

05;07;12

## Управление пропусканием многослойного фотонного кристалла с жидкокристаллическим дефектом с помощью магнитного поля

© В.А. Гуняков,<sup>1,2</sup> С.А. Мысливец,<sup>1,2</sup> А.М. Паршин,<sup>1,2</sup> В.Я. Зырянов,<sup>1–3</sup> В.Г. Архипкин,<sup>1,2</sup> В.Ф. Шабанов<sup>1–3</sup><sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярский научный центр СО РАН, 660036 Красноярск, Россия<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия<sup>3</sup> Сибирский государственный аэрокосмический университет, 660014 Красноярск, Россия  
e-mail: qun@iph.krasn.ru

(Поступило в Редакцию 1 декабря 2009 г.)

Исследован способ модуляции светопропускания многослойного фотонного кристалла с нематическим жидкокристаллическим дефектом при ориентационном переходе из гомеотропного состояния в планарное. Управление ориентацией директора нематика осуществлялось с помощью магнитного поля в режиме В-эффекта. В рамках метода рекуррентных соотношений выполнено численное моделирование спектров пропускания исследуемой фотоннокристаллической структуры.

### Введение

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой ключевые материалы для создания оптических приборов следующего поколения [1–3]. Поэтому уже в течение двух десятилетий они представляют огромный интерес для исследователей как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. Большой интерес представляют ФК-структуры с перестраиваемыми характеристиками. В этом плане весьма перспективны ФК, содержащие в качестве структурных элементов такие высокочувствительные материалы, как жидкие кристаллы (ЖК). Разнообразные электро-, магнито- и термооптические эффекты, проявляющиеся в жидких кристаллах, позволяют разработать на их основе ряд принципиально новых элементов оптоэлектроники и нанофотоники [1–3].

Практически все возможные технические применения мультислойных ФК основаны на спектральной перестройке дефектных мод в температурных [4], электрических [5] или световых полях [6]. Например, многослойный фотонный кристалл с нематическим дефектным слоем может быть использован для создания узкополосных оптических фильтров с электроуправляемым спектральным положением дефектных мод [7]. Отметим, что полые исследования спектральных свойств многослойных ФК с ЖК-дефектом ограничены в основном ориентационным переходом нематического слоя из планарного в гомеотропное состояние. В то же время представляется интересным исследовать обратный эффект [8], когда нематик в ФК/ЖК-ячейке переориентируется из гомеотропного состояния в планарное. Это может привести к переключению ячейки из оптически закрытого во всем спектре состояния в состояние в открытыми спектральными окнами прозрачности (дефектными модами) при минимальном значении управляющего поля. Применен-

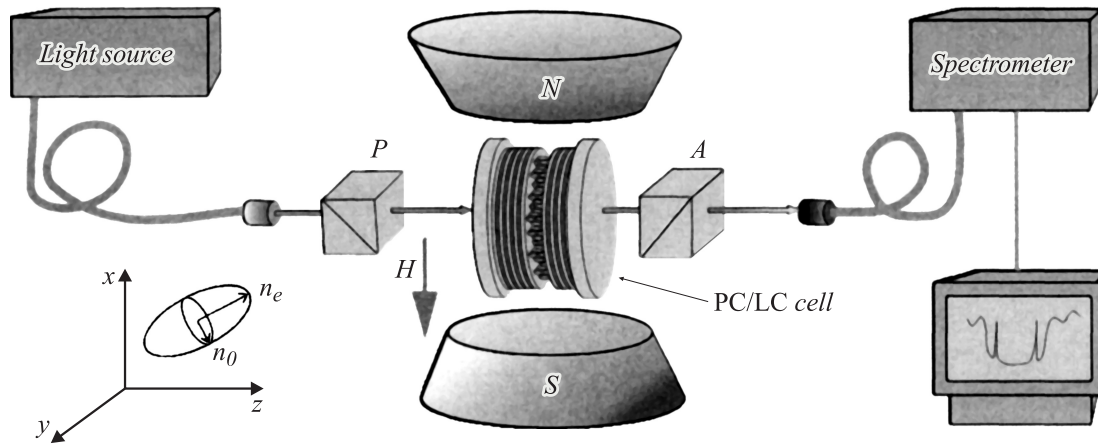
ие магнитного поля позволило бы избежать трудностей, связанных с возникновением дефектов структуры при таком переходе, что является необходимым условием наблюдения индуцированных полем изменений спектра дефектных мод.

В связи с этим в настоящей работе экспериментально исследуются особенности магнитоуправляемой модуляции пропускания в многослойной ФК/ЖК-ячейке для случая обратного ориентационного эффекта, возникающего в нематическом дефектном слое.

### Экспериментальная часть

ФК/ЖК-ячейка, структура которой показана на рис. 1 в центре, сформирована из двух идентичных диэлектрических зеркал. Мультислойное покрытие зеркал состоит из шести слоев двуокиси циркония ( $ZrO_2$ ) с показателем преломления 2.04 и толщиной 55 nm и пяти слоев двуокиси кремния ( $SiO_2$ ) с показателем преломления 1.45 и толщиной 102 nm, поочередно напыленных на поверхность подложки из плавленого кварца. В качестве дефекта в полость ячейки вводился нематический жидкий кристалл 4-метоксибензилиден-4'-бутиланилин (MBVA) в изотропном состоянии. Толщина полости составляла  $L = 13.8 \mu m$ . Для создания гомеотропного упорядочения молекул MBVA (директор  $n \parallel z$ ) поверхность зеркал покрывалась тонкой пленкой 0.6% спиртового раствора лецитина. Качество ориентации контролировалось на поляризационном микроскопе по коноскопическим фигурам. Показатели преломления MBVA —  $n_e = 1.765$ ,  $r_o = 1.552$  ( $T = 23^\circ C$ ,  $\lambda = 589 \text{ nm}$ ) для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно директору соответственно, измерены клиновым методом.

Спектры пропускания фотонного кристалла регистрировались спектрометром Ocean Optics HR4000 с исполь-



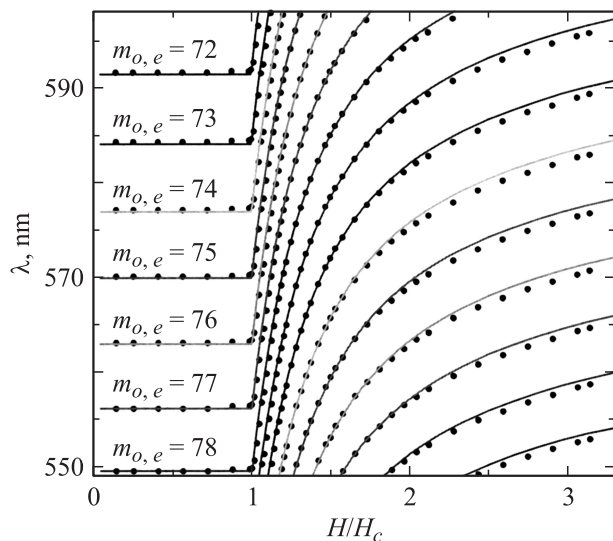
**Рис. 1.** Схема эксперимента для исследования спектров пропускания ЖК-ячейки с гомеотропно ориентированным слоем нематика в магнитном поле.

зованием магнитооптической установки, представленной на рис. 1, собранной на базе магнита ФЭЛ. Образцы помещались между полюсами магнита таким образом, чтобы плоскости подложек оставались параллельными силовым линиям. Источник питания магнита, генерирующий стационарное поле, позволял плавно менять напряженность поля в пределах  $0 < H < 1.6 \cdot 10^6$  А/м. Наличие световолоконной оптики спектрометра Ocean Optics обеспечивало возможность регистрации изменений спектров ЖК-ячейки, помещенной в узкий зазор магнита. Регистрация спектров проводилась при фиксированной температуре  $T = 23^\circ\text{C}$ , точность термостабилизации была не менее  $\pm 0.2^\circ\text{C}$ . С этой целью образец помещался в герметичную кювету, связанную с термостатом. В качестве поляризующих элементов **P** и **A** использовались призмы Глана, главные плоскости которых составляли угол  $\beta = \pm 45^\circ$  с осью  $x$  соответственно при проведении измерений в геометрии скрещенных поляризаторов. В другом варианте для измерения поляризованных компонент спектра пропускания использовался один поляризатор **P**, ориентированный либо вдоль оси  $x$ , либо вдоль оси  $y$ .

Под действием магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel x$  выше некоторого критического значения возникает плавная переориентация директора  $\mathbf{n}$  на угол до  $90^\circ$  в плоскости  $(xz)$ . При этом эффективный показатель преломления необыкновенной ( $e$ ) волны  $\langle n_e \rangle$  изменяется от  $n_o$  при  $\mathbf{n} \parallel z$  до  $n_e$  при  $\mathbf{n} \parallel x$ . Здесь угловые скобки означают усреднение по толщине ЖК-слоя. Показатель преломления обыкновенной ( $o$ ) волны  $n_o$  остается неизменным. В данной геометрии эксперимента существенно то, что конечная ориентация нематического директора  $\mathbf{n} \parallel x$ , заданная направлением силовых линий магнитного поля, остается однородной и не требуется, как в случае электрического аналога эффекта, применять специальные методы обработки опорных поверхностей ЖК-ячейки, снимающие вырождение азимутального сцепления молекул нематика с подложкой [9].

## Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показаны зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод для поляризации зондирующего излучения  $\mathbf{P} \parallel x$  от величины приведенного магнитного поля  $H/H_c$ , где  $H_c$  обозначает пороговое поле перехода Фредерикса [10]. Для исследуемого ЖК-слоя  $H_c = 0.5 \cdot 10^6$  А/м. Ниже порога Фредерикса  $H/H_c < 1$  внутри резонатора при любой поляризации света ( $\mathbf{P} \parallel x$  или  $\mathbf{P} \parallel y$ ) возникают только обыкновенные волны с показателем преломления  $n_o$ . Поэтому спектр пропускания ЖК-ячейки представляет собой набор дефектных мод, спектральное положение которых нечувствительно к изменению поля (горизонтальные линии на рис. 2).



**Рис. 2.** Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) полевые зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод ЖК-ячейки для поляризации  $\mathbf{P} \parallel x$ . Температура  $T = 23^\circ\text{C}$ , толщина ЖК-слоя  $L = 13.8 \mu\text{m}$ .

В силу ориентационных возмущений поля директора  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$  нематического слоя выше порога Фредерикса  $H/H_c > 1$  спектр дефектных мод разделяется на две ортогонально поляризованные компоненты, длина волн которых удовлетворяет известным из теории интерферометра Фабри–Перо соотношениям

$$\begin{aligned} \lambda_e &= 2\langle n_e \rangle L / m_e \quad (\mathbf{P} \parallel x, \text{ e-моды}), \\ \lambda_o &= 2n_o L / m_o \quad (\mathbf{P} \parallel y, \text{ o-моды}). \end{aligned} \quad (1)$$

Целые числа  $m_{e,o}$  определяют порядковые номера дефектных мод. Отметим, что здесь ради простоты не учитывается изменение фазы при отражении от зеркал [11]. Переориентация нематика магнитным полем не влияет на обыкновенную компоненту спектра, в то же время существенно трансформируя необыкновенную компоненту. Из рис. 2 видно, что при увеличении магнитного поля  $e$ -моды монотонно смещаются в длинноволновую область спектра. Напротив, при переориентации планарно ориентированного нематического дефектного слоя ФК-ячейки ( $S$ -эффект) наблюдалось смещение  $e$ -мод в коротковолновую область [7].

В случае ФК-структур с небольшим межмодовым интервалом, как видно из рис. 2, любая горизонтальная линия  $\lambda_o = \text{const}$  с номером  $m_o$  будет иметь несколько пересечений с кривыми спектральных положений максимумов  $e$ -мод  $\lambda_e(H)$  с номерами  $m_e = m_o + 1, m_o + 2, \dots$  и т.д. Так, например, с ростом поля горизонтальную линию  $\lambda_o = 584.4 \text{ nm}$ , соответствующую 73-й дефектной моде  $o$ -волны, поочередно пересекают дефектные моды  $e$ -волны с порядковыми номерами 74, 75, 76 и т.д. В точках пересечения кривых, соответствующих спектральному совмещению  $\lambda_e = \lambda_o$  ортогонально поляризованных мод, при использовании анализатора можно будет наблюдать их интерференцию, результат которой, как показано ниже, зависит от четности порядковых номеров  $m_o$  и  $m_e$ .

Моделирование спектров исследуемой мультислойной структуры осуществлялось методом рекуррентных соотношений [12,13]. Сущность метода заключается в том, что световое поле в каждом слое представляется в виде суперпозиции бегущих навстречу друг другу падающей и отраженной световых волн. При этом получают рекуррентные соотношения, связывающие амплитудные коэффициенты отражения в соседних слоях, которые, в свою очередь, позволяют рассчитать спектры пропускания фотонного кристалла в целом. Из рис. 2 видно хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных спектральных положений дефектных мод во всем интервале магнитных полей.

Распределения угла  $\theta(z)$  между локальным директором  $\mathbf{n}$  и вектором  $\mathbf{H} \parallel x$ , использованные при моделировании спектров пропускания, получены из процедуры минимизации общей свободной энергии на единицу объема, которая в случае  $B$ -эффекта в магнитном поле выражается как

$$F = \frac{1}{2}(k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \chi_a H^2 \cos^2 \theta. \quad (2)$$

Из данного выражения получено следующее дифференциальное уравнение:

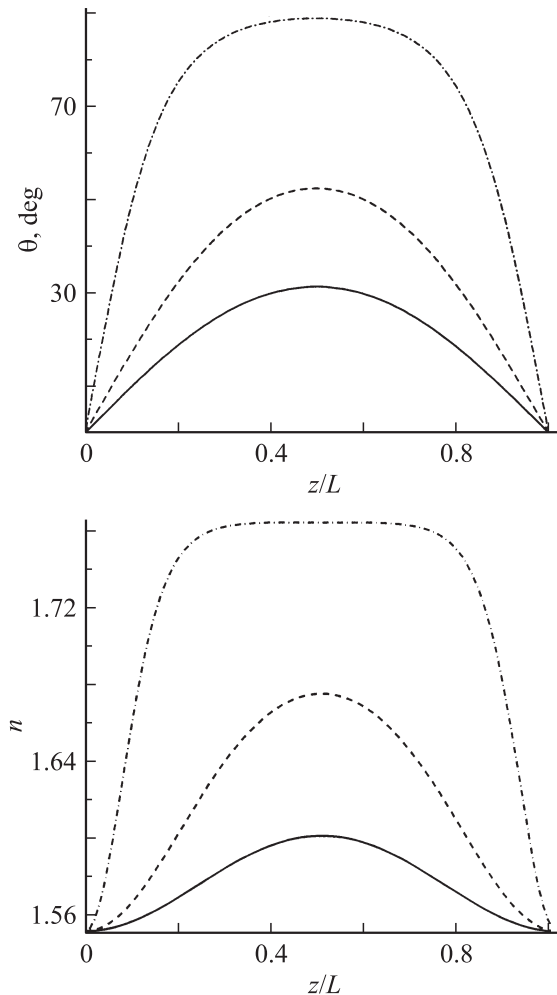
$$\begin{aligned} (k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{k_{33} - k_{11}}{2} \sin 2\theta \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 \\ + \frac{1}{2} \chi_a H^2 \sin 2\theta = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

которое численно решается с граничными условиями  $\theta(0) = \theta(L) = \pi/2$ .

На рис. 3 представлены распределения угла ориентации  $\theta(z)$  (слева) и показателя преломления

$$n(z) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta(z) + n_o^2 \cos^2 \theta(z)}} \quad (4)$$

(справа) внутри дефектного слоя для различных значений приведенного поля, рассчитанные с использованием значений  $k_{11} = 6 \cdot 10^{-12} \text{ N}$ ,  $k_{33} = 7.5 \cdot 10^{-12} \text{ N}$  [14],



**Рис. 3.** Рассчитанные по формулам (2)–(4) распределения угла ориентации  $\theta(z)$  нематического директора (слева) и показателя преломления  $n(z)$  деформированного ЖК (справа) внутри дефектного слоя ФК-ячейки при нескольких значениях напряженности магнитного поля ( $H/H_c$ : сплошная кривая — 1.07, пунктир — 1.22, штрихпунктир — 3).

$\chi_a = 0.97 \cdot 10^{-7}$  [15], взятых при температуре  $25^\circ\text{C}$ . Интегрирование выражения (4) по толщине дефектного слоя  $L$  позволяет найти эффективный показатель преломления ЖК-среды для любого значения поля

$$\langle n_e \rangle = (1/L) \int_0^L n(z) dz.$$

В геометрии скрещенных поляризаторов выше порога Фредерикса в исследуемой ФК-структуре за счет индуцированной полем оптической анизотропии дефектного слоя устанавливаются ортогонально поляризованные  $o$ - и  $e$ -волны. Разность фаз между ними в случае спектрального совмещения  $\lambda_e = \lambda_0$  определяется выражением

$$\delta = 2\pi(\langle n_e \rangle - n_o)L/\lambda.$$

С использованием соотношений (1) фазовую задержку  $\delta$  можно выразить через разность порядковых номеров комбинирующих дефектных мод

$$\delta = \pi(m_e - m_o). \quad (5)$$

Тогда, с учетом (5), пропускание исследуемой ФК-структуры можно представить в виде

$$T = \sin^2[\pi(m_e - m_o)/2]. \quad (6)$$

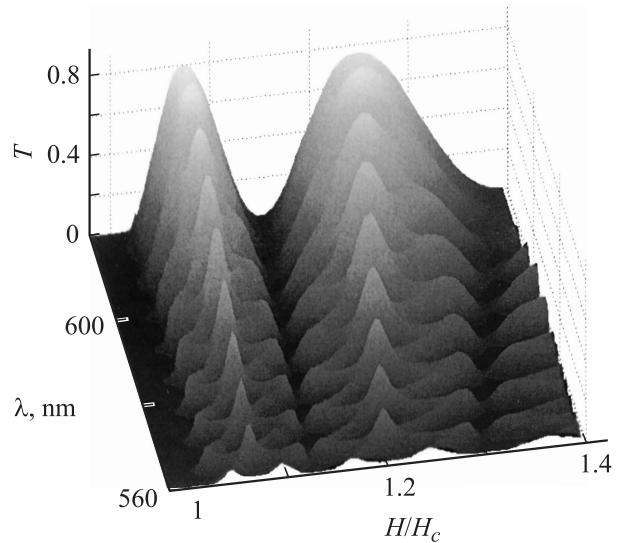
Из выражения (6) следуют условия интерференционных минимумов и максимумов для света, прошедшего через ФК/ЖК-ячейку, помещенную между скрещенными поляризаторами:

$$(m_e - m_o) = 2k \quad (\text{минимум});$$

$$(m_e - m_o) = 2k + 1 \quad (\text{максимум}). \quad (7)$$

Здесь целое число  $k = 0, 1, 2, \dots$  указывает на порядковый номер пересечения комбинирующих  $e$ - и  $o$ -мод.

На рис. 4 представлено распределение светопропускания в координатах  $\lambda$  и  $H/H_c$ , которое является совокупностью измеренных с шагом  $1.6 \cdot 10^3$  А/м спектров пропускания ФК/ЖК-ячейки в скрещенных поляризаторах, зарегистрированных в интервале полей  $H/H_c = 1-1.4$ . Из рисунка видно, что до порога Фредерикса  $H/H_c = 1$  имеет место вырождение  $e$ - и  $o$ -мод с одинаковым порядковым номером ( $m_e - m_o$ ), и в соответствии с выражениями (7) во всем спектре наблюдается пропускание, близкое к нулю. При  $H/H_c \geq 1$  вырождение снимается, и в спектре появляются два набора поляризованных компонент светопропускания, соответствующих  $o$ - и  $e$ -модам. При этом, если спектральное положение  $o$ -мод остается неизменным, то  $e$ -моды смещаются в длинноволновую область спектра. Их последовательное совмещение с  $o$ -модами приводит к чередованию набора минимумов (оптически закрытых  $T_{\text{OFF}}$ -состояний) и максимумов (прозрачных  $T_{\text{ON}}$ -состояний) пропускания в направлении координаты приведенного поля  $H/H_c$ ,



**Рис. 4.** Распределение светопропускания ФК/ЖК-ячейки, помещенной между скрещенными поляризаторами в режиме  $B$ -эффекта.

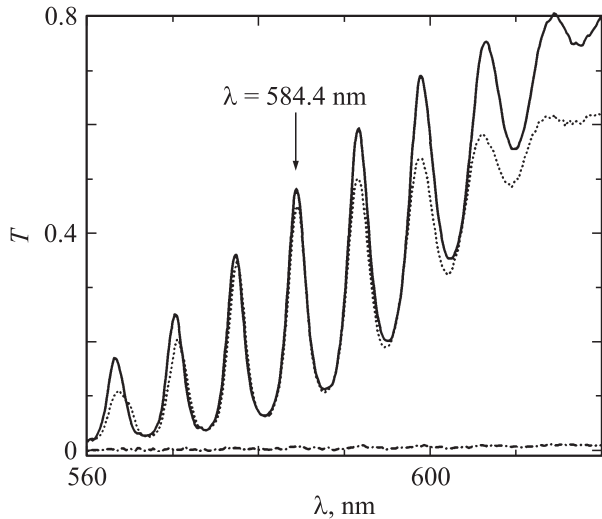
обусловленному периодическим чередованием четности ( $m_e - m_o$ ).

Осциллирующая зависимость светопропускания ФК/ЖК-ячейки от поля, в отличие от  $S$ -эффекта [16], носит согласованный характер. При изменении эффективного показателя преломления ЖК-среды  $\langle n_e \rangle$  проявляются две разнонаправленные тенденции в поведении  $e$ -мод: с одной стороны, имеет место красное смещение всех  $e$ -мод, с другой — в силу известного соотношения  $\Delta\lambda = \lambda^2/2Ln$  происходит сокращение межмодового интервала  $\Delta\lambda_e$  в спектре пропускания. Одновременное действие указанных факторов приводит к последовательному включению (выключению) пиков пропускания от коротковолнового к длинноволновому краю фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ). С ростом поля этот процесс периодически повторяется.

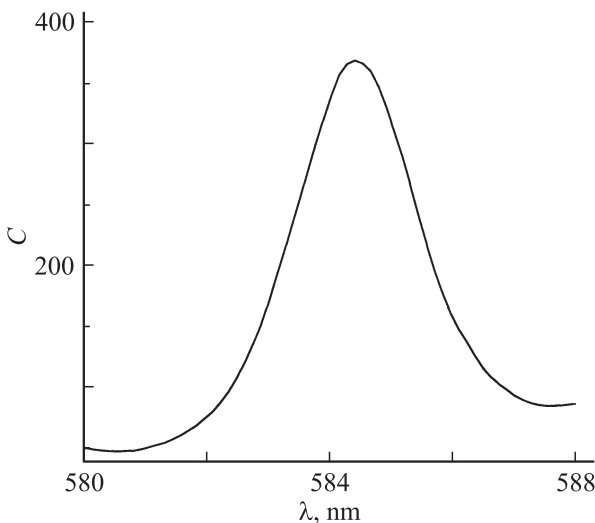
Для ФК-структур с небольшим межмодовым интервалом оказывается возможным реализовать режим переключения из оптически закрытого во всем спектре состояния в состояние с открытыми спектральными окнами прозрачности. Такая ситуация, например, реализуется для исследуемой ФК/ЖК-ячейки в диапазоне длин волн 560–620 нм при напряженности  $H/H_c = 1.07$ , соответствующей первому пересечению мод. В этом случае изменение расстояния между ближайшими  $o$ - и  $e$ -модами не превышает их спектральной ширины и пропускание на всех резонансах включается практически одновременно (сплошная кривая на рис. 5). При большем значении поля наблюдается последовательное включение мод. В самом деле при напряженности  $H/H_c = 1.22$ , соответствующей максимальному пропусканию выбранной моды  $\lambda = 584.4$  нм (пунктир), видно, что контуры коротковолновых мод уже миновали максимум пропускания, в то время как длинноволновые моды его еще не достигли. Кроме того, рис. 5 демонстрирует преимущество при-

меняемого метода скрещенных поляризаторов вблизи края ФЗЗ. Видно, что в состоянии  $T_{ON}$  выключаются не только моды, но также и фоновый уровень. Это приводит к существенному повышению контрастного отношения  $T_{ON}/T_{OFF}$ .

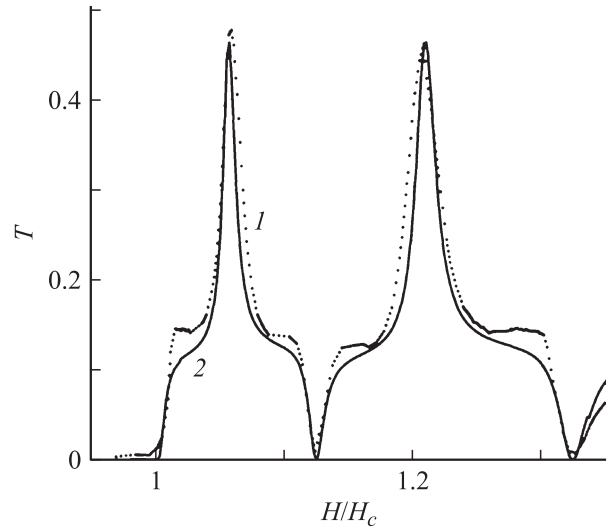
Спектральная зависимость контрастного отношения кривых пропускания  $C = T_{ON}/T_{OFF}$  в пределах контура, соответствующего 73-й  $o$ -моды, приведена на рис. 6. Можно видеть, что контрастное отношение зависит от длины волны и достигает максимума  $C_{max} = 380$  на пике моды. Отметим, что величина контрастного отношения при переключении дефектных мод в резуль-



**Рис. 5.** Магнитооптическое переключение спектра ФК/ЖК-ячейки. Штрихпунктир показывает пропускание при напряженности  $H < H_c$ ; сплошная кривая соответствует первому максимуму интенсивности дефектной моды при  $H/H_c = 1.07$ ; пунктир является вторым максимумом при  $H/H_c = 1.22$ . Все линии соответствуют экстремумам для  $\lambda_0 = 584.4$  nm.



**Рис. 6.** Контрастное отношение кривых пропускания  $C = T_{ON}/T_{OFF}$  как функция длины световой волны в области 73-й  $o$ -моды с максимумом на  $\lambda_0 = 584.4$  nm.



**Рис. 7.** Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые модуляции светопропускания ФК/ЖК-ячейки на длине волны 584.4 nm.

тате  $B$ -деформации на порядок выше, чем в случае  $S$ -эффекта [16].

При зондировании образцов монохроматическим излучением с длиной волны, соответствующей любой  $o$ -моды, в геометрии скрещенных поляризаторов можно наблюдать модуляцию светопропускания ФК/ЖК-ячейки, обусловленную периодическим изменением фазовой задержки (5). На рис. 7 приведены экспериментальная и расчетная зависимости  $T(H)$  исследуемой ФК-структуры на длине волны 584.4 nm.

Эти зависимости, в отличие от случая анизотропной пленки ЖК, помещенной между скрещенными поляризаторами, имеют нетривиальный вид. Максимумы и минимумы пропускания соответствуют совпадению резонансных длин волн дефектных  $e$ -мод с длиной волны 73-й  $o$ -моды. Максимум при  $H/H_c = 1.07$  соответствует первому, минимум при  $H/H_c = 1.12$  — второму, максимум при  $H/H_c = 1.22$  — третьему пересечению мод. Уширение осцилляций связано с замедлением роста эффективного показателя преломления  $\langle n_e \rangle$  вдали от порогового поля Фредерикса. Наблюдаемые по обе стороны максимумов „плечи“ соответствуют уровню пропускания  $o$ -моды, не перекрывающейся с  $e$ -модами. Для переключения ФК/ЖК-ячейки из закрытого в первое прозрачное состояние требуется изменение поля на величину  $3.2 \cdot 10^4$  A/m. Рис. 7 демонстрирует также результаты расчетной кривой модуляции светопропускания ФК/ЖК-ячейки. Можно видеть хорошее согласие данных эксперимента и компьютерного расчета.

## Заключение

Выполненные в настоящей работе исследования спектральных свойств многослойной ФК/ЖК-структуры при ориентационном переходе нематического дефектного



слоя из гомеотропного в планарное состояние выявили ряд особенностей, которые обусловлены специфической применяемой геометрией скрещенных поляризаторов. Экспериментально и теоретически показано, что осциллирующая зависимость светопропускания ФК/ЖК-ячейки от поля носит согласованный характер. На поведение необыкновенных дефектных мод в спектре оказывают влияние разнонаправленные тенденции, связанные с изменением эффективного показателя преломления ЖК-среды при переориентации директора.

Установлено, что для ФК-структур с небольшим межмодовым интервалом в спектре возможно обеспечить переключение ячейки из оптически закрытого во всем спектре состояния в состояние с открытыми спектральными окнами прозрачности. Кроме того, на частотах обыкновенных дефектных мод реализована модуляция светопропускания ФК/ЖК-ячейки, обусловленная периодическим чередованием четности порядковых номеров комбинирующих дефектных мод. В рамках метода рекуррентных соотношений выполнен численный анализ спектров и кривых модуляции пропускания исследуемой ФК-структуры. При этом было получено хорошее согласие с экспериментальными данными. Следует отметить, что магнитное поле было использовано только с целью удобства проведения экспериментальных измерений. Подобные результаты можно получить, если для переориентации нематического слоя вместо магнитного прикладывать электрическое поле.

Работа выполнена при поддержке грантов: НШ-3818.2008.3; РНП.2.1.1.3455; № 27.1 и № 9.1 РАН; № 5 и № 144 СО РАН; г/к 02.740.11.0220, ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“.

## Список литературы

- [1] *Kitzerov H.* // *Liquid Crystals Today.* 2002. Vol. 11. P. 3–7.
- [2] *Busch K., Wehrspohn R.B., Lolkes S.* *Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization.* Berlin: J. Wiley & Sons, 2004. 354 p.
- [3] *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
- [4] *Гуняков В.А., Герасимов В.П., Мысливец С.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 21. С. 76–83.
- [5] *Patel J.S., Saifi M.A., Berreman D.W.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1990. Vol. 57. P. 1718–1720.
- [6] *Miroshnichenko A.E., Pinkevich I., Kivshar Yu.S.* // *Optics Express.* 2006. Vol. 14. P. 2839–2844.
- [7] *Ozaki R., Matsui T., Ozaki M., Yoshino K.* // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 41. P. L1482.
- [8] *Schiekel M.F., Fahrenschon K.* // *Appl. Phys. Lett.* 1971. Vol. 19. P. 391–393.
- [9] *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [10] *Freedericksz V.K., Zolina V.* // *Trans. Far. Soc.* 1933. Vol. 29. P. 919.
- [11] *Демтредер В.* Лазерная спектроскопия: Основные принципы и техника эксперимента. М.: Наука, 1985. 608 с.

- [12] *Бушуев В.А., Прямыков А.Д.* // *Квант. электрон.* 2003. Т. 33. С. 515–519.
- [13] *Архипкин В.Г., Гуняков В.А., Мысливец С.А.* и др. // *ЖЭТФ.* 2008. Т. 133. № 2. С. 447–459.
- [14] *Stephen M.H., Straley J.P.* // *Rev. Mod. Phys.* 1974. Vol. 46. P. 617.
- [15] *De Jeu W.H., Claassen W.A.P., Spruijt A.M.J.* // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1976. Vol. 37. P. 269.
- [16] *Zyryanov V.Ya., Gulyakov V.A., Myslivets S.A.* et al. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2008. Vol. 488. P. 118–126.