

УДК 532.783, 538.958

И. В. Симдянкин, А. Р. Гейвандов, М. И. Барник, В. С. Палто, С. П. Палто

ЗОНЫ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖК, ИНДУЦИРОВАННЫЕ В НЕОДНОРОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
Ленинский проспект, д. 59, 119333 Москва, Россия. E-mail: ageivandov@yandex.ru

Исследованы спектральные характеристики холестерических жидких кристаллов (ХЖК) в неоднородном импульсном электрическом поле, создаваемом с помощью двух систем встречно-итыревых электродов. Новые данные подтверждают результаты, полученные ранее для однородного поля и связанные с отсутствием непрерывной раскрутки спирали и индуцированием интенсивных полос селективного отражения высших порядков. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласовании с результатами численного моделирования. Наведенные электрическим полем полосы селективного отражения и их трехзонная структура воспроизводятся в эксперименте.

Импульсный режим приложения электрического поля позволяет создавать напряженность электрического поля значительно выше критического значения E_c , способного полностью раскрутить ХЖК спираль (в приближении неограниченной спирали по теории де Жена). При этом признаков раскрутки обнаружено не было, что еще раз косвенно подтверждает тот факт, что раскрутка спирали в ограниченной геометрии без образования дефектов невозможна.

Ключевые слова: хиральные жидкие кристаллы, холестерики, селективное отражение, электрооптика.

DOI: 10.18083/LCApl.2019.2.48

I. V. Simdyankin, A. R. Geivandov, M. I. Barnik, V. S. Palto, S. P. Palto

SELECTIVE REFLECTION ZONES IN CHOLESTERIC LC INDUCED IN INHOMOGENEOUS SPATIALLY-PERIODIC ELECTRIC FIELD

Shubnikov Institute of Crystallography of Federal Scientific Research Centre
«Crystallography and Photonics» of Russian Academy of Sciences
59 Leninsky Prosp., Moscow, 19333, Russia. E-mail: ageivandov@yandex.ru

The spectral characteristics of cholesteric liquid crystals (CLC) in a non-uniform pulsed electric field created using two systems of interdigitated electrodes are studied. The new data confirm the results obtained earlier for a uniform field and associated with the absence of continuous unwinding of the helix and the induction of intense higher-order selective reflection bands. The experimental data are in good agreement with the results of numerical simulation. The selective reflection bands induced by the electric field and their triple-zone structure are reproduced in the experiment.

The pulsed mode of application of the electric field allows you to create an electric field strength well above the critical value E_c , capable of full unwinding the CLC helix (in the approximation of the unlimited spiral according to de Gennes theory). At the same time, no signs of unwinding were found, which again indirectly confirms the fact that spinning a spiral in a limited geometry without the formation of defects is impossible.

Key words: chiral liquid crystals, cholesterics, selective reflection, electrooptics.

Введение

В начале XX века знания о жидких кристаллах накапливались крайне медленно. С момента открытия холестерических жидких кристаллов в 1888 г. [1] до публикации первой классификации ЖК-фаз [2] прошло несколько десятков лет. В 30-е гг. Озеен сформулировал статическую теорию упругости жидких кристаллов [3], которая в 50-е была развита Франком [4], и затем использована Эриксоном [5] и Лесли [6] для разработки динамической теории. Развитие теории и понимание физических процессов привело к возникновению многочисленных применений ЖК, начиная с их широкого использования в дисплейных технологиях [7].

Немаловажную роль в мировой жидкокристаллической науке сыграли пионерские исследования советских ученых. В 20-е гг. В. К. Фредерикс открыл переориентацию жидкого кристалла во внешнем магнитном поле [8, 9], в 60–70-е А. П. Капустин экспериментально обнаружил образование в постоянном электрическом поле доменных текстур (периодическое изменение показателя преломления ЖК) электрогидродинамической природы [10], а позже И. К. Вистинь и И. Г. Чистяков описали домены нового типа [11]. Флексоэлектрическая природа образования последних доменов была исчерпывающе доказана благодаря теоретическим работам С. А. Пикина [12] и экспериментальным работам [13]. Весомый вклад в исследование структуры различных жидкокристаллических фаз был сделан И. Г. Чистяковым [14]. В своих исследованиях он уделял значительное внимание холестерическим ЖК, которые привлекали его своей спиральной надмолекулярной структурой. Холестерические ЖК являются предметом исследований и в данной работе.

В 1975 году В. А. Беляков и В. Е. Дмитриенко [15] (независимо от С. Штрикмана и М. Тура [16]) теоретически исследовали влияние внешнего электрического поля на холестерическую спираль. Авторы показали, что в условиях электрического поля, близкого к полю раскрутки спирали, деформация спирали должна вызывать наведение зон селективного отражения более высокого порядка, характеризующихся расщеплением на спектральные подзоны с разными поляризационными свойствами: для крайних подзон характерно отражение взаимно ортогональных поляризаций падающего света, центральный же пик соответствует отражению света любой поляризации. Долгое время эти

теоретические результаты не имели экспериментального подтверждения. Был опубликован ряд работ, связанных с наблюдением слабых и неструктурированных полос второго порядка [17–21]. Теоретические предсказания о трехзонной структуре индуцированных полос селективного отражения получили экспериментальное доказательство лишь недавно [22–23] благодаря использованию импульсных электрических полей, позволивших проводить измерения до образования дефектов.

Стоит отметить, что первые теоретические работы [15, 16, 24, 25] по индуцированию высших порядков селективного отражения выполнены на основе теоретического представления о непрерывно раскручивающейся бесконечной спирали в электрическом поле. При значениях напряженностей электрического поля выше значения

$$E_c = \frac{\pi^2}{P_0} \sqrt{\frac{K_2}{\epsilon_0(\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})}} \quad (1)$$

спираль оказывается полностью раскрученной [26]. В (1) K_2 – коэффициент упругости, соответствующий твист деформации, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, равная $8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м, $\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ – диэлектрическая анизотропия ЖК, P_0 – естественный шаг холестерической спирали. Считалось, что вследствие увеличения шага холестерической спирали, по мере приближения к величине E_c основная полоса селективного отражения должна монотонно смещаться в длинноволновую сторону спектра. При превышении критической амплитуды электрического поля ($E > E_c$) ожидалось полное раскручивание спирали с исчезновением полосы селективного отражения.

Для реальной системы, в которой длина спирали конечна и присутствуют граничные условия, непрерывное раскручивание спирали может быть запрещено [27–28]. Например, при изменении температуры, когда естественный шаг спирали P_0 изменяется, равновесный шаг P из-за присутствия энергетического барьера, связанного с поверхностным сцеплением, может изменяться только дискретно [27]. Более того, при симметричных граничных условиях температурные переходные процессы возможны только между конфигурациями, отличающимися целым числом витков спирали [27]. Поэтому переход из метастабильного деформированного полевостояния спирали в термодинамически более выгодное раскрученное состояние возможен только через топологически неэквивалентные состояния, что должно сопровождаться образованием дефектов.

В работах [22, 23] были созданы специальные условия для обеспечения однородности поля, прикладываемого перпендикулярно оси спирали ХЖК. Для эксперимента были использованы два широких планарных алюминиевых электрода толщиной порядка 100 нм, разнесенные друг от друга на расстояние 116 мкм. С учетом малой по сравнению с межэлектродным расстоянием толщины слоя ХЖК $d = 12$ мкм это позволило достичь высокой однородности поля в межэлектродной области. Было показано, что при кратковременном приложении поля высокой амплитуды (до 5,2 В/мкм) спиральная структура ХЖК не раскручивается, а переходит в сильно деформированное состояние. При этом в спектре пропускания возникают очень интенсивные полосы селективного отражения (коэффициент отражения достигал 90 %).

В настоящей работе мы делаем шаг в направлении изучения возможности практического использования эффекта индуцирования полос отражения в ХЖК и используем встречно-штыревые электроды (ВШЭ) для приложения электрического поля к спирали, что позволяет существенно увеличить оптическую апертуру. Отметим, что похожие исследования с использованием ВШЭ были прове-

дены М. Руми и соавторами [19–21]. Однако авторы прикладывали к ХЖК-ячейкам электрические поля в постоянном режиме, что не исключает образования дефектов и раскрутки спирали. Как и в предыдущих наших работах, в данной мы работаем в импульсном режиме, когда длительность импульсов электрического поля составляет около 2 мс, и дефекты не успевают возникнуть.

Эксперимент

Схема исследуемых ХЖК-ячеек показана на рис. 1. На рис. 1, *а* показана ячейка с ВШЭ на одной подложке, на рис. 1, *б* – ячейка с ВШЭ на двух подложках по обе стороны ЖК-слоя. Использовались два варианта хромовых ВШЭ: 1) с периодом $p = 45$ мкм (ширина электрода $w = 5$ мкм, зазор между электродами $g = 40$ мкм), 2) $p = 15$ мкм ($w = 5$ мкм, $g = 10$ мкм). Обе подложки покрывались пленками полиимида и механически натирались для создания легкой оси, направленной ортогонально волновому вектору решетки ВШЭ G в плоскости подложки. Толщина слоя задавалась при помощи тефлоновых прокладок толщиной 10 мкм.

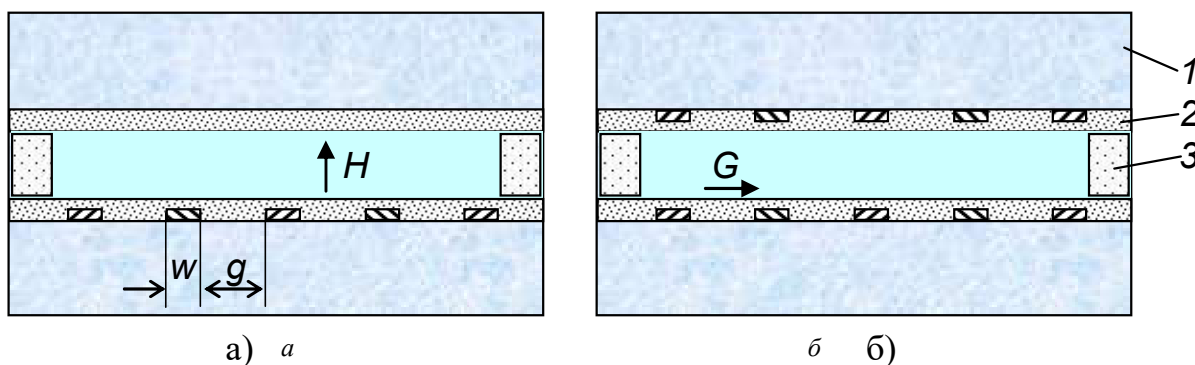


Рис. 1. Схема ЖК-ячейки: *а* – с системой ВШЭ на одной подложке, *б* – с системами ВШЭ на обеих подложках. Здесь G – волновой вектор решетки ВШЭ, вектор H указывает направление оси спирали ЖК, 1 – стеклянная подложка с электродами, 2 – пленка полиимида, 3 – тефлоновая прокладка

Fig. 1. LC cell: *a* – with interdigitated electrodes at one substrate, *b* – with interdigitated electrodes at two substrates. Here G is the wave vector of the electrodes grating, vector H indicates the direction of the axis of the LC helix, 1 is a glass substrate with electrodes, 2 is a polyimide film, 3 is a Teflon tape spacer

В качестве нематической матрицы использовался ЖК *Merck E7* (параметры при $T = 20$ °C: диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\perp} = 5,2$, $\Delta\epsilon = +13,8$, коэффициенты упругости $K_1 = 11,1$ пН, $K_2 = 7,0$ пН, $K_3 = 17,1$ пН, показатель преломления $n_o = 1,522$, $\Delta n = 0,217$ на длине волны $\lambda = 589$ нм, вращательная вязкость $\gamma_1 = 0,19$ Па·с). Добавление в нематическую матрицу оптически активной добавки *α -bis(2-chlorine-4-methylpentyl)biphenyl-4,4'-dicarboxylate (DL)* в количестве 14 мас. %, обеспечивало холестерическую спираль с шагом $P_0 = 0,56$ мкм, 7 мас. % – с шагом 1,0 мкм.

Для регистрации спектров пропускания использовалась измерительная установка на базе поляризационного микроскопа *Полам P-113 (Ломо, РФ)*, к верхнему порту которого подключался оптоволоконный спектрометр *Avaspec ULS2048 (Avantes, Голландия)*. Регистрация спектров производилась в течение импульса поля (1,5 мс) в режиме внешнего запуска спектрометра с задержкой 0,5 мс относительно переднего фронта импульса поля. Задержка требовалась для установления равновесного распределения поля директора в электрическом поле. Электрическое поле E создавалось источником напряжения, который состоял из виртуального генератора сигнала произвольной формы *Physlab*, цифро-аналогового преобразователя и широкополосного высоковольтного усилителя домашнего изготовления. Импульсы представляли собой прямоугольные пакеты длительностью 2 мс, заполненные переменным напряжением прямоугольной формы с частотой 10 кГц, частота следования пакетов была 1 Гц.

Численное моделирование наблюдаемых эффектов выполнено в программном пакете *LCD TDK*, созданном одним из авторов (С.П.П.). Данное программное обеспечение позволяет рассчитывать как распределение директора в трехмерном пространстве в неоднородных электрических полях, так и спектры электрооптического отклика.

Результаты и их обсуждение

Ячейки с электродной решеткой с одной стороны слоя ХЖК

Рассмотрим результаты, полученные для ячеек, в которых решетка ВШЭ располагалась с одной стороны слоя ЖК (рис. 1, а). В отсутствие поля основная полоса селективного отражения ХЖК с шагом $P_0 = 0,56$ мкм занимает диапазон

длин волн 880–970 нм (рис. 2, а, 0 В). Спираль холестерика имеет левую закрутку, поэтому 50 % света с левой поляризацией отражается.

Для электродной решетки периодом $p = 45$ мкм уровень пропускания ЖК-ячейки вне полосы селективного отражения в отсутствие поля составляет 80 %. Этот уровень пропускания обусловлен отражением от хромовых электродов. Однако с увеличением напряженности поля видно, как общий уровень пропускания уменьшается и при напряженности $E = 6,25$ В/мкм достигает 74 % на длине волны 650 нм. Дело в том, что распределение электрического поля над ВШЭ сильно неоднородно. Над электродами вектор электрического поля направлен вдоль нормали к плоскости ячейки, а в центре между электродами вектор электрического поля перпендикулярен этой нормали. Поэтому с увеличением напряженности поля возникает пространственная модуляция распределения директора и, соответственно, модуляция эффективного показателя преломления ХЖК. Последнее приводит к дополнительному рассеиванию (дифракции) света и уменьшению пропускания системы вдоль нормали к слою ХЖК.

При приложении поля перпендикулярно оси спирали ХЖК $E \parallel G \perp H$ в окрестности длины волны, в два раза меньшей центральной длины волны основной полосы селективного отражения, возникает полоса селективного отражения второго порядка, что приводит к падению пропускания до 37 % при напряженности межэлектродного электрического поля $E = 6,25$ В/мкм. Стоит отметить, что напряженность поля 6,25 В/мкм почти в 2 раза превышает критическое поле E_c . Тем не менее спектральное положение как основной полосы селективного отражения, так и индуцированных полос не изменяется даже при таких высоких полях, к слову, достигнутых экспериментально впервые (подразумевается условие сохранения спирали). Это свидетельствует об отсутствии раскрутки спирали ХЖК.

Для решетки ВШЭ с периодом $p = 15$ мкм уровень пропускания без приложения напряжения составляет около 55 % (рис. 2, б). Низкий уровень пропускания объясняется отражением от хромовых электродов. Кроме того, на электродных решетках возникает дифракция. В нашем случае удается регистрировать только нулевой порядок дифракции, соответственно, часть энергии света уходит в высшие порядки дифракции.

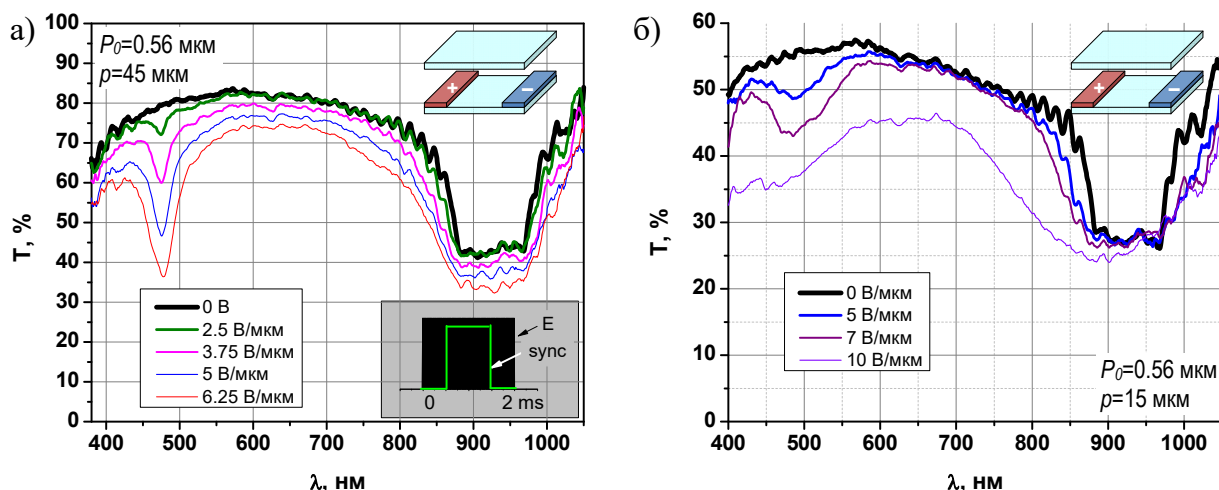


Рис. 2. Спектры пропускания ХЖК ($E7 + 14,1\% DL$) с шагом спирали $P_0 = 0,56$ мкм в ячейке с периодом ВШЭ 45 мкм (а) и 15 мкм (б). На вставке в (а) показан управляющий импульс и синхроимпульс для спектрометра

Fig. 2. The transmission spectra of CLC ($E7 + 14,1\% DL$) with a pitch $P_0 = 0,56$ μm in a cell with interdigitated electrodes with a period 45 μm (a) and 15 μm (b) recorded during 1 ms after the application of the field. The inset in (a) shows the electric pulse and the sync pulse for the spectrometer

Как и в рассмотренном выше случае электродной решетки с периодом $\rho = 45$ мкм, при периоде решетки электродов 15 мкм возникает полоса селективного отражения второго порядка. Однако с увеличением напряжения полосы отражения смещаются в сторону коротких длин волн. Подобный эффект продемонстрирован в [29]. Это может быть объяснено тем, что в сильно неоднородном электрическом поле в отдельных областях слоя ось спирали ХЖК наклоняется относительно нормали. При напряженности $E = 10$ В/мкм эффект становится явно заметен. При данном напряжении смещение центра основной полосы селективного отражения в коротковолновую область достигает 40 нм. Подобное смещение соответствует наклону спирали в 10° .

Уменьшение периода ВШЭ позволяет существенно повысить напряженность электрического поля. Однако распределение электрического поля при периоде электродов 15 мкм становится еще более неоднородно. При электрических полях выше 10 В/мкм спираль ХЖК разрушается – в структуре ХЖК образуются множественные дефекты типа «oily streaks» [30] и пропускание такой системы резко падает. Ориентация ХЖК со временем восстанавливается в исходное состояние.

Ячейки с электродными решетками с обеих сторон слоя ХЖК

В ячейке с двумя ВШЭ решетками, расположенными друг напротив друга по разные стороны слоя ХЖК (рис. 1, б), электрические поля более однородны по толщине, чем в ячейке с одной ВШЭ решеткой. Кроме того, дополнительная решетка позволяет электрическому полю глубже проникать в объем жидкого кристалла.

Спектры пропускания ячейки с двумя ВШЭ решетками с периодом 45 мкм показаны на рис. 3, а. Добавление второй пары электродов понижает амплитуду электрического напряжения индуцирования зон селективного отражения высших порядков в спектре отражения ХЖК. Так, полоса селективного отражения второго порядка становится заметной уже при напряжении 80 В. При напряженности поля между электродами у поверхности $E = 6,25$ В/мкм спектральная ширина индуцированной зоны уширяется и проявляется трехзонная структура, предсказанная в [15, 16]. Кроме того, в центре основной полосы селективного отражения возникает дополнительный пик отражения.

При уменьшении периода ВШЭ до 15 мкм (рис. 3, б) достигаемые напряженности электрического поля кратно увеличиваются. При этом сред-

ний уровень пропускания в 50 % вне зон (в диапазоне длин волн 570–800 нм) сохраняется даже при межэлектродных полях в 9 В/мкм.

Основная полоса селективного отражения при этом сильно уширяется. Однако неоднородность поля не позволила нам получить спектральное расщепление полосы селективного отражения столь же высокого качества, как в работе [23].

Рассмотрим случай ХЖК с более высоким значением естественного шага спирали. Добавление 7 мас. % оптически активной добавки в нематическую матрицу приводит к естественному шагу

холестерической спирали $P_0 = 1,0$ мкм. При этом основная полоса селективного отражения находится в окрестности длины волны 1800 нм за пределами длинноволновой границы, регистрируемой спектрометром (~1000 нм). Важно отметить, что удвоение шага спирали ХЖК в соответствии с уравнением (1) в 2 раза снижает критическое поле раскрутки спирали. Таким образом, теоретическое критическое поле E_c понижается до 1,9 В/мкм и напряженности поля в эксперименте будут в несколько раз превышать критическое поле.

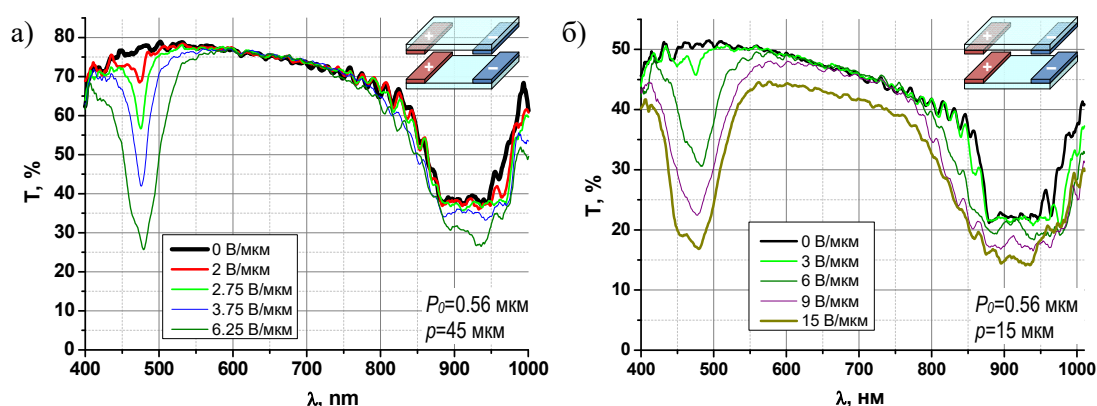


Рис. 3. Спектры пропускания ХЖК ($E7+14,1\% DL$) с шагом $P_0=0,56$ мкм в ячейке с двумя ВШЭ с периодом 45 мкм (а) и 15 мкм (б)

Fig. 3. The transmission spectra of CLC ($E7 + 14,1\% DL$) with a pitch of $P = 0,56 \mu m$ in a cell with two interdigitated electrodes with a period of $45 \mu m$ (a) and $15 \mu m$ (b)

Спектры пропускания с индуцированными зонами второго, третьего и четвертого порядков при шаге спирали $P \sim 1,0$ мкм приведены на рис. 4.

Из данных спектров следует, что при относительно слабых полях индуцированные зоны отражения представлены одиночными минимумами пропускания.

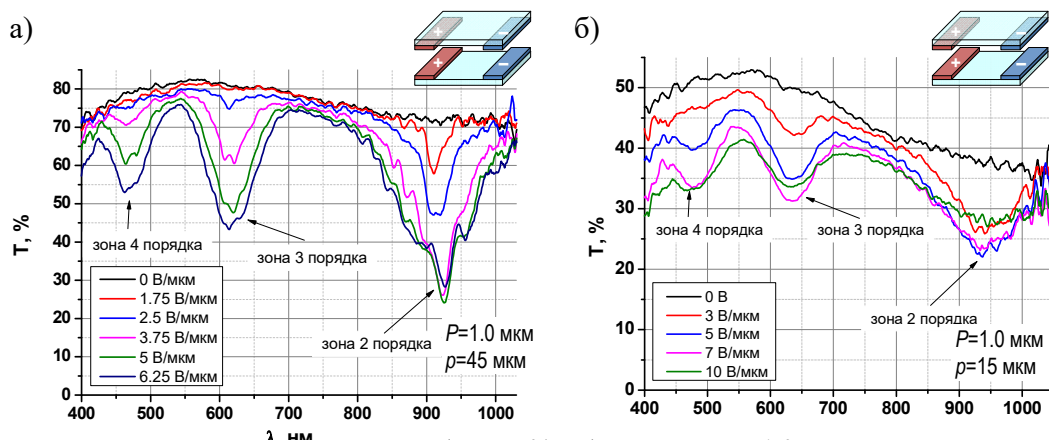


Рис. 4. Спектры пропускания ХЖК ($E7 + 7\% DL$) с шагом $P_0 = 1,0$ мкм в ячейке с двумя ВШЭ с периодом 45 мкм (а) и 15 мкм (б)

Fig. 4. The transmission spectra of the CLC ($E7 + 7\% DL$) with a pitch $P_0 = 1,0 \mu m$ in a cell with two interdigitated electrodes with a period of $45 \mu m$ (a) and $15 \mu m$ (b)

С увеличением электрического напряжения в структуре индуцированных зон просматривается расщепление на подзоны (это особенно заметно для ячейки с периодом электродов 45 мкм, рис. 4, а). В диапазоне длин волн 800–1000 нм зона 2-го порядка селективного отражения расщепляется на три хорошо различимых пика. К сожалению, экспериментально не удалось наблюдать трехзонную структуру в случае электродов с периодом $p = 15$ мкм (рис. 4, б).

Численное моделирование

Численное моделирование исчерпывающе демонстрирует возникновение полос селективного отражения высших порядков и их трехзонную структуру. Так же как и в эксперименте, модель предсказывает, что даже при полях, в несколько раз превышающих критическое поле E_c , шаг спирали ХЖК сохраняется. Вместо раскручивания происходит сильная деформация геликоида. В центре между соседними электродами директор направлен преимущественно вдоль вектора $E \parallel G$. В то же время в надэлектродной области спираль полностью разрушается, директор в этой области ориентирован практически гомеотропно (перпендикулярно подложкам).

Смоделированные спектры пропускания ХЖК с шагом спирали $P_0 = 0,57$ мкм представлены на рис. 5.

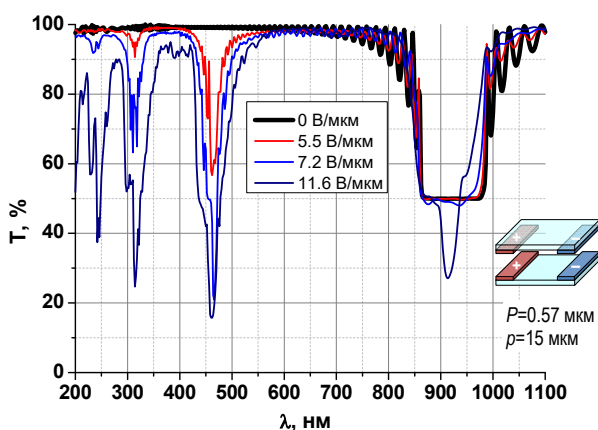


Рис. 5. Рассчитанные спектры пропускания ХЖК с шагом $P_0 = 0,57$ мкм, $d = 10$ мкм. Период ВШЭ $p = 15$ мкм. Спектры усреднены для области между электродами

Fig. 5. The calculated transmission spectra of CLC with pitch $P_0 = 0,57 \mu\text{m}$, $d = 10 \mu\text{m}$. The interdigitated electrodes period $p = 15 \mu\text{m}$. The spectra are averaged for the region between the electrodes

Зоны селективного отражения лежат в тех же диапазонах длин волн, что и в эксперименте, и при приложении электрического поля возникают зоны отражения высших порядков. По мере увеличения напряженности электрического поля все индуцированные зоны расщепляются на три подзоны. При этом расщепление максимально выражено во втором порядке. Сравнение модельных результатов с экспериментальными в целом показывает небольшое расхождение, объяснимое большей неоднородностью распределения директора в реальной ячейке, когда, например, из-за вариации толщины слоя имеет место комбинация геликоидальных состояний директора, соответствующих различным зонам Гранжана, и отличающихся количеством полувитков спирали на толщине слоя.

Выводы

В настоящей работе изучены особенности индуцирования зон селективного отражения высших порядков в системах со встречно-штыревыми электродами. Прикладывая импульсные поля значительно выше критического поля E_c , способного полностью раскрутить ХЖК-спираль, удалось доказать, что раскрутка спирали в межэлектродном пространстве не происходит. Изучены два типа ХЖК-ячеек – с встречно-штыревыми электродами с одной и с двух сторон слоя ХЖК. В спектрах обнаружены индуцированные электрическими полями интенсивные полосы отражения высших порядков, что может быть использовано для управляемых селективных зеркал. Несмотря на высокую неоднородность электрического поля в индуцированных зонах наблюдается слабовыраженная трехзонная структура. Экспериментальные результаты подтверждены численным моделированием.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

Список литературы / References

1. Reinitzer F. Beiträge zur kenntniss des cholesterins. *Monatshefte für Chemie/Chemical Monthly*, 1888, **9** (1), 421–441.
2. Friedel G. Les états mésomorphes de la matière. *Ann. de physique*, 1922. **9**, 273–474.
DOI: 10.1051/anphys/192209180273.

3. Oseen C.W. The theory of liquid crystals. *Transact. of Faraday Soc.*, 1933, **29** (140), 883–899. DOI: 10.1039/TF9332900883.
4. Frank F.C. Liquid crystals. On the theory of liquid crystals. *Disc. of Faraday Soc.*, 1958, **25**, 19–28. DOI: 10.1039/DF9582500019.
5. Ericksen J.L. Transversely isotropic fluids. *Colloid & Polymer Science*, 1960, **173** (2), 117–122. DOI: 10.1007/BF01502416.
6. Leslie F.M. Some constitutive equations for liquid crystals. *Arch. for Rational Mechanics and Analysis*, 1968, **28** (4), 265–283. DOI: 10.1007/BF00251810.
7. Schadt M., Helfrich W. Voltage-dependent optical activity of a twisted nematic liquid crystal. *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **18** (4), 127–128. DOI: 10.1063/1.1653593.
8. Репьева А., Фредерикс В. К вопросу о природе анизотропно-жидкого состояния вещества // *ЖРФХО, Часть физич.* 1927. Т. 59. С. 183–200. [Rep'eva A., Freederiks V. On question of the nature of anisotropic-liquid state of matter. *J. of Russ. Phys.-Chem. Soc., Part Phys.*, 1927, **59**, 183–200 (in Russ.)].
9. Фредерикс В. К., Золина В. О. О применении магнитного поля к измерению сил, ориентирующих анизотропные жидкости в тонких однородных слоях // *ЖРФХО, Часть физич.* 1930. Т. 62, №. 5. С. 457–464. [Fréedericksz V.K., Zolina V.O. About the application of magnetic field to measurements of the forces aligning the anisotropic liquids in thin homogeneous layers. *J. of Russ. Phys.-Chem. Soc., Part Phys.*, 1930, **62**, 457–464 (in Russ.)].
10. Зверева Г. Е., Капустин А. П. Поведение жидкокристаллического параазоксианизола в ультразвуковом и электрическом поле // *Прим. ультраакустики к иссл. вещества.* 1961. Вып. 15. С. 69–74. [Zvereva G.E., Kapustin A.P. Behaviour of liquid crystalline paraazoxyanisole in ultrasound and electrical field. *Appl. of Ultraacoustics to Matter Analysis*, 1961, **15**, 69–74 (in Russ.)].
11. Вистинь Л. К., Чистяков И. Г. Домены в жидких кристаллах // Кристаллография. 1974. Т. 19. С. 195–216. [Vistin L.K., Chistyakov I.G. Domains in liquid crystals. *Crystallogr. Rep.*, 1974, **19**, 195].
12. Пикин С. А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М. : Наука, 1981. 336 с. [Pikin S.A. Structural Transformations in Liquid Crystals. Gordon and Breach Science Publishers, 1991, 423 p.].
13. Barnik M.I., Blinov L.M., Trufanov A.N., Umanski B.A. Flexo-electric domains in liquid crystals. *J. de Physique*, 1978, **39** (4), 417–422. DOI: 10.1051/jphys:01978003904041700.
14. Чистяков И. Жидкие кристаллы // *Усп. физ. наук.* 1966. Т. 89, № 8. С. 563–602. DOI: 10.3367/UFN.0089.196608c.0563 [Chistyakov I. Liquid crystals. *Sov. Phys. Usp.*, 1967, **9**, 551–573. DOI: 10.1070/PU1967v009n04ABEH003012].
15. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е. Теория оптических свойств холестерических жидких кристаллов во внешнем поле // *Физика твердого тела.* 1975. Т. 17, № 2. С. 491–495. [Belyakov V.A., Dmitrienko V.E. Theory of the optical properties of cholesteric liquid crystals in an external field. *Sov. Phys. Solid State*, 1975, **17** (2), 307–309].
16. Shtrikman S., Tur M. Optical properties of the distorted cholesteric structure. *JOSA*, 1974, **64** (9), 1178–1189. DOI: 10.1364/JOSA.64.001178.
17. Blinov L.M., Belyaev S.V. High-order reflections from a cholesteric helix induced by an electric field. *Phys. Lett. A*, 1978, **65** (1), 33–35. DOI: 10.1016/0375-9601(78)90124-X.
18. Беляев С. В., Блинов Л. М., Кизель В. А. Наблюдение высших порядков брэгговского отражения света от холестерического жидкого кристалла, индуцированных электрическим полем // *Письма в ЖЭТФ.* 1979. Т. 29, № 3. С. 344–347. [Belyaev S.V., Blinov L.M., Kizel V.A. Observation of higher order Bragg reflection of light from a cholesteric liquid crystal induced by an electric field. *JETP Lett.*, 1979, **29** (6), 310–312].
19. Rumi M., Tondiglia V.P., Natarajan L.V., White T.J., Bunning T.J. Effects of in-plane electric fields on the optical properties of cholesteric liquid crystals. *Liquid Crystals XVII*, 2013, **8828**, 882817-1–882817-12. DOI: 10.1117/12.2023282.
20. Rumi M., White T.J., Bunning T.J. Reflection spectra of distorted cholesteric liquid crystal structures in cells with interdigitated electrodes. *Optics Express*, 2014, **22** (13), 16510–16519. DOI: 10.1364/OE.22.016510.
21. Rumi M., Tondiglia V.P., Natarajan L.V., White T.J., Bunning T.J. Non-Uniform Helix Unwinding of Cholesteric Liquid Crystals in Cells with Interdigitated Electrodes. *ChemPhysChem*, 2014, **15** (7), 1311–1322. DOI: 10.1002/cphc.201300995.
22. Палто С. П., Барник М. И., Гейвандов А. Р., Палто В. С. Наведение полос селективного отражения импульсным электрическим полем в слоях хиральных ЖК // *Письма в ЖЭТФ.* 2013. Т. 98, № 3. С. 193–196. DOI: 10.7868/S0370274X13150101. [Palto S.P., Barnik M.I., Geivandov A.R., Palto V.S. Induction of selective reflection bands by a pulsed electric field in layers of chiral liquid crystals. *JETP Lett.*, 2013, **98** (3), 170–173. DOI: 10.1134/S0021364013160133].
23. Palto S.P., Barnik M.I., Geivandov A.R., Kasyanova I.V., Palto V.S. Spectral and polarization structure of field-induced photonic bands in cholesteric liquid crystals. *Phys. Rev. E*, 2015, **92** (3), 032502-1–032502-9. DOI: 10.1103/PhysRevE.92.032502.
24. Meyer R.B. Distortion of a cholesteric structure by a magnetic field. *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14** (7), 208–209. DOI: 10.1063/1.1652780.
25. de Gennes P.G. Calcul de la distorsion d'une structure cholesterique par un champ magnetique. *Solid State Commun.*, 1968, **6** (3), 163–165. DOI: 10.1016/0038-1098(68)90024-0.

26. Kahn F.J. Electric-field-induced color changes and pitch dilation in cholesteric liquid crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24** (5), 209–212. **DOI:** 10.1103/PhysRevLett.24.209.
27. Палто С. П. О механизмах вариации шага спирали в тонких холестерических слоях, ограниченных двумя поверхностями // *ЖЭТФ*. 2002. Т. 121, № 2. С. 308–319. [Palto S.P. On mechanisms of the helix pitch variation in a thin cholesteric layer confined between two surfaces. *J. of Exper. and Theor. Phys.*, 2002, **94** (2), 260–269. **DOI:** 10.1134/1.1458475].
28. Blinov L.M., Palto S.P. Cholesteric helix: topological problem, photonics and electro-optics. *Liquid Crystals*, 2009, **36** (10–11), 1037–1047. **DOI:** 10.1080/02678290902761356.
29. Уманский Б. А., Симдянкин И. В. Угловые зависимости спектров пропускания хиральных жидких кристаллов // *Кристаллография*. 2017. Т. 62, № 3. С. 452–458. **DOI:** 10.7868/S0023476117030237. [Umanskii B.A., Simdyankin I.V. Angular dependences of transmission spectra of chiral liquid crystals. *Crystallogr. Rep.*, 2017, **62** (3), 448–454. **DOI:** 10.1134/S1063774517030233].
30. Bouligand Y. Defects and Textures. *Handbook of liquid crystals set / ed. D. Demus, J. Hoodby, G.W. Gray, V. Vill. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2008, Part 1, Ch. 7, 406–453. DOI: 10.1002/9783527619276.*

Поступила в редакцию 26.04.2019 г.

Received 26 April 2019