

УДК 548.0

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ СТОПКУ ИЗ ПРАВО-
И ЛЕВОВРАЩАЮЩИХ СЛОЕВ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО
ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ИНДЕФИНИТНЫМИ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ.
I. ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ**

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 25 мая 2012 г.)

Исследованы оптические свойства стопки из право- и левовращающих слоев холестерического жидкого кристалла (ХЖК) с локально индефинитной диэлектрической и магнитной проницаемостями. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Исследованы особенности спектров отражения этой системы и показано, что, в отличие от единичного слоя ХЖК, эта система имеет многократные фотонные запрещенные зоны (ФЗЗ). Показано, что индефинитный характер диэлектрической и магнитной проницаемостей существенно влияет на карту ФЗЗ системы. Эти многократные ФЗЗ могут найти широкое применение, в частности, в производстве дисплеев.

1. Введение

В последние годы возрос интерес к созданию новых сред (метаматериалов) в связи с их применением в фотонике и оптоэлектронике [1-3]. Метаматериалы – это искусственно созданные композиты, содержащие суб-длинноволновые структуры и демонстрирующие такие линейные и нелинейные оптические свойства, как отрицательное преломление, обратный эффект Доплера, распространение энергии электромагнитной волны в сторону, обратную волновому вектору, и др. [1-9]. По-прежнему остаются в центре внимания фотонные кристаллы (ФК). В их спектре пропускания существует фотонная запрещенная зона (ФЗЗ), частотную ширину и частотное местоположение которой можно изменить либо внешними полями, либо изменением внутренней структуры кристалла [10-13]. Оптические устройства, изготовленные на основе ФК, обладают такими ценными свойствами, как многофункциональность и управляемость, компактность и малые энергетические потери, высокая надежность и хорошая совместимость с другими оптическими устройствами. ФК с управляемыми параметрами представляют особенно большой интерес. Классическим примером ФК с легко управляемыми параметрами является холестерический жидкий кристалл (ХЖК). ХЖК обладают свойством спонтанной самоорганизации своей периодической структуры и образуются из палочкоподобных и хиральных молекул.

Последние придают среде геликоидальную структуру. ХЖК обладают единственной ФЗЗ (при нормальном падении света) и связанную с этим одноцветным отражением циркулярно поляризованной падающей волны, совпадающей со знаком хиральности среды. Параметры ХЖК могут легко управляться внешними электрическим, магнитным или сильным световым полями, термическим градиентом, или УФ излучением, и т.д. Подходящим изменением параметров слоя ХЖК можно управлять также его ФЗЗ и другими оптическими характеристиками.

С другой стороны, в последнее время представляют большой интерес ФК с многократными (многоцветными) ФЗЗ. Они находят широкое применение, в частности, в производстве дисплеев. О формировании многократных ФЗЗ в одномерных многослойных структурах, содержащих слои ХЖК и изотропные (анизотропные) слои, а также в квазипериодических системах, описываемых рядом Фибоначчи, сообщалось в ряде теоретических и экспериментальных работ [14-20]. Исследования в этом направлении продолжают оставаться актуальными.

В работе [21] теоретически исследованы особенности отражения от двух слоев ХЖК, отличающихся друг от друга только знаком спирали. Показано, что эта система позволяет получить 100%-ное поляризованное дифракционное отражение. Собственные поляризации этой системы вырождены. С другой стороны, экспериментально показано, что введение фотополимеризующего мономера в холестерическую среду может генерировать области с обратной спиральностью (после термоотвердевания УФ светом) [22,23]. Таким примером является, например, полимер-холестерический гель, который работает как ультрафиолетовый (практически не зависящий от поляризации падающей волны) сверх-отражатель. В работе [24] экспериментально исследованы оптические свойства новой гибридной структуры (состоящей из активированного красителем ХЖК с низкой молекулярной массой, обложенной с обеих сторон стопками из слоев право- и левовращающих полимеризованных слоев ХЖК), и установлены ее генерационные свойства. Показано, что при этом порог лазерной генерации значительно уменьшается. В работе [25] предложен поляризационно-универсальный режекторный фильтр на основе закрученного нематического ЖК. В этом устройстве директор нематика не вращается геликоидально (вокруг фиксированной оси, как в ХЖК). Вместо этого он осциллирует в поперечной плоскости. Другими словами, предложенный в [25] ФК является структурно хиральным с периодическим поперечным возмущением. В работе [26] теоретически исследованы оптические свойства структурно хиральной среды с периодическим поперечным возмущением, таким, что ее элементарная ячейка состоит из структурно левовращающего и правовращающего половинок. Показано, что эта система имеет электрически управляемую поляризационно нечувствительную ФЗЗ (при нормальном падении света). В наших недавних работах [27,28] исследованы оптические свойства стопки, состоящей из право- и левовращающих слоев ХЖК, при слабой локальной диэлектрической анизотропии. В работе [29]

проведены аналогичные исследования в случае стопки из право- и левовращающих ХЖК с локальными (как диэлектрической, так и магнитной) анизотропиями.

В данной работе исследованы отражательные свойства многослойной системы, состоящей из стопки право- и левовращающих слоев ХЖК в общем случае, при локально индефинитных диэлектрической и магнитной проницаемостях (рис.1). (Среда называется индефинитной, если реальные части тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют разные знаки.) Найдено много новых и интересных свойств этой системы, которые могут иметь важные применения.

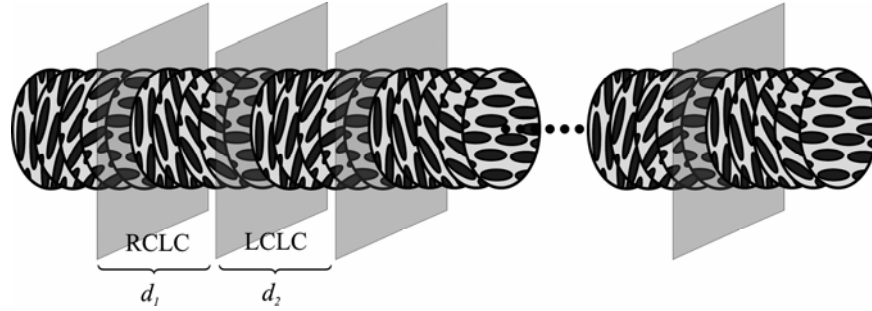


Рис.1. Схема стопки из право- и левовращающих слоев ХЖК.

2. Метод анализа

Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна [20,27]. Согласно этому методу, если имеется система, состоящая из двух приложенных друг к другу (слева направо) слоев A и B , то матрицы отражения и пропускания системы $A+B$, а именно, $\hat{R}_{A+B}$ и $\hat{T}_{A+B}$, выражаются через соответствующие матрицы составляющих слоев A и B с помощью следующих матричных уравнений:

$$\hat{R}_{A+B} = \hat{R}_A + \tilde{\hat{T}}_A \hat{R}_B \left[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A, \quad \hat{T}_{A+B} = \hat{T}_B \left[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A, \quad (1)$$

где $\hat{I}$ – единичная матрица, а тильдой обозначены матрицы отражения и пропускания при обратном направлении распространения света. Например, в том случае, когда рассматриваемый слой с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы отражения и пропускания (при падении света справа и слева) связаны следующими соотношениями:

$$\tilde{\hat{T}} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \tilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (2)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях и $\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ при круговых базисных поляризациях.

Расчет прохождения (отражения) через стопки слоев право- и левовращающих слоев ХЖК выполнен на основании матричных уравнений (1), путем их последовательного применения по мере добавления новых подслоев ХЖК к стопке, которая рассматривается как слой A , а вновь добавленная – как слой B . Поэтому для организации вычислений удобнее систему (1) представить в виде системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_j = \hat{r}_j + \tilde{t}_j \hat{R}_{j-1} \left(\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \quad \hat{T}_j = \hat{T}_{j-1} \left(\hat{I} - \tilde{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \quad (3)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$ и $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j$, $\hat{T}_j$, $\hat{R}_{j-1}$ и $\hat{T}_{j-1}$ – матрицы отражения и пропускания для системы с j и $j-1$ подслоями, соответственно, $\hat{r}_j$, $\hat{t}_j$ – матрицы отражения и пропускания j -ого подслоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица.

3. Спектры отражения

Рассмотрим спектральные свойства многослойной структуры, представляющей стопку из право- и левовращающих слоев ХЖК.

С экспериментальной точки зрения, создание стопки из право- и левовращающих слоев ХЖК может реализоваться, в частности, на основе слоев полимеризованных ХЖК, как это было выполнено, например, в работе [24]. И, кроме того, как уже экспериментально было показано [22,23], введение фотополимеризующего мономера в холестерическую среду может генерировать области с обратной спиральностью (после термоотверждения УФ светом).

Диэлектрическая анизотропия $\Delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2$ для обычных ХЖК порядка 0.5 и меньше. Но в последние годы создаются искусственные кристаллы (метаматериалы), диэлектрическая и магнитная анизотропии которых могут варьироваться в существенно больших пределах. По-видимому, на их основе могут быть созданы также спиральные периодические среды, подобные ХЖК, имеющие огромную локальную анизотропию. Такие среды со сравнительно слабой анизотропией уже давно созданы [30,31]. С другой стороны, в последнее время интерес к ХЖК, обогащенным наночастицами (либо ферроэлектрическими, либо ферромагнитными) также сильно возрос (см. [32], а также цитируемую там литературу). Присутствие наночастиц в структуре ХЖК приводит к существенному увеличению локальной (и диэлектрической, и магнитной) анизотропии; к значительному изменению температуры перехода изотропная фаза–жидкокристаллическая фаза; к значительному изменению частотной ширины и частотного местоположения ФЗЗ; к изменению коэффициентов упругости ХЖК; к значительному увеличению управляемости ХЖК и т.д.

Из вышесказанного следует, что исследование особенностей оптических свойств стопки из право- и левовращающих слоев ХЖК (при различных значениях локальных диэлектрической и магнитной анизотропий) представляет большой интерес.

Для лучшего понимания нижепредставленных результатов, обсудим некоторые особенности оптических свойств единственного слоя ХЖК с диэлек-

трической и магнитной анизотропиями (при нормальном падении). Как известно, решение уравнений Максвелла для ХЖК с тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости вида

$$\begin{aligned}\hat{\varepsilon}(z) &= \varepsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta_\varepsilon \cos 2az & \delta_\varepsilon \sin 2az & 0 \\ \delta_\varepsilon \sin 2az & 1 - \delta_\varepsilon \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta_\varepsilon \end{pmatrix}, \\ \hat{\mu}(z) &= \mu_m \begin{pmatrix} 1 + \delta_\mu \cos 2az & \delta_\mu \sin 2az & 0 \\ \delta_\mu \sin 2az & 1 - \delta_\mu \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta_\mu \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (4)$$

(где обозначено $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\mu_m = (\mu_1 + \mu_2)/2$, $\delta_\varepsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, $\delta_\mu = (\mu_1 - \mu_2)/(\mu_1 + \mu_2)$, ε_1 и ε_2 – главные значения тензора диэлектрической проницаемости, а μ_1 и μ_2 – главные значения тензора магнитной проницаемости, $a = 2\pi/p$, p – шаг спирали), имеет вид:

$$\mathbf{E}(z, t) = \sum_{j=1}^4 \left[E_j^+ \mathbf{n}_+ \exp(ik_j^+ z) + E_j^- \mathbf{n}_- \exp(ik_j^- z) \right] \exp(-i\omega t). \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{n}_\pm = (\mathbf{x} \pm i\mathbf{y})/\sqrt{2}$ – орты круговых поляризаций; k_j^+ и k_j^- – z-компоненты волновых векторов ($k_j^+ - k_j^- = 2a$), и они определяются из дисперсионного уравнения и имеют вид

$$k_j^+ = 2\pi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}(\chi \pm b^\pm)/\lambda, \quad k_j^- = 2\pi\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}(-\chi \pm b^\pm)/\lambda, \quad (6)$$

где $\chi = \lambda/p\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}$, λ – длина волны в вакууме и

$$b^\pm = \sqrt{1 + \chi^2 - \delta_\varepsilon\delta_\mu \pm \gamma}, \quad \gamma = \sqrt{4\chi^2 + (\delta_\varepsilon - \delta_\mu)^2}. \quad (7)$$

Границы ФЗЗ определяются из условия $b^- = 0$ и имеют вид [33,34]

$$\lambda_{1,2} = p\sqrt{\varepsilon_m\mu_m(1 \mp |\delta_\mu|)(1 \mp |\delta_\varepsilon|)} \quad \text{или} \quad \lambda_1 = p\sqrt{\varepsilon_1\mu_2}, \quad \lambda_2 = p\sqrt{\varepsilon_2\mu_1}. \quad (8)$$

В зависимости от значений компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей, можно выделить следующие характерные случаи.

1. $\varepsilon_m\mu_m > 0$. При $\varepsilon_m > 0$, $\mu_m > 0$, $|\delta_\varepsilon| < 1$, $|\delta_\mu| < 1$ или при $\varepsilon_m < 0$, $\mu_m < 0$, $|\delta_\varepsilon| < 1$, $|\delta_\mu| < 1$ существует конечная область дифракционного отражения, границы которой определяются выражением (8). Вне этой области отражение – френелевское. При $\varepsilon_m > 0$, $\mu_m > 0$, $|\delta_\varepsilon| < 1$, $|\delta_\mu| > 1$ ($|\delta_\varepsilon| > 1$, $|\delta_\mu| < 1$) или при $\varepsilon_m < 0$, $\mu_m < 0$, $|\delta_\varepsilon| < 1$, $|\delta_\mu| > 1$ ($|\delta_\varepsilon| > 1$, $|\delta_\mu| < 1$) уравнение (8) имеет только одно решение, а это означает, что ФЗЗ простирается от длины волны $\lambda = 0$ до длинноволновой границы $\lambda_2 = p\sqrt{\varepsilon_m\mu_m(1 + |\delta_\mu|)(1 + |\delta_\varepsilon|)}$. В области $\lambda > \lambda_2$ отражение – френелевское. При $\varepsilon_m > 0$, $\mu_m > 0$, $|\delta_\varepsilon| > 1$, $|\delta_\mu| > 1$ или при $\varepsilon_m < 0$, $\mu_m < 0$, $|\delta_\varepsilon| > 1$, $|\delta_\mu| > 1$ существует конечная область ФЗЗ, поскольку и λ_1 , и λ_2

реальны и отличны от нуля. В области $\lambda < \lambda_1$ (λ_1 – коротковолновая граница ФЗЗ) формируется ФЗЗ нового (небрэгговского) типа. Здесь все волновые числа – чисто мнимые, и происходит полное (не зависящее от поляризации) отражение. В области $\lambda > \lambda_2$ (λ_2 – длинноволновая граница ФЗЗ) отражение – френелевское.

2. $\varepsilon_m \mu_m < 0$. Этот случай существенно отличается от других. В этом случае появляется еще одна характерная частота, определяемая условием $\gamma = 0$.

Определяемая из этого условия длина волны $\lambda_0 = p \left| |\delta_\varepsilon| - |\delta_\mu| \right| \sqrt{|\varepsilon_m \mu_m|} / 2$ больше λ_2 . В области $\lambda > \lambda_0$ величина γ становится чисто мнимой, и поэтому все волновые числа становятся комплексными. Поэтому в этой области опять формируется ФЗЗ нового (небрэгговского) типа. Здесь также происходит полное (не зависящее от поляризации) отражение. В случае $|\delta_\varepsilon| < 1$, $|\delta_\mu| > 1$ или $|\delta_\varepsilon| > 1$, $|\delta_\mu| < 1$ уравнение $b^- = 0$ имеет только одно решение $\lambda = \lambda_2 = p \times \sqrt{\varepsilon_m \mu_m (1 + |\delta_\mu|)(1 + |\delta_\varepsilon|)}$. Поэтому в области $0 < \lambda < \lambda_2$ имеет место зависящее от поляризации дифракционное отражение. В области $\lambda_2 < \lambda < \lambda_0$ отражение – френелевское. В случае $|\delta_\varepsilon| > 1$, $|\delta_\mu| > 1$ опять имеется конечная область дифракционного отражения, и поэтому в области $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ имеет место зависящее от поляризации дифракционное отражение. В области $\lambda_2 < \lambda < \lambda_0$ отражение – френелевское. В областях $0 < \lambda < \lambda_1$ и $\lambda > \lambda_0$ формируются ФЗЗ нового (небрэгговского) типа.

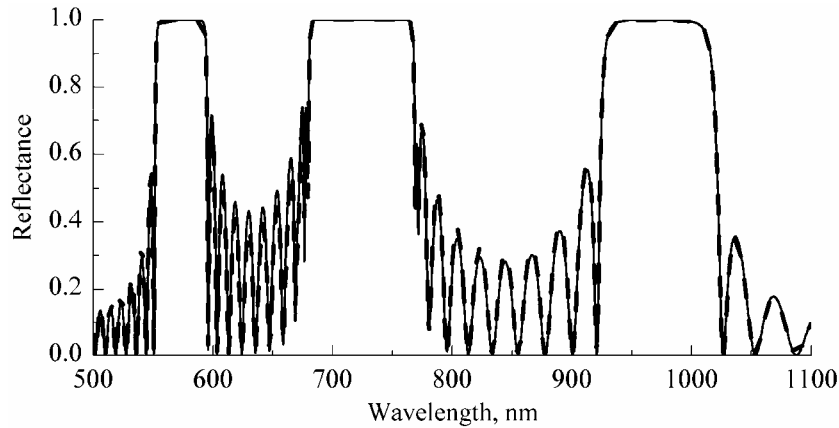


Рис.2. Спектры отражения системы в случае нормального падения света. Падающий на систему свет имеет правую круговую поляризацию (сплошные кривые) и левую круговую поляризацию (штриховые кривые). Параметры системы таковы: $\varepsilon_1 = 2.5$, $\varepsilon_2 = 2.1$, $\mu_1 = 1.5$, $\mu_2 = 1.1$, $p = 420$ нм, толщины подслоев $d_1 = d_2 = 420$ нм, число подслоев $s = 20$, $\alpha = \sqrt{\varepsilon_m / \mu_m} \varepsilon = \sqrt{\varepsilon_m / \mu_m}$, ε – диэлектрическая проницаемость среды, ограничивающей с обеих сторон систему.

Переходим к стопке из право- и левовращающих слоев ХЖК. Рассмотрим случай, когда подслои двух типов имеют одинаковые параметры и отлича-

ются друг от друга только знаком спиральности. На рис.2 представлены спектры отражения для двух ортогональных круговых поляризаций падающего света в случае $\varepsilon_m > 0$, $\mu_m > 0$, $|\delta_\varepsilon| < 1$, $|\delta_\mu| < 1$. Как видно из рис.2, в отличие от одного слоя ХЖК, эта система имеет многократные ФЗЗ. При нулевом порядке отражения, система имеет три пика дифракционного отражения (так называемое красно-зелено-синее отражение). Как показывают наши расчеты, эта система практически не проявляет свойства селективности по отношению к поляризациям падающего света в случае четного числа подслоев системы (при малых числах подслоев в системе). Наоборот, при нечетном числе подслоев в системе она проявляет сильную селективность по отношению к поляризациям падающего света, особенно по отношению к круговым поляризациям, и особенно вне ФЗЗ. Различие в отражениях для ортогональных круговых поляризаций падающего света в областях дифракционного отражения стремится к нулю при увеличении числа подслоев в системе. При увеличении числа подслоев увеличивается дифракционная эффективность в других порядках отражения.

Отметим также, что при четном числе подслоев вращение плоскости поляризации не равно нулю, а в областях ФЗЗ оно значительно отличается от нуля. Отличие вращения плоскости поляризации от нуля в этом случае обусловлено как многократными дифракционными отражениями от каждой границы подслоев, так и зависимостями отражения (пропускания и т.д.) в каждом подслое от азимута и от эллиптичности поляризации падающего на этот слой света.

Существенной особенностью рассматриваемой системы является сильная зависимость оптических характеристик (особенно поляризационных) от числа подслоев в системе и от характера спиральности первого подслоя (он является правовращающим или левовращающим).

Прежде всего, отметим, что в отличие от амплитудных характеристик, которые практически теряют чувствительность по отношению к изменению числа подслоев и характера спиральности первого подслоя в системе уже при $s > 20$, поляризационные характеристики эту чувствительность практически не теряют (на длинах волн в ФЗЗ). С увеличением числа подслоев эти характеристики изменяются скачкообразно, совершая модулированные осцилляции.

Отметим также, что при четном числе подслоев, собственные поляризации вырождены, т.е. обе собственные поляризации совпадают; при нечетном числе подслоев системы собственные поляризации суть эллиптические квазиортогональные поляризации, причем $e_2 \approx -e_1$ и $\psi_2 \approx -\psi_1$. Заметим, что спектры собственных поляризаций (при четном и нечетном числах подслоев) существенно отличаются друг от друга.

На рис.3 представлены спектры отражения для двух ортогональных круговых поляризаций падающего света в случае $\varepsilon_m < 0$, $\mu_m > 0$, $|\delta_\varepsilon| > 1$, $|\delta_\mu| < 1$. Сравнение этих спектров с аналогичными спектрами на рис.2, а также со спектрами в работах [27-29] показывает, что существование магнитной анизотропии приводит к существенному расширению ФЗЗ, причем, $\Delta\lambda \sim 200$ нм и более. Далее, индефинитный характер диэлектрической и магнитной проницаемостей

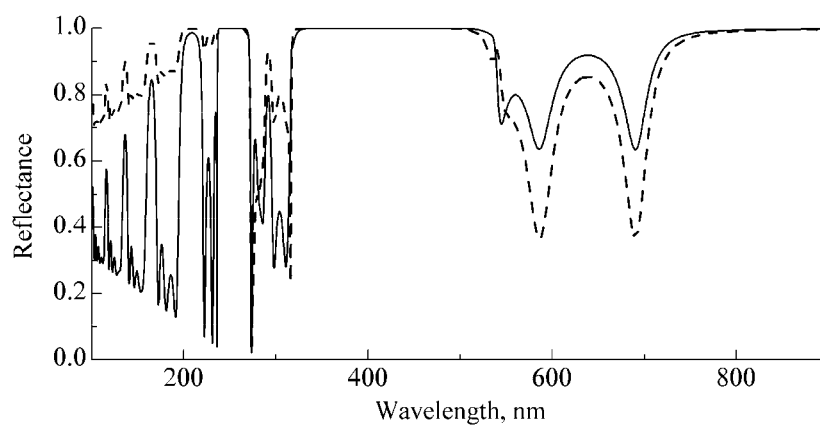


Рис.3. Спектры отражения системы в случае нормального падения света. Параметры системы таковы: $\varepsilon_1 = -0.9$, $\varepsilon_2 = 0.7$, $\mu_1 = 1.25$, $\mu_2 = 0.5$, $s = 5$. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

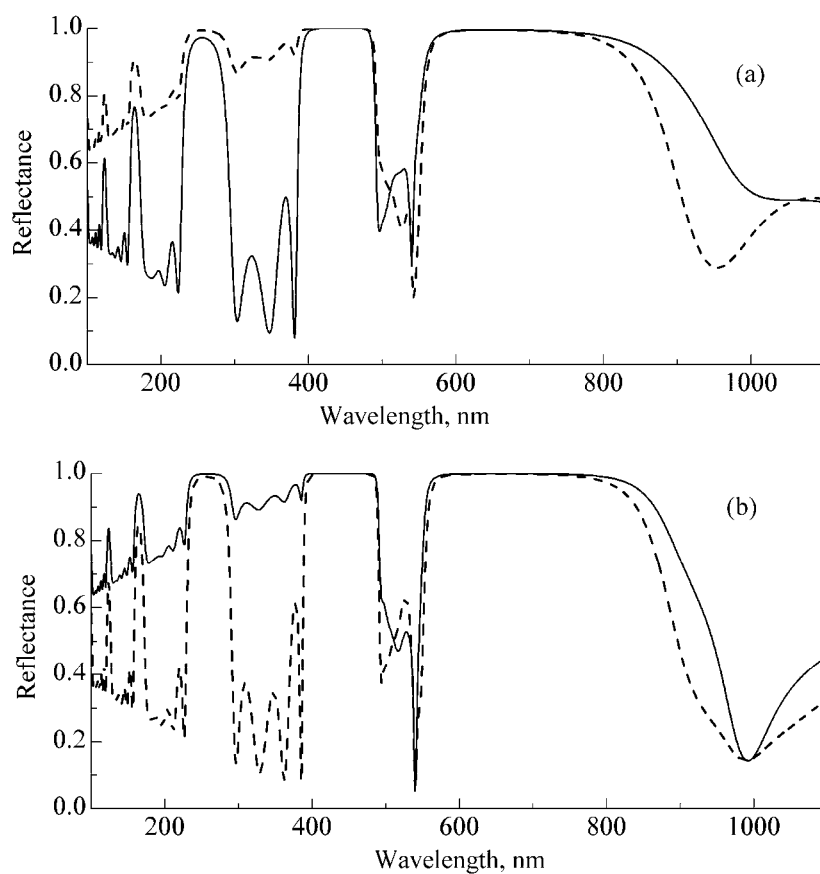


Рис.4. Спектры отражения в случае нечетного ($s = 5$; (a)) и четного ($s = 6$; (b)) числа подслоев в системе. Параметры системы таковы: $\varepsilon_1 = -0.9$, $\varepsilon_2 = -0.7$, $\mu_1 = 1.25$, $\mu_2 = 0.5$. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

подслоев может привести к формированию ФЗЗ нового типа, а именно, неограниченной со стороны длинных волн ФЗЗ, как это имеет место в данном случае.

Индефинитный характер диэлектрической и магнитной проницаемостей подслоев не только изменяет карту ФЗЗ, но и существенно влияет на характер отражения вне ФЗЗ. Как было отмечено выше, при $\epsilon_m \mu_m > 0$ и при слабой локальной анизотропии изменение числа подслоев мало влияет на характер отражения вне ФЗЗ. Индефинитный характер диэлектрической и магнитной проницаемостей подслоев существенно влияет на характер отражения света вне ФЗЗ при изменении числа подслоев в системе. Для сравнения, на рис.4а,б представлены спектры отражения ортогональных круговых поляризаций при нечетном (а) и четном (б) числе подслоев, в случае $\epsilon_m > 0$, $\mu_m > 0$, $|\delta_\epsilon| > 1$, $|\delta_\mu| < 1$.

4. Заключение

В работе исследованы особенности спектров отражения стопки из право- и левовращающих слоев ХЖК в общем случае, при локально индефинитной диэлектрической и магнитной проницаемостях. Эти исследования дают много информации о новых возможных применениях ФК в оптике и фотонике. Показано, что рассматриваемая система обладает многократными ФЗЗ и что индефинитный характер локальной диэлектрической и магнитной проницаемостей существенно влияет на карту ФЗЗ. Возникновение многократных ФЗЗ может найти широкое применение, в частности, в производстве дисплеев. У традиционных (бок-о-бок расположенных) красных, зеленых и синих цветных фильтров две трети энергии падающего света теряется. У альтернативной стопки из голубого, красного и желтого слоев также есть проблема – 10%-ная потеря для каждого слоя, что в сумме составляет 50%-ную потерю. Рассматриваемая нами система может дать три цвета без потерь. Учитывая возможность управления шириной, числом и частотным местоположением этих областей с помощью внешних полей (электрического, магнитного, механического, теплового, светового и т.д.) или изменением внутренней структуры системы, рассмотренная нами система представляется перспективной.

Предложенная система может также найти применение как управляемый оптический фильтр или зеркало, и т.д. Эта система может также быть использована как система, позволяющая получить 100%-но поляризованное излучение из неполяризованного света, причем без всяких потерь.

ЛИТЕРАТУРА

1. **E.Nader, Z.W.Richard, eds.** Metamaterials: Physics and Engineering Explorations. New Jersey, Wiley-IEEE Press, 2006.
2. **S.A.Ramakrishna, T.M.Grzegorzcyk.** Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials. New York, Taylor & Francis, 2009.
3. **W.Cai, V.Shalaev.** Optical Metamaterials. Dordrecht, Springer, 2010.
4. **В.Г.Веселаго.** УФН, **92**, 517 (1967).
5. **D.R.Smith, W.J.Padilla, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000).
6. **R.A.Shelby, D.R.Smith, S.Schultz.** Science, **292**, 77 (2001).

7. **V.M.Shalaev**. Nature Photonics, **1**, 41 (2007).
8. **S.H.Lee, C.M.Park, Y.M.Seo, C.K.Kim**. Phys. Rev. B., **81**, 241102 (2010).
9. **J.B.Pendry**. Phys. Rev. Let., **85**, 3966 (2000).
10. **J.Joannopoulos, R.Meade, J.Winn**. Photonic Crystals, Princeton, Princeton Univ., 1995.
11. **K.Sakoda**. Optical Properties of Photonic Crystals, Berlin, Springer, 2001.
12. **S.G.Johnson, J.Joannopoulos**. Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice, Boston, Kluwer, 2002.
13. Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century. **C.M.Soukoulis**, ed. NATO Science Series C: **563**, 616 (2001).
14. **N.Y.Ha, Y.Takanishi, K.Ishikawa, H.Takezoe**. Opt. Express., **15**, 1024 (2007).
15. **N.Y.Ha, Y.Ohtsuka, S.M.Jeong, S.Nishimura, G.Suzaki, Y.Takanishi, K.Ishikawa, H.Takezoe**. Nature Mat., **7**, 43 (2008).
16. **E.M.Nascimento, I.N. de Oliveira, M.L.Lyra**. J. Appl. Phys. **104**, 103511 (2008).
17. **E.M.Nascimento, F.M.Zanetti, M.L.Lyra, I.N. de Oliveira**. Phys. Rev. E, **81**, 031713 (2010).
18. **N.Y.Ha, S.M.Jeong, S.Nishimura, H.Takezoe**. Adv. Matter., **22**, 1617 (2010).
19. **Z.He, Z.Ye, Q.Cui, J.Zhu, H.Gao, Y.Ling, H.Cui, J.Lu, X.Gao, Y.Su**. Opt. Commun., **284**, 4022 (2011).
20. **A.H.Gevorgyan**. Phys. Rev. E, **83**, 011702 (2011).
21. **A.A.Gevorgyan, K.V.Papoyan, O.V.Pikichyan**. Opt. Spectrosc., **88**, 586 (2000).
22. **M.Mitov, N.Dessaud**. Nature Mat., **5**, 361 (2006).
23. **M.Mitov, N.Dessaud**. Liq. Cryst., **34**, 183 (2007).
24. **Y.Takanishi, Y.Ohtsuka, G.Suzaki, S.Nishimara, H.Takazoe**. Opt. Express., **18**, 12909 (2010).
25. **H.Sarkissian, B.Ya.Zeldovich, N.V.Tabiryan**. Opt. Lett., **31**, 1678 (2006).
26. **J.A.Reyes, A.Lakhtakia**. Opt. Commun., **270**, 51 (2007).
27. **A.H.Gevorgyan**. Phys. Rev. E, **85**, 021704 (2012).
28. **A.H.Gevorgyan**. Opt. Spectrosc., **113**, 141 (2012).
29. **A.H.Gevorgyan**. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **559**, 76 (2012).
30. **K.Robbie, M.J.Brett, A.Lakhtakia**. Nature, **384**, 616 (1996).
31. **L.J.Hodgkinson, Q.H.Wu, B.Knight, et al**. Appl. Opt., **39**, 642 (2000).
32. **S.-C.Jeng, S.-J.Hwang, Y.-H.Hung, S.-C.Chen**. Opt. Express, **18**, 22572 (2010).
33. **A.A.Gevorgyan**. Opt. Spectrosc., **89**, 631 (2000).
34. **A.H.Gevorgyan**. Opt. Spectrosc., **92**, 207 (2002).

LIGHT TRANSMISSION THROUGH A STACK OF A RIGHT- AND
LEFT-HAND CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL LAYERS
WITH INDEFINITE DIELECTRIC AND MAGNETIC PERMITTIVITIES.
I. REFLECTION PECULIARITIES

A.H. GEVORGYAN

Optical properties of a stack of right- and left-hand cholesteric liquid crystal layers are investigated. The problem is solved by Ambartsumian's layer addition modified method. The reflection spectra peculiarities of this system are studied and it is shown that, in contrast to a single cholesteric liquid crystal layer, this system has multiple photonic band gaps (PBG). It is shown that the indefinite character of the dielectric and magnetic permittivities essentially affects the PBG map of the system. These multiple PBG can find wide application, in particular, in display technologies.