера Пуанкаре — хиральный объект, отражение от изотропного зеркала отражает сферу Пуанкаре относительно плоскости линейных поляризаций. Однако можно построить ахиральное зеркало, сохраняющее произвольную поляризацию. Для этого нужно, чтобы при отражении и развороте волнового вектора фаза электрической напряженности менялась на противоположную вдоль одной и только одной из ортогональных осей. Поляризация сохраняется, когда ПП на границе сред возрастает вдоль одной из главных осей, а в ортогональном направлении — падает в таком же отношении. Предложенные анизотропные зеркала удовлетворяют этому условию. При этом оно остается хиральным относительно изображения, передаваемого световой волной. Ахиральное отражение изображения даст пучок волноводов, изогнутый на 180 градусов.

Геликоид на рис. 1 изображает период (полушаг) винтовой линии (пространственной спирали). Он транслируется зеркалами в бесконечную винтовую линию и может рассматриваться как хиральный фотонный кристалл с фотонной запрещенной зоной. Другой пример такой структуры — холестерический жидкий кристалл [1, 9]. Кстати, при отражении от холестерического жидкого кристалла, например правозакрученного, свет правой круговой поляризации остается правым.

РАСЧЕТ СПЕКТРА И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ МЕТОДОМ БЕРРЕМАНА

Для расчета оптического отклика использован метод матрицы переноса, обобщенный на случай

анизотропных сред [10]. Обычная матрица переноса для одномерной изотропной слоистой среды имеет размер 2×2 . Для вертикальной и горизонтальной поляризации света эта матрица выглядит одинаково. В анизотропной среде волны вертикальной и горизонтальной поляризации взаимодействуют. Это приводит к включению двух матриц размером 2×2 в матрицу переноса размером 4×4 .

Уравнения Максвелла в анизотропной среде могут быть записаны в матричном виде для матриц размера 6×6 :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & -\frac{\partial}{\partial y} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial}{\partial y} & -\frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} & \rho_{xx} & \rho_{xy} & \rho_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} & \rho_{yx} & \rho_{yy} & \rho_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} & \rho_{zx} & \rho_{xy} & \rho_{zz} \\ 0 & 0 & 0 & \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ 0 & 0 & 0 & \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ 0 & 0 & 0 & \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix},$$

Предположение об изменении характеристик среды только в одном направлении вдоль оси z в стаци-

онарном случае дает возможность упростить ротор:

$$\begin{pmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} \\ -\frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -ik \\ 0 & ik & 0 \end{pmatrix},$$

где k – волновой вектор поля перпендикулярно оси z . В нижней строке исчезает дифференцирование, и уравнение становится линейным алгебраическим. Это дает возможность выразить неизвестные компоненты электрической и магнитной напряженностей вдоль оси z и избавиться от двух из шести уравнений. Итоговое дифференциальное уравнение, описывающее распространение света с частотой ω вдоль оси z , имеет вид

$$\frac{d\Psi}{dz} = \frac{i\omega}{c}\Delta(z)\Psi(z), \quad (3)$$

где $\Psi(z) = (E_x, H_y, E_y, -H_x)^T$, $\Delta(z)$ – матрица Берремана, которая зависит от диэлектрической функции и волнового вектора падающей волны. Расчет эволюции поля (вектора $\Psi(z)$) сводится к нахождению матричной экспоненты. Эта нетривиальная процедура успешно реализуется в таких математических пакетах, как Матлаб:

$$\Psi(z + dz) = \exp\left(\frac{i\omega}{c}\Delta(z)dz\right)\Psi(z), \quad (4)$$

$$\Psi(z) = \hat{T}\Psi(0), \quad (5)$$

где $\hat{T} = \prod_0^z \exp\left(\frac{i\omega}{c}\Delta(z)dz\right)$ – анизотропная матрица переноса. Вычисление этой матрицы – первый этап расчета.

Второй этап – постановка граничной задачи (5). Она отличается от изотропного случая тем, что вектор $\Psi(z)$ поля не известен целиком ни на одной из двух границ. При расчете изотропной среды в линейном случае амплитуда прошедшего поля предполагается равной единице. В анизотропном случае этого недостаточно, так как заранее не известна поляризация поля на выходе, поэтому после нахождения анизотропной матрицы переноса следует решать уравнение (5) относительно четырех неизвестных: x - и y -компонент прошедшей и отраженной волн. Отсюда находят коэффициенты пропускания и отражения.

Третий этап расчета – нахождение распределения поля в глубине среды. Для этого следует воспользоваться результатом второго этапа – значением вектора-поля $\Psi(z)$ на одной из границ, для определенности, на входе $\Psi(z=0)$. Это значение следует вновь подставить в уравнение (5), используя в качестве анизотропной матрицы переноса частичное произведение матричных экспонент по

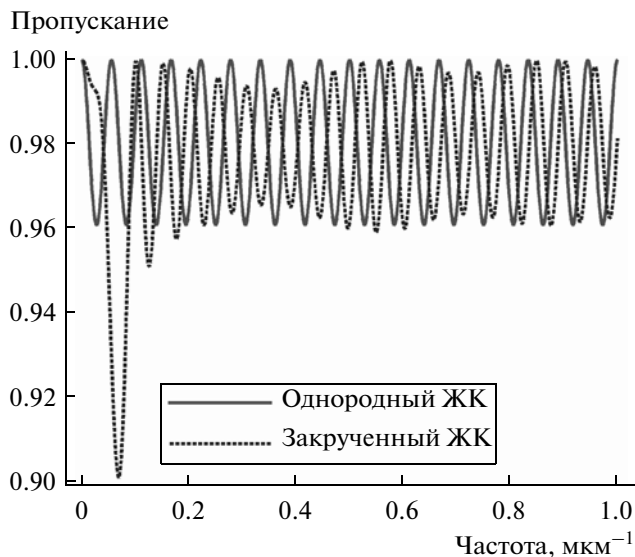


Рис. 2. Спектры пропускания поперечной моды в отсутствие закручивания и при закручивании на 180 градусов (пунктир). Закручивание смещает пики в коротковолновую область, следовательно, эффективный показатель преломления меньше обычного показателя преломления.

слоям от начала среды до слоя, в котором вычисляется распределение поля. Частичные произведения, найденные на первом этапе, на практике оказываются невыгодно хранить в памяти компьютера, поэтому на третьем этапе они вычисляются повторно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены спектры пропускания поперечной моды в анизотропном резонаторе. Рассмотрены два случая: когда закручивание отсутствует и когда оно составляет 180 градусов. Спектры рассчитаны методом Берремана, обобщающим метод матрицы переноса на анизотропные среды [10]. Для расчета использованы нормированные ПП: $n_o = 0.9$, $n_e = 1.1$, длина резонатора $L = 10$ мкм. При частотах порядка 0.1 мкм⁻¹, что соответствует длине волны 10 мкм, закрученная структура проявляет низкое пропускание, что связано с отражением света от структуры в фотонной запрещенной зоне.

Видно, что закручивание смещает пики в коротковолновую область, причем смещение усиливается при меньшей частоте. Коротковолновое смещение говорит об уменьшении эффективного ПП (1), который становится меньше обычного ПП.

Первый этап теоретического описания – определение параметров волны, распространяющейся вдоль оси винта закрученного ЖК. В отсутствие напряжения ЖК закручивается равномерно и можно использовать трансляционно-поворотную

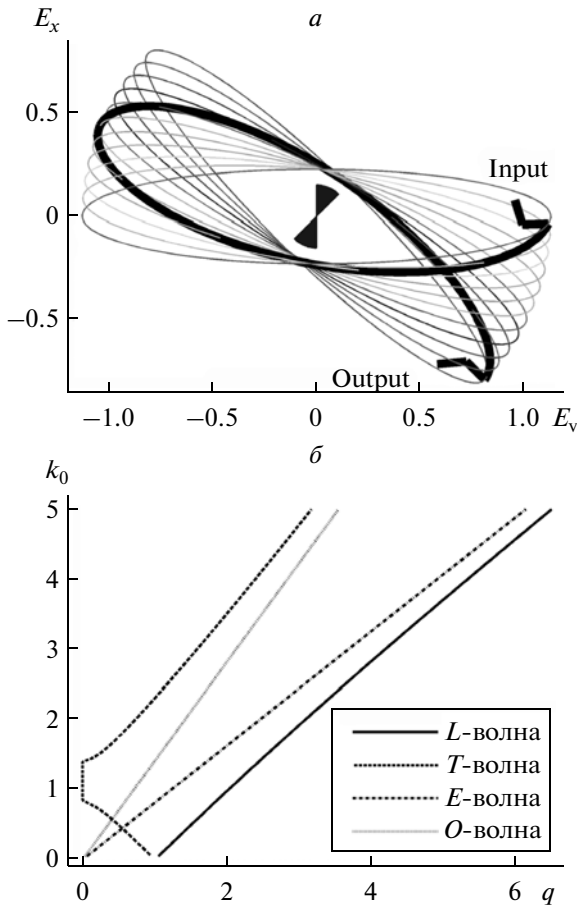


Рис. 3. Бегущая волна в твист-ячейке. *а*) T -волна. Жирная линия – множество концов векторов напряженности электрического поля волны в каждом слое ЖК в определенный момент времени. Тонкие линии – эллипсы, траектории напряженностей в отдельных слоях ЖК во времени. В центре отражен поворот директора ЖК. *б*) Дисперсионная кривая уравнения (6): L - и T -волны имеют волновой вектор \vec{q} вне диапазона между обыкновенной и необыкновенной (E - и O -) волнами.

симметрию. При помощи матрицы переноса для анизотропной среды [10] выражение для волны в ЖК приобретает вид

$$\begin{bmatrix} E_x \\ H_x \\ E_y \\ -H_y \end{bmatrix} = A \exp(i(\vec{q} + \vec{\beta})z) \begin{bmatrix} 1 \\ (\vec{q} + \vec{\beta})/\vec{k}_0 \\ -i \\ -i(\vec{q} + \vec{\beta})/\vec{k}_0 \end{bmatrix} + B \exp(i(\vec{q} - \vec{\beta})z) \begin{bmatrix} 1 \\ (\vec{q} - \vec{\beta})/\vec{k}_0 \\ i \\ i(\vec{q} - \vec{\beta})/\vec{k}_0 \end{bmatrix}.$$

Здесь E , H – комплексные напряженности электрического и магнитного полей; $\vec{k}_0 = \omega/c$ – волновой вектор в вакууме, $\vec{\beta} = 2\pi/p$ – волновой вектор закрутки директора ЖК, p – шаг винта ЖК, угол закрутки $\varphi(z) = \beta z$; волновой вектор в среде

$$q^\pm = \pm \sqrt{\beta^2 + \varepsilon k_0^2 \pm 2\beta k_0 \sqrt{\varepsilon + \delta^2 k_0^2 / 4\beta^2}}, \quad (6)$$

$\varepsilon \pm \delta$ – главные значения тензора диэлектрической проницаемости ЖК. Отношение амплитуд волн, поляризованных по кругу вдоль винта

$$\begin{aligned} B/A &= [(q + \beta)^2/k_0^2 - \varepsilon]/\delta = \\ &= \delta/[(q - \beta)^2/k_0^2 - \varepsilon]. \end{aligned}$$

Рассмотрим случай $\vec{k}_0 \gg \vec{\beta}$. Большому значению волнового числа $|q^+|$ (6) соответствует эллиптическая волна, преимущественная поляризация которой сонаправлена директору ЖК. Эту волну назовем почти-продольной (L -волна, *longitudinal*). Меньшему значению волнового числа $|q^-|$ отвечает эллиптическая волна, преимущественная поляризация которой направлена поперек директора ЖК. Эту волну назовем почти-поперечной (T -волна, *transverse*). На рис. 3а изображена T -волна, рассчитанная методом Берремана для следующих параметров. Свет с длиной волны в вакуум $\lambda_0 = 200$ нм и с правой эллиптической поляризацией $[E_x; E_y] = [0.25i; 1]$, распространяясь в однородной среде с ПП $n_0 = 1.5$, попадает по нормали в ЖК-ячейку толщиной $d = 1/6$ мкм. ЖК на ближней границе имеет планарную ориентацию вдоль оси x и закручен по часовой стрелке на 45 градусов. Для ЖК обыкновенный ПП $n_o = 1.2$, необыкновенный – $n_e = 1.8$. В каждом слое среды конец вектора напряженности электрического поля описывает эллипс против часовой стрелки. Большая ось этого эллипса перпендикулярна директору ЖК. Эллипсы различных слоев ЖК изображены тонкими линиями. Если смотреть навстречу волне, то напряженность вращается по часовой стрелке, поэтому волна называется правой. В фиксированный момент времени концы напряженностей в различных точках оси образуют приплюснутый правый винт. На рис. 3а этому винту отвечает жирная линия, концы которой искажены вследствие отражения от границ ЖК-ячейки. В плоскости рисунка (xy) винт напоминает траекторию движения маятника Фуко.

Это движение по эллипсу, рассматриваемое во вращающейся системе отсчета. Могеновское вращение эллипса поляризации проявляется как оптическая активность. Однако настоящей оптической активности в ЖК нет, а вращение определяется поворотом директора ЖК.

Дисперсионные кривые L - и T -волны, полученные из уравнения (6), показаны на рис. 3б в сравнении с линейно поляризованными O - и E -волнами (O -ordinary и E -extraordinary).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсуждаемое коротковолновое смещение спектра поперечной моды имеет пока лишь теоретическое обоснование, так как в проведенном эксперименте [5] оно экранируется квазипересечением мод. Наблюдение влияния закручивания на эффективный ПП ограничено малой анизотропией ЖК. Большую анизотропию может обеспечить анизотропный наноккомпозит, состоящий из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных ориентационно-упорядоченных включений сфероидальной формы [11].

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ (№ 3.1276.2014/К), а также при поддержке грантов: Президиума РАН N 24.29, 24.31; ОФН РАН N III.9.5; СО РАН N 43 и 101; Российского фонда фундаментальных исследований № 14-02-31248 и совместного проекта Министерства науки и технологии Тайваня и СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинов Л.М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства. М.: Либроком, 2013.
2. Клышко Д.Н. //УФН. 1993. Т. 163. № 11. С. 1.
3. Тимофеев И.В. // Сб. тез. докл. Первой всероссийской конференции по жидким кристаллам. Иваново, 2012. С. 211.
4. Zhu X., Hong O., Huang Y., Wu S.-T. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. № 5. P. 2868.
5. Timofeev I.V., Lin Y.-T., Gunyakov V.A., Myslivets S.A., Arkhipkin V.G., Vetrov S.Ya., Lee W., Zyryanov V.Ya. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. № 1. 011705(7).
6. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979.
7. Timofeev I.V., Arkhipkin V.G., Vetrov S.Ya., Zyryanov V.Ya., Lee W. // Opt. Mater. Express. 2013. V. 3 (4). P. 496.
8. Тимофеев И.В., Архипкин В.Г., Ветров С.Я., Зырянов В.Я., Ли В. // Учен. зап. физ. фак-та МГУ. 2013. № 5. С. 135052.
9. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические- дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005.
10. Verreman D.W. //J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. № 4. P. 502.
11. Ветров С.Я., Панкин П.С., Тимофеев И.В. //Тр. конф. "Волны-2014", Можайск, 2014.