

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОДЫ И СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТАМИ РЕШЕТКИ

С. Я. Ветров^{a,}, А. В. Шабанов^b*

*^a Красноярский государственный технический университет
660074, Красноярск, Россия*

*^b Институт физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 21 декабря 2000 г.

Исследуются свойства локализованных электромагнитных мод в одномерном фотонном кристалле со структурным дефектным слоем. В качестве дефекта рассматривается анизотропный слой нематического жидкого кристалла. Показано, что частота и коэффициент затухания дефектных мод существенно зависят от толщины дефектного слоя и ориентации оптической оси нематика. Исследован спектр пропускания фотонного кристалла с одним и двумя дефектами в решетке. С учетом специфики нематического жидкого кристалла (по сравнению с обычным кристаллом) — сильной анизотропией диэлектрической проницаемости — показана возможность управления спектром пропускания фотонного кристалла за счет изменения ориентации оптической оси нематика, например, внешним электрическим полем.

PACS: 78.66.-W, 78.20.Jq, 61.72.Ji

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [1] — особый класс искусственных структур с периодическим изменением диэлектрических свойств на пространственном масштабе порядка оптической длины волны. В зависимости от размерности периодичности различают одно-, двух или трехмерные фотонные кристаллы. Ценность концепции фотонных структур заключается в возможности исследования физических явлений с новой точки зрения, основанной на традиционных идеях физики твердого тела и электромагнетизма. Теория распространения электромагнитного излучения в периодических средах имеет весьма близкую формальную аналогию с квантовой теорией электронов в кристаллах. Зонная структура энергетического спектра электронов в кристаллах, обусловленная брэгговским отражением электронов, аналогична структуре спектра фотонного кристалла. С

наличием фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) в фотонных кристаллах и необычностью их дисперсионных свойств связаны многие интересные и потенциально полезные явления. ФК-структуры позволяют решить фундаментальные проблемы, связанные, например, с управлением процессами спонтанного излучения света из атомов и молекул [2–4], с локализацией и каналированием света [1, 5–11]. В практических приложениях ФЗЗ-структуры широко используются при создании ФК-волноводов [8, 12, 13], сверхбыстрых оптических переключателей [14, 15], брэгговских отражателей [16], детекторов [17], оптических схем [18, 19]. Следует отметить, что для многих практических применений полезно уметь использовать электрооптические эффекты для управления ФЗЗ-структурами. В работе [20] для трехмерных ФЗЗ-структур, сформированных с включениями нематического жидкого кристалла (НЖК), показано, что изменяя ориентацию оптической оси нематика, можно эффективно управлять спектром пропускания фотонного кристалла. Ранее в [21] исследовались поверхностные электромагнитные волны

*E-mail: chery@escape.akadem.ru

на границе раздела изотропной среды и сверхрешетки, состоящей из чередующихся изотропного слоя и слоя НЖК. Показана возможность эффективно управлять характеристиками поверхностной волны. Объемные электромагнитные волны в неограниченных и конечных сверхрешетках, состоящих из чередующихся изотропного слоя и слоя нематика, изучены в [22]. Показано, что спектр электромагнитных волн в сверхрешетках может существенно модифицироваться при изменении ориентации оптической оси НЖК. Отмечена также возможность эффективно управлять коэффициентом пропускания электромагнитных волн за счет изменения ориентации директора НЖК.

В данной работе исследуются свойства локализованных электромагнитных мод в одномерном фотонном кристалле со структурным дефектным слоем, в качестве которого рассматривается анизотропный слой нематического жидкого кристалла. Исследуется также спектр пропускания ФК с одним и двумя дефектами в решетке. Показана возможность управления характеристиками локализованных мод и спектром пропускания ФК за счет изменения ориентации оптической оси нематика.

В разд. 2, 3 представлены теоретические предположения численного моделирования, проведенного в разд.4.

2. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЧАСТОТ И ФОРМ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ МОД

Рассматриваемая нами ФЗЗ-структура представляет собой неограниченную слоистую среду, состоящую из чередующихся изотропных слоев двух материалов со структурным дефектом (рис. 1). В качестве дефектного слоя был выбран слой нематического жидкого кристалла, обозначенный как «d», тол-

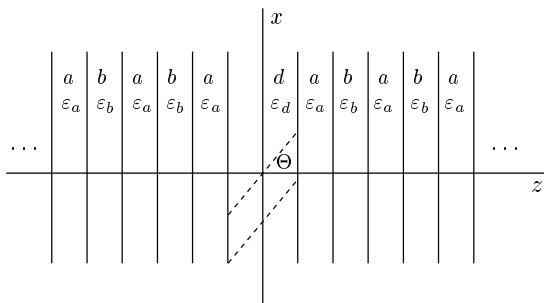


Рис. 1. Одномерная ФЗЗ-структура с дефектом решетки

щиной W_d , θ — угол между оптической осью нематика и осью z . Слой НЖК внедрен между двумя полуограниченными сверхрешетками с элементарной ячейкой, состоящей из материалов a и b с толщинами слоев соответственно W_a и W_b .

Обсуждаемая структура характеризуется диэлектрическими проницаемостями ϵ_a, ϵ_b соответственно слоев a и b и тензором диэлектрической проницаемости слоя НЖК

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta & 0 & \frac{1}{2} \sin(2\theta) \cdot \Delta\epsilon \\ \frac{1}{2} \sin(2\theta) \cdot \Delta\epsilon & 0 & \epsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \epsilon_{\parallel} \cos^2 \theta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{x'x'} = \epsilon_{y'y'}$, $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{z'z'}$ — компоненты диэлектрического тензора в главных осях, $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$. В дальнейшем учитываются только диагональные компоненты тензора (1). Это оправдано, если $\theta = 0$, либо $\theta = \pi/2$. Уравнения Максвелла в анизотропном дефектном слое ФК на классе полей H -типа с частотой ω

$$\{E_x, H_y\} = \{E_x(z), H_y(z)\} e^{-i\omega t} \quad (2)$$

имеют вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\epsilon_{xx}\omega^2}{c^2} \right) E_x(z) &= 0, \\ H_y(z) &= -\frac{ic}{\omega} \frac{dE_x}{dz}, \end{aligned} \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме. Уравнения для полей E -типа получаются из (3) заменой $E_x(z) \rightarrow \rightarrow E_y(z), H_y(z) \rightarrow -H_x(z)$ и $\epsilon_{xx} \rightarrow \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$. Уравнения Максвелла в изотропных слоях ФК получаются из (3) заменой $\epsilon_{xx} \rightarrow \epsilon_a$, либо $\epsilon_{xx} \rightarrow \epsilon_b$.

Геометрия задачи, заданная выше, позволяет адаптировать для наших целей метод исследования локализованных акустических фоновых мод в сверхрешетке с изотропным дефектным слоем [23]. Решение уравнений Максвелла для электрического поля, локализованного в дефектной L -моды, может быть записано как

$$E_x(z, t) = E_L(z) \exp(-i\omega_L t), \quad (4)$$

где $E_L(z) \equiv E_x(z)$ — напряженность электрического поля для локализованной L -моды, ω_L — частота локализованной моды. Для ФЗЗ-структуры с дефектом решетки напряженность электрического поля в различных слоях может быть представлена с учетом общего решения уравнения Максвелла для поля в слое (3) в виде

$$E_L(z) = \begin{cases} f(A_{Lj}^r, B_{Lj}^r, k_{Lj}, z - z_{mj}^r) \exp[iq_z(m-1)W], & -\frac{W_j}{2} \leq z - z_{mj}^r \leq \frac{W_j}{2}, \\ f(A_{Ld}, B_{Ld}, k_{Ld}, z - z_d), & -\frac{W_d}{2} \leq z - z_d \leq \frac{W_d}{2}, \\ f(A_{Lj}^l, B_{Lj}^l, k_{Lj}, z - z_{mj}^l) \exp[iq_z(m-1)W], & -\frac{W_j}{2} \leq z - z_{mj}^l \leq \frac{W_j}{2}. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь функция $f(A, B, k, z)$ определяется равенством

$$f(A, B, k, z) = Ae^{ikz} + Be^{-ikz}, \quad (6)$$

z_d — координата центра дефектного слоя, z_{mj}^l, z_{mj}^r — координаты центров j -го ($j = a, b$) слоя в m -ом ($m = 1, 2, 3, \dots$) периоде слева и справа полубесконечных сверхрешеток, $k_{L\mu}$ задается равенством

$$k_{L\mu} = \frac{\omega_L n_\mu}{c}, \quad \mu = a, b, d, \quad (7)$$

где

$$n_\mu = \sqrt{\varepsilon_\mu}, \quad \varepsilon_d = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_\perp \cos^2 \theta + \varepsilon_\parallel \sin^2 \theta,$$

блеховское волновое число q_z должно быть комплексным:

$$q_z = \frac{n\pi}{W} + iq, \quad q > 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

Здесь $W = W_a + W_b$ — период идеальной слоистой среды. Из условия непрерывности E_x и H_y на границах раздела сред получаем уравнения для определения частоты ω_L и коэффициента затухания q локализованных мод:

$$\text{ch}(qW) = (-1)^n \left(\cos \alpha \cos \beta - \frac{1}{2} n_{ba}^+ \sin \alpha \sin \beta \right), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & (-1)^n \text{sh}(qW) \left(2 \cos \alpha \cos \beta - n_{da}^+ \sin \alpha \sin \gamma \right) - \left(\sin \alpha \cos \beta + \frac{1}{2} n_{ba}^+ \sin \beta \cos \alpha \right) \times \\ & \times \left(2 \sin \alpha \cos \gamma + n_{da}^+ \sin \gamma \cos \alpha \right) + \frac{1}{2} n_{ba}^- n_{da}^- \sin \beta \sin \gamma = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= k_{La} W_a, \quad \beta = k_{Lb} W_b, \quad \gamma = k_{Ld} W_d, \\ n_{ba}^\pm &= \frac{n_b}{n_a} \pm \frac{n_a}{n_b}, \quad n_{da}^\pm = \frac{n_d}{n_a} \pm \frac{n_a}{n_d}. \end{aligned}$$

Распределение электрического поля в локализованных модах ФК-структуры может быть представлено как

$$E_L(z) = \begin{cases} A_{La}^r f(A_{Ld}, B_{Ld}, k_{Ld}, z - z_d), & -\frac{W_d}{2} \leq z - z_d \leq \frac{W_d}{2}, \\ A_{La}^r f \left(1, \frac{\exp(-iq_z W) - \varphi_1}{\varphi_1}, k_{La}, z - z_{ma}^r \right) \exp[iq_z(m-1)W], & -\frac{W_a}{2} \leq z - z_{ma}^r \leq \frac{W_a}{2}, \\ A_{La}^r f(A_{Lb}^r, B_{Lb}^r, k_{Lb}, z - z_{mb}^r) \exp[iq_z(m-1)W], & -\frac{W_b}{2} \leq z - z_{mb}^r \leq \frac{W_b}{2}, \\ A_{La}^r f(A_{L\nu}^l, B_{L\nu}^l, k_{L\nu}, z - z_{m\nu}^l) \exp[iq_z(m-1)W], & \nu = a, b, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \cos \alpha \cos \beta - i \sin \alpha \cos \beta - \\ &\quad - \frac{1}{2} n_{ba}^- (\sin \alpha \sin \beta + i \cos \alpha \sin \beta), \\ \varphi_2 &= -\frac{i}{2} n_{ba}^- \sin \beta, \end{aligned}$$

A_{La}^r — нормировочная постоянная, q_z определяется посредством (9), (10). Здесь

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_{Lb}^r \\ B_{Lb}^r \end{pmatrix} &= \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{Lb}, -W_b) \times \\ &\quad \times \hat{\Lambda}(c_1, k_{La}, W_a) \hat{C}, \\ \begin{pmatrix} A_{Ld} \\ B_{Ld} \end{pmatrix} &= \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{Ld}, W_d) \times \\ &\quad \times \hat{\Lambda}(c_1, k_{La}, -W_a) \hat{C}, \\ \begin{pmatrix} A_{La}^l \\ B_{La}^l \end{pmatrix} &= \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{La}, W_a) \times \\ &\quad \times \hat{\Lambda}(c_1, k_{Ld}, -W_d) \begin{pmatrix} A_{Ld} \\ B_{Ld} \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} A_{Lb}^l \\ B_{Lb}^l \end{pmatrix} &= \hat{\Lambda}^{-1}(c_1, k_{Lb}, W_b) \times \\ &\quad \times \hat{\Lambda}(c_1, k_{La}, -W_a) \begin{pmatrix} A_{La}^l \\ B_{La}^l \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\hat{\Lambda}(c_1, k, z) = \begin{pmatrix} e^{ikz/2} & e^{-ikz/2} \\ ic_1 k e^{ikz/2} & -ic_1 k e^{-ikz/2} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\exp(-iq_z W) - \varphi_1}{\varphi_2} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

3. СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ

Спектр пропускания ограниченного ФК с дефектами решетки исследуем методом трансфер-матрицы [24]. Диэлектрические проницаемости слоев зададим в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon(0) = 1, & z < z_0, \\ \varepsilon(1) = \varepsilon_b, & z_0 < z < z_1, \\ \varepsilon(2) = \varepsilon_a, & z_1 < z < z_2, \\ \dots \\ \varepsilon(l_1) = \varepsilon_d, & z_{l_1-1} < z < z_{l_1}, \\ \dots \\ \varepsilon(l_2) = \varepsilon_d, & z_{l_2-1} < z < z_{l_2}, \\ \dots \\ \varepsilon(N) = \varepsilon_b, & z_{N-1} < z < z_N, \\ \varepsilon(s) = 1. \end{cases} \quad (15)$$

Для рассматриваемой нами структуры распределение электрического поля в слоях имеет вид

$$E_x(n, t) = [A(n) \exp(\alpha(n)(z - z_n)) + B(n) \exp(-\alpha(n)(z - z_n))] \exp(-i\omega t), \quad (16)$$

где $A(n)$, $B(n)$ — амплитуды соответственно падающей и отраженной волн в n -ом слое,

$$\alpha(n) = \frac{\sqrt{\varepsilon(n)} \omega}{c}. \quad (17)$$

Распределение магнитного поля в слоях дается выражением

$$H_y(n, t) = [A(n) \exp(i\alpha(n)(z - z_n)) - B(n) \exp(-i\alpha(n)(z - z_n))] \sqrt{\varepsilon(n)} \times \exp(-i\omega t). \quad (18)$$

Из условия непрерывности E_x , H_y на границах раздела сред $z = z_{n-1}$ получаем систему уравнений, которая может быть представлена как матричное уравнение

$$\begin{pmatrix} A(n-1) \\ B(n-1) \end{pmatrix} = T_{n-1, n} \begin{pmatrix} A(n) \\ B(n) \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Здесь трансфер-матрица имеет вид

$$T_{n-1, n} = D^{-1}(n-1) D(n) P(n), \quad (20)$$

где

$$D(n) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \sqrt{\varepsilon(n)} & -\sqrt{\varepsilon(n)} \end{pmatrix}, \quad (21)$$

$$P(n) = \begin{pmatrix} e^{-i\alpha(n)\gamma_n} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha(n)\gamma_n} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$\gamma_n = z_n - z_{n-1}$, $n = 1, 2, \dots, N$. Из (19) следует, что амплитуды $A(0)$, $B(0)$ связаны с $A(s)$ и $B(s)$ следующим образом:

$$\begin{pmatrix} A(0) \\ B(0) \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A(s) \\ B(s) \end{pmatrix}, \quad (23)$$

где

$$M = \hat{T}_{01} \hat{T}_{12} \dots \hat{T}_{N-1,N} \hat{T}_{Ns}, \quad (24)$$

$s \equiv N + 1$, $\gamma_{N+1} \equiv 0$. Коэффициент пропускания $t(\omega)$ определяется при условии, что отсутствует отражение электромагнитных волн с правой стороны образца ФК, выражением

$$t(\omega) = \left| \left(\frac{A(s)}{A(0)} \right)_{B(s)=0} \right|^2. \quad (25)$$

Используя (23), получаем

$$t(\omega) = \frac{1}{|\hat{M}_{11}|^2}, \quad (26)$$

где \hat{M}_{11} — элемент матрицы \hat{M} .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнения (9), (10), определяющие частоты и коэффициенты затухания локализованных мод неограниченного ФК, решались численно. Приведем результаты расчетов для ФК с толщинами слоев $W_a = W_b = 1$ мкм и диэлектрическими проницаемостями соответственно $\varepsilon_a = 4$, $\varepsilon_b = 2.25$. Значения показателей преломления дефектного слоя в ИК области

$$n_d \left(\frac{\pi}{2} \right) = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} = n_{\parallel} = 1.7$$

и

$$n_d(0) = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} = n_{\perp} = 1.5$$

соответствуют нематическому жидкому кристаллу 5ЦБ при температуре 20 °С [25].

Спектр электромагнитных возбуждений идеальной слоистой среды имеет зонный характер [26]. Дефектный слой, внедренный в ФК, может приводить к возникновению дискретных частот, лежащих в запрещенных зонах невозмущенной слоистой среды, и локализации электромагнитного поля в дефектных модах. На рис. 2 представлены зависимости частоты и коэффициента затухания дефектных мод, лежащих во второй запрещенной зоне ($n = 2$), от толщины дефектного слоя в случае нормальной и тангенциальной ориентаций оптической оси нематика. Частоты

$$\omega_1 = 3.521 \frac{c}{W} = 5.281 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$$

и

$$\omega_2 = 3.663 \frac{c}{W} = 5.495 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$$

на этом рисунке определяют границы спектрального диапазона запрещенной зоны. Видно, что при изменении ориентации директора нематика не только существенно меняются частота и коэффициент затухания локализованных мод, но могут возникать при определенных толщинах дефектного слоя новые локализованные моды. Отметим, что при восстановлении трансляционной инвариантности в ФК при $W_d = 1$ мкм и $n_d = 1.5$ дискретные частоты в запрещенных зонах исчезают. Увеличение толщины дефектного слоя при заданной ориентации оптической оси жидкого кристалла приводит к росту числа дискретных частот в запрещенной зоне ФК. При $W_d = 100$ мкм число локализованных мод при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ возрастает до 5. На качественном уровне этот результат может быть наглядно интерпретирован. Локализованные моды вблизи дефекта в ФЗЗ-структурах имеют много общего с резонатором. Действительно, дефектную моду ФК можно представить в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от полуограниченных сверхрешеток, иначе говоря, стенок резонатора. Число же мод в резонаторе в заданном частотном интервале пропорционально его длине.

На рис. 3 иллюстрируется возможность управления спектром дефектных мод и пространственным распределением квадрата модуля электрического поля в дефектных модах ФК с толщиной дефектного слоя $W_d = 4.5$ мкм. Центр дефектного слоя совпадает с началом координат. Кривые при отрицательных значениях z получаются в результате операции зеркального отражения в плоскости $z = 0$. Кривая на рис. 3б построена для $\theta = \pi/2$, $n_{\parallel} = 1.7$. В этом случае частота локализованной моды, лежащая вблизи центра запрещенной зоны, равна $\omega_L = 5.380 \cdot 10^{14}$ Гц, соответствующий коэффициент затухания $q = 0.125$. Отчетливо проявляется локализация квадрата модуля электрического поля вблизи дефектного слоя. Изменение ориентации оптической оси нематика с тангенциальной на нормальную ($\theta = 0$, $n_{\perp} = 1.5$) приводит к появлению двух дефектных мод, лежащих вблизи границ сплошного спектра (рис. 3а, в). Частоты и коэффициенты затухания мод равны $\omega_L = 5.491 \cdot 10^{14}$ Гц, $q = 0.026$ (рис. 3а), $\omega_L = 5.282 \cdot 10^{14}$ Гц, $q = 0.019$ (рис. 3в). Следовательно, изменение ориентации директора индуцирует новые дефектные моды с существенно более слабой локализацией. Действительно, коэффициенты затухания мод (рис. 3а, в) уменьшились соответственно в 4.8 и 6.6 раз. Из рис. 2 видно, что существуют толщины дефектного слоя, при которых изменение ориентации директора с тангенци-

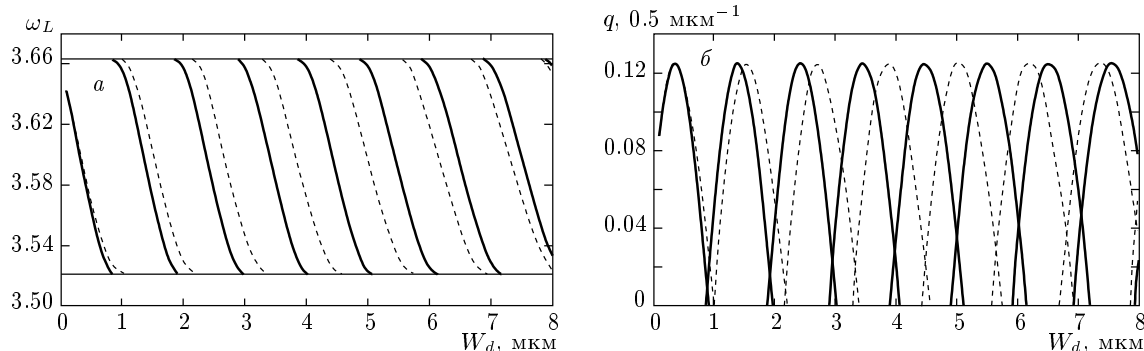


Рис. 2. Зависимости частоты (а) и коэффициента затухания (б) локализованных мод от толщины дефектного слоя. Штриховая кривая соответствует $n_d = 1.5$ при $\theta = 0$, сплошная — $n_d = 1.7$ при $\theta = \pi/2$; ω_L в единицах c/W

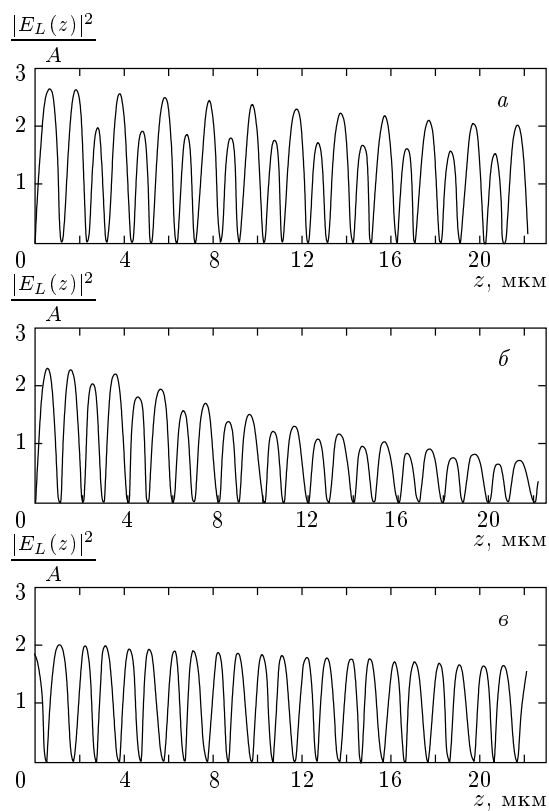


Рис. 3. Квадрат модуля электрического поля локализованной моды. Толщина дефектного слоя $W_d = 4.5$ мкм, $n_d = 1.5$ (а, в), 1.7 (б), $A = |A_{L_a}^z|^2$. Центр дефектного слоя совпадает с началом координат ($z = 0$)

альной на нормальную не меняет числа дефектных мод, а приводит лишь к сдвигу частот и коэффициентов затухания.

Исследуем теперь особенности спектра пропуска-

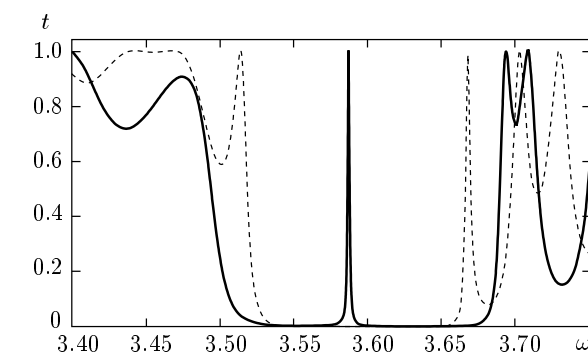


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента пропускания для ФК с числом слоев $N = 85$. Толщина дефектного слоя, расположенного в центре слоистой среды, $W_d = 4.5$ мкм. Штриховая кривая соответствует $n_d = 1.5$ при $\theta = 0$, сплошная — $n_d = 1.7$ при $\theta = \pi/2$; ω в единицах c/W

ния конечного ФК с помощью численного решения уравнения для коэффициента пропускания (26) при вариации параметров слоистой среды. В дальнейшем полагаем, как и в случае неограниченного ФК, $W_a = W_b = 1$ мкм, $\epsilon_a = 4$, $\epsilon_b = 2.25$.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента пропускания ФК от частоты, изменяющейся в диапазоне существования второй запрещенной зоны идеального ФК, для разных ориентаций оптической оси нематика. Видно, что спектр дефектных мод конечного образца согласуется со спектром локализованных мод неограниченного фотонного кристалла при прочих равных параметрах слоистых структур (рис. 2, 3). Действительно, при угле ориентации $\theta = \pi/2$ в спектре пропускания появляется дефектная мода с частотой $\omega_L = 5.381 \cdot 10^{14}$ Гц близкой к соответствующей частоте дефектного уровня неогра-

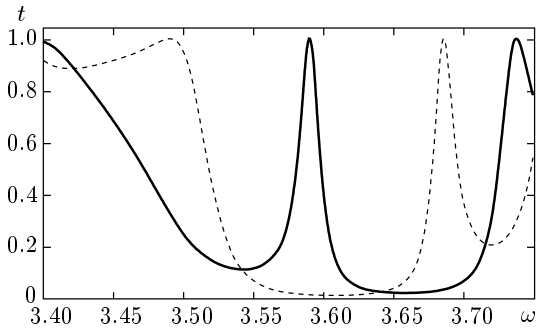


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента пропускания для образца с числом слоев $N = 45$. Дефект находится в центре ФК. Значения остальных параметров те же, что для рис. 4; ω в единицах c/W

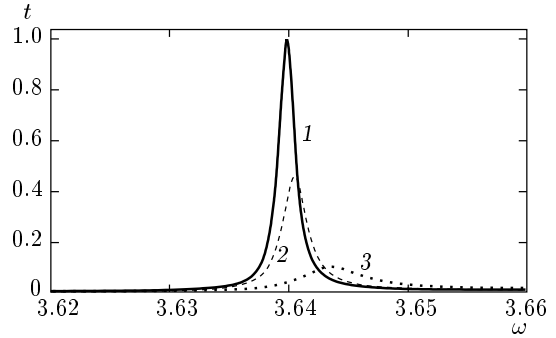


Рис. 7. Фрагмент спектра пропускания образца ФК для $\theta = \pi/2$ в зависимости от положения дефектного слоя в решетке. Дефект в центре образца с $l = 43$ (1), 33 (2), 23 (3). Остальные параметры те же, что для рис. 6

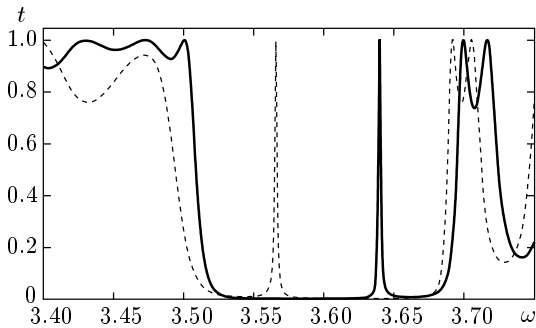


Рис. 6. Частотная зависимость коэффициента пропускания для ФК с толщиной дефектного слоя $W_d = 5.2$ мкм. Остальные параметры те же, что для рис. 4; ω в единицах c/W

ниченного ФК (рис. 3б). Ширина кривой пропускания порядка 10 \AA . При $\theta = 0$ в спектре пропускания появляются две дефектные моды с частотами $\omega_L = 5.271 \cdot 10^{14}$ Гц и $\omega_L = 5.502 \cdot 10^{14}$ Гц. Частотная зависимость коэффициента пропускания для образца с меньшим числом слоев приведена на рис. 5. Сравнение рис. 5 с рис. 4 показывает, что уменьшение почти в два раза числа слоев в образце ФК с дефектом решетки приводит к заметному изменению спектра пропускания: кривые пропускания стали более широкими, сместилось положение минимума, а также частотное положение максимума в пропускании излучения.

Как отмечалось выше, для неограниченного ФК существуют толщины дефектного слоя, при которых изменение ориентации оптической оси нематика сдвигает частоту дефектной моды, но не приводит к появлению новых дефектных уровней в запрещен-

ной зоне. Это имеет место, например, для толщины слоя нематика $W_d = 5.2$ мкм (рис. 2). На рис. 6 для сравнения приведена частотная зависимость коэффициента пропускания конечного образца ФК с дефектным слоем такой же толщины.

Характерной чертой приведенных на рис. 4–6 кривых является высокая проникающая способность H -волн. Коэффициент пропускания H -волн при появлении дефектных уровней в запрещенной зоне увеличивается практически до 1. Укажем также на возможность управления поляризацией излучения, прошедшего через образцы ФК с дефектом решетки. Действительно, переориентация оптической оси НЖК с нормальной на тангенциальную приводит к тому, что моды H -типа и E -типа приобретают разность фаз при прохождении через слой нематика.

На рис. 7 приведен фрагмент спектра пропускания в зависимости от положения дефектного слоя в образце ФК. Рисунок демонстрирует типичное поведение коэффициента пропускания H -волн, обусловленное появлением дефектного уровня в запрещенной зоне, при перемещении дефектного слоя из симметричного положения к границе раздела образца с вакуумом. Видно, что пропускательная способность ФК уменьшается, растет ширина кривой пропускания, незначительно сдвигается частота дефектной моды. Эти особенности допускают простую физическую интерпретацию. Как отмечалось выше, локализованные моды вблизи дефекта в ФК имеют много общего с резонатором. Смещение дефекта к границе раздела образца с вакуумом приводит к уменьшению добротности резонатора, то есть к модификации спектра пропускания ФК.

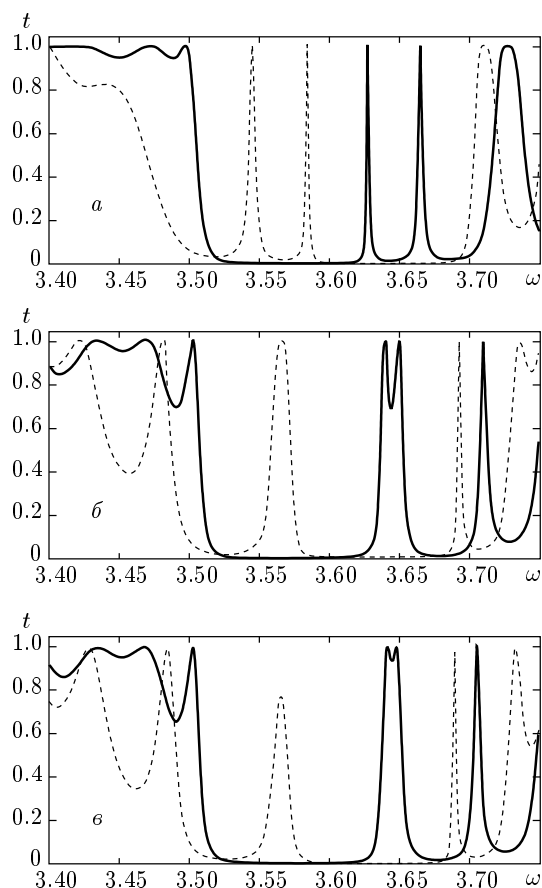


Рис. 8. Частотная зависимость коэффициента пропускания ФК с двумя дефектными слоями. Число слоев в образце ФК $N = 87$, остальные параметры те же, что для рис. 4; *a* — номера дефектных слоев $l_1 = 35$, $l_2 = 53$, слои сближены на расстояние $r = 22.2$ мкм, произошло расщепление частот дефектных мод; *б* — $l_1 = 23$, $l_2 = 65$, примеси разнесены на расстояние $r = 46.2$ мкм, произошло вырождение частот для $\theta = 0$; *в* — $l_1 = 21$, $l_2 = 67$, $r = 50.2$ мкм, практически произошло вырождение частот и в случае $\theta = \pi/2$

Наконец, на рис. 8 приведен спектр пропускания ФК с двумя одинаковыми дефектами решетки при различных расстояниях между ними. Видно, что по мере увеличения расстояния между дефектными слоями спектр пропускания качественно меняется — две кривые пропускания дефектных мод сливаются в одну, т. е. возникает вырождение частот локализованных электромагнитных мод. В первую очередь вырождение частот возникает в случае нормальной ориентации директора НЖК. Качественно изменение положения максимумов кривых пропускания дефектных мод можно объяснить следующим

образом.

Характерная длина, определяющая область локализации электромагнитной моды вблизи дефекта, равна $l = 1/q$. Для $W_d = 5.2$ мкм, согласно рис. 2, $l(0) = 1/q \approx 17$ мкм в случае $\theta = 0$ и $l(\pi/2) \approx 21$ мкм при $\theta = \pi/2$. Когда расстояние между дефектами сравнивается с характерной длиной, $r \approx l$, две моды сильно связаны, происходит расщепление частот (рис. 8*a*). Расстояние между парой частот дефектных мод возрастает по мере дальнейшего сближения слоев НЖК. При сближении дефектов до расстояния $r = 11.2$ мкм высокочастотная и низкочастотная кривые пропускания дефектных мод соответственно для $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0$ (рис. 8*a*) сливаются со сплошным спектром пропускания ФК. Связь между модами слабая, если расстояние между дефектами больше характерной длины l . В этом случае частота дефектной моды дважды вырождена. Вырождение частоты для $\theta = 0$ возникает при меньшем расстоянии между дефектами по сравнению со случаем $\theta = \pi/2$ (рис. 8*б, в*) в силу того, что характерная длина локализации $l(0) < l(\pi/2)$. При разнесении дефектов на расстояние $r = 71.2$ мкм, когда они оказываются в положениях близких к границе раздела ФК с вакуумом, частоты дефектных мод при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ дважды вырождены, кривые пропускания локализованных мод сильно уширены, особенно в случае $\theta = 0$, максимальные значения коэффициентов пропускания много меньше единицы. Следует отметить, что при связи между дефектными модами близкой к критической, когда возникает вырождение частот, кривая пропускания имеет высокую крутизну склона, а коэффициент пропускания имеет слабую частотную зависимость (рис. 8*в, в*, $\theta = \pi/2$). Эту особенность можно использовать для создания полосовых фильтров.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе показано, что спектр дефектных мод и распределение поля в дефектных модах одномерного ФК обладают рядом особенностей, которые обусловлены, прежде всего, сильной анизотропией диэлектрической проницаемости и высокой чувствительностью к внешним полям нематика, рассматриваемого в качестве структурного дефектного слоя.

Важно отметить, что существуют толщины слоев жидкого кристалла, при которых изменение ориентации оптической оси нематика приводит к качественным изменениям в спектре дефектных мод,

возникновению новых дефектных уровней, существенному изменению степени локализации поля в дефектных модах. Показано также, что спектр пропускания ФК с одним и двумя дефектами в решетке существенно перестраивается при переориентации оптической оси НЖК. Кроме того, в случае двух дефектов установлено, что спектр пропускания ФК можно качественно модифицировать, изменяя расстояние между дефектными слоями в решетке.

В практических приложениях такие ФЗЗ-структуры могут быть перспективны, например, при создании фильтров, поляризаторов с управляемыми характеристиками. Наконец отметим, что возможность управлять степенью локализации электромагнитного поля вдоль направления распространения лазерного пучка представляется перспективной для управления эффективностью нелинейно-оптических взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, *Photonic Crystals*, Princeton Univ., Princeton (1995).
2. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
3. E. Yablonovitch, J. Opt. Soc. Amer. B **10**, 283 (1993).
4. S. John and T. Quang, Phys. Rev. A **50**, 1764 (1994).
5. S. John, Phys. Rev. Lett. **53**, 2169 (1984).
6. S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
7. D. R. Smith, R. Dalichaouch, S. Schultz et al., J. Opt. Soc. Amer. B **10**, 314 (1993).
8. S. Y. Lin, E. Chow, V. Ntetal et al., Science **282**, 274 (1998).
9. А. М. Желтиков, С. А. Магницкий, А. В. Тарасин, Письма в ЖЭТФ **70**, 323 (1999).
10. А. М. Желтиков, С. А. Магницкий, А. В. Тарасин, ЖЭТФ **117**, 691 (2000).
11. M. Bayinder, B. Temelkuran, and E. Ozbay, Phys. Rev. B **61**, R11855 (2000).
12. B. Temelkuran and E. Ozbay, Appl. Phys. Lett. **74**, 486 (1999).
13. М. В. Алфимов, А. М. Желтиков, А. А. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 714 (2000).
14. M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer, Phys. Rev. Lett. **73**, 1368 (1994).
15. P. R. Villeneuve, D. S. Abrams, S. Van, and J. Joannopoulos, Opt. Lett. **21**, 2017 (1996).
16. A. Stingl, M. Jenzner, Ch. Spielmann et al., Opt. Lett. **20**, 602 (1995).
17. B. Temelkuran, E. Ozbay, J. P. Kavanaugh et al., Appl. Phys. Lett. **72**, 2376 (1998).
18. H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita et al., Appl. Phys. Lett. **74**, 1370 (1999).
19. A. De Justrac, F. Gadot, S. Cabaret et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 125 (1999).
20. K. Bush and S. John, Phys. Rev. Lett. **83**, 967 (1999).
21. С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, ЖЭТФ **101**, 1340 (1992).
22. И. О. Богульский, С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, Опт. и спектр. **84**, 823 (1998).
23. K.-Q. Chen, X.-H. Wang, and B.-Y. Gu, Phys. Rev. B **61**, 12075 (2000).
24. P. Yeh, J. Opt. Soc. Amer. **69**, 742 (1979).
25. В. Я. Зырянов, В. Ш. Эпштейн, Приборы и техника эксперимента **2**, 164 (1987).
26. Ф. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987), с. 169.