

УДК 535.345

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ПРОПУСКАНИЯ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМ СЛОЕМ

© 2007 г. С. А. Мысливец, В. А. Гуняков, В. П. Герасимов, В. Я. Зырянов,
С. Я. Ветров, академик В. Ф. Шабанов, В. Г. Архипкин, Г. Н. Камаев

Поступило 23.08.2006 г.

Создание фотонных кристаллов (ФК) – структур с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости – формирует новое научное направление, способное кардинально модернизировать элементную базу современной оптоэлектроники. Концептуально новый подход к рассмотрению распространения электромагнитных волн в фотонных кристаллах, базирующийся на сопоставлении их оптических спектров и спектров электронов в полупроводниковых кристаллах, выявил ряд важных аналогий в этих физических явлениях [1–4]. Это позволило сделать принципиальный вывод о возможности создания фотонно-кристаллических оптоэлектронных схем подобно тому, как обычные полупроводники, металлы и диэлектрики используются для изготовления электронных интегральных схем. Для реализации такой возможности необходимо прежде всего разработать перестраиваемые ФК-среды, которые позволят управлять маршрутизацией оптического сигнала, его спектральными свойствами и динамическими характеристиками. Это может быть осуществлено путем введения дефектов в структуру ФК, приводящего к возникновению дополнительных резонансных мод внутри фотонной запрещенной зоны. В этом плане весьма перспективны ФК, в которые в качестве структурных элементов включены жидкие кристаллы (ЖК) [5–7], обладающие большой оптической анизотропией и высокой чувствительностью к внешним воздействиям. Указанные особенности ЖК позволяют существенно расширить функциональные возможности мультислойных ФК-структур и разработать на их основе оптоэлектронные

устройства с варьируемыми спектральными характеристиками. Следует отметить, что многослойные интерференционные структуры уже давно привлекали внимание исследователей и разработчиков оптических материалов [8], и результатом этой деятельности стало создание просветляющих покрытий и узкополосных светофильтров.

В данной работе теоретически и экспериментально исследованы спектры пропускания одномерного ФК, образованного двумя мультислойными диэлектрическими зеркалами и слоем ЖК между ними в качестве дефекта структуры. Рассмотрено влияние угла падения излучения, температуры и потерь в ФК на спектральное положение и форму дефектных мод. Показано, что длины волн дефектных мод уменьшаются при увеличении наклона падающего луча, и зависимость эта проявляется более сильно для поперечной электрической (ТЕ) поляризации. При фазовом переходе из нематического состояния в изотропное дефектные моды скачком сдвигаются в красную область спектра, что объясняется спецификой температурного изменения соответствующего показателя преломления жидкого кристалла.

Исследуемая нами ФК-структура представляла собой термостатируемый интерферометр Фабри–Перо, внутри которого помещали слой жидкого кристалла 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ) с последовательностью фазовых переходов К–22.5°C–Н–34°C–И между твердокристаллическим, нематическим жидкокристаллическим и изотропно жидким состояниями, играющий роль дефекта (рис. 1). Зеркала интерферометра состояли из поочередно напыленных на поверхность стеклянной подложки 11 слоев двуокиси циркония (ZrO_2) с показателем преломления $n_1 = 2.04$ и толщиной $t_1 \approx 55$ нм и 10 слоев двуокиси кремния (SiO_2) с показателем преломления $n_2 = 1.45$ и толщиной $t_2 \approx 102$ нм. Толщина дефектного слоя составляла $L \approx 5.8$ мкм. Граничащий с жидким кристаллом диэлектрический слой ZrO_2 формирует однородную гомеотропную ориентацию директора нематика, идентифицированную по соответствующим

*Институт физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения Российской Академии наук,
Красноярск.*

*Красноярский государственный технический
университет*

*Институт физики полупроводников,
Новосибирск*

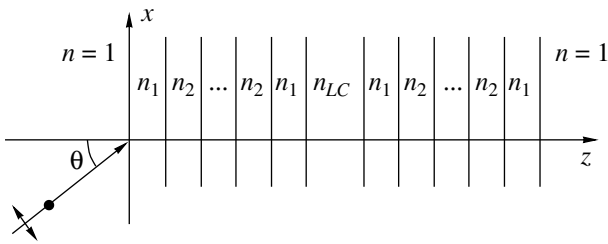


Рис. 1. Схематическое изображение одномерной ФК-структуры с ЖК-слоем в качестве дефекта.

текстурам при коноскопическом наблюдении с использованием поляризационного микроскопа ПОЛАМ-Р113. Термостатированная кювета позволяла проводить измерения спектров пропускания ФК в диапазоне температур 20–40°C с точностью стабилизации $\pm 0.2^\circ\text{C}$. Конструкция кюветы обеспечивала также возможность вращения образца относительно оси, перпендикулярной направлению наблюдения. Погрешность измерения угла падения θ не превышала $\pm 0.5^\circ$.

При вращении образца ориентация директора \mathbf{n} нематического ЖК непрерывно изменяется относительно направления падающего излучения. Важной особенностью рассматриваемой геометрии является то, что слой нематика в ФК не деформируется, как это происходит в случае переориентации директора электрическим полем [9]. При фиксированном угле падения угол θ_0 между волновым вектором \mathbf{k} световой волны в ЖК и локальным направлением директора \mathbf{n} остается постоянным по всей толщине нематического слоя, что позволяет при анализе прохождения света через исследуемую ФК-структуру использовать сравнительно простые формулы кристаллооптики. С другой стороны, следует ожидать, что в данной геометрии оптическая анизотропия ЖК-среды приведет к существенно различному характеру изменений светопропускания ФК при его зондировании излучением с ТЕ- и ТМ (поперечной магнитной)-поляризациями. ТЕ-поляризация означает поляризацию световой волны, при которой ее электрический вектор \mathbf{e} колеблется в направлении, перпендикулярном плоскости падения (xz). Если колебания вектора \mathbf{e} происходят в указанной плоскости, то волна имеет ТМ-поляризацию. При ТЕ-поляризации независимо от угла падения излучения в дефектном слое всегда распространяется обыкновенная волна и его показатель преломления будет оставаться постоянным, равным показателю преломления жидкого кристалла n_0 . При наклонном падении излучения ТМ-поляризации в дефектном слое распространяется необыкновенная волна. В этом случае величина эффективного показателя преломления жидкокристаллического дефектного слоя n_{LC} является функцией угла θ_0 . Угловые измерения проводили

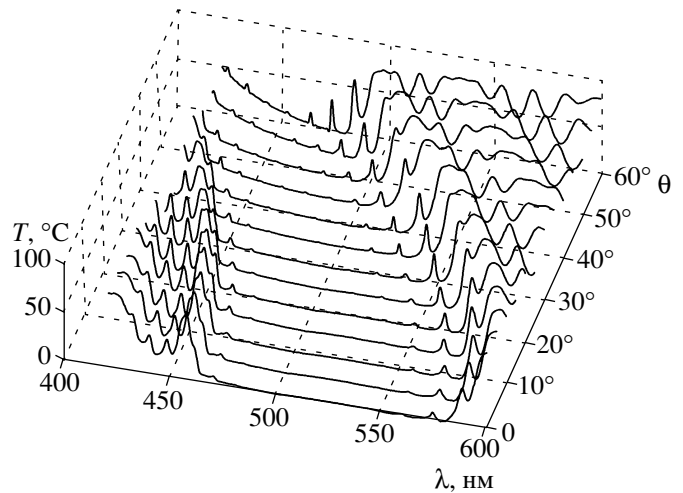


Рис. 2. Измеренные спектры пропускания ФК при различных углах падения θ для ТМ-поляризации.

при фиксированной температуре $T = 23^\circ\text{C}$. ТЕ- и ТМ-компоненты оптического пропускания ФК-структуры регистрировали с помощью спектрометра КСВУ-23. Для разделения различно поляризованных компонент спектра пропускания использовался поливиниленовый поляризатор со степенью поляризации $p \approx 99.97\%$.

При исследовании наклонного падения ось вращения образца совпадала с осью y , перпендикулярной плоскости падения. Очевидно, что при нормальном падении света на образец компоненты светопропускания для обеих поляризаций совпадают, т.е. $T_{TE} = T_{TM}$. При изменении угла наклона наиболее интересным представляется спектральное поведение ТМ-волн. Поляризованные спектры пропускания фотонного кристалла с нематическим дефектным слоем для ТМ-поляризации как функция угла падающего излучения θ , снятые с шагом 5° , приведены на рис. 2. Видно, что рассматриваемая ФК-структура формирует запрещенную зону в видимой области спектра, границы которой по мере увеличения угла θ смещаются в коротковолновую область. Спектр характеризуется набором локализованных мод, положение которых определяется параметрами дефектного слоя, мультислойных диэлектрических покрытий зеркал и углом падения θ . Дефектные моды имеют максимальную амплитуду вблизи краев запрещенной зоны. В центре стоп-зоны интенсивность светопропускания в дефектных модах падает до фоновой. Это может быть связано с особенностями реальной структуры ФК: флуктуациями толщин, несовершенством поверхностей зеркал и пр. Кроме того, возможные неоднородности среды могут вызывать дополнительные потери из-за рассеяния света, ухудшающего добротность резонатора ФК. В первом прибли-

жении такого рода потери при моделировании спектров пропускания эффективно можно учесть путем введения добавок в мнимую часть показателей преломления компонентов ФК-структуры, подбирая величину добавок из условия соответствия с экспериментом.

Спектры пропускания фотонного кристалла с ЖК-дефектом моделировали с помощью метода рекуррентных соотношений [10], который также позволяет определить и распределение поля внутри ФК. Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев с показателями преломления n_1 и n_2 и с дефектным ЖК-слоем в центре с показателем преломления n_{LC} (рис. 1). В расчетах предполагалось, что слева и справа рассматриваемая нами структура ограничена вакуумом ($n = \sqrt{\epsilon} = 1$). Директор ЖК направлен вдоль оси z перпендикулярно слоям ФК. При таком выборе ориентации директора тензор диэлектрической проницаемости ЖК принимает простой вид

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix},$$

где $\epsilon_{\perp, \parallel}$ – перпендикулярная и параллельная директору компоненты диэлектрической проницаемости соответственно.

Поле в произвольном m -м слое может быть представлено в виде суперпозиции, бегущих навстречу друг другу волн:

$$E_m(z) = A_m \exp[i\alpha_m(z - z_m)] + B_m \exp[-i\alpha_m(z - z_m)], \quad (1)$$

где $\alpha_m = kn_m$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, n_m – эффективный показатель преломления m -го слоя [11]. Из условий непрерывности электрической и магнитной составляющих полей на границе раздела слоев с номерами m и $m + 1$ получаем систему уравнений

$$A_m + B_m = g_{m+1}^{-1} A_{m+1} + g_{m+1} B_{m+1}, \quad (2)$$

$$q_m(A_m - B_m) = q_{m+1}(g_{m+1}^{-1} A_{m+1} - g_{m+1} B_{m+1}), \quad (3)$$

где $g_m = \exp(i\alpha_m t_m)$,

$$q_m = \begin{cases} \sqrt{n_{m\perp}^2 - \sin^2 \theta} & \text{для ТЕ-волны,} \\ \frac{\sqrt{n_{m\parallel}^2 - \sin^2 \theta}}{n_{m\perp} n_{m\parallel}} & \text{для ТМ-волны,} \end{cases}$$

$m = 1, 2, \dots, M + 1$, $t_m = z_m - z_{m-1}$, и толщина последнего слоя $t_{M+1} \equiv 0$. Уравнения (2) и (3) позволяют рассчитать амплитуду поля внутри каждого слоя

m и вычислить коэффициенты отражения и пропускания всей структуры в целом. Из этих уравнений нетрудно получить рекуррентные соотношения на амплитудные коэффициенты отражения

$$R_m = \frac{B_m}{A_m}:$$

$$R_m = \frac{r_m + g_{m+1}^2 R_{m+1}}{1 + r_m g_{m+1}^2 R_{m+1}}, \quad (4)$$

которые связывают R_m и R_{m+1} в соседних слоях.

Здесь $r_m = \frac{q_m - q_{m+1}}{q_m + q_{m+1}}$. Используя уравнение (2), получаем выражение для A_m в произвольном слое m :

$$A_{m+1} = A_m \frac{1 + R_m}{g_{m+1}^{-1} + g_{m+1} R_{m+1}}. \quad (5)$$

С помощью полученного рекуррентного соотношения (4) находим все R_m , начиная с правой границы ФК, с учетом граничного условия $R_{M+1} = 0$. Используя (5), находим все A_m , начиная с левой границы ФК. Затем находим амплитуду обратной волны $B_m = A_m R_m$. Коэффициенты пропускания, отражения и поглощения определяются соотношениями

$$T = \left| \frac{A_{M+1}}{A_0} \right|^2, \quad R = \left| \frac{B_0}{A_0} \right|^2, \quad A = 1 - T - R \quad (6)$$

соответственно. В расчетах учитывалась дисперсия показателей преломления всех компонентов рассматриваемой ФК-структуры [12].

На рис. 3 приведены результаты численного моделирования для ТМ-волны с параметрами, соответствующими исследуемому образцу. Штриховые линии показывают рассчитанные положения границ запрещенной зоны, а сплошные – положения максимумов дефектных мод вблизи границ зоны, в зависимости от угла падения θ зондирующего излучения. Символами обозначены экспериментальные точки, полученные для указанных зависимостей, которые, как видно, хорошо согласуются с расчетными данными по спектральному положению как дефектных мод, так и границ фотонной запрещенной зоны. Видно, что увеличение угла падения θ приводит к сдвигу границ зоны и максимумов дефектных мод в коротковолновую область (синий сдвиг). Следует отметить, что в то время, как для ТЕ-волны ширина запрещенной зоны остается практически постоянной (~ 140 нм) во всем диапазоне изменения углов θ , для ТМ-волны наблюдается заметное сужение запрещенной зоны от ~ 140 нм при нормальном падении света до ~ 105 нм при $\theta = 50^\circ$.

Различие в поведении границ запрещенных зон связано с неодинаковым характером френелевского отражения на границах раздела слоев.

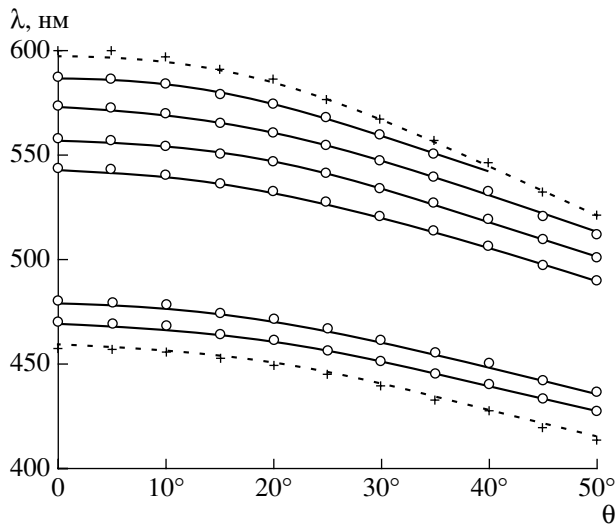


Рис. 3. Угловые зависимости спектральных положений максимумов дефектных мод и границ запрещенной зоны для ТМ-поляризации. Линиями представлены результаты расчета для границ зоны (штриховая) и дефектных мод (сплошная). Значками показаны соответствующие экспериментальные данные.

Если для ТЕ-поляризации коэффициент отражения с увеличением угла падения возрастает, то для ТМ-поляризации в интервале углов вплоть до угла Брюстера он падает. При этом угле френелевское отражение на границах раздела исчезает, что должно привести к сокращению ширины запрещенной зоны до нуля. Несмотря на то, что при показателях преломления исследуемой нами ФК-структуры угол Брюстера отсутствует, указанная тенденция, как видно из рис. 3, для ТМ-поляризации сохраняется. Поведение дефектных мод качественно можно объяснить следующим образом. С увеличением угла падения света оптическая разность хода

$$\delta = 2Ln_{LC} = \begin{cases} 2L\sqrt{n_{\perp}^2 - \sin^2\theta} & \text{для ТЕ-волны,} \\ 2L\frac{n_{\perp}}{n_{\parallel}}\sqrt{n_{\parallel}^2 - \sin^2\theta} & \text{для ТМ-волны} \end{cases}$$

лучей, отраженных от границ раздела дефектного слоя с мультислойными отражателями, уменьшается. Тогда в соответствии с условием возникновения интерференционных максимумов (дефектных мод) $\delta = l\lambda$, где l – номер моды а λ – ее длина волны, это приводит к уменьшению длины волны дефектной моды. Поскольку для жидкого кристалла 5ЦБ $n_{\parallel} > n_{\perp}$, то для ТМ-волны с увеличением угла падения света оптическая разность хода меняется медленнее, чем для ТЕ-волны, что, в свою очередь, приводит и к более медленному смещению ТМ-мод.

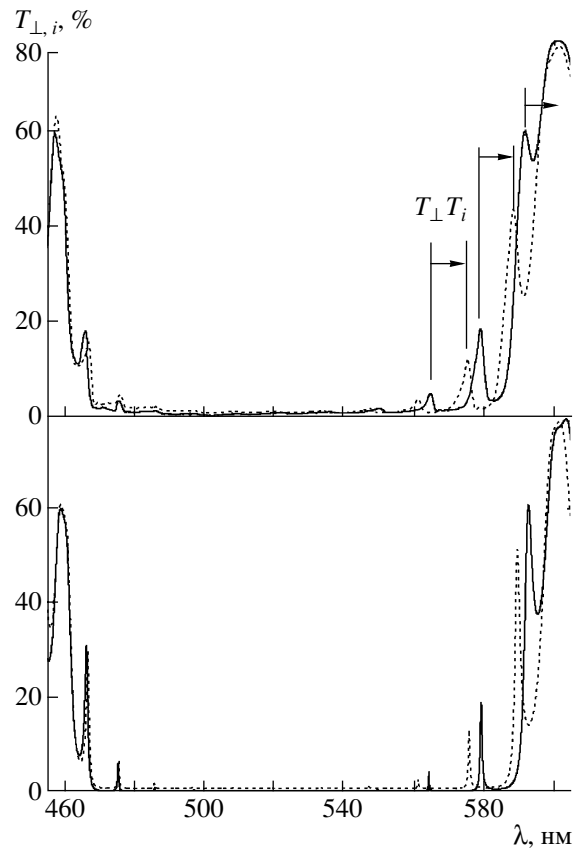


Рис. 4. Экспериментальные и рассчитанные спектры пропускания ФК в нематической (T_{\perp}) и изотропной (T_i) фазах 5ЦБ при температурах 33.9°C и 34.1°C соответственно. Стрелками показано направление сдвига дефектных мод при фазовом переходе.

В верхней части рис. 4 приведены экспериментально наблюдаемые спектры пропускания для нематической T_{\perp} (сплошная линия) и изотропной T_i (штриховая) фаз 5ЦБ в окрестности фазового перехода нематик–изотропная жидкость, где происходит скачок показателя преломления ЖК от $n_{\perp} = 1.551$ до $n_i = 1.588$ при нормальном падении света на ФК. Видно, что дефектные моды, соответствующие нематической фазе, при нагреве до изотропного состояния также скачком смещаются в длинноволновую область (красный сдвиг). При этом самая длинноволновая мода уходит за границы запрещенной зоны. Стрелки на рисунке указывают направления смещения дефектных мод с ростом температуры. Скачок длины волны наблюдаемых у края зоны дефектных мод в точке фазового перехода составляет около 10 нм. В нижней части рис. 4 приведены рассчитанные с учетом потерь ($\text{Im}n_{\text{ZrO}_2, \text{SiO}_2} = 2 \cdot 10^{-3}$, $\text{Im}n_{LC} = 2.5 \cdot 10^{-4}$) спектры пропускания ФК, которые, как видно, хорошо согласуются с экспериментальными данными по спектральному положению и интенсивностям дефектных мод.

Таким образом, в данной работе продемонстрировано, что использование жидких кристаллов в качестве структурных элементов мультислойной среды позволяет создавать ФК-устройства с перестраиваемыми спектральными характеристиками. Большая анизотропия диэлектрической проницаемости и высокая чувствительность мезогенных материалов к внешним воздействиям делают возможными различные способы управления такими структурами. На основе исследуемых в данной работе эффектов возможно создание материалов и устройств с новыми функциональными возможностями для лазерной техники, оптоволоконных коммуникаций, интегральной оптики.

Работа поддержана грантами: НШ-6612.2006.3, РНП.2.1.1.1814, РФФИ 05-03-32852, Президиума РАН 8.1 и ОФН РАН 2.10.2, интеграционным №33 СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Yablonovitch E.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2059–2062.
2. *John S.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2486–2489.
3. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton: Princeton Univ. Press, 1995. 137 p.
4. *Busch K., Wehrspohn R.B., Lölkes S. et al.* Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization. N.Y.: Wiley, 2004. 354 p.
5. *Ветров С.Я., Шабанов А.В.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 1341–1346.
6. *Ветров С.Я., Шабанов А.В.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1126–1131.
7. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
8. *Королев Ф.А.* Теоретическая оптика. М.: Высш. шк., 1966. 556 с.
9. *Ozaki R., Ozaki M., Yoshino K.* // Electron. and Commun. Jap. 2005. V. 88. Pt. 2. P. 46–53.
10. *Бушуев В.А., Пряников А.Д.* // Квант. электроника. 2003. Т. 33. № 6. С. 515–519.
11. *Ветров С.Я., Шабанов А.В., Шустецкий Е.В.* // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 100. № 2 С. 268–272.
12. *Зырянов В.Я., Эпитейн В.Ш.* // ПТЭ. 1987. № 2. С. 164–166.