

УДК 548.0

## **ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ СТОПЫ ИЗ СЛОЕВ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА И ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ**

Г.К. МАТИНЯН

Армянский национальный аграрный университет, Ереван

e-mail: matinyan@yandex.ru

(Поступила в редакцию 11 февраля 2013 г.)

Исследованы особенности излучения стопы, состоящей из слоев холестерического жидкого кристалла и изотропной среды. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Исследованы особенности спектров отражения и фотонной плотности состояний. Показано, что рассматриваемая система может использоваться для получения низкопороговых лазеров с управляемой в широких пределах длиной волны излучения.

### **1. Введение**

В последние годы бурно развивается материаловедение. Особенно большое развитие получила наука о лазерных материалах. В частности, в лазерах большое применение нашли фотонные кристаллы (ФК) и метаматериалы. ФК и метаматериалы продолжают оставаться в центре внимания исследователей как в связи с их широким применением в современной науке и технике, так и в связи с успехами развития современной технологии по созданию новых сред. В спектре пропускания ФК существует фотонная запрещенная зона (ФЗЗ), частотную ширину и частотное местоположение которой можно изменить либо внешними полями, либо изменением внутренней структуры кристалла [1-3]. ФК с управляемыми параметрами представляют особый интерес. Одним из классических примеров естественного ФК являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК). Кроме того, ХЖК известны также как ФК с легко управляемыми параметрами (их параметры могут управляться внешними электрическим, магнитным или сильным световым полями, термическим градиентом, УФ излучением и т.д.). ХЖК обладают единственной ФЗЗ (при нормальном падении света) и поэтому обладают одноцветным отражением циркулярно поляризованной падающей волны, имеющей знак хиральности среды.

С другой стороны, ФК с многократными (многоцветными) ФЗЗ в последнее время представляют большой интерес. Они находят широкое применение, в частности, в производстве дисплеев. О формировании многократных ФЗЗ в многослойных структурах, содержащих слои ХЖК и изотропные слои, сооб-

щалося в теоретических и экспериментальных работах [4-6]. Аналогичные исследования многослойных структур, содержащих слои ХЖК и анизотропные слои, выполнены в работе [7]. В работе [8] исследованы квазипериодические системы, описываемые рядом Фибоначчи и содержащие слои ХЖК. В недавних работах [9,10] исследованы оптические свойства стопы, состоящей из право- и левовращающих слоев ХЖК, при слабой локальной диэлектрической анизотропии. В работе [11] проведены аналогичные исследования для стопы из право- и левовращающих ХЖК с локальными (как диэлектрической, так и магнитной) анизотропиями. В работе [12] исследованы отражательные, поляризационные и невзаимные свойства многослойной системы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды.

В средах, обогащенных флуоресцентными гость-молекулами, причем так, что пик флуоресцентного излучения включает в себе ФЗЗ, периодическая структура среды существенно влияет на спектр излучения. В такой системе возможна беззеркальная лазерная генерация с узким частотным спектром на краях ФЗЗ и наиболее низким порогом по оптической накачке [13-34]. В указанных работах исследованы также особенности лазерной генерации ФК в различных многослойных системах и при различных внешних воздействиях. Отметим, что количественная теория для объяснения подавления и усиления циркулярно-поляризованной эмиссии в ХЖК, основанная на эффекте аномально сильного поглощения [35,36], развита в работах [19-21] и экспериментально продемонстрирована в работе [22].

В данной работе исследованы отражательные и излучательные свойства многослойной системы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды. Найдено много новых и интересных свойств этой системы, которые могут иметь важные применения.

## 2. Метод анализа

Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна [37,38]. Согласно [37,38], если имеется система, состоящая из двух приложенных “слева направо” друг к другу слоев “А” и “В”, то матрицы отражения и пропускания системы “А+В”  $\hat{R}_{A+B}$  и  $\hat{T}_{A+B}$  определяются через аналогичные матрицы составляющих слоев:

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

где  $\hat{I}$  – единичная матрица, а тильдой обозначены матрицы отражения и пропускания в случае обратного направления распространения света. При этом, в 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 между собой 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. Точные матрицы отражения и пропускания для конечного слоя ХЖК (при нормальном падении света) и изотропного слоя конечной толщины хорошо известны [39-41].

Расчет прохождения (отражения) через стопу, состоящую из слоев ХЖК и изотропной среды, выполнен на основании матричных уравнений (1), путем их последовательного применения, по мере добавления новых подслоев к стопе, 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:

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

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  $j$ -го подслоя,  $\hat{0}$  – нулевая матрица.

Как отмечено во введении, ФК, обогащенные лазерными красителями (резонансными атомами), могут быть использованы для создания лазеров с обратной связью, а при определенных условиях и без зеркал. В средах с усилением (в частности, в ФК, обогащенных флуоресцентными гость-молекулами, причем так, что пик флуоресцентного излучения находится в ФЗЗ или включает в себя ФЗЗ) ФЗЗ существенно влияет на спектр излучения. Внутри ФЗЗ волна – затухающая и уменьшается экспоненциально (эванесцентная волна), вследствие чего спонтанное излучение подавляется. Это объясняется тем, что фотонная плотность состояний (ФПС) стремится к нулю и, так как известно (см., в частности, [16,17]), что интенсивность спонтанного излучения пропорциональна ФПС, интенсивность спонтанного излучения также стремится к нулю. Действительно, согласно теории, развитой в [16,17], интенсивность спонтанного излучения внутри слоя в точке с координатой  $z$  определяется выражением

$$p(\lambda, z) = \frac{\rho_m(\omega)}{\rho_{iso}} \frac{\langle |\mathbf{d}|^2 \rangle |E_m(z)|^2}{U(k)}, \quad (4)$$

где  $\rho_m$  и  $E_m(z)$  – соответственно, ФПС и электрическое поле  $m$ -ой собственной моды,  $\rho_{iso}$  – ФПС для однородного изотропного слоя с коэффициентом преломления  $n = \bar{n}$ ,  $\langle |\mathbf{d}|^2 \rangle$  – усредненный по ориентационному распределению момент дипольных переходов,  $U(k)$  – суммарная электрическая энергия, запасенная в ФК. На границах ФЗЗ происходит резкое увеличение времени жизни спонтанного излучения  $\tau_s$  (вне ФЗЗ  $\tau_s$  уменьшается с осцилляциями), сильно увеличивая вынужденное излучение.

Ниже мы рассмотрим особенности спектров относительной ФПС  $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$ . Вычисления сделаны для собственных поляризаций (СП). Как известно, СП – это две поляризации падающей волны, которые не изменяются при

прохождении света через систему, а собственные значения – это амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для падающего света с СП [39-41]. Будем исследовать возможность управления длиной волны лазерного излучения изменением внутренней структуры ФК.

ФПС является обратной величиной групповой скорости и определяется выражением

$$\rho(\omega) \equiv \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{L} \frac{du}{d\omega} v - \frac{dv}{d\omega} u, \quad (5)$$

где  $d$  – толщина ФК, а  $u$  и  $v$  – соответственно, реальная и мнимая части коэффициента пропускания системы.

### 3. Результаты и обсуждение

Проанализируем спектральные свойства многослойной структуры, представляющей собой стопу, состоящую из слоев ХЖК и изотропной среды (рис. 1). Обыкновенный и необыкновенный показатели преломления подслоев ХЖК следующие:  $n_o = \sqrt{\varepsilon_1} = 1.4639$  и  $n_e = \sqrt{\varepsilon_2} = 1.5133$  (это параметры слоя ХЖК следующего состава: холестерил-нонаноат:холестерил хлорид:холестерил ацетат = 20:15:6, обладающий при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ( $p = \pm 420$  нм) и имеющий область дифракционного отражения при нормальном падении в интервале длин волн падающего света от 615 нм до 635 нм). Коэффициент преломления  $n$  изотропных слоев выбран  $n = 1.7$ . На первом этапе мы будем предполагать, что  $n_o$  и  $n_e$  рассматриваемых слоев ХЖК и  $n$  изотропных слоев постоянны и не зависят от частоты, а мнимые части очень малы и также не зависят от частоты, т.е. мы не будем рассматривать эффекты оптической дисперсии и поглощения.

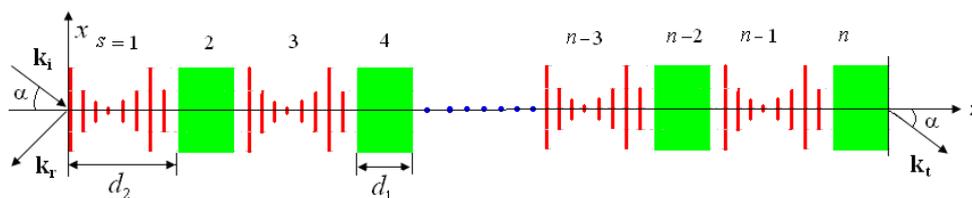


Рис. 1. Схема модели стопки, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды.

#### 3.1. Спектры отражения и фотонной плотности состояний

На рис.2 представлены спектры отражения при  $s = 100$  ( $s$  – число подслоев в системе) в случае нормального падения света. Поляризации падающего на систему света совпадают с поляризациями первой (сплошная кривая) и второй (штриховая кривая) СП. СП системы являются квазикруговыми поляризациями, причем эллиптичности СП по модулю отличаются от единицы, в основном, в ФЗЗ. Вне этих областей эллиптичности по модулю практически равны единице. Так что будем считать, что поляризация первой СП практически совпадает с

правой круговой поляризацией, а поляризация второй СП – с левой круговой поляризацией. Здесь и далее рассматриваем случай  $n_s=1$  ( $n_s$  – коэффициент преломления полупространств, граничащих с обеих сторон рассматриваемой системы), т.е. предполагаем, что система находится в вакууме и, кроме того, если особо не отмечается, предполагаем, что первый подслоем системы является слоем изотропной среды.

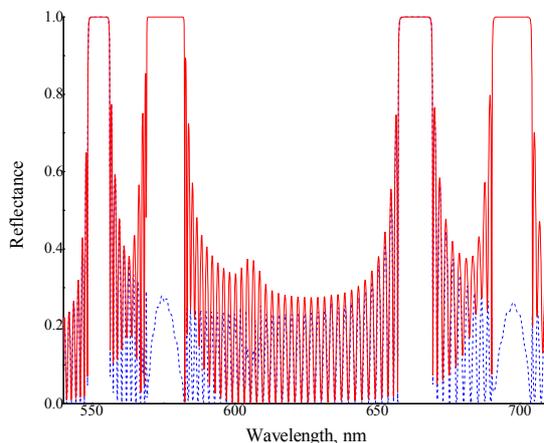


Рис.2. Спектр отражения при нормальном падении света. Падающий на систему свет имеет поляризации, совпадающие с первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) СП.  $d_2 = 1000$  нм,  $d_1 = 100$  нм,  $s = 100$ .

Как видно из рис.2, в отличие от одного слоя ХЖК, эта система имеет многократные ФЗЗ. Имеются ФЗЗ двух типов, а именно, не зависящие от поляризации падающего света ФЗЗ и селективные по отношению к поляризации ФЗЗ.

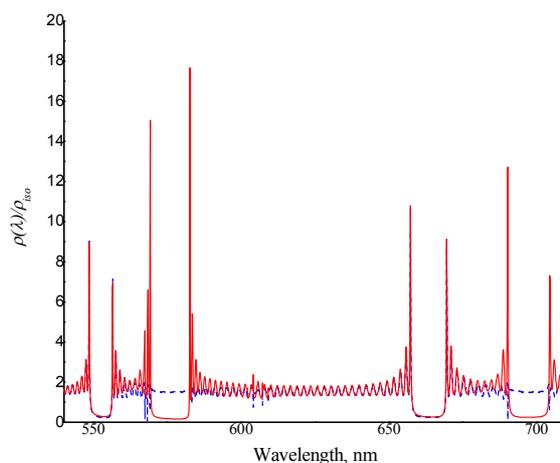


Рис.3. Спектр фотонной плотности состояний при нормальном падении света. Падающий на систему свет имеет поляризации, совпадающие с первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) СП. Параметры те же, что и на рис.2.

На рис.3 представлены спектры относительной ФПС. Опять поляризации падающего на систему света совпадают с первой (сплошная кривая) и второй (штриховая кривая) СП.

Сравнение кривых ФПС с кривыми отражения показывает, что  $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$  практически равно нулю в ФЗЗ-х и имеет максимумы на границах ФЗЗ, как и следовало ожидать. Вне ФЗЗ ФПС осциллирует. Эти максимумы на границах ФЗЗ отличаются по величине и, кроме того, ФПС на границах селективной ФЗЗ больше по величине, чем на границах соседней неселективной ФЗЗ.

### 3.2. Влияние толщин подслоев

Перейдем к исследованию влияния изменения толщин подслоев (т.е. слоев ХЖК и изотропных слоев) в системе на спектры ФПС. Как и выше, рассмотрим случай, когда первый подслой является слоем изотропной среды.

На рис.4 представлены зависимости  $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$  при различных толщинах подслоев ХЖК. Поляризация света совпадает с поляризацией второй СП. Как известно [12], частотное местоположение и частотная ширина ФЗЗ являются функциями толщин подслоев ХЖК. По мере увеличения толщин подслоев ХЖК в системе, ФЗЗ в каждом порядке смещаются в сторону длинных волн. Кроме того, изменяется их частотная ширина, причем, периодически увеличиваясь, а затем уменьшаясь. С увеличением  $d_2$  (рис.1) уменьшается максимальная частотная ширина ФЗЗ. При каждом значении  $d_2$  может возникать от трех до пяти ФЗЗ. Отметим также, что характер изменения частотного местоположения и частотной ширины ФЗЗ при изменении толщин подслоев ХЖК существенно иные для ФЗЗ двух типов (селективного по отношению к поляризации падающего света и неселективного). Как видно из рис.4. увеличение толщин подслоев ХЖК приводит как к частотному смещению пиков относительной ФПС, так и к изменению самой величины ФПС.

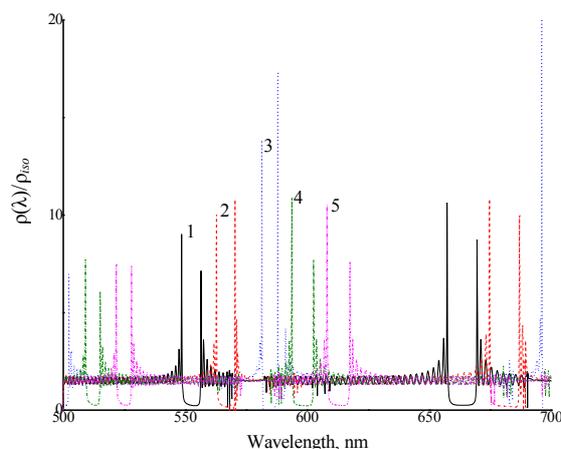


Рис.4. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщин подслоев ХЖК  $d_2$ . Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую со второй СП. 1)  $d_2 = 1000$  нм, 2) 1030 нм, 3) 1060 нм, 4) 1090 нм, 5) 1120 нм. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

На рис.5 представлены спектры  $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$  при различных значениях подслоев ХЖК в случае, когда поляризация света совпадает с поляризацией первой СП.

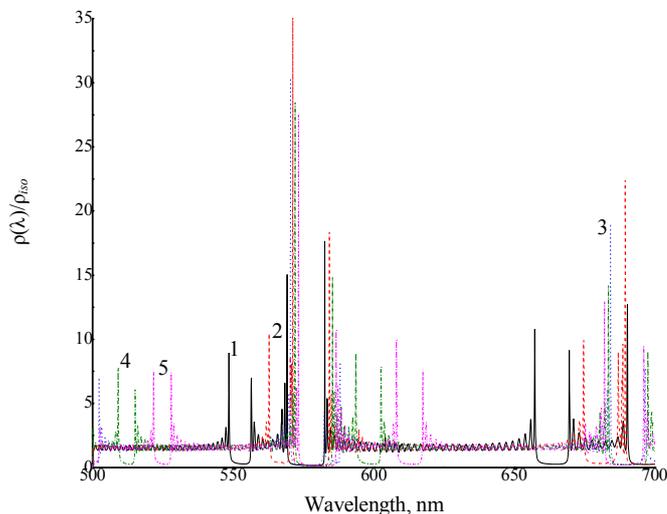


Рис.5. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщин подслоев ХЖК  $d_2$ . Падающий на систему свет имеет поляризацию совпадающую с первой СП. Параметры и обозначения те же, что и на рис.4.

Перейдем к исследованию влияния изменения толщин подслоев изотропных слоев в системе на спектры ФПС. На рис.6 представлены зависимости  $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$  при различных толщинах подслоев изотропных сред. Поляризация света совпадает с поляризацией второй СП. Как известно [12], частотное местоположение и частотная ширина ФЗЗ являются функциями также от толщин подслоев изотропных слоев. По мере увеличения  $d_1$  ФЗЗ смещаются в сторону длинных волн, а частотная ширина ФЗЗ осциллирует и при определенных значениях  $d_1$  превращается в нуль. Далее, по мере увеличения  $d_1$  ФЗЗ селективного характера также смещаются в сторону длинных волн, однако частотная ширина не всех ФЗЗ такого типа осциллирует и она при определенных значениях  $d_1$  не обращается в нуль. Как видно из рис.6, увеличение толщин подслоев изотропных сред также приводит как к частотному смещению пиков ФПС, так и к изменению самой величины ФПС.

На рис.7 представлены зависимости  $\rho(\lambda)/\rho_{iso}$  при различных толщинах подслоев изотропных сред в случае, когда поляризация света совпадает с поляризацией первой СП.

Как показывают наши исследования частотного смещения пиков относительной ФПС и изменения самой величины ФПС на этих пиках можно достичь также изменением коэффициента преломления подслоев изотропных сред, главных значений тензора диэлектрической проницаемости и локальной анизотропии подслоев ХЖК.

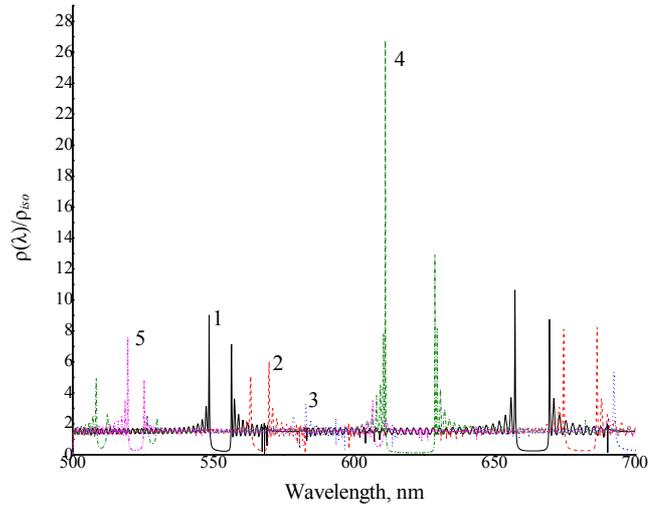


Рис.6. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщины подслоев изотропной среды  $d_1$ . Падающий на систему свет имеет поляризацию, совпадающую со второй СП. 1)  $d_1 = 100$  нм, 2) 125 нм, 3) 150 нм, 4) 175 нм, 5) 200 нм. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

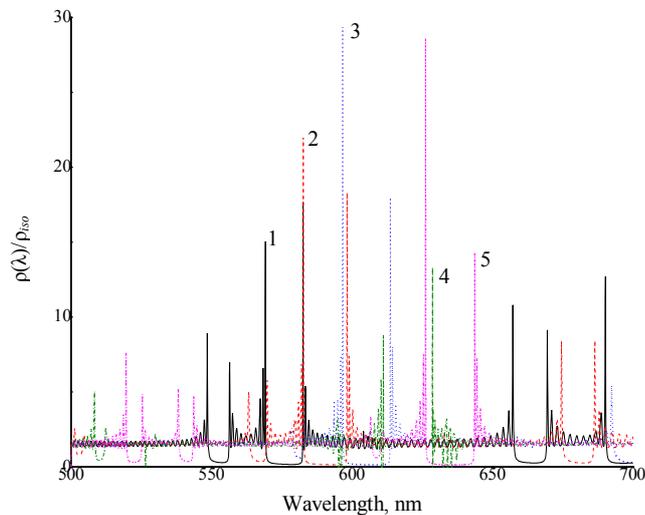


Рис.7. Спектр фотонной плотности состояний при различных значениях толщины подслоев изотропной среды  $d_1$ . Падающий на систему свет имеет поляризацию совпадающую с первой СП. Параметры и обозначения те же, что и на рис.6.

#### 4. Заключение

Нами исследованы особенности спектров отражения и ФПС стопы, состоящей из слоев ХЖК и изотропной среды. Эти исследования дают много информации о новых возможных применениях хиральных ФК в оптике, фотонике и в физике лазеров. Показано, что рассматриваемая нами система обладает многократными ФЗЗ. Это свойство рассматриваемой системы может найти широкое

применение, в частности, в производстве дисплеев. Показано, что имеются ФЗЗ двух типов, селективные по отношению к поляризации падающего света и не-селективные. Показано, что изменения толщин подслоев ХЖК и подслоев изотропных сред в системе приводит как к частотному смещению ФЗЗ, так и к изменению ширин ФЗЗ. Показано, что такие изменения происходят также при изменении коэффициента преломления подслоев изотропных сред, а также главных значений тензора диэлектрической проницаемости и локальной анизотропии подслоев ХЖК. Подслои изотропных сред могут быть керровскими, фото-рефрактивными и т.д., следовательно, их параметры могут управляться внешними полями (электрическими, магнитными, световыми, и т.д.). Управляемость ХЖК также хорошо известна. Таким образом, рассматриваемая система может использоваться для получения низкопороговых лазеров с управляемой в широких пределах длиной волны излучения.

Учитывая возможность управления шириной, числом и частотным местоположением этих областей с помощью внешних полей (электрического, магнитного, механического, теплового, светового и т.д.) или возможность изменения внутренней структуры системы, данная система представляется перспективной и в других областях науки и техники.

Выражаю благодарность А.А. Геворгяну за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **K. Sakoda.** Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
2. **S.G. Johnson, J. Joannopoulos.** Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston, Kluwer, 2002.
3. **C.M. Soukoulis, (ed.).** Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century. NATO Science Series C: **563**, 616 (2001).
4. **N.Y. Ha, Y. Ohtsuka, et al.** Nature Mat., **7**, 43 (2008).
5. **E.M. Nascimento, I.N. de Oliveira, M.L. Lyra.** J. Appl. Phys., **104**, 103511 (2008).
6. **Z. He, Z.Ye, et al.** Opt. Commun., **284**, 4022 (2011).
7. **E.M Nascimento, F.M. Zanetti, et al.** Phys. Rev. E, **81**, 031713 (2010).
8. **N.Y. Ha, Y. Takanishi, K. Ishikawa, H. Takezoe.** Opt. Express, **15**, 1024 (2007).
9. **A.H. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **85**, 021704 (2012).
10. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **113**, 141 (2012).
11. **A.H. Gevorgyan.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **559**, 76 (2012).
12. **M.Z. Harutyunyan, A.H. Gevorgyan, G.K. Matinyan.** Opt. Spectrosc., **114**, 601 (2013).
13. **J.P. Dowling, M. Scalora, M.J. Bloemer, C.M. Bowden.** J. Appl. Phys., **75**, 1896 (1994).
14. **V.I. Kopp, B. Fan, H.K.M. Vithana, A.Z. Genack.** Opt. Lett., **23**, 1707 (1998).
15. **K.L. Woon, M. O'Neill, et al.** Phys. Rev. E, **71**, 041706 (2005).
16. **S.Furumi, S.Yokoyama, et al.** Appl. Phys. Lett., **84**, 2491 (2004).
17. **A.H. Gevorgyan.** Technical Physics, **53**, 737 (2008).
18. **B. Taheri, A.F. Muñoz, et al.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **358**, 73 (2001).
19. **V.A. Belyakov.** Ferroelectrics, **344**, 163 (2006).
20. **A.H. Gevorgyan, M.Z. Harutyunyan.** J. Mod. Opt., **56**, 1163 (2009).
21. **A.H. Gevorgyan, K.B. Oganessian, et al.** Opt. Commun., **283**, 3707 (2010).
22. **Y. Matsuhisa, Y. Huang, et al.** Appl. Phys. Lett., **90**, 091114 (2007).
23. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **106**, 43 (2009).

24. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **108**, 86 (2010).
25. **H. Finkelmann, S.T. Kim, et al.** Adv. Mat., **13**, 1069 (2001).
26. **A.H. Gevorgyan, K.B. Oganesyanyan, et al.** Mod. Phys. Lett. B, **25**, 1511 (2011).
27. **P.V. Shibaev, R.L. Sanford, et al.** Opt. Express, **13**, 2358 (2005).
28. **H. Yoshida, C.H. Lee, et al.** Appl. Phys. Lett., **89**, 231913 (2006).
29. **S.M. Jeong, N.Y. Ha, et al.** Appl. Phys. Lett., **90**, 261108 (2007).
30. **S.C. Choi, S.M. Morris, et al.** Appl. Phys. Lett., **91**, 231110 (2007).
31. **R.B. Alaverdyan, A.H. Gevorgyan, et al.** Quantum Electronics, **38**, 497 (2008).
32. **R.B. Alaverdyan, A.H. Gevorgyan, et al.** J. Optical Technology, **75**, 479 (2008).
33. **Y. Takanishi, Y. Ohtsuka, et al.** Opt. Express., **18**, 12909 (2010).
34. **M.-Y. Jeong, J.W. Wu.** Opt. Express, **18**, 24221 (2010).
35. **V.A. Belyakov, A.H. Gevorgian, et al.** Sov. Phys. Tech. Phys., **32**, 843(1987).
36. **V.A. Belyakov, A.H. Gevorgian, et al.** Sov. Phys.-Crystallography, **33**, 337 (1988).
37. **A.H. Gevorgyan.** Phys. Rev. E, **83**, 011702 (2011).
38. **A.H. Gevorgyan, A.N. Kocharian.** Opt. Commun., **285**, 2854 (2012).
39. **G.A. Vardanyan, A.H. Gevorgyan.** Crystallography Reports, **42**, 663 (1997).
40. **A.H. Gevorgyan.** Opt. Spectrosc., **89**, 631 (2000).
41. **R.M.A. Azzam, N.M. Bashara.** Ellipsometry and Polarized Light. New York, North-Holland, 1977.

ԽՈՒԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԵՎ ԻԶՈՏՐՈՊ  
ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՇԵՐՏԵՐԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ ԴԱՐՄԻ  
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ. Կ. ՄԱՏԻՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված են խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի և իզոտրոպ միջավայրի շերտերից կազմված դարսի ճառագայթման առանձնահատկությունները: Խնդիրը լուծված է Համբարձումյանի շերտերը գումարման մոդիֆիկացված մեթոդով: Հետազոտված են անդրադարձման և ֆոտոնային վիճակների խտության սպեկտրների առանձնահատկությունները: Ցույց է տրված, որ քննարկվող համակարգը կարող է օգտագործվել լազերներում, դեկավարվող ալիքի երկարությամբ ցածրաշեմ լազեր ստանալու համար:

PECULIARITIES OF RADIATION OF A STACK OF CHOLESTERIC  
LIQUID CRYSTAL AND ISOTROPIC MEDIUM LAYERS

G.K. MATINYAN

Peculiarities of radiation of a stack of cholesteric liquid crystal and isotropic medium layers are studied. The problem is solved by Ambartsumian's layer addition modified method. Features of the reflection spectra and the spectra of photonic density of states are investigated. It is shown that the system can be used in laser technique for constructing low-threshold lasers which are tunable in a wide band of the radiation wavelength.