

09,15

Особенности спектральных свойств холестерического жидкого кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита

© С.Я. Ветров^{1,2}, М.В. Пятнов¹, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹ Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

² Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

E-mail: MaksPyatnov@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 21 января 2013 г.)

Исследуются спектральные свойства холестерического жидкого кристалла с дефектным слоем нанокompозита, который состоит из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Рассчитаны спектры пропускания, отражения и поглощения волн обеих циркулярных поляризаций таких структур, изучено спектральное проявление расщепления дефектной моды при совпадении ее частоты с резонансной частотой нанокompозита. Установлена существенная зависимость расщепления от концентрации наночастиц в дефекте. Показано, что, в зависимости от положения резонансной частоты относительно границ запрещенной зоны холестерика, в спектре пропускания возникает дополнительная полоса прозрачности, соответствующая волнам дифрагирующей круговой поляризации, либо дополнительная запрещенная зона для волн обеих круговых поляризаций, которые существенно модифицируются при вариации как угла падения света, так и шага спирали холестерика.

Работа выполнена при поддержке грантов: г/к 14.B37.21.0730 по ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“; № 24.29 Президиума СО РАН; Министерства образования и науки РФ, соглашение 14.B37.21.0730; ОФН РАН N III.9.5; Президиума РАН N 24.29 и 24.31; СО РАН N 43 и 101.

1. Введение

Материалы, диэлектрическая проницаемость которых изменяется периодически в одном, двух или трех измерениях с пространственным масштабом, сравнимым с длиной световой волны, называют фотонными кристаллами (ФК) или фотонно-кристаллическими структурами. Они вызывают большой интерес как новые оптические материалы с уникальными свойствами [1–4]. Из-за пространственной периодичности электромагнитные волны в ФК имеют зонный характер спектра подобно тому, как периодический в пространстве потенциал приводит к зонному спектру электронов. В фотонном кристалле с дефектом решетки, т.е. с нарушенной периодичностью, в фотонных запрещенных зонах (ФЗЗ) появляются полосы пропускания, положением и коэффициентом пропускания которых можно управлять, варьируя геометрические и структурные параметры [4]. При этом свет локализуется в области дефекта, что приводит к увеличению интенсивности световой волны внутри дефектного слоя. На основе ФК-материалов с дефектами созданы новые типы волноводов [5], нанорезонаторы с высокой добротностью [6,7], предложены способы увеличения интенсивности нелинейно-оптических процессов [8,9].

Особым классом одномерных фотонных кристаллов являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), обладающие уникальными свойствами: широкой областью прозрачности, сильной нелинейностью и высокой чувствительностью к внешним полям [10]. Изменяя

температуру, давление, прикладывая электромагнитные поля и механические напряжения, можно, например, существенным образом менять шаг холестерической спирали. Качественное отличие ХЖК от других видов ФК состоит в том, что они обладают селективным по отношению к поляризации дифракционным отражением. ХЖК имеют ФЗЗ для света, распространяющегося вдоль оси спирали ХЖК, с круговой поляризацией, совпадающей с закруткой холестерической спирали. При отражении от холестерика света с такой поляризацией не происходит изменения знака поляризации. Световые волны с противоположной круговой поляризацией не испытывают дифракционного отражения и проходят через среду холестерика почти без изменения. Введение дефектов разных типов в структуру идеального ХЖК, приводит к возникновению в запрещенных зонах ФК узких полос пропускания, соответствующих локализованным дефектным модам [11–15], которые подобно дефектным модам в скалярных периодических слоистых средах могут использоваться при создании узкополосных фильтров, для получения низкопороговой лазерной генерации. В [11] впервые исследованы, с помощью численного анализа, дефектные моды ХЖК как материалов с фотонными запрещенными зонами. Одним из выявленных оптических эффектов, связанных с дефектом, в виде тонкого слоя изотропного диэлектрика, внедренного между слоями холестерика, является индуцирование дефектных мод в ФЗЗ ХЖК для обеих круговых поляризаций нормально падающего света. Аналитический подход к

теории оптических дефектных мод в ХЖК с изотропным дефектным слоем развит в [16], в рамках модели, позволяющей исключить поляризационное смешивание и получить уравнение для света только дифрагирующей поляризации.

Новые возможности управления светом возникают в одномерных фотонных кристаллах с наноструктурированными металл-диэлектрическими дефектными слоями [17,18]. В нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешанных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости [19,20], при этом оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Положение резонанса, который лежит в области видимого света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц. В настоящей работе исследуются особенности спектральных свойств ХЖК с дефектным слоем нанокompозита, который состоит из серебряных наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью.

2. Исследуемая модель

Рассматриваемая структура состоит из двух одинаковых слоев идеального правозакрученного ХЖК, разделенных дефектным слоем нанокompозита (рис. 1). Длина структуры холестерика $20P$, где $P = 275 \text{ nm}$ — шаг спирали кристалла, толщина дефектного слоя $d = 5P/7$. Среда вне холестерика изотропна с показателем преломления $n = (n_0 + n_e)/2$, где $n_0 = 1.4$ и $n_e = 1.6$ — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления ХЖК соответственно. При таком выборе внешней среды френелевское отражение от поверхности холестерика и интерференционные полосы от граничных поверхностей слабые.

Диэлектрическая проницаемость нанокompозитного слоя ϵ_{mix} определяется формулой Максвелла–Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли [19–21]:

$$\epsilon_{\text{mix}} = \epsilon_d \left[\frac{f}{(1-f)/3 + \epsilon_d/(\epsilon_m - \epsilon_d)} + 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь f — фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице, ϵ_d и $\epsilon_m(\omega)$ — диэлектрические проницаемости

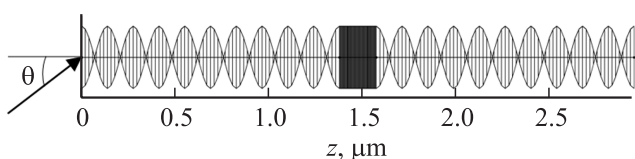


Рис. 1. Схематическое представление структуры холестерика с дефектом.

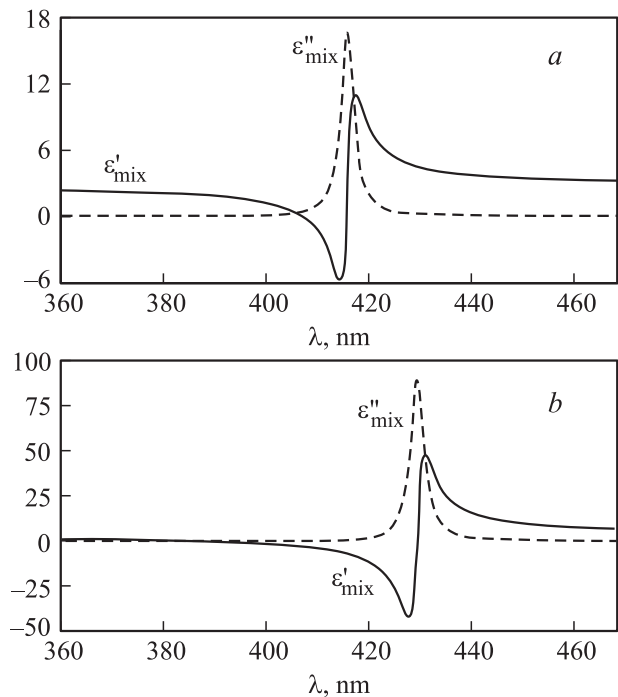


Рис. 2. Зависимости мнимой ϵ''_{mix} (пунктирная линия) и действительной ϵ'_{mix} (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита ϵ_{mix} от длины волны. Фактор заполнения $f = 0.02$ (a), 0.1 (b).

соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы, ω — частота излучения. Размер наночастиц значительно меньше длины волны и глубины проникновения поля в материал. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

где ϵ_0 — постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов, ω_p — плазменная частота, γ — величина, обратная времени релаксации электронов. Для серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле $\epsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9 \text{ eV}$, $\gamma = 0.02 \text{ eV}$, $\epsilon_d = 2.56$.

Пренебрегая малым фактором γ^2 , находим положение резонансной частоты, зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы f

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\epsilon_d + (1-f)(\epsilon_0 - \epsilon_d)}} \quad (3)$$

На рис. 2 представлена дисперсионная зависимость диэлектрической проницаемости нанокompозита для двух значений фактора заполнения $f = 0.02, 0.1$.

Из рисунка видно, что с ростом концентрации наночастиц, частота ω_0 , соответствующая резонансу в дефектном слое смещается в длинноволновую область спектра. При этом полуширина резонансной кривой

ϵ''_{mix} изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая ϵ'_{mix} , увеличивается область частот, для которых нанокомпозит подобен металлу при $\epsilon'_{\text{mix}} < 0$.

3. Результаты расчетов

Численный анализ спектральных свойств и распределения поля в образце выполнен с помощью метода матрицы переноса Берремана [22], который позволяет количественно исследовать распространение света в ХЖК с дефектом структуры. Уравнение, описывающее распространение света с частотой ω вдоль оси z , имеет вид

$$\frac{d\Psi}{dz} = \frac{i\omega}{c} \Delta(z)\Psi(z), \quad (4)$$

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.

На рис. 3 приведен затравочный ($f = 0$) спектр пропускания при нормальном падении света на холестерик с дефектом структуры в виде диэлектрической пластинки. Из рисунка видно, что, как и в [11], в ФЗЗ спектра пропускания холестерика возникают пики, соответствующие дефектным модам ХЖК, которые индуцируются для обеих круговых поляризаций нормально падающего света. Кроме того, дефектным модам соответствует одна и та же длина волны и одинаковое пропускание.

Если фактор заполнения отличен от нуля и резонансная частота ω_0 нанокомпозита совпадает с частотой дефектной моды, возникает расщепление частоты дефектной моды, подобное расщеплению частоты двух связанных осцилляторов. Проявление эффекта расщепления в спектрах пропускания, отражения и поглощения иллюстрируется на рис. 4. Из рис. 4, *a* видно, что в результате расщепления дефектные моды для правой и левой круговых поляризаций имеют одинаковую длину волны, но разное пропускание в центре пика. Расчеты показывают, что, как и для скалярного одномерного ФК

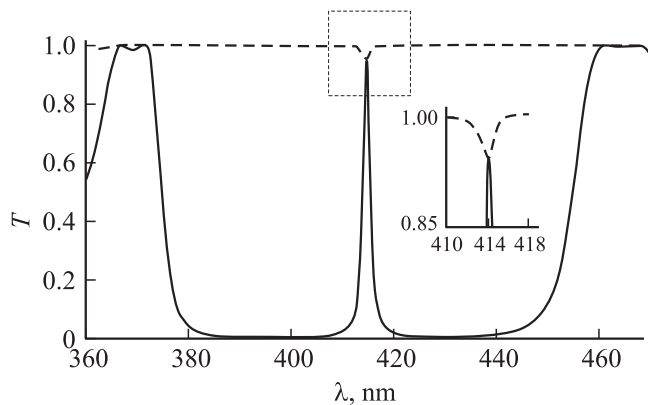


Рис. 3. Спектр пропускания для волн с правой (сплошная линия) и левой (пунктирная линия) круговыми поляризациями, $\theta = 0^\circ$. Фактор заполнения $f = 0$. На вставке в укрупненном виде представлен пичёк при 414 nm.

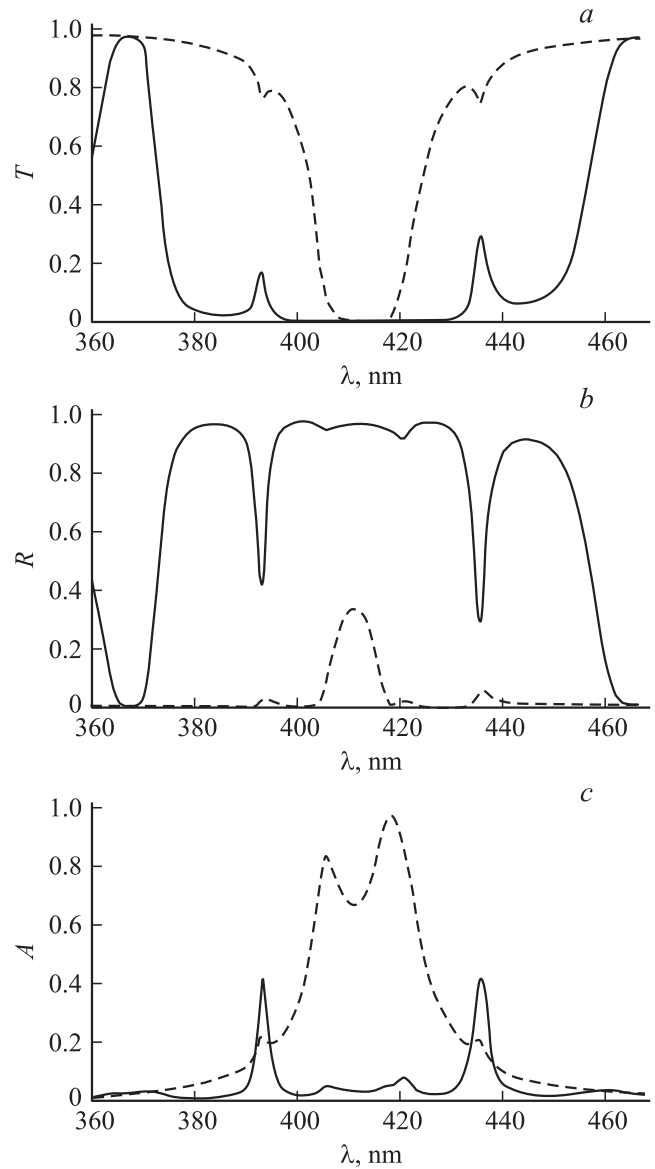


Рис. 4. Спектры пропускания T , отражения R и поглощения A для волн правой (сплошная линия) и левой (пунктирная линия) круговых поляризаций, $\theta = 0^\circ$. Фактор заполнения $f = 0.02$.

с резонансным дефектным слоем нанокомпозита [17], расщепление растет с ростом объемной доли наночастиц в композите. Характерным для спектров отражения и поглощения (рис. 4, *b, c*) является сильная зависимость коэффициентов отражения и поглощения от направления круговой поляризации падающего света. Появление, после расщепления дефектного мода, в запрещенной для обеих поляризаций спектральной области (рис. 4, *a*) связано, в первую очередь, с существенным отражением и поглощением волн соответственно правой и левой круговых поляризаций (рис. 4, *b, c*).

На рис. 5 приведены пространственные распределения электрического поля в дефектных модах с длиной волны $\lambda = 435.8 \text{ nm}$ (рис. 4, *a*).

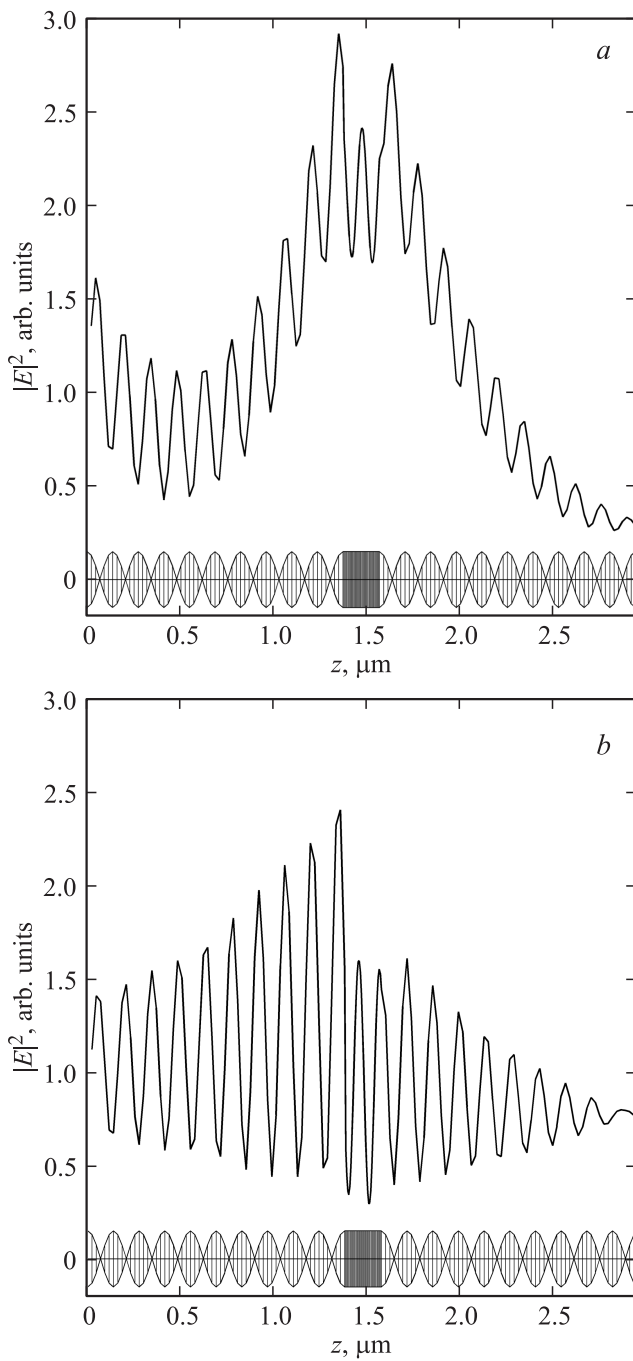


Рис. 5. Распределение квадрата модуля электрического поля для $\lambda = 435.8 \text{ nm}$ (рис. 4, *a*), $f = 0.02$; *a* и *b* соответственно для дефектных мод с $T = 0.3$ и 0.76 .

Наиболее отчетливо проявляется локализация поля в области, соизмеримой с длиной волны, для моды соответствующей правой дифрагирующей поляризации.

Новые особенности в спектре пропускания возникают при изменении угла падения света θ . При увеличении θ запрещенная зона ХЖК сдвигается, в соответствии с условием Брэгга, в коротковолновую область, при этом длинноволновый край ФЗЗ сдвигается к резонансной частоте ω_0 дефектного слоя. При $\theta = 26^\circ$ (рис. 6, *a*) в ФЗЗ

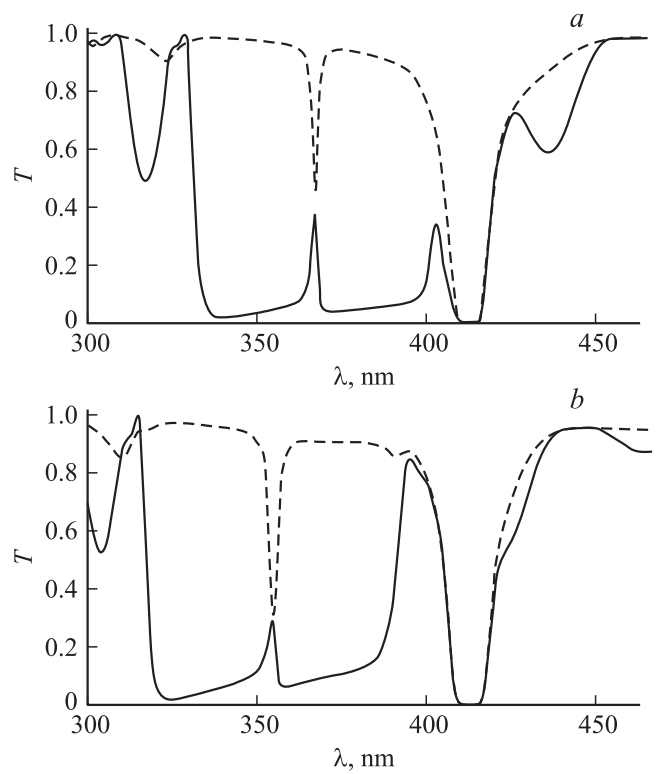


Рис. 6. Спектры пропускания для разных углов падения, $\theta = 26^\circ$ (*a*), $\theta = 30^\circ$ (*b*). Сплошная и пунктирная линии соответственно для света правой и левой круговых поляризаций. Фактор заполнения $f = 0.01$.

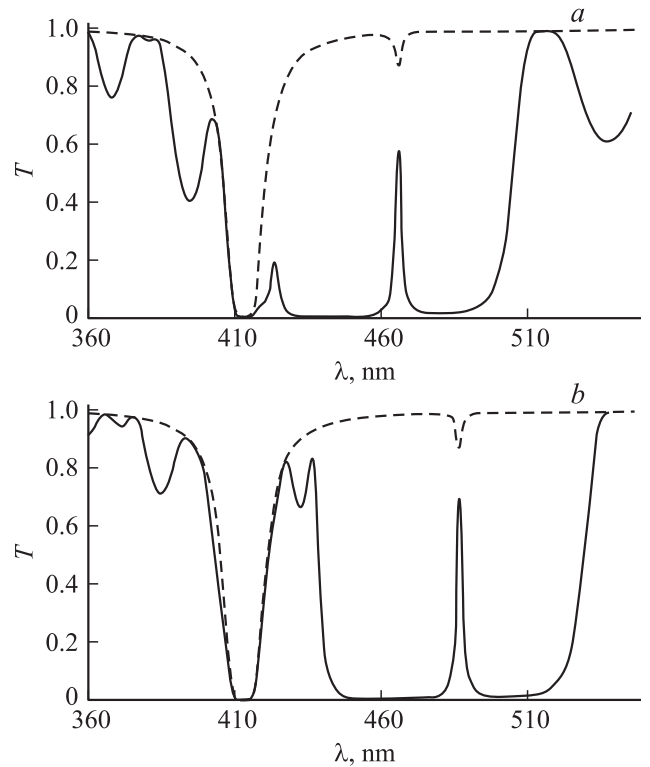


Рис. 7. Спектры пропускания для разных значений шага спирали, $P = 305 \text{ nm}$ (*a*) и $P = 320 \text{ nm}$ (*b*). Сплошная и пунктирная линии соответственно для волн правой и левой круговых поляризаций, фактор заполнения $f = 0.01$.

коротковолновой пик соответствующий дефектной моде исчезает, остается длинноволновой пик дефектных мод соответствующих правой и левой круговым поляризациям. Существенно, что при этом значении угла падения резонансная частота ω_0 оказывается вблизи длинноволновой границы ФЗЗ. Смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к эффекту расщепления запрещенной зоны, т. е. от длинноволнового края отщепляется дополнительная полоса прозрачности, соответствующая дифрагирующей поляризации, и появляется полоса непропускания в окрестности ω_0 для волн обеих поляризаций, обусловленная, в основном, поглощением поля в слое нанокompозита. При дальнейшем увеличении угла падения θ резонансная частота ω_0 оказывается в сплошном спектре пропускания, возникающая резонансная ситуация в этом случае приводит к появлению в спектре пропускания дополнительной запрещенной зоны (рис. 6, *b*).

Аналогичные эффекты можно реализовать иначе, путем изменения шага спирали холестерика. Действительно, при увеличении шага спирали, например, за счет изменения температуры, запрещенная зона сдвигается в длинноволновую область. При этом смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к расщеплению ФЗЗ (рис. 7, *a*) и появлению дополнительной полосы непропускания в сплошном спектре (рис. 7, *b*).

4. Заключение

Исследованы спектральные свойства холестерического жидкого кристалла со структурным резонансно поглощающим дефектным слоем нанокompозита, состоящим из сферических серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице. Выявлен ряд важных особенностей спектральных свойств ХЖК с дефектом структуры, которые обусловлены, прежде всего, резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита и ее существенной зависимостью от фактора заполнения f .

Изучено проявление эффекта расщепления частоты дефектных мод, индуцированных для обеих круговых поляризаций падающего на образец излучения, в спектрах пропускания, поглощения и отражения. В результате расщепления частоты в спектре пропускания возникает запрещенная спектральная область. Величина расщепления растет с ростом объемной доли наночастиц в дефектном слое и может достигать 50 nm.

Показана возможность эффективного управления спектром пропускания ХЖК с дефектом путем варьирования угла падения света на холестерик, или посредством изменения шага спирали под воздействием внешних полей. Существуют такие значения угла падения или шага спирали, при которых резонансная частота нанокompозита оказывается вблизи границ запрещенной зоны ХЖК-структуры, что обуславливает появление

дополнительной полосы прозрачности для волн дифрагирующей поляризации или дополнительной полосы непропускания для волн обеих круговых поляризаций.

Авторы благодарны профессору В.А. Белякову за прочтение работы в рукописи и полезные замечания.

Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, 2nd ed. Princeton University Press, Princeton, NJ (2008). P. 286.
- [2] K. Sakoda. Optical Properties of Photonic Crystals. Springer, Berlin (2004). P. 253.
- [3] K. Busch, S. Lölkes, R.B. Wehrspohn, H. Föll. Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization. Wiley-VCH, Weinheim (2004). P. 354.
- [4] В.Ф. Шабанов, С.Я. Ветров, А.В. Шабанов. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Изд-во СО РАН, Новосибирск (2005). 209 с.
- [5] А.М. Желтиков. УФН **170**, 1203 (2000).
- [6] Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, S. Noda. Nature **425**, 944 (2003).
- [7] O. Painter, R. Lee, A. Yariv, J.D. O'Brien, P.D. Dapkus, I. Kim. Science **284**, 1819 (1999).
- [8] B.M. Shi, Z. Jiang, X.F. Zhou, X. Wang. J. Appl. Phys. **91**, 6769 (2002).
- [9] М.Г. Мартемьянов, Т.В. Долгова, А.А. Федянин. ЖЭТФ **125**, 527 (2004).
- [10] В.А. Беляков, А.С. Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. Наука, М. (1982). 360 с.
- [11] Y.-C. Yang, C.-S. Kee, J.-E. Kim, H.-Y. Park. Phys. Rev. E **60**, 6852 (1999).
- [12] V.I. Kopp, A.Z. Genack. Phys. Rev. Lett. **89**, 033901 (2003).
- [13] J. Schmidtke, W. Stille. Finkelmann. Phys. Rev. Lett. **90**, 083902 (2003).
- [14] А.В. Шабанов, С.Я. Ветров, А.Ю. Карнеев. Письма в ЖЭТФ **80**, 206 (2004).
- [15] A.H. Gevorgyan, M.Z. Haratyunyan. Phys. Rev. E **76**, 031701 (2007).
- [16] В.А. Беляков, С.В. Семенов. ЖЭТФ **139**, 798 (2011).
- [17] С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В. Тимофеев. ЖЭТФ **140**, 871 (2011).
- [18] С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников, Д.И. Семенов. Квантовая электроника. **42**, 557 (2012).
- [19] J.C. Maxwell Garnett. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **203**, 385 (1904).
- [20] А.Н. Ораевский, И.Е. Проценко. Письма в ЖЭТФ **72**, 541 (2000).
- [21] Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. УФН **177**, 619 (2007).
- [22] D.W. Berreman. J. Opt. Soc. Am. **62** (4), 502 (1972).