

УДК 532.783

А. М. Паршин^{1,2}, А. В. Баранник^{1,2}

ПРОЯВЛЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ ОТКЛИКЕ НЕМАТИКА В ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИКАРБОНАТА

¹Институт физики им. Л. В. Киренского, Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения РАН»,
Академгородок, 50, 660036 Красноярск, Россия.

²Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, 660041 Красноярск, Россия
E-mail: parshin@iph.krasn.ru

Исследованы интерференционные изменения интенсивности неполяризованного света, распространяющегося через ансамбль жидкокристаллических доменов, сформированных на поверхности поликарбоната. Расчетными методами получены выражения для интенсивности света и фазовой задержки между обыкновенными и необыкновенными лучами с учетом изменения ориентации директора нематика под действием электрического поля. Представлены экспериментальные зависимости интенсивности света от напряжения, согласующиеся с расчетными. Изучено рассеяние света при его распространении через формирующиеся в процессе роста домены. Показано, что интерференционные изменения интенсивности при варьировании напряжения обуславливаются суперпозицией необыкновенных и обыкновенных лучей, проходящих через домены.

Ключевые слова: нематический жидкий кристалл, поликарбонат, интерференция света, рассеяние света, электрическое поле.

DOI: 10.18083/LCAppl.2019.1.62

А. М. Parshin^{1,2}, А. V. Barannik^{1,2}

INTERFERENCE PHENOMENON IN ELECTRO-OPTIC RESPONSE OF NEMATIC IN DOMAIN STRUCTURE ON POLYCARBONATE SURFACE

¹Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS,
50 Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russia

²Siberian Federal University, 79 Svobodny Ave., Krasnoyarsk, 660041, Russia
E-mail: parshin@iph.krasn.ru

Interference variations of the intensity of the unpolarized light propagating through the ensemble of liquid crystal domains formed on the polycarbonate surface were investigated. By calculation methods, the expressions for the light intensity and the phase delay between ordinary and extraordinary rays were obtained taking into account the change of the nematic director orientation under the action of the electric field. Experimental dependences of the light intensity on voltage are consistent with the calculated ones. The scattering of light during its propagation through the growing domains was studied. It is shown that the interference intensity changes at varying voltage are caused by the superposition of extraordinary and ordinary rays passing through the domains.

Key words: nematic liquid crystal, polycarbonate, light interference, light scattering, electric field.

Введение

Интерференция света находит применение в устройствах отображения и обработки информации: индикаторах, дисплеях, модуляторах, фильтрах [1]. Широкое распространение получили устройства на жидких кристаллах (ЖК) вследствие малого энергетического потребления наряду с высокими оптическими характеристиками [2]. Функционирование большинства из них невозможно без применения поляризаторов. В связи с этим актуальными остаются работы по созданию и исследованию новых ЖК-материалов для интерференционных модуляторов неполяризованного света.

Интерференция пучков неполяризованного света в классических опытах происходит в результате деления волнового фронта или амплитуды [3]. В данных условиях встречаются когерентные волны с колебаниями со всеми возможными направлениями, сохраняющие одну и ту же начальную фазу. При этом волны, поляризованные перпендикулярно друг другу, не интерферируют, а имеющие одно и то же направление колебаний, формируют отчетливую интерференционную картину. С другой стороны, интерференционные явления наблюдаются в кристаллах с оптическими осями. Входя в кристаллическую пластинку под углом к оптической оси, луч света делится на два луча, обыкновенный и необыкновенный, с различными показателями преломления. Если лучи не рассеиваются и не преобразовываются с помощью поляризаторов, то, покидая кристалл, они не интерферируют между собой, поскольку поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. И только располагая кристаллическую пластинку между двумя поляризаторами, можно выделить лучи с колебаниями в одной плоскости и получить интерференцию в параллельных лучах, которая зависит от разности фаз между поляризованными компонентами.

В жидких кристаллах также обнаруживается интерференция, обусловленная двойным лучепреломлением. Наиболее часто интерференционные эффекты наблюдаются в однородно ориентированных слоях нематических ЖК, в которых имеется оптическая ось, совпадающая с директором. Размещая слой ЖК между двумя поляризаторами, можно получить интерференционные колебания с максимумами и минимумами интенсивности света, варьируя разность фаз между обыкновенным и необык-

новенным лучами с помощью внешнего электрического или магнитного поля в условиях перехода Фредерикса [2]. В работе [4] интерференционные максимумы и минимумы были обнаружены при зондировании разориентированного слоя ЖК монохроматическим светом без использования поляризаторов. Колебательный характер зависимостей оптического пропускания от электрического поля, по мнению авторов, обуславливался селективным рассеянием света на случайно сформированных доменах ЖК в рамках теории Ми [5]. Согласно данной теории, колебания характеризуются параметром фазового сдвига между лучами, прошедшими через домен и вне домена. Похожие зависимости наблюдались при исследовании распространения света через капли нематических ЖК, диспергированных в полимерных матрицах [6–9] с аналогичной интерпретацией результатов. В дальнейшем колебательный характер интенсивности света, в зависимости от электрического или магнитного поля, был обнаружен при пропускании лазерного излучения через ансамбли доменов нематических ЖК с радиальной структурой на поверхности поликарбоната (ПК) [10, 11] также без использования поляризаторов. Интерференционные эффекты в данных структурах оказалось невозможным объяснить в рамках теории Ми вследствие больших размеров и плотной упаковки доменов. К тому же было показано [12], что колебательный характер зависимостей обуславливается конфигурацией директора ЖК отдельного домена. Качественно интерпретация результатов была проведена на основе градиентной оптики. Целью данной работы является исследование интерференции неполяризованного света при его распространении через домены ЖК на поверхности ПК в зависимости от электрического поля с использованием расчета оптических характеристик, вариационного метода минимизации свободной энергии, анализа картин рассеяния.

Теоретическая часть

Рассмотрим распространение неполяризованного света, содержащего колебания всех направлений, через отдельный домен в ансамбле. В начальном приближении представим домен в виде цилиндра между пластинами ячейки, к основаниям которого приложено электрическое напряжение U (рис. 1). Свет падает нормально к плоскости ячейки. На умозрительной плоскости, рассекающей

домен перпендикулярно падающему свету, произвольно выберем точки 1 и 2 . Очевидно, что лучи, прошедшие без отклонения, не образуют суперпозицию в пространственно разделенных точках $1'$ и $2'$ на плоскости фотоприемника. Допуская некоторое малое рассеяние света, прошедшего через домен, на достаточно удаленном детекторе всегда можно найти точку O , в которой луч из точки 1 сходится с лучом из точки 2 . Согласно континуальной теории, в каждой точке ЖК оптические свойства соответ-

ствуют одноосному кристаллу [13]. В таком приближении окрестности выбранных точек можно считать малыми кристаллическими пластинками с оптическими осями вдоль директора, проходя через которые свет испытывает двойное лучепреломление. При однонаправленной ориентации оптических осей в указанных точках лучи также не могли бы интерферировать, поскольку их обыкновенные и необыкновенные компоненты всегда были бы поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

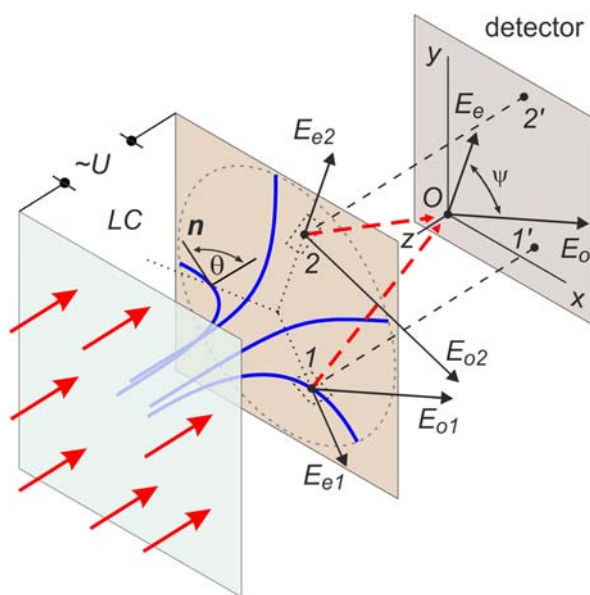


Рис. 1. Распространение неполяризованного света через радиально-гомеотропную структуру нематика в домене. Директор \mathbf{n} образует угол θ с осью z , совпадающей с направлением падающего света. Обыкновенная $E_o = E_{o1}$ и необыкновенная $E_e = E_{e2}$ волны из точек 1 и 2 интерферируют в точке O детектора

Fig. 1. Propagation of unpolarized light through the radial-homotropic structure of nematic LC in domain. Director \mathbf{n} forms an angle θ with z axis coinciding with direction of the incident light. The ordinary $E_o = E_{o1}$ and the extraordinary $E_e = E_{e2}$ waves from points 1 and 2 interfere at the O point of the detector

В рассматриваемой здесь схеме нематик образует радиальную ориентационную структуру. В каждой точке выбранной плоскости директор \mathbf{n} образует с нормалью одинаковый угол θ и азимутально ориентирован вдоль радиуса домена. Следовательно, необыкновенные компоненты E_{e1} и E_{e2} сонаправлены с соответствующими радиусами, а обыкновенные E_{o1} и E_{o2} перпендикулярны им. Вначале рассмотрим частный случай падающего плоскополяризованного света от когерентного источника. Тогда обыкновенный луч из точки 1 сможет интерферировать в O с необыкновенным лучом из

точки 2 вследствие неперпендикулярности в них направлений колебаний E_{o1} и E_{e2} соответственно. Очевидно, что это также справедливо и для пары E_{o2} и E_{e1} . Пусть $E_o = E_{o1}$ и $E_e = E_{e2}$ образуют на плоскости детектора угол ψ . С учетом разности фаз δ , возникающей при их распространении через преломляющую среду, суммируем их проекции на соответствующие оси декартовой системы координат, заданной в точке O , и находим квадраты этих сумм. Сумма E_x^2 и E_y^2 дает квадрат амплитуды результирующего колебания

$$E^2 = E_o^2 + E_e^2 + 2E_oE_e \cos \psi \cos \delta. \quad (1)$$

Учитывая, что в однородной радиальной структуре все ψ равновероятны, можно предположить, что интерференционный член также проявится в общей интерференционной картине. Пусть n_o и n_e показатели преломления нематика для света с длиной волны λ . В любой точке домена обыкновенный луч распространяется в ЖК с одинаковой скоростью независимо от угла падения [1, 13]. Скорость распространения необыкновенного луча меняется вдоль z в зависимости от эффективного показателя преломления n_{eff} , определенного только углом θ наклона директора к этой оси

$$n_{eff} = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}}. \quad (2)$$

Поскольку азимутально E_e всегда сонаправлен с директором, показатель n_{eff} одинаков по всей плоскости, заданной z координатой. Разность фаз при стремлении директора нематика \mathbf{n} в электрическом поле перейти от радиально-планарной ориентации на поверхности ПК, где $\theta = \pi/2$, к гомеотропной $\theta = 0$ в объемном слое определится как

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{\xi_E} (n_{eff}(z) - n_o) dz, \quad (3)$$

где ξ_E – длина электрической когерентности [10].

$$\Delta = \frac{2\pi n_o}{\lambda \sqrt{\frac{1}{\rho^2} + \left(\frac{d}{U \sqrt{\Delta \epsilon}}\right)^2}} \int_0^{\pi/2} \left[\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}} - 1 \right] \frac{1}{\sin \theta} d\theta, \quad (7)$$

где d – толщина домена.

Как было показано выше, скорость распространения волн E_o и E_e вдоль домена не зависит от азимутальной ориентации директора. Следовательно, разность фаз Δ , возникшая между ними при прохождении света с некоторым значением λ через домен, одинакова. Из этого следует, что равновероятные неортогональные взаимодействия всех обыкновенных и необыкновенных составляющих когерентны при любом направлении поляризации в па-

Свободную энергию ЖК в объеме V в присутствии электрического поля \mathbf{E} запишем в виде

$$F = \frac{K}{2} \int_V \left[(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + (\nabla \times \mathbf{n})^2 - \frac{1}{8\pi} \Delta \epsilon (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 \right] dV, \quad (4)$$

где K – модуль упругости в одноконстантном приближении [13], $\Delta \epsilon$ – анизотропия диэлектрической проницаемости. В соответствии с конфигурацией, представленной на рис. 1, выразим компоненты директора \mathbf{n} в цилиндрических координатах: $n_\rho = -\sin \theta$, $n_\varphi = 0$, $n_z = \cos \theta$, где φ – угол в плоскости, перпендикулярной z [15]. В результате стандартной процедуры минимизации свободной энергии получим

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\xi_E^2} \right) \sin \theta \cos \theta. \quad (5)$$

В случае однородного поля директора вдоль радиуса домена ρ первые два члена в выражении (5) исчезнут и решение дифференциального уравнения даст

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = -\sqrt{\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\xi_E^2}} \sin \theta. \quad (6)$$

Подстановка $n_{eff}(z)$ из (2) и dz из (6) в (3) приводит к выражению

дающем луче. Несложно показать, что вследствие однородности радиальной структуры домена, заданным в плоскости сечения точкам 1 и 2, сопоставляются линии, образующие два скрещенных диаметра. Следовательно, при расчете регистрируемой детектором интенсивности $I = \langle E^2 \rangle$ результаты суперпозиции волн, соответствующих всем произвольно заданным точкам в плоскости сечения домена, эквивалентны относительно вращения домена

вокруг оси симметрии на угол, кратный $\pi/2$. Обобщая уравнения (1) и (7) на случай неполяризованного света $\langle E_o^2 \rangle = \langle E_e^2 \rangle = I_0 / 2$ [3], усредняя $\cos\psi$, получим

$$I = I_0 \left(1 + \frac{2}{\pi} \cos \Delta \right), \quad (8)$$

где I_0 – интенсивность падающего света. Таким образом, можно ожидать интерференционные минимумы и максимумы в электрооптическом отклике $I(U)$ при последовательном достижении значений $\Delta(U)$, кратных π , вследствие перестройки ориентационной структуры нематика в домене под действием электрического поля [10, 11].

Экспериментальная часть

Электрооптическая ячейка собиралась из двух стеклянных пластин с проводящим прозрачным ITO покрытием. На одну из пластин методом центрифугирования 2 %-го раствора ПК в дихлорметане наносилась полимерная пленка. Другая обрабатывалась лецитином для задания гомеотропной ориентации. Зазор между пластинами нормировался фторопластовыми прокладками толщиной 30 мкм. В капиллярный промежуток между пластинами вводился ЖК 4-*n*-пентил-4-цианобифенил (5ЦБ) в нематической фазе. Ориентационная структура нематика в ячейке исследовалась [11, 15] с помощью поляризационного микроскопа. При необходимости к электродам ячейки подводилось переменное напряжение с частотой 1 кГц.

Оптические свойства экспериментальных образцов в зависимости от приложенного напряжения исследовались в коллимированном свете от галогеновой лампы. При помощи светофильтров из спектра лампы выделялась полоса с максимумом на длине волны $\lambda = 0,630 \mu\text{m}$. Из пучка света, прошедшего через ячейку, диафрагмой отсекалась часть, рассеянная под углом больше $0,5^\circ$. Интенсивность регистрировалась с помощью фотоэлектронного умножителя. Все экспериментальные процедуры и исследования проводились при температуре $t = 25^\circ\text{C}$.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 представлены текстурные картины фрагмента исследуемого образца, помещенного между скрещенными поляризаторами микроскопа. В отсутствие электрического напряжения

наблюдается картина, характерная для радиально-планарной ориентационной структуры нематика, простирающейся от пленки ПК в объем слоя на длину когерентности ξ . Такая структура возникает всегда, если толщина слоя ЖК d превышает ξ [10, 12, 15–16], даже в том случае, когда противоположная поверхность ячейки специально подготовлена для гомеотропной ориентации.

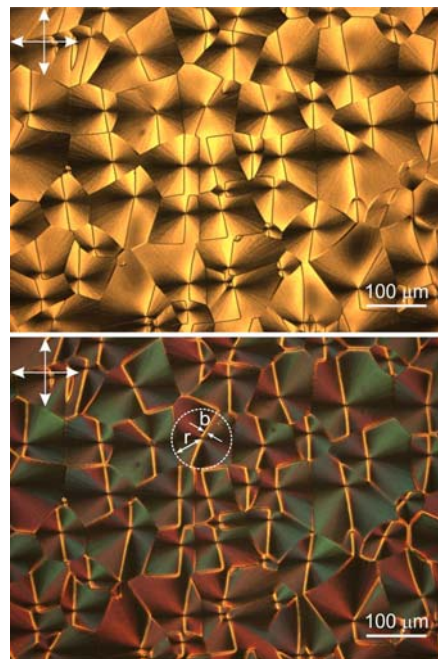


Рис. 2. Микрофотографии ансамбля доменов, сформировавшихся в плоской ячейке, одна из пластин которой покрыта пленкой ПК (фото сверху). Изменение текстурной картины на фото внизу обусловлено приложенным электрическим напряжением $U = 4,65 \text{ V}$. Пунктиром обозначен домен, характеризуемый средним радиусом r и шириной линии дисклинации b . Направления поляризаторов микроскопа показаны стрелками

Fig. 2. Microphotographs of domains formed in a flat cell, when one of the cell plates is covered with PC film (photo above). The texture change (photo below) is caused by the applied voltage $U = 4,65 \text{ V}$. The dotted line indicates the domain characterized by the average radius r and the width of the disclination line b . The directions of polarizers are shown by arrows

При наличии напряжения U , превышающего пороговое значение U_{th} , когда электрическая длина когерентности ξ_E становится равной ξ [12], текстура приобретает вид, характерный для радиально-гомеотропной структуры (рис. 2, внизу). Видно, что

под действием электрического поля домены и их секторы меняют окраску. Однако вдоль радиусов доменов прослеживается однотонность, что свидетельствует об радиально однородном распределении наклона директора. Данное обстоятельство также позволяет использовать упрощенное выражение (6) для интерпретации результатов.

На рисунке 3 представлены рассчитанные из выражений (7 и 8) и экспериментально полученные значения интенсивности I света, прошедшего через ячейку, в зависимости от приложенного напряжения U . На кривой электрооптического отклика $I(U)$ видны несколько экстремумов выше порогового значения U_{th} , после чего плавно достигается насыщение. В большинстве исследованных образцов контраст как отношение интенсивностей прошедшего света в соседних интерференционных максимумах и минимумах достигал значения 5.

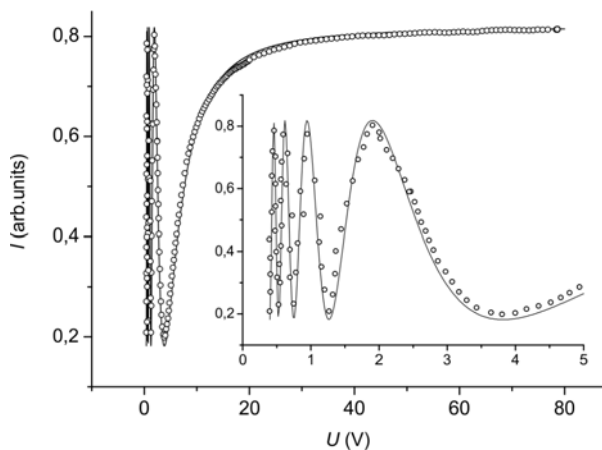


Рис. 3. Экспериментальные (кружки) и расчетная (сплошная линия) значения интенсивности I света $\lambda = 0,630 \mu\text{m}$, прошедшего через ансамбль доменов ЖК, в зависимости от электрического напряжения U . На вставке показан начальный участок характеристики светопропускания до 5 вольт

Fig. 3. Experimental (circles) and calculated (solid line) values of light intensity I ($\lambda = 0,630 \mu\text{m}$) passed through the ensemble of LC domains, vs. voltage U . The inset shows the initial part of the light transmission characteristic up to 5 volts

Для расчетов использовались литературные данные для 5ЦБ при $t = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ $n_e = 1,7057$, $n_o = 1,5281$ [17], $K = (K_{11} + K_{33})/2 = 5,48 \cdot 10^{-7}$ дин, $\Delta\epsilon = 13,3$ [18], где K_{11} , K_{33} – модули упругости для поперечного и продольного изгибов, соответственно. Напряжение U варьировалось с шагом

$0,01 \text{ V}$, начиная от порогового значения $U_{th} = 0,4 \text{ V}$, определенного из равенства $\xi_E = 1/E (4\pi K/\Delta\epsilon)^{1/2}$ [10], где $E = U/d$, $d = 30 \text{ мкм}$ – толщина слоя ЖК и $\xi = r/4[\pi/\ln(r/b)]^{1/2}$ [15], $b = 10 \text{ мкм}$ – ширина линии дисклинации, $\rho = r = 50 \text{ мкм}$ – средний радиус доменов (рис. 2). Для согласования расчетных данных с измеренными в выражение (8) вводились поправочные коэффициенты, учитывающие потери при отражениях на поверхностях подложек ячейки, рассеяние на границе ЖК – полимер, на стенках и линиях дисклинаций в доменах [11, 15, 16]. С учетом этого выражение (8) приобретает вид

$$I = A + B \left(1 + \frac{2}{\pi} \cos \Delta \right).$$

Дополнительно для исследования рассеяния, стеклянные пластинки без полимерного покрытия, с пленкой ПК, а также заполненная ЖК-ячейка, просвечивались поочередно. Выявлено незначительное рассеяние на подложке, покрытой ПК. Вероятнее всего, оно обусловлено дифракцией света на структурных неоднородностях, развивающихся в поверхностном слое при быстром испарении растворителя [19], и сопоставимо с рассеянием на шероховатых полимерных поверхностях [20]. Введение ЖК в плоский капилляр ячейки сопровождалось кратковременным увеличением рассеяния, вызванное, по-видимому, неоднородностью нематического слоя. Установившееся в течение нескольких секунд значение интенсивности прошедшего через образец света медленно экспоненциально снижается (рис. 4). Одновременно с этим наблюдается возникновение и рост доменов на пленке ПК. Процесс длится несколько минут и характеризуется линейным по времени увеличением радиусов доменов. Из анализа приведенных на рис. 4 зависимостей следует, что изменение светопропускания в процессе формирования доменной структуры происходит монотонно. Таким образом, можно утверждать, что характерный интерференционный вид кривых на рис. 3 обусловлен независимым вкладом каждого домена в общую картину электрооптического отклика и не связан с морфологией доменной структуры в ансамбле.

Следует отметить, что при сопоставлении результатов производился упрощенный учет дисперсии в среде. Такой подход оправдан значительно меньшим по порядку величины вкладом в фазовую задержку значений длины волны по сравнению с управляющим напряжением. В выражении (7) переменные соотносятся как $\lambda \sim U \cdot 10^{-5}$ в единицах СГСЭ.

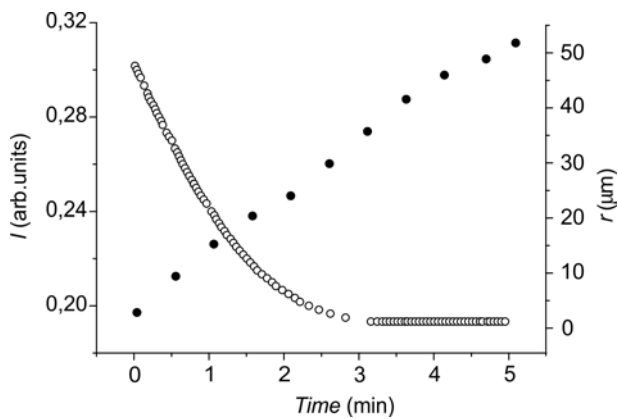


Рис. 4. Изменение интенсивности I света, прошедшего через образец (ось слева), и среднего радиуса доменов r (ось справа) в процессе формирования доменной структуры ЖК на пленке ПК

Fig. 4. Changes of the intensity I of the light transmitted through the sample (left axis) and the average domain radius r (right axis) in the process of the LC domain formation on the PC film

В частности, кривая электрооптического отклика, экспериментально полученная без использования светофильтров, имела схожий вид. Также, качественный анализ (7) показывает, что вклад дисперсии в фазовую задержку несущественен при значениях $\rho \gg \lambda$. Результаты расчетов при варьировании этих параметров показывают, что только при уменьшении радиуса домена ниже значения $\rho < 5$ мкм экстремумы на кривой $I(U)$ начинают заметно смещаться влево. Также примененная модель не учитывает реализуемую на практике форму отдельного домена и морфологию доменной структуры в целом. Тем не менее, хорошее согласование расчетных и экспериментальных значений подтверждает правильность теоретического подхода.

Выводы

В статье рассмотрено распространение неполяризованного света через отдельный домен нематического ЖК в ансамбле, к которому прикладывалось электрическое напряжение. Получено выражение для интенсивности I света, содержащее разность фаз Δ между необыкновенными и обыкновенными лучами, а также выражение, связывающее Δ с соответствующими показателями преломления n_e и n_o и напряжением U . Электрооптическая ячейка, собранная из двух стеклянных пластин с ИТО, на одну

из которых наносился слой ПК, заполнялась нематиком 5ЦБ. С помощью поляризационного микроскопа исследованы текстурные картины ансамбля доменов. Показано, что при переходе ориентационной структуры нематика от радиально-планарной на поверхности ПК к гомеотропной в объеме домена под действием электрического напряжения сохраняется ее азимутальная однородность. Характеристики светопропускания измерены с использованием галогеновой лампы в качестве источника света. Получены согласующиеся расчетные и экспериментальные зависимости $I(U)$. Экспериментально обнаруженные экстремумы в электрооптическом отклике объясняются интерференцией, обусловленной фазовым сдвигом между неортогональными обыкновенными и необыкновенными волнами. Эффект обусловлен фазовым расщеплением волнового фронта двулучепреломляющей структурой домена с радиальной ориентацией директора ЖК. Анализ характеристик светорассеяния ЖК-ячейки в процессе формирования доменов в слое нематика не выявил связи морфологической структуры всего ансамбля с интерференционным характером электрооптического отклика. В рамках предложенной модели проведены качественные оценки вклада дисперсии и напряжения в фазовую задержку и, как следствие, в оптическое пропускание. В исследованном образце при напряжении $U < 1$ В происходит переключение между несколькими состояниями минимального и максимального пропускания неполяризованного света в полосе с максимумом $\lambda = 0,630$ мкм. Контрастное отношение интенсивностей составляет 4. Материал может быть использован, например, в качестве низковольтного широкополосного оптического переключателя без применения поляризаторов.

Работа выполнена при частичном финансировании по интеграционному проекту № 356-2018-0058 СО РАН.

Список литературы / References

1. Davis J.A., Moreno I. In laser beam propagation / Eds. A. Forbes. London: Taylor & Francis, 2014, 175–201.
2. Blinov L.M., Chigrinov V.G. Electrooptic effects in liquid crystal materials. New York: Springer-Verlag, 1996, 464 p.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с. [Born M., Wolf E. Principles of Optics. London, New York: Pergamon Press, 1965. 720 p.]

4. Готра З. Ю., Яворский Б. Н. Электрооптические свойства дефектной структуры нематика // *Кристаллография*. 1985. Т. 30, вып. 5. С. 1031–1033. [Hotra Z. Yu., Yavorsky B. N. Electro-optical properties of the defective nematic structure. *Crystallography*, 1985, **30** (5), 1031–1033. (in Russ.)].
5. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами: пер. с англ. Т. В. Водопьяновой; под ред. В. В. Соболева. М.: Иностранная литература, 1961. 536 с. [Van de Hulst H.C. *Light Scattering by Small Particles*. New York: Wiley, 1957, 460 p.].
6. Presnyakov V.V., Zyryanov V.Ya., Shabanov A.V., Vetrov S.Ya. Freedericksz threshold in bipolar nematic droplets with rigidly fixed poles. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 1999, **329**, 27–34.
7. Конколович А. В., Пресняков В. В., Зырянов В. Я., Лойко В. А., Шабанов В. Ф. Интерференционное гашение света, проходящего через монослойную пленку капсулированных полимером нематических жидких кристаллов // *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 71, вып. 12. С. 710–713. [Konkolovich A.V., Loiko V.A., Presnyakov V.V., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Interference quenching of light transmitted through a monolayer film of polymerdispersed nematic liquid crystal. *JETP Letters*, 2000, **71** (12), 486–488].
8. Прищепа О. О., Шабанов А. В., Зырянов В. Я., Паршин А. М., Назаров В. Г. Пороговое поле Фредерикса в биполярных каплях нематика с сильным поверхностным сцеплением // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 84, вып. 11. С. 723–728. [Prishchepa O.O., Shabanov A.V., Zyryanov V.Ya., Parshin A.M., Nazarov V.G. Freedericksz threshold field in bipolar nematic with strong surface anchoring. *JETP Letters*, 2006, **84** (11), 607–612].
9. Prishchepa O.O., Parshin A.M., Shabanov A.V., Zyryanov V.Ya. Magneto-optical study of Freedericksz threshold in polymer dispersed nematic liquid crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 2008, **488**, 309–316.
10. Паршин А. М., Гуняков В. А., Зырянов В. Я., Шабанов В. Ф. Ориентационные переходы в электрическом и магнитном поле в двухслойных структурах нематика, индуцированных поверхностью полимера // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2013. Вып. 2. С. 26–36. [Parshin A.M., Gunyakov V.A., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Orientational transitions in electric or magnetic field in two-layer nematic structures induced by polymer surface. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2013, **2**, 26–36 (in Russ.)].
11. Parshin A.M., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Alignment of liquid crystals by polymers with residual amounts of solvents. *Scientific Reports*, 2017, **7** (342), 1–8.
12. Parshin A.M., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Light transmission of liquid crystal domains formed by polycarbonate surface. *Optical Material Express*, 2016, **6** (9), 2841–2846.
13. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с. [de Gennes P.G. *The Physics of Liquid Crystals*. Oxford, 1974, 350 p.].
14. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы: структура и свойства. М.: Книжный дом «Либроком», 2013. 480 с. [Blinov L. M. *Structure and Properties of Liquid Crystals*. Dordrecht, Heidelberg, London; New York: Springer, 2011, 379 p.].
15. Паршин А. М., Гуняков В. А., Зырянов В. Я., Шабанов В. Ф. Доменные структуры нематиков на поверхности полимера // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2012. Вып. 1. С. 42–51. [Parshin A.M., Gunyakov V.A., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Nematic domain structures on polymer surface. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2012, **1**, 42–51 (in Russ.)].
16. Паршин А. М., Зырянов В. Я., Шабанов В. Ф. Конфигурации директора в структурах нематика, адсорбированного на поверхности полимера // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2015. Вып. 1. С. 56–65. [Parshin A.M., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Nematic director configurations in the structures, adsorbed on the polymer surface. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2015, **1**, 56–65 (in Russ.)].
17. Bunning J.B., Grellin D.A., Faber T.F. The effect of molecular biaxiality on the bulk properties of some nematic liquid crystals. *Liq. Cryst.*, 1986, **1**, 37–51.
18. Bradshaw M.J., Raynes E.P., Bunning J.D., Faber T.E. The Frank constants of some nematic liquid crystals. *J. Phys. France*, 1985, **46** (9), 1513–1520.
19. Паршин А. М., Зырянов В. Я., Шабанов В. Ф. Структурирование поверхностного слоя пленки поликарбоната // *Высокомолекуляр. соед. Серия С*. 2018, Т. 60, № 1, С. 27–36. [Parshin A.M., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F. Structuring of the Surface Layer of Polycarbonate Film. *Polymer Science, Series C*, 2018, **60** (1), 23–31].
20. Vicari L. Liquid-crystal layer between rough polymeric surfaces. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16** (7), 1135–1138.

Поступила в редакцию 15.02.2019 г.
Received 15 February 2019