

УДК 548.732

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ СТОПУ ИЗ ПРАВО- И ЛЕВОВРАЩАЮЩИХ СЛОЕВ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ИНДЕФИНИТНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ.  
II. ОПТИЧЕСКИЙ ДИОД**

А.А. ГЕВОРГЯН<sup>†</sup>

Ереванский государственный университет, Армения

<sup>†</sup>e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 25 мая 2012 г.)

Исследованы оптические свойства стопки из право- и левовращающих слоев холестерического жидкого кристалла с локально индефинитными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Исследованы особенности невязности этой системы и показано, что при определенных параметрах системы она может работать как практически идеальный оптический диод.

### 1. Введение

В последнее время фотонные кристаллы (ФК) с многократными (многоцветными) фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ) представляют большой интерес. Они находят широкое применение, в частности, в производстве дисплеев. Преимущество оптических устройств, изготовленных на основе ФК, заключается в том, что они обладают такими свойствами, как многофункциональность и управляемость, компактность и малые энергетические потери, высокая надежность и хорошая совместимость с другими оптическими устройствами. О формировании многократных ФЗЗ в одномерных многослойных структурах, содержащих слои холестерического жидкого кристалла (ХЖК) и изотропные (анизотропные) слои, а также в квазипериодических системах, описываемых рядом Фибоначчи, сообщалось в теоретических и экспериментальных работах [1-7].

В работе [8] предложен поляризационно-универсальный режекторный фильтр на основе закрученного нематического ЖК. В этом устройстве директор нематика не вращается геликоидально вокруг фиксированной оси, как он делает в ХЖК, а вместо этого осциллирует в поперечной плоскости. Другими словами, предложенный в [8] ФК является структурно хиральным с периодическим поперечным возмущением. В работе [9] теоретически исследованы оптические свойства структурно хиральной среды с периодическим поперечным возмущением,

таким, что ее элементарная ячейка состоит из структурно левовращающей и правовращающей половинок. Показано, что эта система имеет электрически управляемую поляризационно нечувствительную ФЗЗ (при нормальном падении света).

В недавних работах [10,11] исследованы оптические свойства стопки состоящей из право- и левовращающих слоев ХЖК со слабой локальной диэлектрической анизотропией, а в работе [12] проведены аналогичные исследования для стопки из право- и левовращающих ХЖК с локальной как диэлектрической, так и магнитной анизотропией.

В первой части данной работы [13] исследованы отражательные свойства многослойной системы, состоящей из стопки право- и левовращающих слоев ХЖК для общего случая с локально индефинитными диэлектрической и магнитной проницаемостями. (Среда называется индефинитной, если реальные части тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют разные знаки.) Найдены многие новые и интересные свойства этой системы, которые могут иметь важные применения. В данной работе исследуются особенности невязимности рассматриваемой системы. Невязимость заключается в том, что характеристики прошедших через материальную среду электромагнитных волн зависят от направления их распространения, т.е. являются различными для встречных волн, распространяющихся по одному и тому же оптическому пути. Исследование эффектов невязимности представляет большой интерес как с точки зрения теории, так и для практики. Этот интерес главным образом обусловлен следующими обстоятельствами: 1) изучение эффектов невязимности дает много информации о внутреннем строении веществ; 2) возможностью создания оптических диодов, односторонних отражателей и т.д.

## 2. Метод анализа и результаты

Как известно, электрическая невязимность или диодный эффект реализован интегральной схемой на основе полупроводникового *p-n* перехода. Диод, пропускающий ток в одном направлении и блокирующий его в обратном направлении, является основным элементом во многих электрических цепях. Устройство, пропускающее (отражающее, поглощающее) свет в одном направлении и блокирующее (не отражающее, не поглощающее) его в обратном направлении можно назвать оптическим диодом. Хорошо известен оптический изолятор, основанный на линейных поляризаторах и фарадеевском вращателе, который обеспечивает низкие вносимые потери и высокое отношение пропускания в прямом направлении к ослаблению в обратном направлении. Однако эти устройства имеют большие размеры и большие энергозатраты. Хотя в последние годы был достигнут значительный прогресс в создании таких устройств (удобных для интегрирования в цепи), однако необходимость применения внешних магнитных полей остается главным ограничивающим фактором для дальнейшего развития в этом направлении. В последние годы предлагались новые альтернативные механизмы невязимности [14-28]. Известны оптические диоды на ос-

нове магнито-оптического эффекта, оптической нелинейности, электро-абсорбционной модуляции, холестерического жидкого кристалла, оптико-акустических эффектах, метаматериалах и т.д. [29-64].

Отметим также, что актуальность исследований оптических устройств, аналогичных электротехническим (оптический диод, транзистор и т.д.), обусловлена, в частности, тем, что в последнее время наблюдается интенсивный переход от использования электрических сигналов к использованию световых, в связи с огромными возможностями последних. Невзаимное пропускание является основным также при обработке информации. Оно обеспечивает такие важные функции, как оптическая изоляция и циркуляция в фотонных системах. Оно широко применяется также в лазерах и в оптической связи. Нужно также отметить, что возможность усиления эффектов невзаимности и получения диодного эффекта ( $|\Delta T| = |T^+ - T^-| \approx T$ ,  $T^+$ ,  $T^-$  – коэффициенты пропускания при взаимно противоположных направлениях падения света) впервые, по-видимому, была рассмотрена в работе [65].

Перейдем к исследованию особенностей невзаимности в системе, состоящей из право- и левовращающих слоев ХЖК и в общем случае с локально индефинитными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Рассмотрим распространение света через эту стопу с левой стороны. Метод решения данной задачи подробно описан в работах [11-13], поэтому мы непосредственно переходим к обсуждению полученных результатов. Вначале рассмотрим случаи, когда подслои двух типов имеют одинаковые параметры и отличаются друг от друга только знаком спиральности.

Обычно невзаимность характеризуют двумя параметрами. В частности, невзаимное пропускание можно описать абсолютной невзаимностью пропускания:  $\Delta T = T_{\text{forward}} - T_{\text{backward}}$ , и контрастностью невзаимности пропускания:  $C = (T_{\text{forward}} - T_{\text{backward}}) / (T_{\text{forward}} + T_{\text{backward}})$ . (Здесь  $T_{\text{forward}}$  и  $T_{\text{backward}}$  – коэффициенты пропускания системы для взаимно противоположных направлений падения света.)

На рис.1 представлен спектр абсолютной невзаимности пропускания при слабой локальной анизотропии, т.е. в случае  $\epsilon_m > 0$ ,  $\mu_m > 0$ ,  $|\delta_\epsilon| < 1$ ,  $|\delta_\mu| < 1$  с четным числом подслоев в системе. (Здесь  $\epsilon_m = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ ,  $\mu_m = (\mu_1 + \mu_2)/2$ ,  $\delta_\epsilon = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$ ,  $\delta_\mu = (\mu_1 - \mu_2)/(\mu_1 + \mu_2)$ ,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  – главные значения тензора диэлектрической проницаемости, а  $\mu_1$  и  $\mu_2$  – главные значения тензора магнитной проницаемости.) Падающий на систему свет имеет правую круговую поляризацию. Абсолютная невзаимность для света с левой круговой поляризацией отличается только знаком. Как видно из этого рисунка,  $\Delta T$  практически равно нулю в ФЗЗ-ах и осциллирует вне этих зон. Однако, амплитуда этих осцилляций равна 0.1 или меньше этого. Эта система проявляет невзаимность по отношению к ортогональным круговым поляризациям. По отношению к ортогональным линейным поляризациям система взаимна. В этом отношении эта невзаимность аналогична той, которая наблюдается в изотропной среде, нахо-

дящейся во внешнем магнитном поле. На рис.2 представлен спектр контрастности  $C$  для этого случая.

Как показывают расчеты, невзаимность отсутствует при нечетном числе подслоев в системе, что и следовало ожидать. Из представленных результатов следует, что, несмотря на наличие невзаимности, практическое применение системы с такими параметрами неэффективно из-за ее слабости.

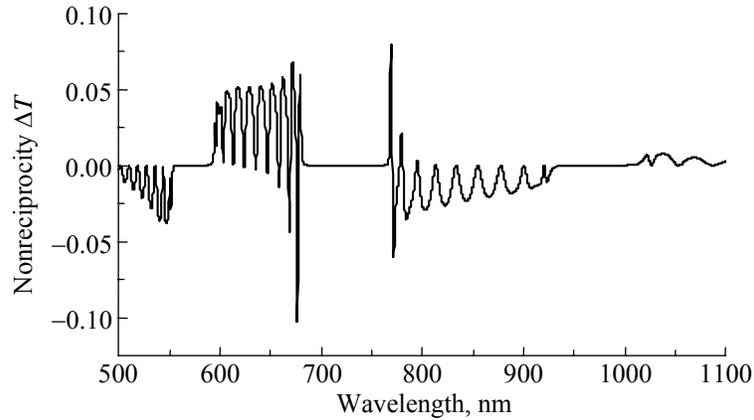


Рис.1. Спектр абсолютной невзаимности. Падающий свет имеет ПКП. Параметры системы таковы:  $\epsilon_1 = 2.5$ ,  $\epsilon_2 = 2.1$ ,  $\mu_1 = 1.5$ ,  $\mu_2 = 1.1$ ,  $p = 420$  нм, толщины подслоев  $d_1 = d_2 = 420$  нм, число подслоев  $s = 20$ ,  $\alpha = \sqrt{\epsilon_m / \mu_m} \epsilon = \sqrt{\epsilon_m / \mu_m}$ ,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с системой с обеих сторон.

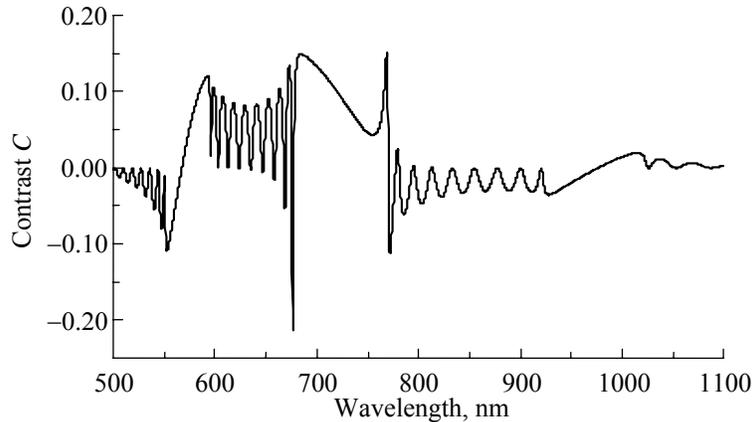


Рис.2. Спектр контрастности невзаимности. Параметры те же, что на рис.1.

Перейдем к исследованию возможностей усиления эффектов невзаимности, с целью их возможного применения. Сначала исследуем особенности невзаимности стопки из право- и левовращающих слоев ХЖК с локально индефинитными диэлектрической и магнитной проницаемостями. На рис.3 представ-

лен спектр абсолютной невязимности в случае  $\epsilon_m < 0$ ,  $\mu_m > 0$ ,  $|\delta_\epsilon| > 1$ ,  $|\delta_\mu| < 1$ . Как видно из рисунка, вблизи границ ФЗЗ (особенно в коротковолновой части спектра)  $|\Delta T| \sim 1$ . Это означает, что на этих длинах волн система может работать как практически идеальный оптический диод, полностью пропуская свет в одном направлении и полностью блокируя его в обратном направлении. Как и выше,  $|\Delta T|$  практически равна нулю в ФЗЗ-ах. На рис.4 представлен спектр контрастности  $C$  для этого случая.

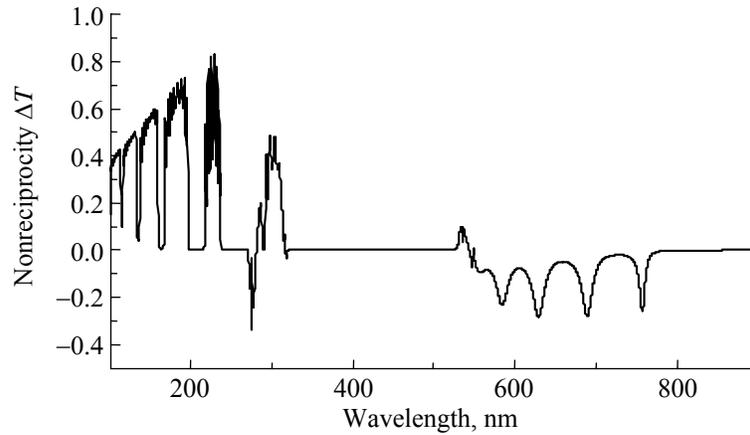


Рис.3. Спектр абсолютной невязимности. Падающий свет имеет ПКП. Параметры системы таковы:  $\epsilon_1 = -0.9$ ,  $\epsilon_2 = 0.7$ ,  $\mu_1 = 1.25$ ,  $\mu_2 = 0.5$ ,  $s = 5$ ,  $p = 420$  нм.

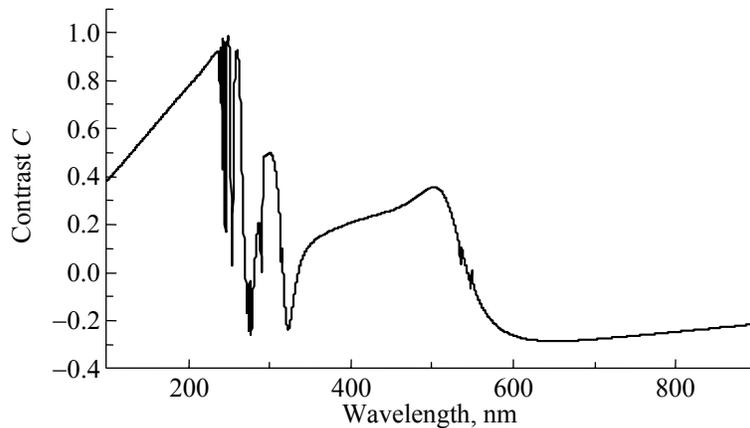


Рис.4. Спектр контрастности невязимности. Параметры те же, что на рис.3.

Теперь исследуем другую возможность усиления эффектов невязимности. Рассмотрим случай, когда  $\epsilon_m > 0$ ,  $\mu_m > 0$ ,  $|\delta_\epsilon| < 1$ ,  $|\delta_\mu| < 1$ , однако, предположим, что подслои двух типов имеют одинаковые параметры и отличаются друг от друга не только знаком спиральности, но и толщиной. Как известно, при

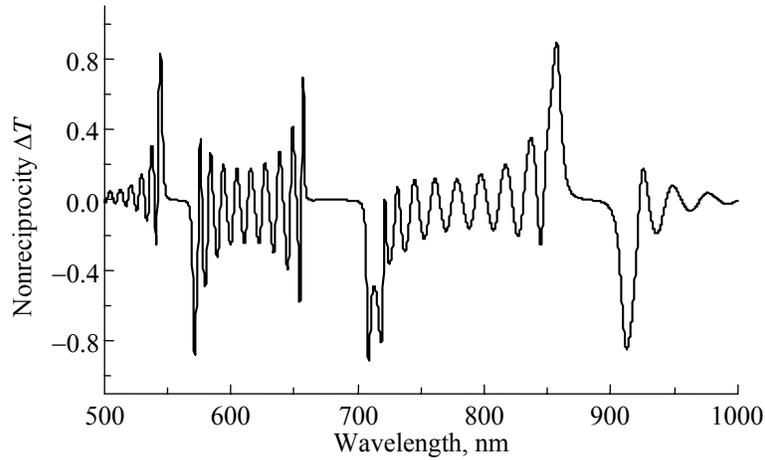


Рис.5. Спектр абсолютной невязимности. Падающий свет имеет ПКП. Параметры системы таковы:  $\epsilon_1 = 2.5$ ,  $\epsilon_2 = 2.1$ ,  $\mu_1 = 1.5$ ,  $\mu_2 = 1.1$ ,  $p = 420$  нм,  $d_1 = 420$  нм,  $d_2 = 520$  нм,  $s = 20$ .

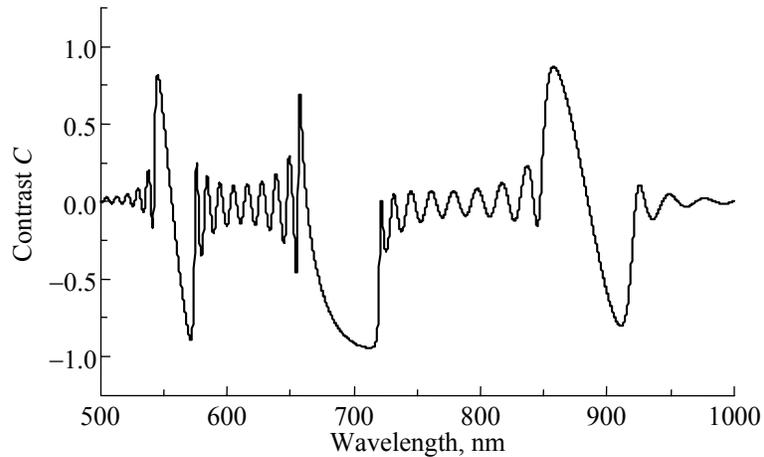


Рис.6. Спектр контрастности невязимности. Параметры те же, что и на рис.5.

$d_1 \neq d_2$  ( $d_1$ ,  $d_2$  – толщины подслоев) свойства системы существенно отличаются от системы с  $d_1 = d_2$  [10-12]. Прежде всего, собственные поляризации системы становятся (безотносительно числа подслоев в системе и характера спиральности первого слоя) квазикруговыми базисными поляризациями (в ФЗЗ-ах наблюдается слабое отличие эллиптичностей собственных поляризаций, соответственно, от  $\pm 1$ ). Система проявляет более сильную селективность по отношению к поляризациям падающей волны. Частотная ширина и частотное местоположение ФЗЗ для ортогональных круговых поляризаций значительно отличаются, и это отличие увеличивается с увеличением разности  $d_1 - d_2$ . На рис.5 представлен спектр абсолютной невязимности в случае  $\epsilon_m > 0$ ,  $\mu_m > 0$ ,

$|\delta_e| < 1$ ,  $|\delta_u| < 1$ , и при  $d_2 - d_1 = 100$  нм. Как видно из рисунка, в этом случае также  $|\Delta T| \sim 1$  вблизи границ ФЗЗ. Это означает, что на этих длинах волн система также может работать как практически идеальный оптический диод. На рис.6 представлен спектр контрастности  $C$  для этого случая.

### 3. Заключение

Таким образом, мы исследовали особенности невзаимности стопки из право- и левовращающих слоев ХЖК. Эти исследования дают много информации о новых возможных применениях ФК в оптике и фотонике. Рассматриваемая нами система обладает многократными ФЗЗ. Мы исследовали особенности невзаимности как при слабой локальной анизотропии, так и в случае локально индефинитных диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также в случае, когда подслои двух типов имеют разные толщины. Из полученных результатов следует, что при определенных параметрах рассматриваемая система может работать как идеальный оптический диод, полностью пропуская свет в одном направлении и полностью блокируя его в обратном направлении. Следовательно, эта система может найти применение как пассивный оптический диод в интегральных оптических системах, в технологиях обработки информации, в оптической связи, и т.д.

### ЛИТЕРАТУРА

1. N.Y.Ha, Y.Takanishi, K.Ishikawa, H.Takezoe. Opt. Express, **15**, 1024 (2007).
2. N.Y.Ha, Y.Ohtsuka, S.M.Jeong, et al. Nature Mat., **7**, 43 (2008).
3. E.M.Nascimento, I.N. de Oliveira, M.L.Lyra. J. Appl. Phys., **104**, 103511 (2008).
4. E.M.Nascimento, F.M.Zanetti, et al. Phys. Rev. E, **81**, 031713 (2010).
5. N.Y.Ha, S.M.Jeong, S.Nishimura, H.Takezoe. Adv. Matter., **22**, 1617 (2010).
6. Z.He, Z.Ye, Q.Cui, J.Zhu, H.Gao, et al. Opt. Commun., **284**, 4022 (2011).
7. A.H.Gevorgyan. Phys. Rev. E, **83**, 011702 (2011).
8. H.Sarkissian, B.Ya.Zeldovich, N.V.Tabiryman. Opt. Lett., **31**, 1678 (2006).
9. J.A.Reyes, A.Lakhtakia. Opt. Commun., **270**, 51 (2007).
10. A.H.Gevorgyan. Phys. Rev. E, **85**, 021704 (2012).
11. А.А.Геворгян. Опт. спектроск., **113**, 1 (2012).
12. A.H.Gevorgyan. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **559**, 76 (2012).
13. А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 407 (2012).
14. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys., **47**, 1008 (2002).
15. M.Scalora, J.P.Dowling, et al. J. Appl. Phys., **76**, 2023 (1994).
16. L.Poladian. Phys. Rev. E, **54**, 2963 (1996).
17. M.Scalora, D.Tocci, et al. Appl. Phys. Lett., **66**, 2324 (1995).
18. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys. Lett., **29**, 819 (2003).
19. J.-Y.Chen, L.-W.Chen. Opt. Express, **14**, 10733 (2006).
20. V.A.Fedotov, P.L.Mladyanov, et al. Phys. Rev. Lett., **97**, 167401 (2006).
21. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys. Lett., **34**, 22 (2008).
22. S.Manipatruni, J.T.Robinson, M.Lipson. Phys. Rev. Lett., **102**, 213903 (2009).
23. V.R.Tuz. JOSA B, **26**, 1693 (2009).
24. A.F.Bukhanko, A.L.Sukstanslii. Opt. Spectrosc. **106**, 913 (2009).
25. M.S.Rafayelyan, A.H.Gevorgyan. Proc. SPIE, **7998**, 79980K (2010).
26. A.E.Miroshnichenko et al. Appl. Phys. Lett., **96**, 063302-3 (2010).

27. S.Yu, X.Piao, S.Koo, J.H.Shin, et al. Opt. Express, **19**, 25500 (2011).
28. W.Ding, B.Luk'yanchuk, C.-W.Qui. Phys. Rev. A, **85**, 025806 (2012).
29. A.H.Gevorgyan. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **382**, 1 (2002).
30. A.H.Gevorgyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **37**, 19 (2002).
31. A.H.Gevorgyan. Opt. Spectrosc., **91**, 762 (2001).
32. K.Gallo, G.Assanto, et al. Appl. Phys. Lett., **79**, 314 (2001).
33. M.W.Feise, I.V.Shadrivov, Yu.S.Kivshar. Phys. Rev. E, **71**, 037602-4 (2005).
34. G.A.Vardanyan, A.A.Gevorgyan. Opt. Spectrosc., **99**, 985 (2005).
35. G.A.Vardanyan, A.A.Gevorgyan. Opt. Spectrosc., **99**, 992 (2005).
36. J.Hwang, M.H.Song, B.Park, S.Nishimura, et al. Nature Mat., **4**, 383 (2005).
37. M.Fujii, A.Maitra, C.Poulton, et al. Opt. Express, **14**, 12782 (2006).
38. A.H.Gevorgyan, A.Kocharian, G.A.Vardanyan. Opt. Commun., **259**, 455 (2006).
39. A.H.Gevorgyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42**, 139 (2007).
40. Z.Yu, Z.Wang. Appl. Phys. Lett., **90**, 121133(2007).
41. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys. Lett., **34**, 22 (2008).
42. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys. Lett., **34**, 262 (2008).
43. F.Biancalana. J. Appl. Phys., **104**, 093113 (2008).
44. A.Alberucci, G.Assanto. Opt. Lett., **33**, 1641 (2008).
45. V.R.Tuz. J. Opt. A: Pure Appl. Opt., **11**, 125103 (2009).
46. A.B.Khanikaev, M.J.Steel. Opt. Express, **17**, 5265 (2009).
47. X.Hu, C.Xin, Z.Li, Q.Gong. New J. Phys., **12**, 023029 (2010).
48. X.-B.Kang, W.Tan, Z.-S.Wang, et al. Chin. Phys. Lett., **27**, 074204 (2010).
49. H.-X.Da, Z.-Q.Huang, Z.-Y.Li. J. Appl. Phys., **108**, 063505 (2010).
50. C.Xue, H.Jiang, H.Chen. Opt. Express, **18**, 7479 (2010).
51. Q.Wang, F.Xu, Z.-Y.Yu, et al. Opt. Express, **18**, 7340 (2010).
52. A.F.Bukhanko. Opt. Spectrosc., **110**, 281 (2011).
53. S.V.Zhukovskiy, A.G.Smirnov. Phys. Rev. A, **83**, 023818 (2011).
54. X.Hu, Z.Li, J.Zhang, H.Yang, et al. Adv. Funct. Mat., **21**, 1803 (2011).
55. X.Hu, Z.Li, J.Zhang, et al. Plasmonics, **6**, 619 (2011).
56. K.Xiu-Bao, T.Wei, W.Zhan-Shan, et al. Chinese Phys. Lett., **27**, 074204 (2010).
57. H.-X.Da, Z.-Q.Huang, Z.-Y.Li. J. Appl. Phys., **108**, 063505 (2010).
58. M.S.Rafayelyan, A.H.Gevorgyan. Modern Problems in Optics & Photonics. Proc. Int. Adv. Res. Workshop, 27 Aug – 2 Sept, 2010, Yerevan. p.44.
59. C.Menzel, C.Helgert, C.Rockstuhl, et al. Phys. Rev. Lett., **104**, 253902 (2010).
60. M.Kang, J.Chen, H.-X.Cui, Y.Li, H.-T.Wang. Opt. Express, **19**, 8347 (2011).
61. I.V.Shadrivov, V.A.Fedotov, D.A.Powell, et al. New J. Phys., **13**, 033025 (2011).
62. C.P.Yin, T.B.Wang, H.Z.Wang. Eur. Phys. J. B, **85**, 104 (2012).
63. H.Zhou, J.Chee, J.Song, G.Lo. Opt. Express, **20**, 8256 (2012).
64. L.Fan, J.Wang, L.T.Varghese, et al. Science, **335**, 447 (2012).
65. A.A.Геворгян. Ученые записки ЕГУ, **2**, 66 (1987).

LIGHT TRANSMISSION THROUGH A STACK OF A RIGHT- AND  
LEFT-HAND CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL LAYERS  
WITH INDEFINITE DIELECTRIC AND MAGNETIC PERMITTIVITIES.  
II. OPTICAL DIODE

A.H. GEVORGYAN

Optical properties of a stack of right- and left-hand cholesteric liquid crystal layers are studied. The problem is solved by Ambartsumian's layer addition modified method. The nonreciprocity peculiarities of this system are investigated and it is shown that in certain conditions this system can work as an ideal optical diode.