

Особенности магнитооптики дихроичных холестерических жидких кристаллов

А.А. Геворгян¹, С.С. Голик^{1,2}

¹ Дальневосточный федеральный университет,
690922, Россия, г. Владивосток, о. Русский, п. Аякс, 10;

² Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук,
690041, Россия, г. Владивосток, ул. Радио, 5

Аннотация

В работе теоретически исследованы магнитооптические свойства дихроичного холестерического жидкокристаллического слоя при больших значениях магнитооптического параметра. Подробно изучены особенности всех решений дисперсионного уравнения. Исследованы особенности спектров отражения, пропускания, поглощения и влияние диэлектрических границ на них. Рассмотрены особенности локализации света и магнитоиндуцированной прозрачности в дихроичных холестерических жидких кристаллах. Исследование особенностей локализации света показало, что наличие внешнего магнитного поля, как и наличие диэлектрических границ, приводит к появлению осцилляций, которые зависят от интенсивности локализованной в слое энергии, от координаты оси, направленной вдоль оси холестерика. Показано сильное влияние показателя преломления изотропных полупространств, граничащих с дихроичным холестерическим жидкокристаллическим слоем, на оптику рассматриваемого слоя. В частности, магнитно-индуцированная прозрачность и дифракционное пропускание возникают только при определенных интервалах изменения показателя преломления изотропных полупространств.

Ключевые слова: фотоника, магнитооптические материалы, жидкие кристаллы, полуметалл Вейля, дифракция.

Цитирование: Геворгян, А.А. Особенности магнитооптики дихроичных холестерических жидких кристаллов / А.А. Геворгян, С.С. Голик // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 6. – С. 839-847. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-928.

Citation: Gevorgyan AH, Golik SS. Features of magneto-optics of dichroic cholesteric liquid crystals. Computer Optics 2021; 45(6): 839-847. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-928.

Введение

Получение и исследование новых материалов с управляемыми параметрами остается главной задачей многих исследовательских групп, занимающихся оптикой, фотоникой и материаловедением, поскольку решение проблемы поиска, моделирования, разработки и исследования оптических свойств новых управляемых оптических материалов с заданными характеристиками является важнейшей задачей фотоники и может стимулировать бурное развитие науки и техники. Управление параметрами среды возможно осуществлять внешними (электрическими, магнитными, механическими, акустическими, световыми, тепловыми и т. д.) полями. Интервал возможного изменения соответствующего отклика среды зависит не только от величины соответствующего внешнего поля, но и от параметров самих сред, например от величины магнитооптической активности в случае внешнего магнитного поля и т.д. Эти параметры сред обычно малы, и для изменения отклика среды в значительных интервалах требуются большие поля. Так, например, параметр магнитооптической активности для обычных магнитооптических материалов на оптических частотах порядка 10^3 и меньше [1]. Хорошей управляемостью отличаются жидкие кристаллы (ЖК), их параметрами можно управлять в значительных интервалах относительно

слабыми внешними полями. Податливость ЖК к внешним воздействиям привела к возникновению электрооптики и магнитооптики ЖК. Однако существуют критические значения этих полей, при превышении которых происходит разрушение жидкокристаллической структуры [2, 3], например, разрушается спиральная структура у холестерического жидкого кристалла (ХЖК). Кроме того, параметр магнитооптической активности у известных ЖК намного меньше 10^{-3} . С другой стороны, в последние десятилетия произошли революционные разработки в области материаловедения. Создаются новые материалы с уникальными свойствами (метаматериалы), и в этом аспекте следует отметить следующее: недавно открытые полуметаллы Вейля представляют собой объемные топологические материалы, которые могут проявлять одновременно широкополосный и гигантский магнитооптический эффект даже без внешнего магнитного смещения [4–9]. Так, для полуметаллов Вейля величина $Q \sim 1$ ($Q = g/\varepsilon$, где g – параметр магнитооптической активности, а ε – диэлектрическая проницаемость среды) [10, 11], т. е. примерно на три порядка больше, чем у обычных магнитоактивных сред. Высокие значения параметра g наблюдались и в других материалах и композитных конструкциях (см., например, [12–16]). Возникает следующий вопрос: каким образом возможно создать ХЖК-подобные структуры с большим па-

раметром g ? Суспензии ХЖК различных микро- и наночастиц в последнее время стали предметом возобновленного интереса, поскольку они сочетают в себе текучесть и анизотропию жидких кристаллов с особыми свойствами частиц. Таким образом, растворяя наночастицы с высоким параметром g в ХЖК, мы можем получить структуру типа ХЖК с высоким параметром g . Твердофазные спиральные периодические структуры также могут быть созданы искусственно. Такие среды, но с относительно меньшей анизотропией, были созданы давно [17, 18]. Аналогичным образом могут быть изготовлены тонкие хирально структурированные пленки с высоким параметром g , используя магнитооптический материал с высоким g в качестве источника физического осаждения из паровой фазы. Поэтому в настоящее время является актуальной задачей в фотонике исследование сред типа ХЖК с высокими значениями магнитооптического параметра g , что мы будем делать ниже (см. также [19–23]).

1. Модели и методология

Рассмотрим отражение и пропускание света через планарный слой ХЖК, находящийся во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси спирали ХЖК. Будем предполагать, что среда обладает спиральной структурой только по отношению к диэлектрическим свойствам, а тензор магнитной проницаемости единичный, т. е. будем предполагать, что тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют вид:

$$\hat{\epsilon}(z) = \epsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos 2az & \pm \delta \sin 2az \mp ig / \epsilon_m & 0 \\ \pm \delta \sin 2az \mp ig / \epsilon_m & 1 - \delta \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\hat{\mu}(z) = \hat{I},$$

где $\epsilon_m = (\epsilon_1 + \epsilon_2) / 2$, $\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2)$, $\epsilon_{1,2}$ – главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости при наличии внешнего магнитного поля, $\vec{g} = \vec{g}(\vec{H}_{ext})$ – вектор гирации, $a = 2\pi/p$, p – шаг спирали (пространственный период периодической структуры) при наличии внешнего магнитного поля. Мы рассматриваем случай распространения света вдоль оси спирали.

Известно точное аналитическое решение уравнений Максвелла для ХЖК во внешнем магнитном поле при распространении света вдоль его оси [24]. Согласно [24] дисперсионное уравнение имеет вид:

$$k_{mz}^4 + a_1 k_{mz}^2 + a_2 k_{mz} + a_3 = 0, \quad (2)$$

где

$$a_1 = -2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_m + a^2 \right), \quad a_2 = -4 \frac{\omega^2}{c^2} ag,$$

$$a_3 = -2 \frac{\omega^2}{c^2} a^2 \epsilon_m + \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon_m^2 (1 - \delta^2) - \frac{\omega^4}{c^4} g^2 + a^4,$$

ω – частота и c – скорость света в вакууме.

Используя найденные из (2) собственные значения волновых чисел, решим задачу отражения и пропускания в случае планарного слоя ХЖК. Будем считать, что оптическая ось ХЖК, совпадающая с осью z , перпендикулярна границам слоя. Слой ХЖК с обеих сторон граничит с изотропными полупространствами с одинаковыми показателями преломления, равными n_s . Граничные условия, состоящие в непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей, представляют собой систему из восьми комплексных линейных уравнений с восемью комплексными неизвестными. Решая эту граничную задачу, мы можем определить значения для компонент отраженного $\mathbf{E}_r(z)$ и прошедшего $\mathbf{E}_t(z)$ полей, а также для поля $\mathbf{E}_{in}(z)$ в самом слое ХЖК и, следовательно, вычислить энергетические коэффициенты отражения $R = |E_r|^2 / |E_i|^2$, пропускания $T = n_2 \cos a_t |E_t|^2 / n_1 \cos a_i |E_i|^2$, поглощения $A = 1 - (R + T)$, и т. д., где n_1 и n_2 – коэффициенты преломления изотропных полупространств соответственно левее и правее слоя ХЖК. При $n_1 = n_2 = n_s$, $T = |E_t|^2 / |E_i|^2$.

В данной работе мы будем исследовать особенности ХЖК в отсутствие локального двулучепреломления (рис. 1). Задача в этой постановке (рассмотрение предельного случая $\text{Re}\Delta \rightarrow 0$, с $\text{Im}\Delta \neq 0$, где $\Delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / 2$) позволяет выявить новые интересные свойства этих сред, что в будущем позволит построить более совершенную магнитооптику спирально сконструированных структур. Современные темпы развития науки и техники позволят также непосредственное создание сред с такими параметрами.

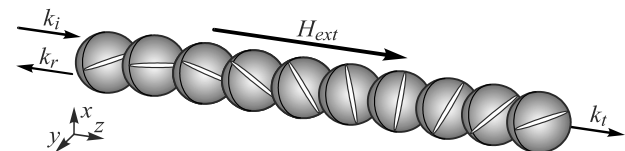


Рис. 1. Геометрия задачи. Серые шарики представляют собой изотропные молекулы ХЖК без двойного лучепреломления, белые линии в этих шариках соответствуют направлениям осцилляторов поглощения, эти направления непрерывно меняются, образуя геликоидальную структуру вдоль оси z

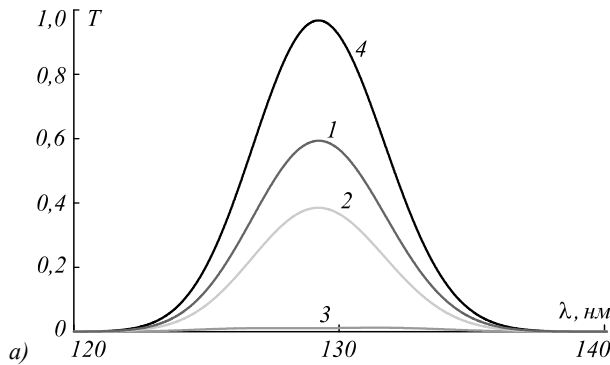
Для численных вычислений мы разработали и использовали алгоритм, который реализован на языке программирования Visual Basic. Ниже все вычисления были сделаны для ХЖК со следующими параметрами: $\text{Re}\epsilon_1 = \text{Re}\epsilon_2 = 2,5$, шаг спирали ХЖК $p = 400$ нм, толщина слоя $d = 25p$, спираль ХЖК правая.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры пропускания для различных поляризаций падающего света. Длинноволновые пики соответствуют области дифракционного пропускания [20]. Данные среды уникальны тем, что на этой длине волны не только отражение ди-

фракционное, но и пропускание здесь также дифракционное (рис. 2б).

Коротковолновые пики (см. рис. 2а) соответствуют области магнитоиндуцированного пропускания (МИП) [21, 22]. Как следует из рис. 2а, МИП является



поляризационно-чувствительным эффектом. Этот эффект носит фундаментальный характер и проявляется уже в волновых векторах собственных мод, в чем можно убедиться, исследуя особенности волновых векторов собственных мод.

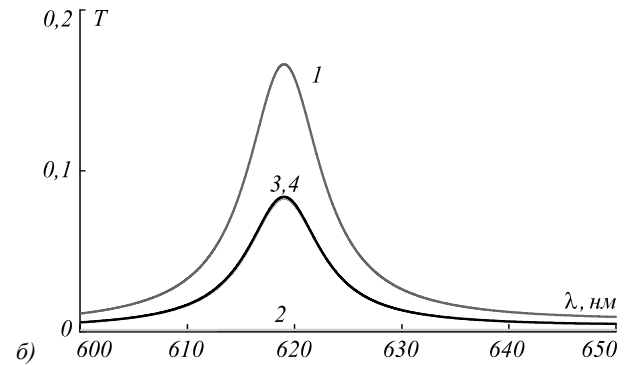


Рис. 2. Спектры пропускания T вблизи области магнитоиндуцированного пропускания (а) и вблизи фотонной запрещенной зоны (б). Падающий на слой свет имеет правую круговую поляризацию (кр.1), левую круговую поляризацию (кр.2), линейную вдоль оси x поляризацию (кр.3) и линейную вдоль оси y поляризацию (кр.4), $g = 1,0$, $Im\epsilon_1 = 0,2$, $Im\epsilon_2 = 0$, $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$

На рис. 3 приведены зависимости реальных и мнимых частей волновых чисел k_{mz} от длины волны λ в следующих трех случаях: 1) $g=0$ (внешнее магнитное поле отсутствует; сплошные кривые); 2) $g=1,0$ (внешнее магнитное поле присутствует и параллельно направлению распространения света; штриховые кривые); 3) $g=-1,0$ (внешнее магнитное поле присутствует и антипараллельно направлению распространения света; пунктирные кривые). Рис. 3а,б соответствуют области дифракционного отражения, рис. 3в,г – области МИП.

Как видно из рис. 3, при отсутствии внешнего магнитного поля кривые $k_{mz}(\lambda)$ симметричны относительно оси $k_{mz}=0$, что обусловлено взаимностью системы в отсутствие внешнего магнитного поля. Кроме того, существует длина волны $\lambda_0 = p\sqrt{Re\epsilon_m} = 632,5\text{ нм}$, где два из четырех Rek_m обращаются в нуль. Они являются резонансными волновыми числами [25] при отсутствии локального преломления, и на этой длине волны образуется фотонная запрещенная зона (ФЗЗ). Два других волновых числа соответствуют распространяющимся (в нашем случае поглощающимся) модам, и эти волновые числа мы будем называть нерезонансными. Пронумеруем собственные решения уравнения (2) следующим образом: $m=1$ и 4 соответственно для нерезонансных волновых векторов и $m=2$ и 3 соответственно для резонансных волновых векторов. Внешнее магнитное поле приводит к асимметричному смещению кривых $Rek_{mz}(\lambda)$ и $Imk_{mz}(\lambda)$ относительно оси $k_{mz}=0$, возникает невзаимность. При $g > 0$ реальные части кривых $k_{1,4z}(\lambda)$ смещены вниз, а кривых $k_{2,3z}(\lambda)$ смещены вверх, для мнимых частей имеем обратную картину. При $g < 0$ мы имеем противоположную картину. Заметим также, что длина волны λ_r , на которой кривые реальных частей резонансных волновых чисел $k_{2z}(\lambda)$ и $k_{3z}(\lambda)$ пересекаются и при $g > 0$, и при $g < 0$, смещаются в сторону ко-

ротких волн по отношению к λ_0 . Отметим еще одну особенность. Как видно из рис. 3в, на определенной длине волны (при $\lambda_r = 128,9\text{ нм}$ для данных параметров задачи) значение Imk_{2z} равно нулю, то есть на этой длине волны среда прозрачна для этой моды, хотя $Im\epsilon_1 \neq 0$. Далее сравнение этих кривых с аналогичными в случае $Re\Delta \neq 0$ [21] показывает существование определенной симметрии относительно оси $k_{mz}=0$ в области МИП, которая отсутствует в случае $Re\Delta \neq 0$ [21].

Переходим к исследованию особенностей локализации света. Особенности локализации света в фотонных структурах – сравнительно новая и важная задача оптики и фотоники, а также биофотоники и имеет как фундаментальное теоретическое значение, так и важное практическое применение в самых различных областях науки и техники. Особенности локализации света, фотонной плотности состояния и люминесценции в ХЖК исследованы в работах [26–39]. Ниже мы продолжаем исследовать особенности локализации света в слое ХЖК при наличии внешнего магнитного поля, что является важным для создания управляемых магнитооптических устройств, лазеров и др. Суммарное электрическое поле, соответствующее среде на левой стороне дихроичного слоя ХЖК, в самом слое ХЖК и среде на правой стороне слоя ХЖК (мы предполагаем, что слой ХЖК расположен между двумя изотропными полупространствами $z=0$ и $z=d$) можно представить следующим образом:

$$\mathbf{E}(z) = \begin{cases} \mathbf{E}_i(z) + \mathbf{E}_r(z), & z < 0, \\ \mathbf{E}_{in}(z), & 0 < z < d, \\ \mathbf{E}_t(z), & z > d, \end{cases} \quad (3)$$

где $\mathbf{E}_{in}(z)$ – полное электрическое поле в слое ХЖК.

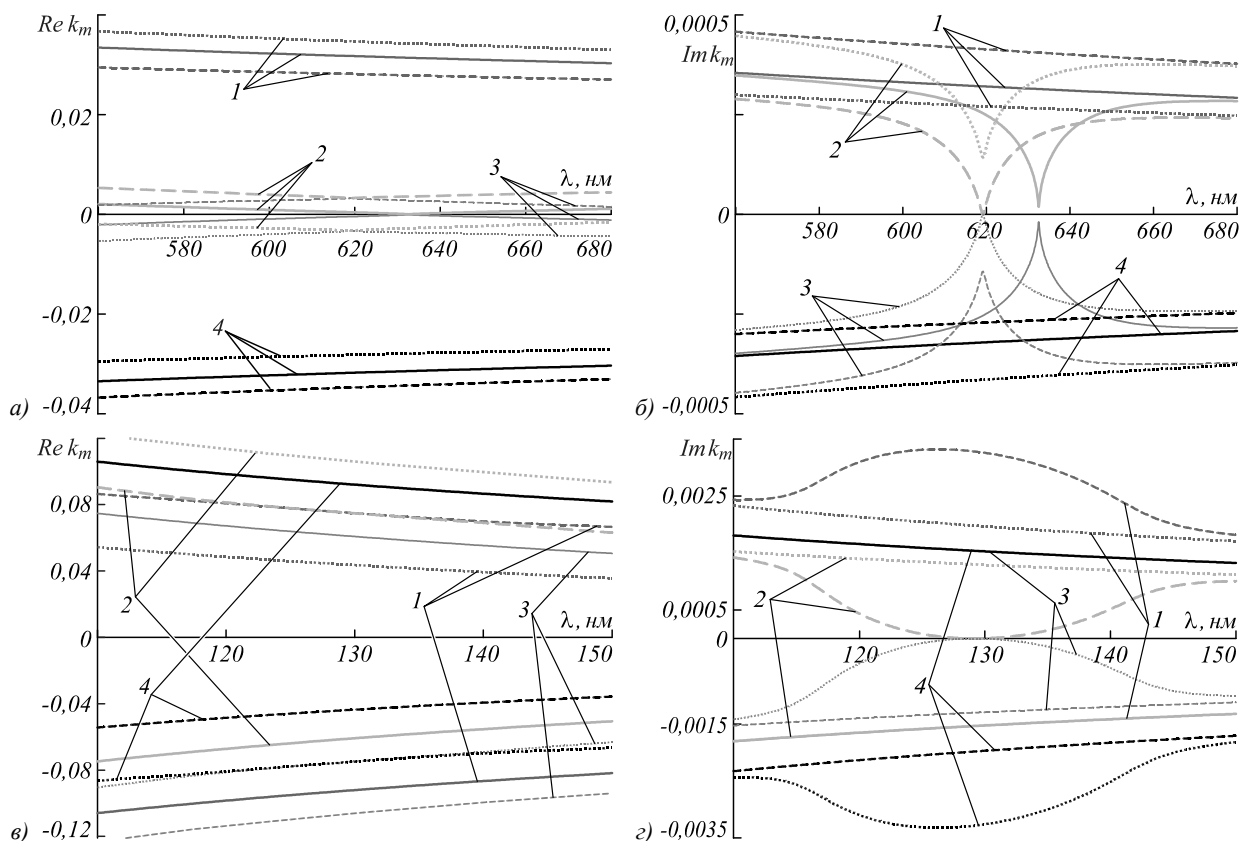


Рис. 3. Зависимости реальных и мнимых частей волновых чисел k_m от длины волны λ при различных значениях параметра магнитооптической активности g . Параметры те же, что и на рис. 2

На рис. 4 представлены зависимости $I(z)=|E(z)|^2$ на длине волны λ_0 и λ_r при различных значениях параметра g (рис. 4а,б), на различных длинах волн при $g=0,5$ (рис. 4в) и на длине волны λ_r при $g=1,0$ (рис. 4г). Падающий на слой свет имеет правую (рис. 4а,в,г) и левую (рис. 4б) круговые поляризации.

Известно, что при взаимодействии электромагнитной волны со слоем фотонного кристалла периодические неоднородности последнего приводят к модуляции суммарной волны, возникающей в среде. У обычных ХЖК с локальным двулучепреломлением существует ФЗЗ конечной частотной ширины. Одна из круговых поляризаций падающей волны, знак которой противоположен знаку хиральности ХЖК, не испытывает дифракции, причем амплитуда суммарной волны, возникающей в среде, практически постоянная и практически точно совпадает с амплитудой падающей волны (при минимальном влиянии диэлектрических границ, т. е. при $n_s = \sqrt{\epsilon_m}$) [38].

Суммарная стоячая волна, возбуждаемая в среде, модулирована и имеет особенности модуляции для падающего света с дифрагирующей круговой поляризацией. Причем характер изменения амплитуды этой волны в зависимости от z внутри ФЗЗ и вне ФЗЗ существенно отличаются друг от друга. Внутри ФЗЗ амплитуда стоящей волны экспоненциально уменьшается с увеличением z , волна эванесцентная и уже при z порядка $20 \div 30p$ она практически равна нулю –

происходит дифракционное отражение [38]. Вне ФЗЗ амплитуда суммарной волны совершает различным образом модулированные (для различных длин волн) осцилляции [38].

В отсутствие локального двулучепреломления, т.е. при $Re\Delta=0, Im\Delta \neq 0$, при падении на слой света с дифрагирующей круговой поляризацией амплитуда суммарной волны, возбуждаемой в слое ХЖК, уменьшается с увеличением z . Однако из-за дифракции на такой структуре данное уменьшение амплитуды происходит не по экспоненциальному закону (рис. 4а), как это имеет место при наличии локального двулучепреломления для волн внутри ФЗЗ. Наличие внешнего магнитного поля приводит к появлению осцилляции в зависимости $|E(z)|^2$ и к увеличению накопленной в слое световой энергии (рис. 4а).

С увеличением параметра g амплитуда этих осцилляций увеличивается. И наоборот, при падении света с левой (недифрагирующей) круговой поляризацией, амплитуда суммарной волны, возбуждаемой в слое ХЖК, уменьшается с увеличением z именно по экспоненциальному закону (рис. 4б), и это естественно, так как для недифрагирующей круговой поляризации данная среда представляет собой практически изотропную поглощающую среду. Для этой поляризации падающего света характер зависимости $|E(z)|^2$ практически не меняется с изменением длины волны и претерпевает незначительные изменения по вели-

чине. Заметим, что при наличии локального двулучепреломления и при отсутствии поглощения, для падающей волны с недифрагирующей круговой поляризацией, как было отмечено выше, суммарное поле практически не меняется с изменением z . На рис. 4а показаны зависимости $I(z) = |E(z)|^2$ для других (находящихся в непосредственной близости от ФЗЗ) длин волн падающего света с дифрагирующей круговой поляризацией. Из этих рисунков следует, что характер зависимостей мало меняется, они отличаются по величине и мере удаления от резонансной частоты,

при этом по мере удаления от резонансной частоты характер зависимости приближается к эванесцентному, поскольку уменьшается роль дифракции и начинает основную роль играть поглощение. Для света с недифрагирующей круговой поляризацией характер зависимости $|\bar{E}(z)|^2$ не меняется с изменением длины волны и меняется незначительно также по величине. И, наконец, на длине волны МИП λ_r величина $|E(z)|^2$ постоянная (величина которой меняется с n_s) в среде и имеет осцилляции (амплитуда которых зависит от n_s) вблизи правой границы слоя ХЖК.

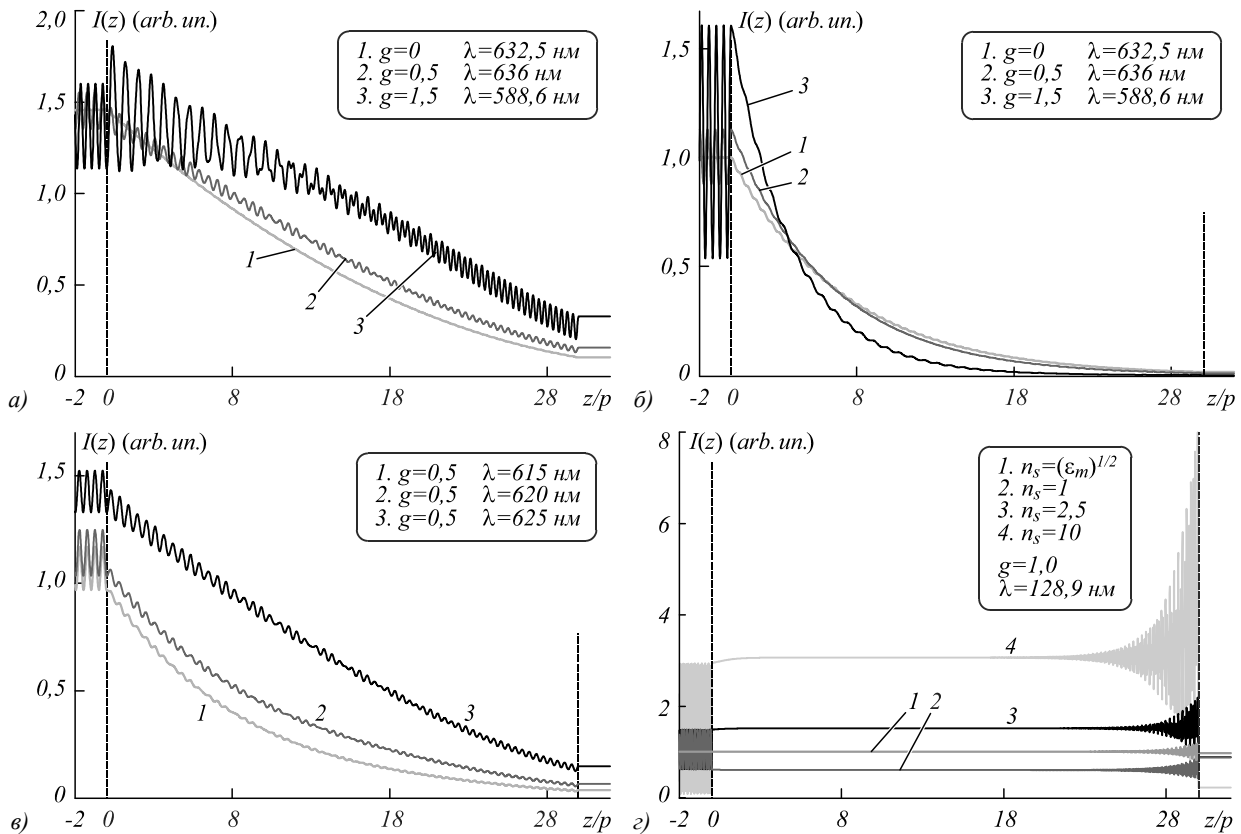


Рис. 4. Зависимости $I(z) = |E(z)|^2$, параметры те же, что и на рис. 2

Переходим к исследованию влияния диэлектрических границ на отражение и пропускание света через слой ХЖК. На рис. 5 представлены эволюции спектров отражения при изменении n_s вблизи длины волны резонанса λ_r . Падающий на слой ХЖК свет имеет линейную вдоль оси x поляризацию (рис. 5а) и линейную вдоль оси y поляризацию (рис. 5б), а также левую круговую поляризацию (рис. 5в) и правую круговую поляризацию (рис. 5г). Качественно такие же зависимости наблюдаются и при $g = 0$, отличие только в том, что длина волны резонанса в этом случае испытывает красный сдвиг, а именно $\lambda_0 = 632,5$ нм (при $g = 1,0$ имеем $\lambda_r = 618$ нм). Рис. 5а–г демонстрируют сильное влияние n_s на отражение.

На рис. 6 представлены эволюции спектров пропускания при изменении n_s вблизи длины волны резонанса λ_r .

Падающий на слой ХЖК свет имеет правую круговую поляризацию (рис. 6а) и линейную вдоль оси x поляризацию (рис. 6б). Пропускание при падении света с левой круговой поляризацией отсутствует, а эволюция спектров пропускания при падении на слой света с линейной вдоль оси y поляризации практически такая же, как на рис. 6б. Опять, как и выше, рис. 6 демонстрирует существенное влияние на пропускание параметра n_s , от значительного пропускания на длине волны резонанса при $n_s \sim \sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$ до его полного исчезновения при $n_s \ll \sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$ и при $n_s \gg \sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$.

На рис. 7 представлены эволюции спектров пропускания при изменении n_s вблизи длины волны МИП λ_r .

Падающий на слой ХЖК свет имеет линейную вдоль оси x поляризацию (рис. 7а) и линейную вдоль оси y поляризацию (рис. 7б), а также правую круговую поляризацию (рис. 7в) и левую круговую поляризацию (рис. 7г). Как видно из рис. 7, эффект МИП

имеет место только при определенном интервале изменения n_s вблизи значения $\sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$. При определённых значениях n_s пропускание вообще может исчезать, это имеет место при $n_s \ll \sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$ и при $n_s \gg \sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$.

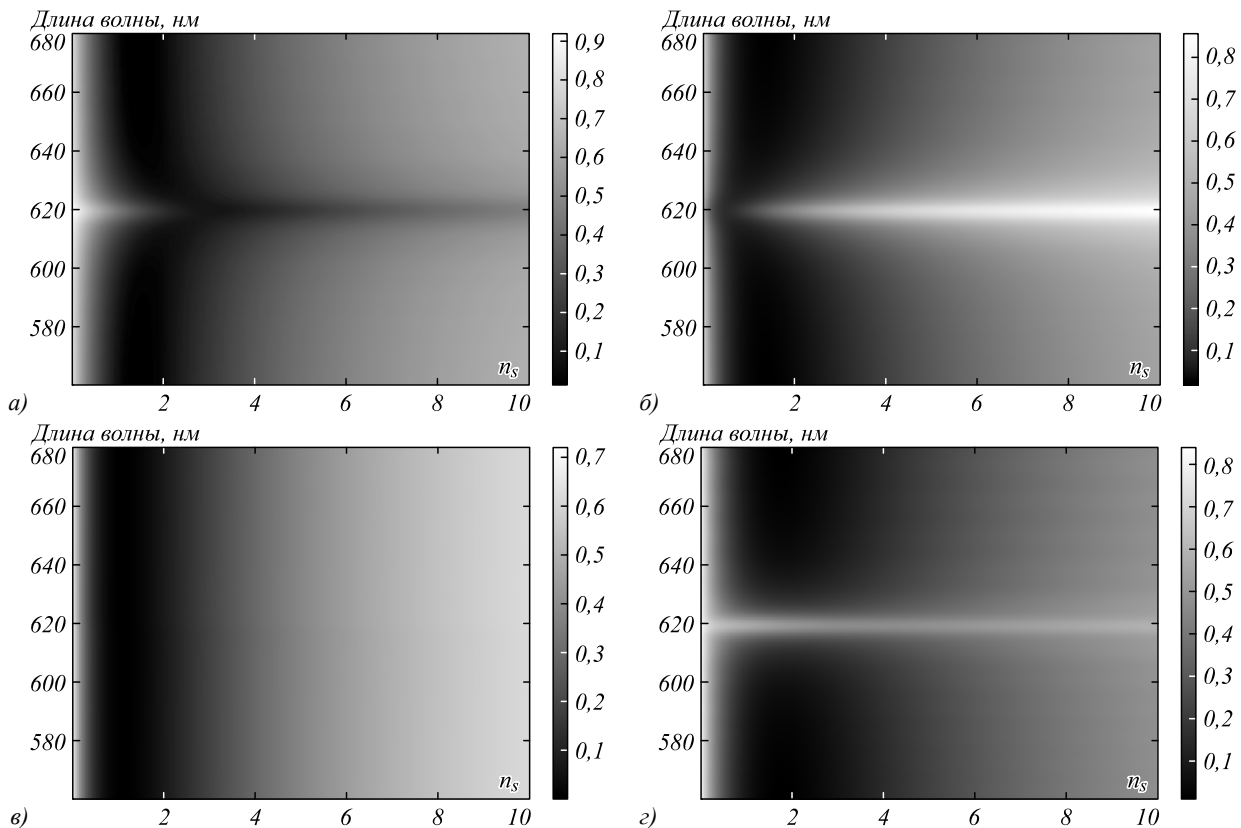


Рис. 5. Эволюция спектров отражения при изменении n_s в области формирования ФЗЗ. Параметры те же, что и на рис. 2

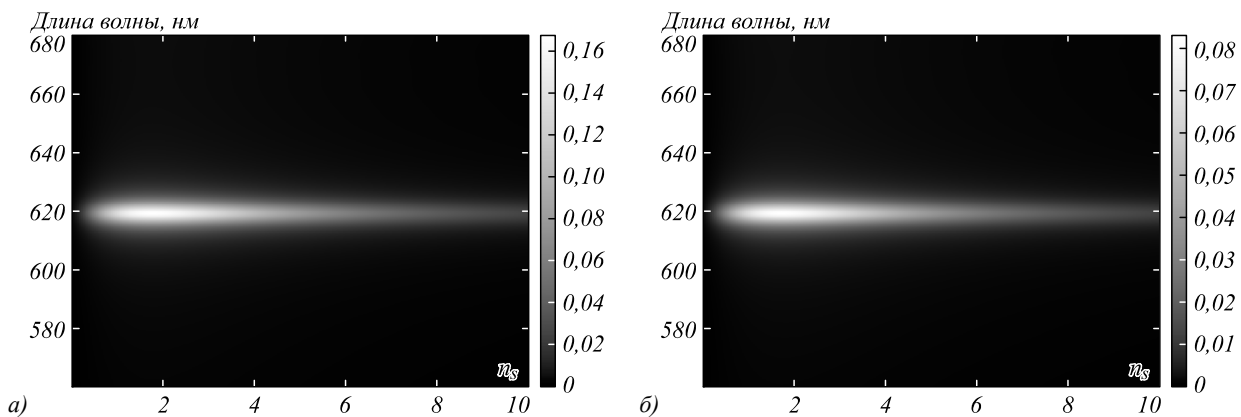


Рис. 6. Эволюция спектров пропускания при изменении n_s в области формирования ФЗЗ, параметры те же, что и на рис. 2

Заключение

В работе исследованы магнитооптические свойства слоя дихроичного ХЖК при больших значениях магнитооптического параметра g . Получены особенности всех решений дисперсионного уравнения в деталях как вблизи длины волны резонанса, так и вблизи длины волны МИП. Сравнение результатов для

локально дихроичных ХЖК вблизи длины волны МИП с аналогичными результатами в случае ХЖК с локальным двулучепреломлением (см. [21]) показывает существование определенной симметрии относительно оси $k_{mz}=0$, которая отсутствует в случае $\text{Re}\Delta \neq 0$, т. е. в случае ХЖК с локальным двулучепреломлением. Исследование особенностей локализации света показало, что наличие внешнего магнитного

поля, как и отличие n_s от $\sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$, т. е. наличие диэлектрических границ, приводит к появлению осцилляций в зависимостях $|\mathbf{E}(z)|^2$.

В областях образования ФЗЗ и МИП исследованы особенности отражения и пропускания света и влияния на них диэлектрических границ. Показано сильное

влияние параметра n_s на оптику рассматриваемого слоя. В частности, показано, что МИП и дифракционное пропускание возникают только при определенных интервалах изменения параметра n_s вокруг значения $\sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$. МИП и дифракционное пропускание исчезают в пределах $n_s \ll \sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$ и $n_s \gg \sqrt{\text{Re}\epsilon_m}$.

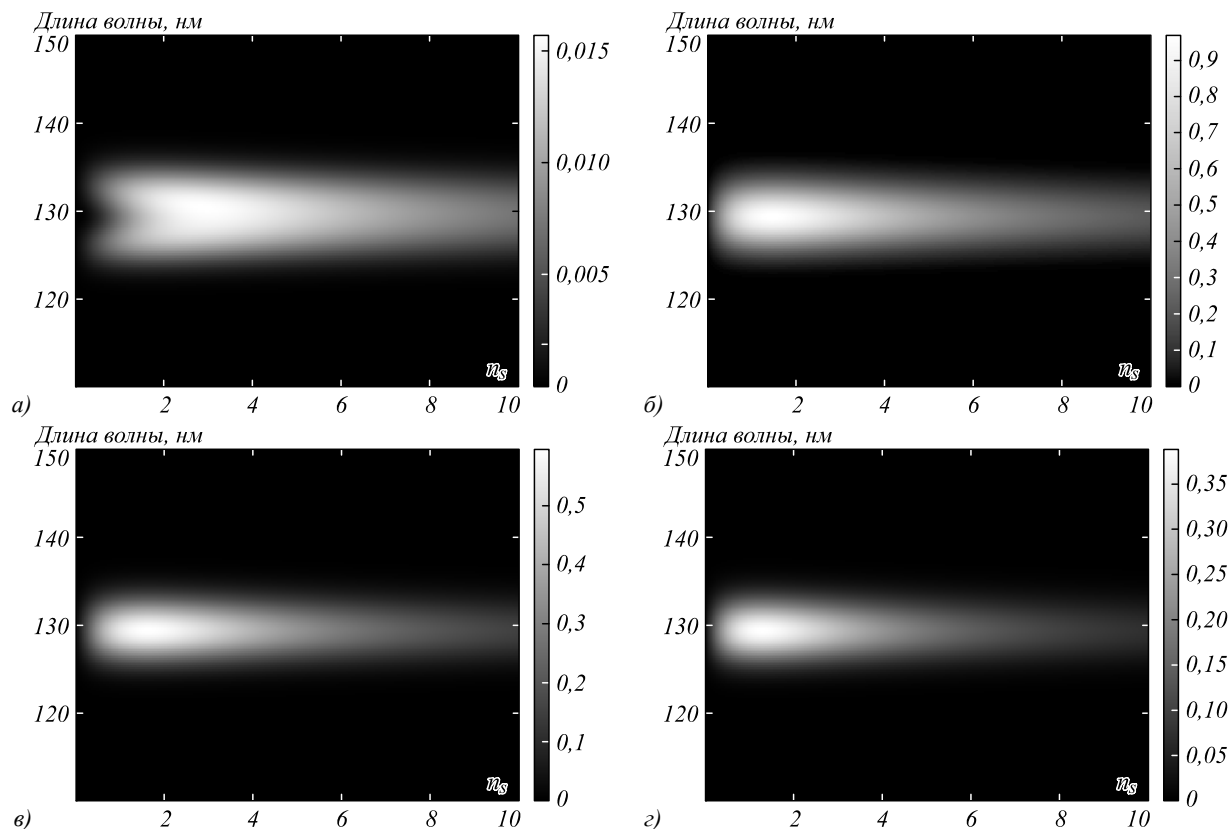


Рис. 7. Эволюция спектров пропускания при изменении n_s в области формирования МИП, параметры те же, что и на рис. 6

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию РФ, проект FZNS-2020-003 №0657-2020-0003.

Литература

1. **Zvezdin, A.** Modern magneto-optics and magneto-optical materials / A. Zvezdin, V. Kotov. – Boca Raton: CRC Press, 1997. – 404 p.
2. **Gennes, P.** The physics of liquid crystals / P. de Gennes, J. Prost. – 2nd ed. – Oxford: Clarendon Press, 1995. – 561 p.
3. **Blinov, L.M.** Electro-optical and magneto-optical properties of liquid crystals / L.M. Blinov. – New York: John Wiley & Sons Ltd., 1983. – 341 p.
4. **Hosur, P.** Recent developments in transport phenomena in Weyl semimetals / P. Hosur, X. Qi // Comptes Rendus Physique. – 2013. – Vol. 14, Issue 9. – P. 857-870.
5. **Yan, B.** Topological materials: Weyl semimetals / B. Yan, C. Felser // Annual Review of Condensed Matter Physics. – 2017. – Vol. 8, Issue 1. – P. 337-354. – DOI: 10.1146/annurev-conmatphys-031016-025458.
6. **Armitage, N.P.** Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids / N.P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath // Reviews of Modern Physics. – 2018. – Vol. 90, Issue 1. – 015001. – DOI: 10.1103/RevModPhys.90.015001.
7. **Belopolski, I.** Discovery of topological Weyl fermion lines and drumhead surface states in a room temperature magnet / I. Belopolski, K. Manna, D.S. Sanchez, G. Chang, B. Ernst, J. Yin, S.S. Zhang, T. Cochran, N. Shumiya, H. Zheng, B. Singh, G. Bian, D. Multer, M. Litskevich, X. Zhou, S.-M. Huang, B. Wang, T.-R. Chang, S.-Y. Xu, A. Bansil, C. Felser, H. Lin, M.Z. Hasan // Science. – 2019. – Vol. 365, Issue 6459. – P. 1278-1281. – DOI: 10.1126/science.aav2327.
8. **Morali, N.** Fermi-arc diversity on surface terminations of the magnetic Weyl semimetal / N. Morali, R. Batabyal, P. Kumar Nag, E. Liu, Q. Xu, Y. Sun, B. Yan, C. Felser, N. Avraham, H. Beidenkopf // Science. – 2019. – Vol. 365, Issue 6459. – P. 1286-1291. – DOI: 10.1126/science.aav2334.
9. **Liu, D.** Magnetic Weyl semimetal phase in a Kagomé crystal / D. Liu, A. Liang, E. Liu, Q. Xu, Y. Li, C. Chen, D. Pei, W. Shi, S. Mo // Science. – 2019. – Vol. 365, Issue 6459. – P. 1282-1285. – DOI: 10.1126/science.aav2873.
10. **Kotov, O.V.** Giant tunable nonreciprocity of light in Weyl semimetals / O.V. Kotov, Yu.E. Lozovik // Physical Review B. – 2018. – Vol. 98. – 195446. – DOI: 1103/PhysRevB.98.195446.

11. **Asadchy, V.S.** Sub-wavelength passive optical isolators using photonic structures based on Weyl semimetals / V.S. Asadchy, C. Guo, B. Zhao, S. Fan // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – Vol. 8, Issue 16. – 2000100. – DOI: 10.1002/adom.202000100.
12. **Liu, F.** Spin dynamics of negatively charged excitons in CdSe/CdS colloidal nanocrystals / F. Liu, L. Biadala, A.V. Rodina, D.R. Yakovlev, D. Dunker, C. Javaux, J. Hermier, A.L. Efros, B. Dubertret, M. Bayer // *Physical Review B*. – 2013. – Vol. 88. – 035302. – DOI: 10.1103/PhysRevB.88.035302.
13. **Gangopadhyay, P.** Magneto-optic properties of regioregular polyalkylthiophenes / P. Gangopadhyay, G. Koeckelberghs, A. Persoons // *Chemistry of Materials*. – 2011. – Vol. 23, Issue 3. – P. 516-521. – DOI: 10.1021/cm102215a.
14. **Araoka, F.** Large Faraday rotation in a π -conjugated poly(arylene ethynylene) thin film / F. Araoka, M. Abe, T. Yamaoto, H. Takezoe // *Applied Physics Express*. – 2009. – Vol. 2. – 011501. – DOI: 10.1143/APEX.2.011501.
15. **Slezák, O.** Temperature-wavelength dependence of terbium gallium garnet ceramics Verdet constant / O. Slezák, R. Yasuhara, A. Lucianetti, T. Mocek // *Optical Materials Express*. – 2016. – Vol. 6. – P. 3683-3691. – DOI: 10.1364/OME.6.003683.
16. **Gevorgyan, A.H.** Diode based on magneto-photonic crystals / A.H. Gevorgyan, S.S. Golik, T.A. Gevorgyan // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2019. – Vol. 474. – P. 173-181. – DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.10.131.
17. **Robbie, K.** Chiral sculptured thin films / K. Robbie, M.J. Brett, A. Lakhtakia // *Nature*. – 1996. – Vol. 384. – 616. – DOI: 10.1038/384616a0.
18. **Hodgkinson, I.** Vacuum deposition of chiral sculptured thin films with high optical activity / I. Hodgkinson, Q.H. Wu, B. Knight, A. Lakhtakia, K. Robbie // *Applied Optics*. – 2000. – Vol. 39, Issue 4. – P. 642-646. – DOI: 10.1364/AO.39.000642.
19. **Gevorgyan, A.H.** Broadband optical diode and giant nonreciprocal tunable light localization / A.H. Gevorgyan // *Optical Materials*. – 2021. – Vol. 113. – 110807. – DOI: 10.1016/j.optmat.2021.110807.
20. **Gevorgyan, A.H.** Magneto-optics of thin film layer with helical structure and enormous anisotropy / A.H. Gevorgyan // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 2002. – Vol. 382, Issue 1. – P. 1-19. – DOI: 10.1080/713738751.
21. **Gevorgyan, A.H.** Magnetically induced linear and nonreciprocal and tunable transparency [Electronical Resource] / A.H. Gevorgyan // arXiv preprint. – 2021. – URL: <https://arxiv.org/abs/2102.07105>.
22. **Gevorgyan, A.H.** Magnetically induced transparency in media with helical dichroic structure / A.H. Gevorgyan, S.S. Golik, N.A. Vanyushkin, I.M. Efimov, M.S. Rafayelyan, H. Gharagulyan, T.M. Sarukhanyan, M.Z. Nautyunyan, G.K. Matinyan // *Materials*. – 2021. – Vol. 14. – 2172. – DOI: 10.3390/ma14092172.
23. **Gevorgyan, A.H.** Light absorption suppression in cholesteric liquid crystals with magneto-optical activity / A.H. Gevorgyan // *Journal of Molecular Liquids*. – 2021. – Vol. 335, Issue 1. – 116289. – DOI: 10.1016/j.molliq.2021.116289.
24. **Геворгян, А.А.** Влияние магнитного поля на оптические свойства холестерических жидких кристаллов / А.А. Геворгян // Ученые записки Ереванского государственного университета. – 1987. – Т. 2. – С. 66-74.
25. **Варданян, Г.А.** Оптика сред со спиральной дихроичной структурой / Г.А. Варданян, А.А. Геворгян // *Кристаллография*. – 1997. – Т. 42. – С. 723.
26. **Belyakov, V.A.** Diffraction optics of complex-structured periodic media / V.A. Belyakov. – New York: Springer-Verlag, 2019. – 272 p.
27. **Gevorgyan, A.H.** Photonic density of states of cholesteric liquid crystal cells / A.H. Gevorgyan, K.B. Oganessian, G.A. Vardanyan, G.K. Matinyan // *Laser Physics*. – 2014. – Vol. 24. – 115801. – DOI:10.1088/1054-660X/24/11/115801.
28. **Gevorgyan, A.H.** Mechanisms of anomalous absorption of radiation in media with periodical structure / A.H. Gevorgyan // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 2002. – Vol. 378. – P. 129-146. – DOI: 10.1080/713738580.
29. **Корп, В.И.** Lasing in chiral photonic structures / V.I. Kopp, Z.-Q. Zhang, A.Z. Genack // *Progress in Quantum Electronics*. – 2003. – Vol. 27. – P. 369-416. – DOI: 10.1016/S0079-6727(03)00003-X.
30. **Беляков, В.А.** Оптические краевые моды в фотонных жидких кристаллах / В.А. Беляков, С.В. Семенов / *ЖЭТФ*. – 2009. – Т. 136, Вып. 4. – С. 797-811.
31. **Ветров, С.Я.** Локализованные моды в хиральных фотонных структурах / С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.Ф. Шабанов // *Успехи физических наук*. – 2020. – Т. 190, № 1. – С. 37-62. – DOI: 10.3367/UFNr.2018.11.038490.
32. **Dolganov, P.V.** Optical properties and photonic density of states in one-dimensional and three-dimensional liquid-crystalline photonic crystals / P.V. Dolganov, K.D. Baklanova, V.K. Dolganov // *Liquid Crystals*. – 2020. – Vol. 47. – P. 231-237. – DOI: 10.1080/02678292.2019.1641636.
33. **Геворгян, А.А.** Аномалии поглощения излучения и сверхсветового распространения света. I. Изотропный слой / А.А. Геворгян // *Оптика и спектроскопия*. – 2004. – Т. 96, № 6. – С. 953-962.
34. **Gevorgyan, A.H.** The photonic density of states and the light energy density in cholesteric liquid crystal cells / A.H. Gevorgyan, K.B. Oganessian // *Laser Physics Letters*. – 2013. – Vol. 10. – 125802. – DOI: 10.1088/1612-2011/10/12/125802.
35. **Gevorgyan, A.H.** Effect of anisotropy on defect mode peculiarities in chiral liquid crystals / A.H. Gevorgyan, K.B. Oganessian // *Laser Physics Letters*. – 2018. – Vol. 15. – 016004. – DOI: 10.1088/1612-202X/aa930c.
36. **Rafayelyan, M.S.** Light energy accumulation by cholesteric liquid crystal layer at oblique incidence / M.S. Rafayelyan, H. Gharagulyan, T.M. Sarukhanyan, A.H. Gevorgyan // *Liquid Crystals*. – 2019. – Vol. 46. – P. 1079-1090. – DOI: 10.1080/02678292.2018.1556821.
37. **Gevorgyan, A.H.** Specific properties of light localisation in the cholesteric liquid crystal layer. The effects of layer thickness / A.H. Gevorgyan // *Liquid Crystals*. – 2020. – Vol. 47(7). – P. 1070-1077.
38. **Геворгян, А.А.** Об особенностях локализации света в холестерических жидких кристаллах / А.А. Геворгян, С.С. Голик, Т.А. Геворгян // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2020. – Т. 158, № 2(8). – С. 365-373. – DOI: 10.31857/S0044451020080143.
39. **Dolganov, P.V.** Photonic properties of polymer-stabilized photosensitive cholesteric liquid crystal studied by combination of optical activity, transmission and fluorescence [Electronical Resource] / P.V. Dolganov, K.D. Baklanova, A.Y. Bobrovsky // *Liquid Crystals*. – 2021. – DOI: 10.1080/02678292.2020.1866219. – URL: <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/02678292.2020.1866219?scroll=top&needAccess=true>.

Сведения об авторах

Геворгян Ашот Арутюнович, 1958 года рождения, в 1979 году окончил физический факультет Ереванского государственного университета, доктор физ.-мат. наук, профессор, работает ведущим научным сотрудником в Дальневосточном федеральном университете. Область научных интересов: фотоника, оптоэлектроника, магнитооптика жидких кристаллов. E-mail: agevorgyan@ysu.am.

Голик Сергей Сергеевич, 1979 года рождения, окончил физический факультет Дальневосточного государственного университета (ныне – Дальневосточный федеральный университет), кандидат физ.-мат. наук, доцент. Работает ведущим научным сотрудником кафедры общей и экспериментальной физики Дальневосточного федерального университета, старшим научным сотрудником ИАПУ ДВО РАН. Область научных интересов: лазерная спектроскопия, нелинейная оптика, фотоника. E-mail: golik.ss@dvfu.ru.

ГРНТИ: 29.17.25, 29.31.27

Поступила в редакцию 27 мая 2021 г. Окончательный вариант – 9 июля 2021 г.

Features of magneto-optics of dichroic cholesteric liquid crystals

A.H. Gevorgyan¹, S.S. Golik^{1,2}

¹ Far Eastern Federal University, 690922, Vladivostok, Russia, Russky Island, Ajax, 10,

² Institute of Automation and Control Processes, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, 690041, Vladivostok, Russia, st. Radio 5

Abstract

In this work, magneto-optical properties of a dichroic cholesteric liquid-crystal layer are theoretically investigated at large values of the magneto-optical parameter. Features of all solutions of the dispersion equation are studied in detail. Peculiarities of the reflection, transmission, absorption spectra and the influence of dielectric boundaries on them are investigated. Specific properties of the localization of light and magnetically induced transparency in dichroic cholesteric liquid crystals are considered. The study of the light localization features showed that the presence of an external magnetic field, as well as the presence of dielectric boundaries, led to the appearance of oscillations in the dependence of the intensity of the layer-confined energy on the coordinate of the axis directed along the cholesteric axis. A strong influence of the refractive index of isotropic half-spaces adjacent to a dichroic cholesteric liquid crystal layer on the optics of the layer under consideration is shown. In particular, magnetically induced transparency and diffraction transmission appear only at certain intervals of the refractive index of isotropic half-spaces.

Keywords: photonics, magneto-optical materials, liquid crystals, Weyl semimetal, diffraction.

Citation: Gevorgyan AH, Golik SS. Features of magneto-optics of dichroic cholesteric liquid crystals. *Computer Optics* 2021; 45(6): 839-847. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-928.

Acknowledgements: This work was supported by the RF Ministry of Science and Higher Education within the State assignment, project FZNS-2020-003 No. 0657-2020-0003.

References

- [1] Zvezdin A, Kotov V. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. Boca Raton: CRC Press; 1997.
 - [2] Gennes P, Prost J. The physics of liquid crystals. 2nd ed. Oxford: Clarendon Press, 1995.
 - [3] Blinov L. Electro-optical and magneto-optical properties of liquid crystals. New York: John Wiley and Sons Ltd; 1983.
 - [4] Hosur P, Qi X. Recent developments in transport phenomena in Weyl semimetals. *C R Phys* 2013; 14(9): 857-870.
 - [5] Yan B, Felser C. Topological materials: Weyl semimetals. *Annu Rev Condens Matter Phys* 2017; 8(1): 337-354. DOI: 10.1146/annurev-conmatphys-031016-025458.
 - [6] Armitage NP, Mele EJ, Vishwanath A. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids. *Rev Mod Phys* 2018; 90(1): 015001. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.015001.
 - [7] Belopolski I, Manna K, Sanchez DS, Chang G, Ernst B, Yin J, Zhang SS, Cochran T, Shumiya N, Zheng H, Singh B, Bian G, Multer D, Litskevich M, Zhou X, Huang S-M, Wang B, Chang T-R, Xu S-Y, Bansil A, Felser C, Lin H, Hasan MZ. Discovery of topological Weyl fermion lines and drumhead surface states in a room temperature magnet. *Science* 2019; 365(6459): 1278-1281. DOI: 10.1126/science.aav2327.
 - [8] Morali N, Batabyal R, Kumar Nag P, Liu E, Xu Q, Sun Y, Yan B, Felser C, Avraham N, Beidenkopf H. Fermi-arc diversity on surface terminations of the magnetic Weyl semimetal. *Science* 2019; 365(6459): 1286-1291. DOI: 10.1126/science.aav2334.
 - [9] Liu DF, Liang AJ, Liu EK, Xu QN, Li YW, Chen C, Pei D, Shi WJ, Mo SK. Magnetic Weyl semimetal phase in a Kagomé crystal. *Science* 2019; 365(6459): 1282-1285. DOI: 10.1126/science.aav2873.
 - [10] Kotov OV, Lozovik YE. Giant tunable nonreciprocity of light in Weyl semimetals. *Phys Rev B* 2018; 98: 195446. DOI: 1103/PhysRevB.98.195446.
 - [11] Asadchy VS, Guo C, Zhao B, Fan S. Sub-wavelength passive optical isolators using photonic structures based on Weyl semimetals. *Adv Optical Mater* 2020; 8(16): 2000100. DOI: 10.1002/adom.202000100.
 - [12] Liu F, Biadala L, Rodina AV, Yakovlev DR, Dunker D, Javaux C, Hermier J, Efros AL, Dubertret B, Bayer M. Spin dynamics of negatively charged excitons in CdSe/CdS colloidal nanocrystals. *Phys Rev B* 2013; 88: 035302. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.035302.
 - [13] Gangopadhyay P, Koeckelberghs G, Persoons A. Magneto-optic properties of regioregular polyalkylthiophenes. *Chem Mater* 2011; 23(3): 516-521. DOI: 10.1021/cm102215a.
 - [14] Araoka F, Abe M, Yamamoto T, Takezoe H. Large Faraday rotation in a π -conjugated poly(arylene ethynylene) thin film. *Appl Phys Express* 2009; 2: 011501. DOI: 10.1143/APEX.2.011501.
 - [15] Slezák O, Yasuhara R, Lucianetti A, Mocek T. Temperature-wavelength dependence of terbium gallium garnet ceramics Verdet constant. *Opt Mater Express* 2016; 6: 3683-3891. DOI: 10.1364/OME.6.003683.
 - [16] Gevorgyan AH, Golik SS, Gevorgyan TA. About Faraday rotation in bulk media, in a magneto-active layer and in a magneto-photon crystal layer. *J Magn Magn Mat* 2019; 474: 173-182. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.10.131
 - [17] Robbie K, Brett MJ, Lakhtakia A. Chiral sculptured thin films. *Nature* 1996; 384: 616. DOI: 10.1038/384616a0.
 - [18] Hodgkinson I, Wu QH, Knight B, Lakhtakia A, Robbie K. Vacuum deposition of chiral sculptured thin films with high optical activity. *Appl Opt* 2000; 39(4): 642-646. DOI: 10.1364/AO.39.000642.
-

-
- [19] Gevorgyan AH. Broadband optical diode and giant nonreciprocal tunable light localization. *Opt Mater* 2021; 113: 110807. DOI: 10.1016/j.optmat.2021.110807.
- [20] Gevorgyan AH. Magneto-optics of thin film layer with helical structure and enormous anisotropy. *Mol Cryst Liq Cryst* 2002; 382(1): 1-19. DOI: 10.1080/713738751.
- [21] Gevorgyan AH. Magnetically induced linear and nonreciprocal and tunable transparency. *arXiv preprint* 2021. Source: (<https://arxiv.org/abs/2102.07105>).
- [22] Gevorgyan AH, Golik SS, Vanyushkin NA, Efimov IM, Rayelyan MS, Gharagulyan H, Sarukhanyan TM, Hautyunyan MZ, Matinyan GK. Magnetically induced transparency in media with helical dichroic structure. *Materials* 2021; 14: 2172. DOI: 10.3390/ma14092172.
- [23] Gevorgyan AH. Light absorption suppression in cholesteric liquid crystals with magneto-optical activity. *J Mol Liq* 2021; 335(1): 116289. DOI: 10.1016/j.molliq.2021.116289.
- [24] Gevorgyan AH. The influence of the magnetic field on the optical properties of the magnetically active cholesteric liquid crystals [In Russian]. *Proc Yerevan State Univ* 1987; 2: 66-74.
- [25] Vardanyan GA, Gevorgyan AA. Optics of media with helical dichroic structure. *Crystallography Reports* 1997; 42: 723.
- [26] Belyakov VA. Diffraction optics of complex-structured periodic media. New York: Springer-Verlag; 2019.
- [27] Gevorgyan AH, Oganessian KB, Vardanyan GA, Matinyan GK. Photonic density of states of cholesteric liquid crystal cells. *Laser Phys* 2014; 24: 115801. DOI:10.1088/1054-660X/24/11/115801.
- [28] Gevorgyan AH. Mechanisms of anomalous absorption of radiation in media with periodical structure. *Mol Cryst Liquid Cryst* 2002; 378: 129-146. DOI: 10.1080/713738580.
- [29] Kopp VI, Zhang Z-Q, Genack AZ. Lasing in chiral photonic structures. *Prog Quantum Electron* 2003; 27: 369-416. DOI: 10.1016/S0079-6727(03)00003-X.
- [30] Belyakov VA, Semenov SV. Optical edge modes in photonic liquid crystals. *JETP* 2009; 109(4): 687-699.
- [31] Vetrov SYa, Timofeev IV, Shabanov VF. Localized modes in chiral photonic structures. *Physics-Uspekhi* 2020; 63(1): 33-56. DOI: 10.3367/UFNe.2018.11.038490.
- [32] Dolganov PV, Baklanova KD, Dolganov VK. Optical properties and photonic density of states in one-dimensional and three-dimensional liquid-crystalline photonic crystals. *Liq Cryst* 2020; 47: 231-237. DOI: 10.1080/02678292.2019.1641636
- [33] Gevorgyan AH. Anomalies of radiation absorption and superluminal propagation of light: I. An isotropic layer. *Opt Spectrosc* 2004; 96: 877-886. DOI: 10.1134/1.1771422.
- [34] Gevorgyan AH, Oganessian KB. The photonic density of states and the light energy density in cholesteric liquid crystal cells. *Laser Phys Lett* 2013; 10: 125802. DOI: 10.1088/1612-2011/10/12/125802
- [35] Gevorgyan AA, Oganessian KB. Effect of anisotropy on defect mode peculiarities in chiral liquid crystals. *Laser Phys Lett* 2018; 15: 016004. DOI: 10.1088/1612-202X/aa930c.
- [36] Rafayelyan MS, Gharagulyan H, Sarukhanyan TM, Gevorgyan AH. Light energy accumulation by cholesteric liquid crystal layer at oblique incidence. *Liq Cryst* 2019; 46: 1079-1090. DOI: 10.1080/02678292.2018.1556821.
- [37] Gevorgyan AA. Specific properties of light localisation in the cholesteric liquid crystal layer. The effects of layer thickness. *Liq Cryst* 2020; 47(7): 1070-1077. DOI: 10.1080/02678292.2019.1706108.
- [38] Gevorgyan AA, Golik SS, Gevorgyan TA. On peculiarities in localization of light in cholesteric liquid crystals. *JETP* 2020; 131(2): 329-336. DOI: 10.1134/S1063776120060047.
- [39] Dolganov PV., Baklanova KD, Bobrovsky AY. Photonic properties of polymer-stabilized photosensitive cholesteric liquid crystal studied by combination of optical activity, transmission and fluorescence. *Liq Cryst* 2021. DOI: 10.1080/02678292.2020.1866219. Source: (<https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/02678292.2020.1866219?scroll=top&needAccess=true>).
-

Authors' information

Ashot Harutyunovich Gevorgyan, (b. 1958) graduated from Physics department of Yerevan State University in 1979, Dr. of Physics and Mathematics. Sci., professor, works as a leading researcher at the Far Eastern Federal University. Research interests: photonics, optoelectronics, magneto-optics of liquid crystals. E-mail: agevorgyan@ysu.am.

Sergei Sergeevich Golik, (b. 1979), graduated from Physics faculty of Far Eastern State University (now Far Eastern Federal University), Ph.D., associate professor. Works as a leading researcher at General and Experimental Physics department of Far Eastern Federal University, as a senior researcher at the IACP FEB RAS. Research interests: laser spectroscopy, nonlinear optics, photonics. E-mail: golik.ss@dvfu.ru.

Received May 27, 2021. The final version – July 9, 2021.
