



ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 532.783

Формирование макроструктур в сегнетоэлектрических жидких кристаллах под воздействием электрических и магнитных полей

А. А. Кудрейко, Н. Г. Мигранов

Кудрейко Алексей Альфредович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры медицинской физики с курсом информатики, Башкирский государственный медицинский университет, Уфа, akudreyko@bashgmu.ru

Мигранов Наиль Галиханович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры медицинской физики с курсом информатики, Башкирский государственный медицинский университет, Уфа, ufangm@yandex.ru

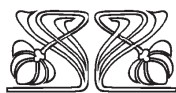
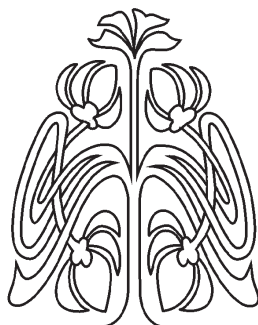
Изучение плёнок сегнетоэлектрических жидких кристаллов (СЖК) сводит воедино несколько наиболее актуальных направлений исследования для создания электрооптических устройств с временами переключения порядка 10 мкс. Возможность приготовления тонких жидкокристаллических плёнок и задание разной ориентации директора на подложках делают такие плёнки интересным объектом для исследования эффектов в ограниченном объёме. Моделирование распределения поля директора n (наиболее вероятное направление длинных осей молекул жидкого кристалла) в монослое СЖК показывает, что при различных направлениях ориентации директора на подложках такое распределение приводит к формированию солитонных образований. Полученный результат предложено объяснять с помощью модели Френкеля–Конторовой для цепочки атомов, но адаптированной для рассматриваемой континуальной задачи. Это позволяет понять взаимодействие между структурированными подложками и распределением поля директора смектика C^* (SmC^*). С помощью флюоресцентной конфокальной микроскопии нам удалось наблюдать такие солитонные образования в специально подготовленной экспериментальной ячейке. На основе обобщённой электроупругой модели поверхностно-стабилизированного СЖК численно исследованы эффекты, возникающие в шевронном SmC^* . Результаты распределения профиля директора сопоставлены с более ранними линейными подходами. В работе также обсуждаются фундаментальные эффекты, связанные с шевронными дефектами и динамикой поля директора во внешнем периодически-колебательном магнитном поле.

Ключевые слова: сегнетоэлектрические жидкие кристаллы, уравнение sin-Гордона, тонкие плёнки, динамический отклик, микроструктурированная поверхность.

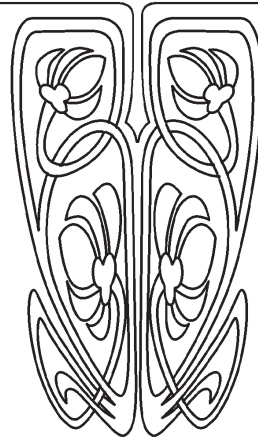
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-1-58-67>

Введение

Характерное время электрооптического отклика в жидкокристаллических дисплеях по-прежнему остаётся значительным в сравнении с другими технологиями, например, с плазменными дисплейными панелями (PDP – Plasma Display Panel) или органическими светодиодами (OLED – Organic Light-Emitting Diode). Если время



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





электрооптического отклика жидкокристаллической RGB-ячейки менее 1 мс, что соответствует частоте 240 Гц (240×3 Гц для каждого подкадра) при низком энергопотреблении, высоком разрешении и расширенной цветовой гамме, то можно считать, что ячейка применима для системы с последовательной передачей цветных полей (FSC – Field Sequential Colour). К сравнению, электрооптический отклик нематических жидких кристаллов (ЖК), обладающих оптически самокомпенсированным двулучепреломлением, и особенности деформации нематического ЖК не соответствуют требованиям системы FSC. Другим функциональным материалом, который может быть интересен для исследований, является голубая фаза ЖК. Однако данный ЖК обладает достаточно узким диапазоном рабочих температур, высоким энергопотреблением и свойством гистерезиса при электрооптическом отклике [1].

Природа СЖК в фазе SmC* позволила реализовать ряд электрооптических эффектов, наиболее известными из которых являются: эффект деформированной геликоидальной спирали, эффект Кларка–Лагерволла, электроклинный эффект и др. Многообразие электрооптических эффектов, связанных с наличием слоевой поляризации, делает СЖК перспективными материалами для нового поколения ЖК-систем отображения информации. Недавно предложен прототип дисплея системы FSC, в основе которого лежит эффект ESHFLC (electrically suppressed helix ferroelectric liquid crystal) [2]. Такой дисплей, где СЖК является функциональным материалом, способен вытеснить технологии переключения полевой области (fringe-field switching) и цветопередачи IPS (in-plane switching) матрицы. В других работах группы В. Г. Чигринова (Hong Kong University of Science and Technology) рассматривалась технология фотовыравнивания, которая обеспечивает контроль над энергией сцепления молекул СЖК с подложкой (напр., [3]). Сотрудниками ФИАН созданы материалы СЖК и оптические ячейки с характеристиками, которые являются уникальными в сравнении с ранее упомянутыми ячейками нематических ЖК. Например, в СЖК-ячейке удалось достичь время электрооптического отклика в интервале 30–50 мкс. При этом шкала серого цвета остаётся непрерывной, а частота модуляции света может составлять 7 кГц [4, 5].

К настоящему времени экспериментально показано, что поверхности подложек с разной

структурой приводят к образованию топологических дефектов в смектике А [6]. В работах [7, 8] теоретически изучены нелинейные эффекты распределения поля директора в ячейке СЖК. Постановка задачи в работах авторского коллектива W. Jeżewsky [7, 8] допускает переход к двумерному описанию поведения поля директора в монослое SmC*.

Быстро переключаемые СЖК также являются подходящим материалом для создания нового поколения устройств оптоэлектроники и волоконной оптики [9, 10]. Однако слои СЖК необратимо разрушаются при механических воздействиях, поскольку течение СЖК не наблюдается, если величина деформации превышает некоторое критическое значение [11]. Успешное применение СЖК – это комплекс подходов, которые обеспечивают стабильность слоистой структуры, относительное постоянство параметров в широком температурном диапазоне, стабилизацию молекул СЖК на подложках и в объёме ячейки [12].

В выполненной работе изучены взаимодействия в распределении поля директора в монослое поверхностно-стабилизированного (ПС) СЖК при разных граничных условиях. Выполненные теоретические и экспериментальные исследования связаны с изучением поведения директора СЖК в постоянном и переменном электрическом поле. Поскольку взаимодействия между смектическими слоями относительно слабы, то исследование молекулярных перерождений в достаточно сильных внешних полях может проводиться для каждого отдельного смектического слоя на языке пространственно-временной зависимости азимутального угла ϕ между вектором спонтанной поляризации и внешнего электрического или магнитного поля. В рамках данной работы также изучена модель воздействия периодически-колебательного магнитного поля на ПС СЖК. Показано, что динамика директора может быть описана аттракторами типа «предельный цикл», «гиперхаос» и «странный аттрактор».

1. Поверхностно-стабилизированные СЖК между неодинаково микро-структурированными подложками

Упомянутый во введении эффект Кларка – Лагерволла заключается в изменении ориентации директора СЖК при смене направления электрического поля. Этот эффект наблюдается в так называемых ПС СЖК. Изучение стацио-



нарных и нестационарных состояний в ячейке, где реализуется эффект Кларка–Лагерволла, объединяет несколько актуальных направлений исследований в физике конденсированного состояния. Среди них следует отметить возможность приготовления тонких (толщиной 1.5–5 мкм) плёнок, находящихся между микроструктурированными поверхностями, что делает их уникальным объектом для изучения упорядоченности структур в ограниченной геометрии.

Континуальная теория для геометрии «книжная полка» в одноконстантном приближении при воздействии стационарного электрического поля приводит к двумерному уравнению sine-Гордона, которое описывает поле директора в монослое SmC* [13, 14]:

$$2\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial t} = K \sin^2 \theta \Delta \varphi - P_0 E \cos \varphi - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a E^2}{2} \sin^2 \theta \sin 2\varphi, \quad (1)$$

где λ – коэффициент вязкости, K – усреднённый модуль упругости, θ – угол отклонения директора \mathbf{n} от нормали к слою SmC*, Δ – оператор Лапласа, φ – азимутальный угол директора, P_0 – величина

спонтанной поляризации, E – напряженность электрического поля, ε_a – анизотропия диэлектрической проницаемости, ε_0 – электрическая постоянная. Резкую смену направления директора на подложках можно задать с помощью функции Хевисайда:

$$\begin{aligned} \varphi(0, \tilde{y}) &= \pi H(\sin(q_1 \tilde{y})) - \frac{\pi}{2}, & \varphi(\tilde{x}, 0) &= \frac{\pi}{2}, \\ \varphi(1, \tilde{y}) &= \pi H(\sin(q_2 \tilde{y})) - \frac{\pi}{2}, & \varphi(\tilde{x}, L) &= \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где координаты $\tilde{x} = x/d$ и $\tilde{y} = y/d$ являются безразмерными, приведёнными к толщине СЖК слоя, и $q_{1,2}$ – числа, связанные с периодичностью структур на подложках.

Решение задачи Дирихле приводит к новым нетривиальным структурам, которые определяются граничными условиями и величиной электрического поля. Формирование полученных солитонных структур (рис. 1, а) укладывается в рамки модели Френкеля–Конторовой, согласно которой появление солитонов определяется взаимодействием несоизмеримых последовательностей, так называемых «атомных» цепочек.

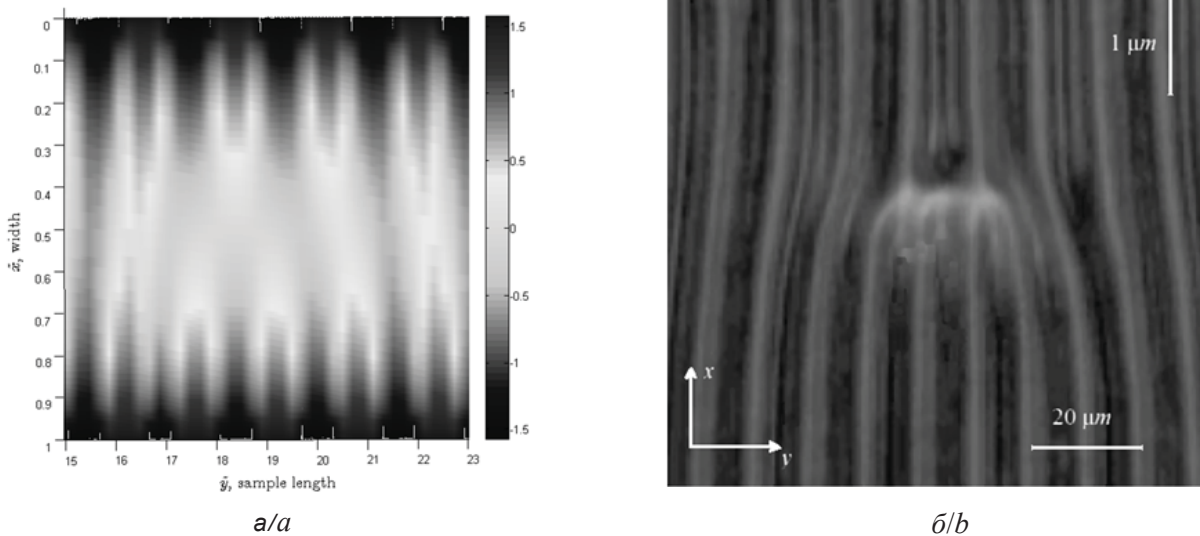


Рис. 1. Фрагмент решения уравнения моментов сил (1) в безразмерном виде с граничными условиями (2) (а). Моделирование выполнено в COMSOL MultiPhysics. Параметры модели: $K = 3 \cdot 10^{-11}$ Н, $P_0 = 80 \mu\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$, $d = 5 \mu\text{m}$, $\varepsilon_a = 2$, $\theta = 22.5^\circ$, $q_1 = 3.5$, $q_2 = 4$. Топологический дефект ориентации директора, вызванный граничными условиями в монослое SmC*; напряжение между подложками 1 В (б). Твердотельный лазер с диодной накачкой с длиной волны 532 нм применялся для возбуждения атомов флуоресцентной добавки n,n'-bis-2,5-di-tert-butylphenyl-3,4,9,10-perylenedicarboximide (BTBP; Aldrich Chemical Company, Inc.)

Fig. 1. Fragment of the solution of the torque balance equation (1) in the dimensionless form with boundary conditions (2) (a). Simulation is performed in COMSOL MultiPhysics. Model parameters: $K = 3 \cdot 10^{-11}$ N, $P_0 = 80 \mu\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$, $d = 5 \mu\text{m}$, $\varepsilon_a = 2$, $\theta = 22.5^\circ$, $q_1 = 3.5$, $q_2 = 4$. Boundary-induced topological defect in the alignment of SmC* director between differently patterned substrates at 1 V (b). A DPSS laser at 532 nm was used for the excitation of the BTBP (n,n'-bis-2,5-di-tert-butylphenyl-3,4,9,10-perylenedicarboximide (BTBP; Aldrich Chemical Company, Inc.))



Как оказалось, прогнозируемые континуальной теорией солитонные образования можно наблюдать и в эксперименте. Для этого пустая ячейка заполнялась соединением CS-1024 (Chisso Co., Япония) при помощи капиллярного способа. Структурированные монослои с планарной ориентацией молекул соединения CS-1024 (СЖК в фазе SmC*) были получены с помощью микроконтактной печати органотиолов на позолоченных плёнках. При этом на поверхности структура системы выстраивалась таким образом, чтобы директор SmC* был ориентирован планарно. Положение и формирование макронеоднородностей поля директора SmC* контролировались электрическим полем (рис. 1, б). Наблюдаемые в поляризационный микроскоп макронеоднородности продолжают существовать и при отключенном электрическом поле [15].

Существенно иная картина наблюдается при воздействии периодического электрического поля на ПС СЖК [7, 16]. Благодаря учёту слагаемого плотности свободной энергии, содержащего диэлектрическую анизотропию [17], можно получить уточнённое модельное поведение поля директора в плоскости смектического слоя [16]. Частота модельного электрического поля в численном эксперименте составляла 720 Гц. Однако экспериментально такие режимы пока сложно реализовать, поскольку переменные электрические поля разрушают геометрию упаковки смектических слоёв типа «книжная полка» и приводят к появлению дефектов в ячейке СЖК.

2. Модель распределения поля директора в шевронном слое SmC*

Изготовление ячейки, в которой реализуется эффект Кларка–Лагерволла, является трудоёмкой задачей, поскольку возникающие дефекты нарушают бистабильность образца SmC*. В свою очередь, существующие модели распределения поля директора в шевронном SmC* являются несовершенными, поскольку в них содержатся допущения малости угла наклона смектических слоёв δ и угла отклонения директора \mathbf{n} от нормали к слою $-\theta$. В действительности малые углы отклонения директора от нормали к слою смектика соответствуют состоянию вблизи фазового перехода SmC*–SmA* (смектик A*) [18]. При таком допущении образец SmC* будет содержать много дефектов вблизи температуры фазового перехода SmC*–SmA*.

Многие исследования показывают, что слои на самом деле отклоняются от оси x на 15° – 20° , а форма смектического слоя зависит от величины электрического поля (рис. 2). Объективную картину самоорганизации поля директора в шевронном SmC* можно получить, если рассмотреть обобщённую модель [19]. Энергетически выгодные структуры слоёв SmC* и профиля директора можно получить, решив совместно уравнения Эйлера–Лагранжа, вытекающие из минимизации функционала свободной энергии по углам $\varphi(x)$ и $\delta(x)$:

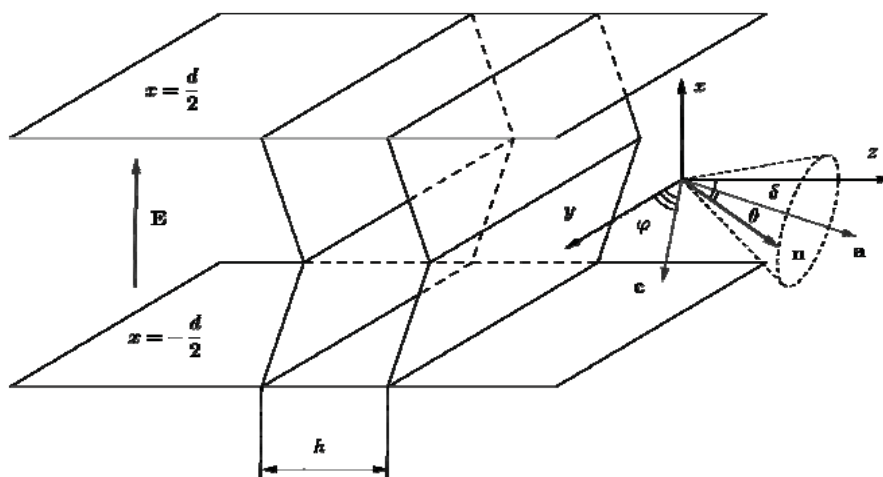


Рис. 2. Геометрия ячейки ПС шевронного SmC*. Электрическое поле направлено вдоль оси x . Ось y параллельна излому смектического слоя, вектор c – проекция директора \mathbf{n} на смектическую плоскость, \mathbf{a} – единичный вектор нормали к смектической плоскости, d – толщина ячейки, h – расстояние между слоями, φ – азимутальный угол директора
 Fig. 2. Geometry of the surface-stabilized ferroelectric liquid crystal cell with the chevron structure. The electric field is applied along the x -axis. The y -axis is parallel to the chevron tip, the unit director \mathbf{n} projection onto the smectic plane is denoted by the \mathbf{c} -vector, \mathbf{a} – unit vector, normal to the smectic plane, d – cell thickness, h – layer spacing and φ – director’s azimuthal angle



$$\begin{aligned}
 & K \left(\sin^2 \theta \left[\frac{1}{2} \sin 2\varphi \left(\frac{d\delta}{dx} \right)^2 - \frac{d^2\varphi}{dx^2} \right] + \frac{1}{2} \sin 2\theta \cos \varphi \frac{d^2\delta}{dx^2} \right) - \\
 & - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a E^2}{2} \left(\sin^2 \theta \cos^2 \delta \sin 2\varphi - \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin 2\delta \cos \varphi \right) - P_0 E \sin \varphi \cos \delta = 0, \\
 & K \left(\sin^2 \theta \left[\cos^2 \varphi \frac{d^2\delta}{dx^2} - \sin 2\varphi \frac{d\delta}{dx} \frac{d\varphi}{dx} \right] + \frac{1}{2} \sin 2\theta \left[\cos \varphi \frac{d^2\varphi}{dx^2} - \sin \varphi \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right] - \frac{d^2\delta}{dx^2} \right) + \\
 & + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a E^2}{2} (\sin^2 \theta \sin^2 \varphi \sin 2\delta + \sin 2\theta \cos 2\delta \sin \varphi) - \frac{K_u}{\cos^4 \delta} \frac{d^2\delta}{dx^2} + \\
 & + \sin \delta \left[\cos^2 \theta \left(\frac{B}{\cos^3 \delta} - \varepsilon_0 \varepsilon_a E^2 \cos \delta \right) - \frac{B \cos \theta}{\cos^2 \delta} - P_0 E \cos \varphi - \frac{2K_u}{\cos^5 \delta} \left(\frac{d\delta}{dx} \right)^2 \right] = 0,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где B – модуль упругости сжатия смектических слоёв и K_u – постоянная Франка, связанная со сплей-деформацией слоёв. Электрическое поле будем считать постоянным, а директор жёстко сцепленным с подложкой:

$$\varphi \left(\pm \frac{d}{2} \right) = \pm \frac{\pi}{2}, \quad \delta \left(\pm \frac{d}{2} \right) = \pm \mu \theta.$$

Здесь μ – коэффициент, который показывает отношение между углами δ и θ . Полученная система уравнений (3) содержит минимум упрощений и отображает структуру шевронных дефектов в СЖК. При такой постановке задачи в её решении проявляются существенные расхождения с упрощёнными моделями (рис. 3, а, б) [20, 21].

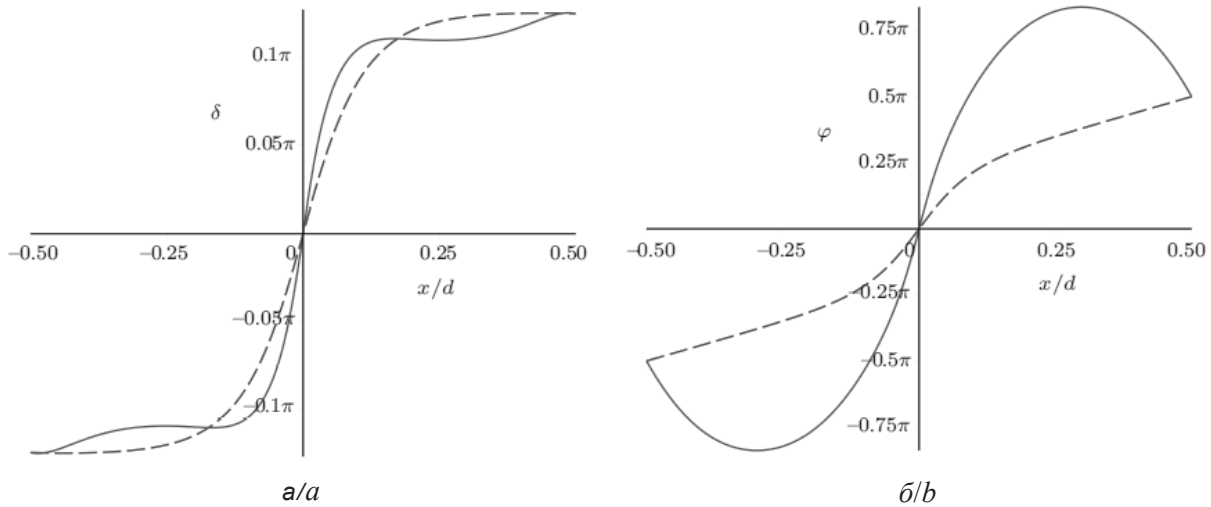


Рис. 3. Зависимости $\delta(x)$ и $\varphi(x)$ без учёта малости углов θ и δ (сплошные кривые); зависимости $\delta(x)$ и $\varphi(x)$ модели малых углов θ и δ (пунктирные кривые): а – зависимость угла наклона слоя δ от нормированной x -координаты; б – пространственная зависимость азимутального угла в шевронном SmC*. Расчётные параметры: $E = 10^4$ В/м, $K_u = 5 \cdot 10^{-12}$ Н, $B = 4 \cdot 10^6$ Н и $\mu = 0.85$

Fig. 3. Solid curves represent δ and φ dependencies for common angles θ and δ . The δ and φ profiles for small θ and δ are represented by dashed curves: а – the spatial x – dependence of the layer tilt; б – the spatial x – dependence of the azimuthal angle. Computational parameters: $E = 10^4$ V/m, $K_u = 5 \cdot 10^{-12}$ N, $B = 4 \cdot 10^6$ N and $\mu = 0.85$

При неизменном угле θ (т.е. при постоянной температуре) и изменении положения излома слоя, длина смектического слоя будет оставаться постоянной. Тогда геометрическое место точек возможных изломов смектических

слоёв будет находиться на дуге эллипса. Расчёты свободной энергии слоёв разных конфигураций свидетельствуют, что симметричная структура шеврона обеспечивает минимум свободной энергии слоя SmC*.



3. Нелинейная динамика директора СЖК в магнитном поле

Менее подробно изучены фундаментальные явления, проявляющиеся во взаимодействии тонких плёнок СЖК и магнитного поля. При изучении состояний равновесия директора СЖК в периодически-колебательном магнит-

ном поле с угловой частотой ω и амплитудой α

$$\mathbf{H} = H_0 \left(\cos \alpha \cos(\omega t), \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2(\omega t)}, 0 \right)$$

получена новая модель поведения директора в диссипативной системе [22]. Динамика поля директора в такой системе описывается уравнением вида

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = C_1 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + C_2 \sin^2 \theta \left[\frac{1}{2} \sin 2\varphi - \cos^2 \alpha \sin 2\varphi \cos^2 \tau + \cos \alpha \cos \tau \cos 2\varphi \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \tau} \right], \quad (4)$$

где $C_1 = \frac{K \sin^2 \theta}{2\lambda \omega d^2}$, $C_2 = \frac{\mu_0 \chi_a H_0^2}{2\lambda \omega}$ – коэффициенты,

μ_0 – магнитная постоянная, χ_a – анизотропия магнитной восприимчивости. Время t и координата x обезразмерены следующим образом:

$$\tau = \frac{\mu_0 \chi_a H_0^2}{2\lambda} t, \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu_0 \chi_a H_0^2}{K \sin^2 \theta}} x.$$

Полагая, что пространственно-временная зависи-

мость азимутального угла имеет один экстремум, решение уравнения (4) будем искать в виде

$$\varphi(\eta, \tau) = a_0(\tau) + a_1(\tau)\eta + a_2(\tau)\eta^2,$$

где $a_i(\tau)$, $i = 0, 1, 2$ – коэффициенты.

С учётом сказанного, можно записать систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{da_0}{d\tau} &= 2C_1 a_2 + C_2 \sin^2 \theta \left[\cos \tau \cos 2a_2 \cos \alpha \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \tau} + \sin 2a_0 \left(\frac{1}{2} - \cos^2 \alpha \cos^2 \tau \right) \right], \\ \frac{da_1}{d\tau} &= -2C_2 a_1 \sin^2 \theta \left[\cos \alpha \sin 2a_0 \cos \tau \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \tau} - \cos 2a_0 \left(\frac{1}{2} - \cos^2 \alpha \cos^2 \tau \right) \right], \\ \frac{da_2}{d\tau} &= -2C_2 \sin^2 \theta \left(\cos \alpha \cos \tau (a_1^2 \cos 2a_0 + a_2 \sin 2a_0) \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \tau} + \right. \\ &\quad \left. + (a_1^2 \sin 2a_0 - a_2 \cos 2a_0) \left(\frac{1}{2} - \cos^2 \alpha \cos^2 \tau \right) \right). \end{aligned}$$

Такая система является неавтономной, поскольку имеется явная зависимость от времени. На основе стандартного подхода, позволяющего свести неавтономную систему к автономной, можно построить ряд фазовых портретов коэффициентов a_i .

Устойчивость фазовой траектории определяется из анализа спектра характеристических показателей Ляпунова. Зная эти показатели, можно определить, к какому типу предельных множеств принадлежит исследуемое состояние равновесия [23].

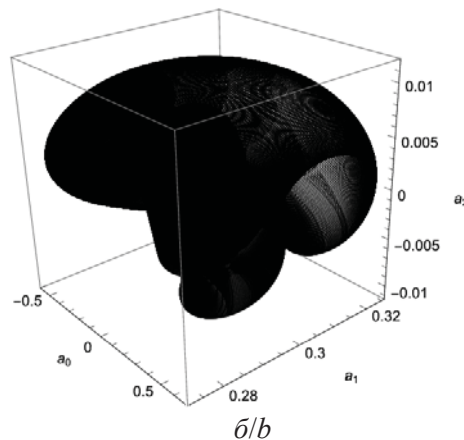
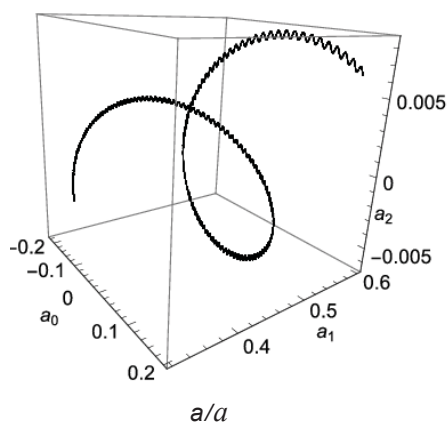


Рис. 4. Трёхмерные фазовые портреты: *a* – аттрактор типа гиперхаос при $\omega = 62.8 \text{ рад}\cdot\text{с}^{-1}$, $\alpha = \pi/60$; *b* – странный аттрактор при $\omega = 628 \text{ рад}\cdot\text{с}^{-1}$ и $\alpha = \pi/100$

Fig. 4. Three-dimensional phase portraits: *a* – hyperchaotic attractor generated for $\omega = 62.8 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$, $\alpha = \pi/60$; *b* – strange attractor for $\omega = 628 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ and $\alpha = \pi/100$



Решение динамической задачи в системе компьютерной алгебры Mathematica позволило рассчитать экспоненты Ляпунова и показать, что динамика поля директора может представлять аттракторы типа «предельный цикл», «гиперхаос» и «странный аттрактор» (рис. 4). Переходы между такими аттракторами могут управляться параметрами магнитного поля. В данной задаче авторы рассматривают спектр характеристических показателей Ляпунова, размерность динамической системы по Йорк–Каплану, непрерывной по времени, начальные условия и т.д. Особенность решения задачи – это учёт анизотропии системы, специальные подходы для численного решения и построения графиков.

4. Частотная и температурная зависимости светопропускания

Другой круг изученных явлений связан со светопропусканием ячейки, в которой реализуется эффект деформированной спирали геликоида при воздействии электрического поля с частотами широкого диапазона и разных температур [24]. Если луч света с апертурой намного превосходящей длину спирали геликоида p_0 направить

на ячейку, то усреднённое значение коэффициента светопропускания может быть рассчитано следующим образом:

$$T = \left\langle \sin^2 [2(\beta - \alpha)] \sin^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \Delta n_{\text{eff}} \right) \right\rangle, \quad (5)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по длине спирали геликоида и периоду колебания электрического поля, λ – длина волны падающего света, Δn_{eff} – эффективное значение величины двулучепреломления, β – угол между нормалью к плоскости SmC* и разрешённым направлением поляризатора, α – угол между проекцией оптической оси на плоскость поляризатора и нормалью в плоскости слоя SmC* [25].

Моделирование спектра светопропускания выполнено в системе компьютерной алгебры Maple с помощью последовательного решения динамического уравнения, которое описывает азимутальное движение директора и вычисления двойного интеграла (5). Выполненные расчёты позволили оценить светопропускание ячейки при низких (1 кГц) и высоких (100 кГц) частотах управляющего электрического поля в зависимости от длины волны света (рис. 5, а).

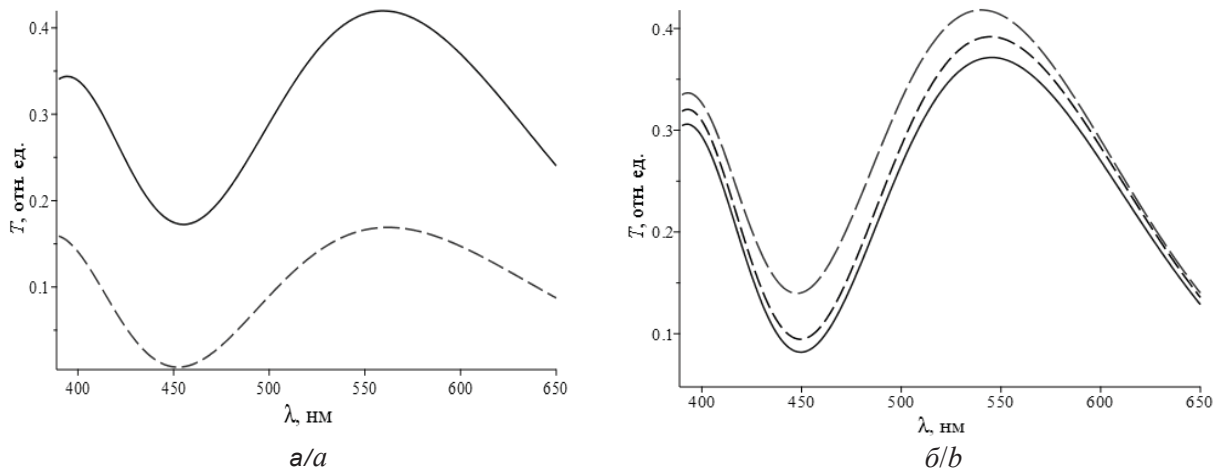


Рис. 5. Модельные спектры светопропускания геликоидального смектика С*, находящегося между скрещенными поляризаторами: а – при частотах электрического поля: 1 кГц (сплошная кривая) и 100 кГц (пунктирная кривая); б – при частоте электрического поля 1 кГц, амплитуде напряжения $U_0 = 2.5$ В и температурах 66.6° С (сплошная кривая), 74° С (длинно-штриховая линия) и 90.6° С (штриховая линия)

Fig. 5. Simulated light transmittance spectra of helical SmC*, confined between crossed polarizer-analyzer: а – with the electric-field frequencies of 1 kHz (solid curve) and 100 kHz (dashed curve); б – for the alternating voltage with the amplitude $U_0 = 2.5$ V and 1 kHz frequency at temperatures 66.6° C (solid curve), 74° C (long dashed curve) and 90.6° C (dashed curve)

Внешние факторы также оказывают существенное влияние и на динамику переключения поляризации. Например, угол отклонения директора от нормали к слою θ , величина спонтанной поляризации и шаг спирали геликоида являются темпе-

ратурно-зависимыми параметрами. Подстановка экспериментально известных данных в модель показала, что изменение температуры приводит к незначительному изменению светопропускания ячейки (рис. 5, б) вдоль всего видимого спектра.



Заключение

В рамках данной работы впервые удалось наблюдать в ячейке ПС СЖК периодические макронеоднородности поля директора в направлении, параллельном поверхностям ячейки. Причиной появления макронеоднородностей является разное структурирование на ограничивающих поверхностях.

Решена задача поведения директора поверхностно-стабилизированного SmC* во внешнем периодически-колебательном магнитном поле с учетом анализа устойчивости данной системы: режима состояния равновесия, устойчивого периодического решения, устойчивого квазипериодического решения, описываемых аттракторами типа «пределный цикл», «странный аттрактор» и «гиперхаос».

Выполнена оценка изменения светопропускания ячейки с геликоидальным СЖК вследствие увеличения частоты управляющего напряжения и изменения температуры. Данный результат указывает на возможность управления светопропускания электрическим полем и слабую зависимость светопропускания от температуры среды.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-32-00043).

Список литературы

1. Coles H. J., Pivnenko M. N. Liquid crystal 'blue phases' with a wide temperature range // *Nature*. 2005. Vol. 436. P. 997–1000. DOI: 10.1038/nature03932
2. Shi L., Srivastava A. K., Cheung A., Hsieh C.-T., Hung C.-L., Lin Ch.-Hs., Lin Ch.-Huan, Sugiura N., Kuo C.-W., Chigrinov V. G., Kwok H. S. Active matrix field sequential color electrically suppressed helix ferroelectric liquid crystal for high resolution displays // *J. Soc. Inf. Display*. 2018. Vol. 26. P. 325–332. DOI: 10.1002/jsid.664
3. Srivastava A. K., Wang X. Q., Gong S. Q., Shen D., Lu Y. Q., Chigrinov V. G., Kwok H. S. Micro-patterned photo-aligned ferroelectric liquid crystal Fresnel zone lens // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, iss. 8. P. 1643–1646. DOI: 10.1364/OL.40.001643
4. Andreev A. L., Andreeva T. B., Kompanets I. N., Zalyapin N. V. Optical response of helix-free FLC: continuous gray scale, fastest response, and lowest control voltage // *J. Soc. Inf. Display*. 2014. Vol. 22, iss. 2. P. 115–121. DOI: 10.1002/jsid.226
5. Андреев А. Л., Компанец И. Н. Применения сегнетоэлектрических жидких кристаллов – реальные и возможные (Обзор) // *Жидкие кристаллы и их практическое использование*. 2015. Т. 15, вып. 3. С. 28–40. DOI: 10.18083/LCAppl.2015.3.28
6. Bramble J. P., Evans S. D., Henderson J. R., Atherton T. J., Smith N. J. Observations of focal conic domains in smectic liquid crystals aligned on patterned self-assembled monolayers // *Liq. Cryst.* 2007. Vol. 34, iss. 10. P. 1137–1143. DOI: 10.1080/02678290701618351
7. Jeżewski W., Śliwa I., Kuczyński W. Strongly nonlinear dynamics of ferroelectric liquid crystals // *Eur. Phys. J. E*. 2013. Vol. 36, iss. 2. 13002. DOI: 10.1140/epje/i2013-13002-7
8. Jeżewski W. Complex superstructures in chiral liquid crystals : Surface-induced helix destruction // *Phys. Rev. E*. 2014. Vol. 89. 032501. DOI: 10.1103/PhysRevE.89.032501
9. Srivastava A. K., Chigrinov V. G., Kwok H. S. Ferroelectric liquid crystals : Excellent tool for modern displays and photonics // *J. Soc. Inf. Display*. 2015. Vol. 23. P. 253–272. DOI: 10.1002/jsid.370
10. Chigrinov V. G. Invited paper: Liquid Crystal Applications in Photonics // *SID Symposium Digest of Technical Papers*. 2016. Vol. 47. P. 927–930. DOI: 10.1002/sdtp.10865.
11. Барбашов В. А., Минченко М. В., Пожидаев Е. П. Электрооптика жидкокристаллических сегнетоэлектриков, индуцированных в смеси нематических жидких кристаллов и немезогенного хирального вещества // *Изв. Самар. науч. центра РАН*. 2013. Т. 15, вып. 6. С. 40–43.
12. Ma Y., Shi L., Srivastava A. K., Chigrinov V. G., Kwok H.-S. Restricted polymer-stabilised electrically suppressed helix ferroelectric liquid crystals // *Liq. Cryst.* 2016. Vol. 43, iss. 8. P. 1092–1099. DOI: 10.1080/02678292.2016.1159346
13. Blinov L. M. *Structure and Properties of Liquid Crystals*. Springer Netherlands, 2011. 439 p. DOI: 10.1007/978-90-481-8829-1
14. Kudreyko A. A., Migrantov N. G., Migrantova D. N. Stable States of Ferroelectric Smectic C* Liquid Crystal Confined between Patterned Surfaces // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2016. Vol. 19, iss. 1. P. 95–101.
15. Кудрейко А. А., Сонг В., Мигранова Д. Н. Наблюдение макронеоднородностей в поверхностно-стабилизированном смектике C* при неодинаково структурированных подложках // *Письма о материалах*. 2017. Т. 7, вып. 4. С. 384–387. DOI: 10.22226/2410-3535-2017-4-384-387
16. Кудрейко А. А., Мигранов Н. Г., Мигранова Д. Н. Динамика релаксации сегнетоэлектрических жидких кристаллов в импульсном электрическом поле // *Изв. вузов. Физика*. 2016. Т. 59, вып. 7. С. 23–28. DOI: 10.1007/s11182-016-0857-x
17. Stewart I. W. Stability of equilibrium states in finite samples of smectic C* liquid crystals // *J. Phys. A : Math. Gen.* 2005. Vol. 38. P. 1853–1873. DOI: 10.1088/0305-4470/38/9/003
18. Demus D., Goodby J., Gray G. W., Spiess H.-W., Vill V. *Handbook of Liquid Crystals*. Vol. 2B. Weinheim : Wiley-VCH, 1998. 581 p.



19. Kudreyko A. A., Migranov N. G., Migranov D. N. Electro-optic response in thin smectic C* film with chevron structures // *Chin. Phys. B*. 2016. Vol. 25, iss. 12. 126101. DOI: 10.1088/1674-1056/25/12/126101/meta
20. Романов В. П., Ульянов С. В., Черняк К. Г. Бистабильность «шевронного» смектика C* во внешнем электрическом поле // *Физика твердого тела*. 2010. Т. 52, вып. 9. С. 1849–1854. DOI: 10.1134/S1063783410090337
21. Романов В. П., Ульянов С. В., Черняк К. Г. Ориентационные эффекты в шевронных смектиках C* во внешнем электрическом поле // *Физика твердого тела*. 2010. Т. 52, вып. 10. С. 2060–2067. DOI: 10.1134/S106378341010032X
22. Kudreyko A. A., Migranov N. G. Chaotic transients in surface-stabilized smectic C* cells induced by magnetic field // *Soft Mater.*, 2018. Vol. 16, iss. 3. P. 160–165. DOI: 10.1080/1539445X.2018.1461651
23. Былов Б. Ф., Виноград Р. Э., Гробман Д. М., Немыцкий В. В. Теория показателей Ляпунова и её приложения к вопросам устойчивости. М.: Наука, 1966. 576 с.
24. Kudreyko A. A., Migranov N. G., Bachurina O. V., Song W. Frequency voltage controlled light transmittance in ferroelectric liquid crystal cells // *Eur. Phys. J. E*. 2017. Vol. 40, no. 58. DOI: 10.1140/epje/i2017-11548-x
25. Hegde G., Xu P., Pozhidaev E., Chigrinov V. Kwok H.-S. Electrically controlled birefringence colours in deformed helix ferroelectric liquid crystals // *Liq. Cryst.* 2008. Vol. 35, iss. 9. P. 1137–1144. DOI: 10.1080/02678290802398226

Образец для цитирования:

Кудрейко А. А., Мигранов Н. Г. Формирование макроструктур в сегнетоэлектрических жидких кристаллах под воздействием электрических и магнитных полей // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19, вып. 1. С. 58–67. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-1-58-67>

Electric and Magnetic-Field-Induced Formation of Macrostructures in Ferroelectric Liquid Crystals

A. A. Kudreyko, N. G. Migranov

Aleksey A. Kudreyko, <https://orcid.org/0000-0001-7211-0741>, Bashkir State Medical University, 3 Lenina Str., 450008 Ufa, Russia, akudreyko@bashgmu.ru

Nail G. Migranov, <https://orcid.org/0000-0002-6543-3881>, Bashkir State Medical University, 3 Lenina Str., 450008 Ufa, Russia, ufangm@yandex.ru

Background and Objectives: The study of ferroelectric liquid crystals in smectic C* phase fits together several most relevant research areas, including electro-optic devices with response time in the range of 10 μ s. A distinguishing feature of smectic C* liquid crystals is its chiral layered structure, which is formed due to the center of masses orientational ordering along the preferred orientation [called the director]. The feasibility of creating thin liquid crystal films with different director's alignment at the substrates makes such films attractive for the study of confined volume effects. The nature of smectic C* molecules allowed to implement a series of electrooptical effects. **Methods:** Theoretical studies of this work include the functional approach. In particular, we introduced the functional of the free energy density in the desired form, then, its minimization can give the spatial distribution of the director field (or another quantity). Polarizing microscopy and fluorescent microscopy methods were used to observe the formation of macro-heterogeneities in the alignment of SmC* director field. **Results:** The simulation results reveal that a different alignment of long molecular axes (or director \mathbf{n}) at the substrates leads to the soliton formations within the bulk of liquid crystal. The fluorescent confocal microscopy indicates the existence of such inhomogeneities within the bulk of the experimental cell. Another problem which we have discussed is related with the space dependence of the director field for any arbitrary layer structure and common parameters of smectic C*. It is also shown that only symmetric chevron structures exhibit the free energy minimum in the absence of electric field as well as when the electric field is

applied. **Conclusion:** The fundamental effects associated with the different alignment of the director at the substrates, chevron defects and the director field dynamics in an external periodically oscillating magnetic field are discussed in this study.

Keywords: ferroelectric liquid crystals, Sine-Gordon equation, thin films, dynamic response, micro-patterned surface.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project no. 16-32-00043).

References

1. Coles H. J., Pivnenko M. N. Liquid crystal 'blue phases' with a wide temperature range. *Nature*, 2005, vol. 436, pp. 997–1000. DOI: 10.1038/nature03932
2. Shi L., Srivastava A.K., Cheung A., Hsieh C.-T., Hung C.-L. Lin Ch.-Hs., Lin Ch.-Huan, Sugiura N., Kuo C.-W., Chigrinov V.G., Kwok H.S. Active matrix field sequential color electrically suppressed helix ferroelectric liquid crystal for high resolution displays. *J. Soc. Inf. Display*, 2018, vol. 26, pp. 325–332. DOI: 10.1002/jsid.664
3. Srivastava A. K., Wang X. Q., Gong S. Q., Shen D., Lu Y. Q., Chigrinov V. G., Kwok H. S. Micro-patterned photo-aligned ferroelectric liquid crystal Fresnel zone lens. *Opt. Lett.*, 2015, vol. 40, no. 8, pp. 1643–1646. DOI: 10.1364/OL.40.001643
4. Andreev A. L., Andreeva T. B., Kompanets I. N., Zalyapin N. V. Optical response of helix-free FLC: continuous gray scale, fastest response, and lowest control voltage. *J. Soc. Inf. Display*, 2014, vol. 22, iss. 2, pp. 115–121. DOI: 10.1002/jsid.226
5. Andreev A. L., Kompanets I. N. Applications of Ferroelectric Liquid Crystals – Real and Possible (Review). *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2015, vol. 15, iss. 3, pp. 28–40. DOI: 10.18083/LCAppl.2015.3.28



6. Bramble J. P., Evans S. D., Henderson J. R., Atherton T. J., Smith N. J. Observations of focal conic domains in smectic liquid crystals aligned on patterned self-assembled monolayers. *Liq. Cryst.*, 2007, vol. 34, no. 10, pp. 1137–1143. DOI: 10.1080/02678290701618351
7. Jeżewski W., Śliwa I., Kuczyński W. Strongly nonlinear dynamics of ferroelectric liquid crystals. *Eur. Phys. J. E*, 2013, vol. 36, no. 2, 13002. DOI: 10.1140/epje/i2013-13002-7
8. Jeżewski W. Complex superstructures in chiral liquid crystals: Surface-induced helix destruction. *Phys. Rev. E*, 2014, vol. 89, 032501. DOI: 10.1103/PhysRevE.89.032501
9. Srivastava A. K., Chigrinov V. G., Kwok H. S. Ferroelectric liquid crystals: Excellent tool for modern displays and photonics. *J. Soc. Inf. Display*, 2015, vol. 23, pp. 253–272. DOI: 10.1002/jsid.370
10. Chigrinov V. G. Invited paper: Liquid Crystal Applications in Photonics. *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 2016, vol. 47, pp. 927–930. DOI: 10.1002/sdtp.10865
11. Barbashov V. A., Minchenko M. V., Pozhidaev E. P. Electrooptics of ferroelectric liquid crystals, induced in a mixture of nematic liquid crystals with nonbmesogenic chiral compound. *Academic Journal "Izvestia of Samara Scientific Center of the Russian Academy of Sciences"*, 2013, vol. 15, iss. 6, pp. 40–43 (in Russian).
12. Ma Y., Shi L., Srivastava A. K., Chigrinov V. G., Kwok H.-S. Restricted polymer-stabilised electrically suppressed helix ferroelectric liquid crystals. *Liq. Cryst.*, 2016, vol. 43, iss. 8, pp. 1092–1099. DOI: 10.1080/02678292.2016.1159346
13. Blinov L. M. *Structure and Properties of Liquid Crystals*. Springer Netherlands, 2011. 439 p. DOI: 10.1007/978-90-481-8829-1
14. Kudreyko A. A., Miganov N. G., Miganova D. N. Stable states of ferroelectric smectic C* liquid crystal confined between patterned surfaces. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*, 2016, vol. 19, no. 1, pp. 95–101.
15. Kudreyko A. A., Song W., Miganova D. N. Observation of macro-heterogeneities in surface-stabilized smectic C* with antagonistically patterned substrates. *Letters on Materials*, 2017, vol. 7, no. 4, pp. 384–387. DOI: 10.22226/2410-3535-2017-4-384-387
16. Kudreyko A. A., Miganov N. G., Miganova D. N. Relaxation dynamics of ferroelectric liquid crystals in pulsed electric field. *Russ. Phys. J.*, 2016, vol. 59, no. 7, pp. 938–943. DOI: 10.1007/s11182-016-0857-x
17. Stewart I. W. Stability of equilibrium states in finite samples of smectic C* liquid crystals. *J. Phys. A: Math. Gen.*, 2005, vol. 38, no. 9, pp. 1853–1873. DOI: 10.1088/0305-4470/38/9/003
18. Demus D., Goodby J., Gray G. W., Spiess H.-W., Vill V. *Handbook of Liquid Crystals*, vol. 2B. Weinheim, Wiley-VCH, 1998. 581 p.
19. Kudreyko A. A., Miganov N. G., Miganova D. N. Electro-optic response in thin smectic C* film with chevron structures. *Chin. Phys. B*, 2016, vol. 25, no. 12, 126101. DOI: 10.1088/1674-1056/25/12/126101/meta
20. Romanov V. P., Ul'yanov S. V., Chernyak K. G. Bistability of a "Chevron" Smectic C* Liquid Crystal in an External Electric Field. *Physics of the Solid State*, 2010, vol. 52, no. 9, pp. 1985–1991. DOI: 10.1134/S1063783410090337
21. Romanov V. P., Ul'yanov S. V., Chernyak K. G. Orientational Effects in Chevron Smectics C* in an External Electric Field. *Physics of the Solid State*, 2010, vol. 52, no. 10, pp. 2207–2214. DOI: 10.1134/S106378341010032X
22. Kudreyko A. A., Miganov N. G. Chaotic transients in surface-stabilized smectic C* cells induced by magnetic field. *Soft Mater.*, 2018, vol. 16, no. 3, pp. 160–165. DOI: 10.1080/1539445X.2018.1461651
23. Bylov B. F., Vinograd R. E., Grobman D. M., Nemytskiy V. V. *Teoriya pokazateley Lyapunova i ee prilozheniya k voprosam ustoychivosti* [Theory of characteristic exponents and its applications to problems of stability]. Moscow, Nauka Publ., 1966. 576 p. (in Russian).
24. Kudreyko A. A., Miganov N. G., Bachurina O. V., Song W. Frequency voltage controlled light transmittance in ferroelectric liquid crystal cells. *Eur. Phys. J. E*, 2017, vol. 40, no. 58. DOI: 10.1140/epje/i2017-11548-x
25. Hegde G., Xu P., Pozhidaev E., Chigrinov V., Kwok H.-S. Electrically controlled birefringence colours in deformed helix ferroelectric liquid crystals. *Liq. Cryst.*, 2008, vol. 35, iss. 9, pp. 1137–1144. DOI: 10.1080/02678290802398226

Cite this article as:

Kudreyko A. A., Miganov N. G. Electric and Magnetic-Field-Induced Formation of Macrostructures in Ferroelectric Liquid Crystals. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 1, pp. 58–67 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-1-58-67>