

О влиянии закручивания оптической оси на эффективный показатель преломления

И.В. Тимофеев^{1,2,*} С.Я. Ветров^{1,2†}¹Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН
Россия, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38²ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»,
институт инженерной физики и радиоэлектроники,
кафедра «Теоретическая физика и волновые явления»
Россия, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79

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.

PACS: 42.25.Lc; 42.60.Da; 42.70.Df; 42.70.Qs.

УДК: 535.012.2; 535.542; 520.362; 544.252.24.

Ключевые слова: оптическая анизотропия, жидкий кристалл, фотонный кристалл, связь дефектных мод, квазипересечение, сфера Пуанкаре, матрица переноса, метод Беремана.

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 фазу [2, 3]. Для экспериментального измерения набег 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 предлагается использовать анизотропные зеркала резонатора. Впервые отмечается, 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 ($n_o < n_{average} < n_e$).

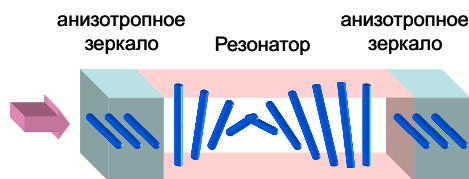


Рис. 1: Схема резонатора с анизотропными зеркалами для регистрации влияния закручивания оптической оси на эффективный показатель преломления. Стержни, изображающие положительный одноосный кристалл, направлены вдоль преимущественного направления молекулярных диполей (директора)

Закручивание, напротив, делает эффективный ПП меньше обыкновенного, либо больше необыкновенного ($n_{eff} < n_o < n_e < n'_{eff}$).

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 меняет правую тройку векторов на левую. Поэтому изотропное зеркало, то есть граница раздела изотропных сред, сохраняет

*E-mail: tiv@iph.krasn.ru

†E-mail: S.Vetrov@inbox.ru

только линейную поляризацию. Всякая другая поляризация меняет знак, правая становится левой и наоборот. Такое несовпадение со своим зеркальным отображением называют хиральностью. Однако можно построить ахиральное зеркало, сохраняющее произвольную поляризацию. Для этого нужно, чтобы 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.

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. Другим примером такой структуры является холестерический жидкий кристалл [1, 9].

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 использовались нормированные ПП: $n_o = 0,9$, $n_e = 1,1$, длина резонатора $L = 10$ мкм. При частотах порядка $0,1 \text{ мкм}^{-1}$, что соответствует длине волны 10 мкм, закрученная структура проявляет низкое пропускание, что связано с отражением света от структуры в фотонной запрещенной зоне.

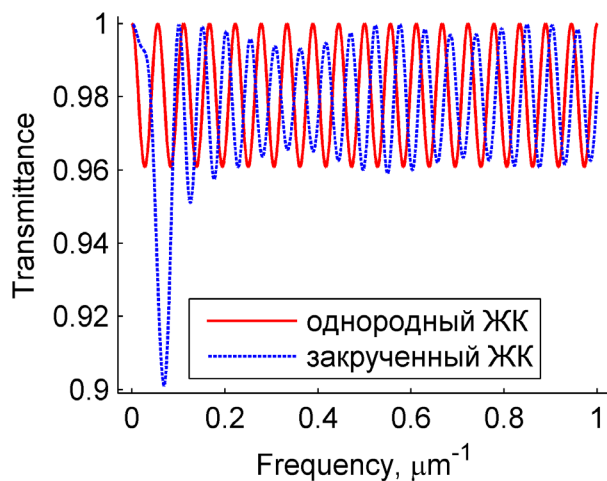


Рис. 2: Спектры пропускания поперечной моды в отсутствие закручивания (красный) и при закручивании на 180° (синий пунктир). Закручивание смещает пики в коротковолновую область, следовательно, эффективный показатель преломления меньше обыкновенного показателя преломления

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

$$\begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix} = A \exp(i(q + \beta)z) \begin{bmatrix} 1 \\ (q + \beta)/k_0 \\ -i \\ -i(q + \beta)/k_0 \end{bmatrix} + B \exp(i(q - \beta)z) \begin{bmatrix} 1 \\ (q - \beta)/k_0 \\ i \\ i(q - \beta)/k_0 \end{bmatrix}.$$

Здесь E, H — комплексные напряженности электрического и магнитного полей; $k_0 = \omega/c$ — волновой вектор в вакууме, $\beta = 2\pi/p$ — волновой вектор закрутки директора ЖК, p — шаг винта ЖК, угол закрутки $\varphi(z) = \beta z$; волновой вектор в среде

$$q^\pm = \pm \sqrt{\beta^2 + \varepsilon k_0^2 \pm 2\beta k_0 \sqrt{\varepsilon + \delta^2 k_0^2 / 4\beta^2}}, \quad (3)$$

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

$$B/A = [(q + \beta)^2 / k_0^2 - \varepsilon] / \delta = \delta / [(q - \beta)^2 / k_0^2 - \varepsilon].$$

Рассмотрим случай $k_0 \gg \beta$. Большому значению волнового числа $|q^+|$ (3) 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. 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.

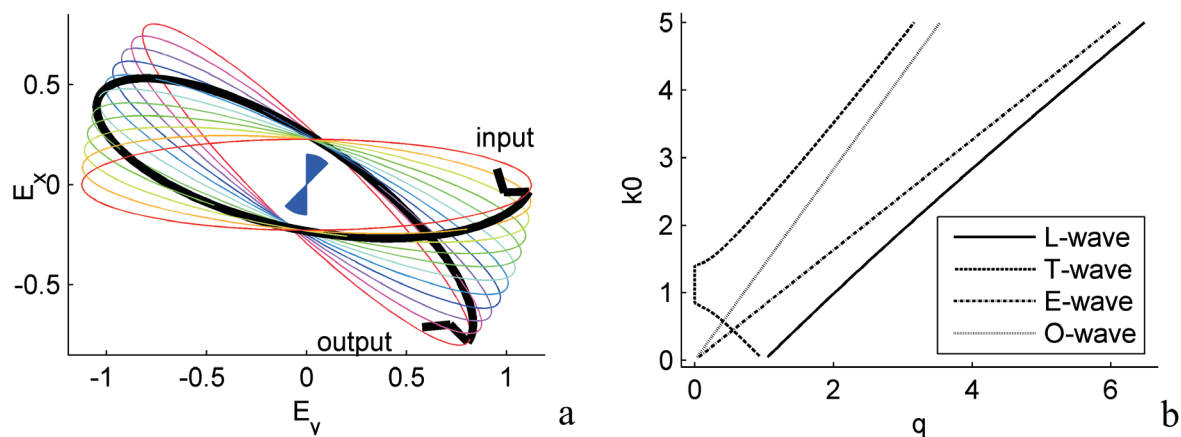


Рис. 3: Бегущая волна в твист-ячейке. а) T -волна. Жирная линия — множество концов векторов напряженности электрического поля волны в каждом слое ЖК в определенный момент времени. Тонкие линии — эллипсы, траектории напряженностей в отдельных слоях ЖК во времени. В центре синим цветом отражен поворот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

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

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 нанокompозит,

состоящий из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных ориентационно-упорядоченных включений сфероидальной формы [11].

Работа поддержана грантами: Президиума РАН N 24.29, 24.31; ОФН РАН III.9.5; СО РАН N 43 и 101; Российского фонда фундаментальных исследований N 14-02-31248, Проекта № 3.1276.2014/К на выполнение госзадания Министерства Образования и Науки РФ и совместного проекта Министерства науки и технологии Тайваня и СО РАН,

- [1] Блинов Л.М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства. (М: Либроком, 2013).
- [2] Клышко Д.Н. УФН. **163**, № 11. С. 1. (1993).
- [3] Тимофеев И.В. Сборник тезисов докладов Первой всероссийской конференции по жидким кристаллам. С. 211. (Иваново, 2012).
- [4] Zhu X., Hong O., Huang Y., Wu S.-T. J. Appl. Phys. **94**, № 5. P. 2868. (2003).
- [5] Тимофеев И.В., Lin Y.-T., Gunyakov V.A., Myslivets S.A., Arkhipkin V.G., Vetrov S.Ya., Lee W., Zyryanov V.Ya. Phys. Rev. E. **85**, № 1. P. 011705(7). (2012).
- [6] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. (М: Наука, 1979).
- [7] Тимофеев И.В., Arkhipkin V.G., Vetrov S.Ya., Zyryanov V.Ya., and Lee W. Enhanced light absorption with a cholesteric liquid crystal layer, Opt. Mater. Express **3**(4), P. 496. (2033).
- [8] Тимофеев И.В., Архипкин В.Г., Ветров С.Я., Зырянов В.Я., Ли В. Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. № 5. 135052 (2013).
- [9] Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. (Новосибирск: Изд-во

СО РАН, 2005).

- [10] Berreman D.W. J. Opt. Soc. Am. **62**. №4. P. 502. (1972).
- [11] Ветров С.Я., Панкин П.С., Тимофеев И.В. Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та, (2014).

Optical axis twist effect on refractive index**I.V. Timofeev^{1,2,a}, S.Ya. Vetrov^{1,2,b}**¹*Kirensky Institute of Physics, Akademgorodok 50, bld. 38, Krasnoyarsk, 660036 Russia*²*Siberian Federal University, 79 Svobodny pr., Krasnoyarsk, 660041 Russia**E-mail: ^ativ@iph.krasn.ru, ^bS.Vetrov@inbox.ru*

A new boundary conditions for decoupling of elliptically polarized eigenmodes in anisotropic optical cavity are proposed. It is shown that the optical axis twist changes the phase shift of the waves, with effective refractive indices difference greater than difference between the ordinary and the extraordinary refractive indices.

PACS: 42.25.Lc; 42.60.Da; 42.70.Df; 42.70.Qs.

Keywords: optical anisotropy, liquid crystal, photonic crystal, defect modes coupling, avoided crossing, Poincare sphere, transfer matrix, Berreman method.

Сведения об авторах

1. Тимофеев Иван Владимирович — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник; тел.: (391) 249-46-13, e-mail: tiv@iph.krasn.ru.
2. Ветров Степан Яковлевич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (391) 249-57-93, e-mail: S.Vetrov@inbox.ru.