

Ориентационные эффекты в шевронных смектиках C^* во внешнем электрическом поле

© В.П. Романов¹, С.В. Ульянов^{1,2}, К.Г. Черняк¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

² Санкт-Петербургский торгово-экономический институт,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vromanov@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 3 февраля 2010 г.)

Проведено теоретическое описание ориентационных свойств сегнетоэлектрического смектика C^* , образующего шевронную структуру в ограниченной ячейке, в слабом внешнем электрическом поле. Рассчитаны два пространственных распределения директора, между которыми происходит переход при изменении направления внешнего поля на противоположное. Показано, что в данном переходе должен наблюдаться гистерезис и оценена величина порогового поля, приводящего к переориентации директора, при изменении направления поля.

1. Введение

В последнее время большой интерес проявляется к исследованию структурных изменений сегнетоэлектрических смектиков C^* при различных внешних воздействиях. В зависимости от расположения смектических слоев и ориентации директора на ограничивающих поверхностях в ячейке смектика C^* возникают различные типы структурной и ориентационной упорядоченности. Одной из наиболее интенсивно исследуемых является шевронная структура смектика C^* . Если ориентирующие поверхности расположены поперек смектических слоев в А-фазе (так называемая структура „книжной полки“), то при понижении температуры и переходе в C^* -фазу возникает шевронная структура, в которой смектические слои располагаются под некоторым углом к ориентирующим поверхностям и имеют излом в середине ячейки. Форма шеврона и ориентация директора в ячейке определяются условиями на ограничивающих поверхностях. Особый интерес вызывает исследование влияния внешних электрических полей на ориентацию директора в таких структурах. Это в значительной мере обусловлено возможностью использования ячеек шевронного смектика C^* в качестве оптических переключателей.

Хотя со времени открытия шевронной структуры в ограниченном смектике C^* прошло более 20 лет [1], описание ориентационной и пространственной структуры подобных систем по-прежнему привлекает внимание исследователей и оно еще далеко до завершения. Первая модель для описания шевронной структуры в смектике C^* , помещенном между двумя плоскопараллельными пластинами, была предложена в работе [2]. В этой модели пространственная ориентация директора предполагалась непрерывно меняющейся по направлению от одной ограничивающей плоскости к другой, в то время как угол наклона смектических слоев скачком менялся в середине между ограничивающими пластинами и оставался постоянным при приближении к каждой

из пластин. В дальнейшем описание ориентационных и трансформационных свойств подобных систем проводилось в основном численными методами с использованием разных моделей для свободной энергии искажения смектика C^* . В работах [3–5] учитывались энергия искажения поля вектора директора и энергия сжатия-разрежения смектических слоев с жесткими [3,4] или мягкими [5] условиями на ориентирующих плоскостях. В работе [3] было получено аналитическое решение системы уравнений Эйлера–Лагранжа, написанных в приближении малых углов поворота вектора директора. В работе [4] была учтена возможность отличия угла наклона смектических слоев по отношению к нормали к ориентирующим поверхностям от угла наклона директора относительно нормали к слоям. Также там была предложена итерационная процедура для учета конечной величины угла поворота вектора директора. В ряде работ исходя из модели Ландау–Де Жена для свободной энергии [6–11] рассматривалось изменение ориентационной и пространственной упорядоченности в различных смектиках при переходе от геометрии „книжной полки“ к шевронному смектику.

В [12] было показано, что за счет выбора расстояния между ориентирующими плоскостями, которые ограничивают ячейку смектика C^* , можно добиться полной раскрутки геликоида поляризации. В этой же работе указывалось, что в рассматриваемой системе есть две устойчивые ориентационные конфигурации, т.е. существует бистабильность. Переключение между конфигурациями носит пороговый характер и в системе существует характерный гистерезис. Данное исследование относилось к смектику C^* в геометрии „книжной полки“, однако вскоре в работе [1] было показано, что в большинстве случаев геометрия слоев подобных систем имеет форму шеврона.

Воздействие внешнего электрического поля на шевронный смектик C^* изучалось в ряде работ, из которых укажем лишь некоторые [13–17]. Было обнаружено, что в слабых внешних полях, когда главным является линей-

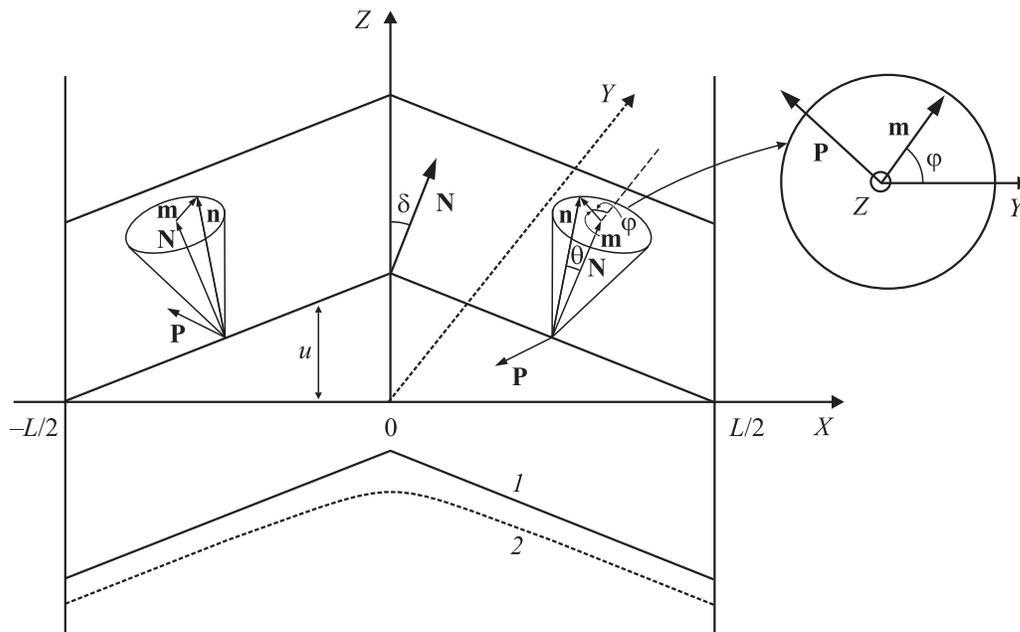


Рис. 1. Система координат для описания шевронной структуры смектика C^* . \mathbf{m} — составляющая вектора директора \mathbf{n} , перпендикулярная нормали к слою \mathbf{N} ; L — расстояние между ориентирующими поверхностями. 1, 2 — формы смектического слоя в первой и второй моделях соответственно. Конусы определяют область разрешенных направлений директора \mathbf{n} в каждой точке.

ный по полю вклад, ответственный за взаимодействие со спонтанной поляризацией, не происходит изменений в слоевой структуре шеврона, в то время как ориентация директора существенно зависит от величины и направления внешнего поля [13,14]. По рассеянию рентгеновских волн на шевронных смектиках C^* в [16] было найдено, что в сильных внешних полях, когда главным становится квадратичный по полю вклад, связанный с анизотропией диэлектрической восприимчивости, происходит разрушение шевронной структуры. Расчеты пространственной ориентации директора в слабых внешних полях выполнялись численными методами в работах [11,15], на основе модели типа Ландау–Де Жена для свободной энергии, а разрушение шеврона в сильных полях анализировалось в [17] исходя из предложенной авторами модели для упругого вклада в свободную энергию. Несмотря на большое внимание к воздействию внешнего электрического поля на ориентационные свойства шевронного смектика C^* , до сих пор невыясненным остается вопрос о том, пороговым или беспороговым эффектом является переориентация поля вектора директора при изменении направления электрического поля на противоположное.

Настоящая работа посвящена описанию влияния внешнего электрического поля на ориентационные свойства шевронного смектика C^* и выяснению характера переориентации поля директора. Расчеты проводятся для ячейки с жесткими граничными условиями на ограничивающих плоскостях. Решение задачи строится для двух моделей шевронной структуры. Одна модель предполагает непрерывное изменение ориентации вектора директора, причем внешнее поле является слабым и не

влияет на наклон смектических слоев, который скачком меняется в середине ячейки. Во второй модели анализируется пространственная зависимость как ориентации директора, так и наклона слоев, которые рассматриваются как гладкие функции координат.

2. Основные уравнения

Шевронная структура смектика C^* возникает из структуры типа „книжной полки“ для смектика A при понижении температуры и переходе в C^* -фазу. Она образуется вследствие того, что при наклоне молекул длина слоя должна увеличиваться, а ограниченность размеров ячейки и закрепленность молекул на границах приводят к изгибу слоев, как это показано на рис. 1.

Для описания деформации слоев и ориентаций молекул во внешнем электрическом поле представим свободную энергию F смектического жидкого кристалла в виде суммы трех слагаемых. Первое слагаемое будет описывать искажения вектора директора \mathbf{n} , второе — деформации слоев, третье — взаимодействие с внешним полем, $F = F_{\text{Fr}} + F_u + F_E$.

Для вклада, отвечающего за искажения директора \mathbf{n} , используем выражение для плотности энергии Франка в одноконстантном приближении

$$f_{\text{Fr}} = \frac{K_{\text{Fr}}}{2} [(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + (\nabla \times \mathbf{n})^2], \quad (1)$$

где K_{Fr} — модуль Франка.

Плотность энергии деформации, связанной с искажением смектических слоев, имеет вид [3]

$$f_u = \frac{K_u}{2} (\Delta u)^2 + \frac{B}{8} ((\nabla u)^2 - \theta^2)^2, \quad (2)$$

где K_u — модуль упругости, B — модуль сжатия слоев, θ — угол наклона директора \mathbf{n} относительно нормали к слою \mathbf{N} , u — смещение слоев относительно плоскости „книжной полки“ (рис. 1).

Плотность энергии взаимодействия с внешним электрическим полем дается выражением [18]

$$f_E = -(\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}) - \frac{\varepsilon_a}{4\pi} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2, \quad (3)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля, \mathbf{P} — вектор спонтанной поляризации:

$$\mathbf{P} = \frac{P_0}{|\mathbf{n} \times \mathbf{N}|} [\mathbf{N} \times \mathbf{n}], \quad (4)$$

\mathbf{P}_0 — спонтанная поляризация, $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$, ε_{\parallel} и ε_{\perp} — диэлектрические проницаемости в направлениях вдоль и поперек \mathbf{n} . Первое слагаемое в формуле (3) обусловлено спонтанной поляризацией, а второе связано с анизотропией диэлектрической проницаемости среды.

Для дальнейшего анализа удобно ввести декартову систему координат, изображенную на рис. 1. Ось X направлена перпендикулярно ограничивающим поверхностям, а координатная плоскость YZ расположена посередине между ограничивающими поверхностями, причем ось Z направлена вдоль оси легкого ориентирования, определяющей ориентацию директора \mathbf{n} на границе. Поскольку в дальнейшем рассматриваются жесткие граничные условия, эффектом киральности будем пренебрегать.

Для описания ориентации директора и структуры шеврона введем угол наклона слоев δ относительно плоскости $Z = 0$, угол θ , описывающий наклон директора \mathbf{n} относительно нормали к слою \mathbf{N} , и азимутальный угол φ , описывающий поворот директора \mathbf{n} вокруг нормали к слою, отсчитываемый от оси Y (рис. 1). Тогда для компонент вектора директора получим

$$\mathbf{n} = (-\sin \theta \cos \delta \sin \varphi + \cos \theta \sin \delta, \sin \theta \cos \varphi, \sin \delta \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta \cos \delta). \quad (5)$$

Считая углы θ и δ малыми, имеем [4]

$$\mathbf{n} = (-\theta \sin \varphi + \delta, \theta \cos \varphi, 1). \quad (6)$$

Будем предполагать, что угол θ зависит только от температуры, т.е. в нашей задаче при фиксированной температуре он имеет постоянное значение. Угол наклона слоев δ связан со смещением слоев u соотношением

$$\operatorname{tg} \delta \simeq \delta = -\frac{du}{dx}. \quad (7)$$

Нормаль к плоскости слоя удобно выразить через угол δ :

$$\mathbf{N} = (\sin \delta, 0, \cos \delta). \quad (8)$$

Будем считать, что внешнее поле \mathbf{E} направлено по нормали к ограничивающим плоскостям $\mathbf{E} = E(1, 0, 0)$, т.е. вдоль оси X . Тогда полная энергия системы запишется в виде

$$F = S \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f dx, \quad (9)$$

где $S = L_y L_z$ — площадь ячейки. Плотность энергии дается соотношением

$$f = \frac{K_{Fr}}{2} (\theta^2 (\varphi')^2 - 2\theta \delta' \varphi' \cos \varphi + (\delta')^2) + \frac{K_u}{2} (\delta')^2 + \frac{B}{8} (\delta^2 - \theta^2)^2 + P_0 E \cos \delta \cos \varphi - \frac{\varepsilon_a E^2}{4\pi} (-\theta \sin \varphi + \delta)^2. \quad (10)$$

Условия на границах имеют вид

$$\varphi \left(\pm \frac{L}{2} \right) = \pm \frac{\pi}{2}, \quad (11)$$

$$\delta \left(\pm \frac{L}{2} \right) = \pm \mu \theta, \quad (12)$$

где μ — коэффициент, учитывающий отличие угла наклона шеврона δ от угла θ . Обычно его значение порядка 0.85 [5]. Таким образом, для нахождения формы шеврона и ориентации директора следует минимизировать свободную энергию (9) по углам δ и φ с граничными условиями (11) и (12).

3. Расчет ориентации директора во внешнем электрическом поле

Расчеты будем проводить для случая достаточно слабых полей, не оказывающих заметного влияния на структуру шеврона. Если напряженность внешнего электрического поля удовлетворяет условию $E \ll 4\pi P_0 / \varepsilon_a$, то в свободной энергии можно пренебречь квадратичным по внешнему полю слагаемым. Для типичных значений параметров смектиков C^* имеем $P_0 = 10^{-4}$ C/m, $\varepsilon_a = 0.3$, в результате получим $E \ll 5 \cdot 10^7$ V/m.

Будем выполнять расчеты для двух моделей описания структуры шеврона. В первой модели, как это было впервые предложено в [2], поле вектора директора считается непрерывным, в то время как угол наклона шеврона в середине между двумя плоскопараллельными пластинами меняется скачком, так что структура шеврона является симметричной относительно плоскости, расположенной посередине между граничными плоскостями и параллельно им. Угол наклона смектических слоев практически не зависит от величины слабого внешнего поля, поэтому в первой модели единственным варьируемым параметром является угол φ . Свободная

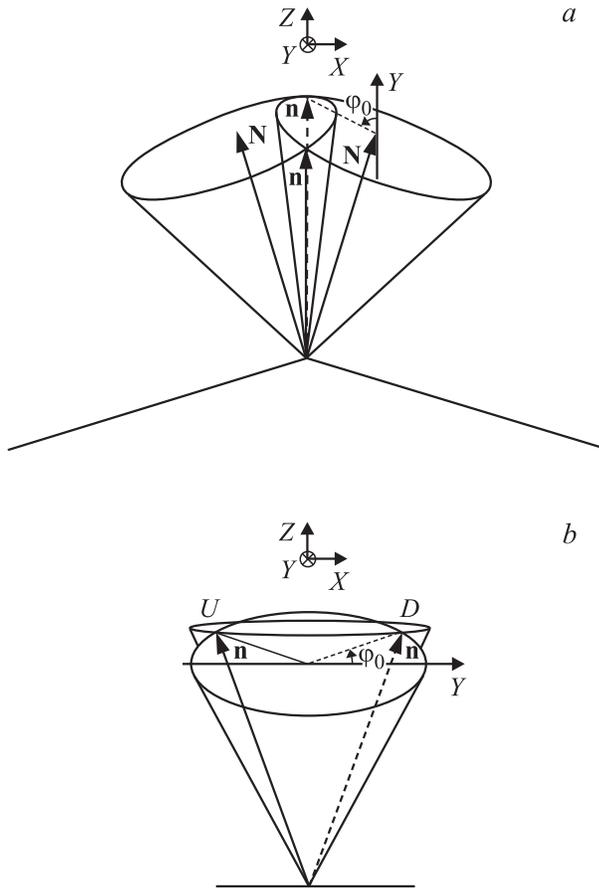


Рис. 2. Разрешенные положения директора \mathbf{n} на вершине шеврона в первой модели шеврона. *a* — вид вдоль оси Y , *b* — вид вдоль оси X .

энергия деформации смектика C^* во внешнем электрическом поле в этом случае может быть записана в виде

$$F = SK_{\Gamma}\theta^2 \int_{-\frac{l_E}{2}}^{\frac{l_E}{2}} \left(\frac{1}{2} (\varphi')^2 + a_E \cos \varphi \right) dx, \quad (13)$$

где $a_E = P_0 E \cos \delta / (K_{\Gamma} \theta^2)$. Величина $l_E = 1 / \sqrt{|a_E|}$ размерности длины имеет смысл масштаба неоднородности поля вектора директора, которая может быть вызвана внешним электрическим полем. Из условия непрерывности поля директора следует, что посередине между ориентирующими плоскостями, т. е. в середине шеврона, вектор директора \mathbf{n} должен лежать в плоскости YZ , или $n_x(0) = 0$. Угол φ при этом может принимать только два значения:

$$\varphi(x \rightarrow \pm 0) = \pm \varphi_0 \quad (14)$$

либо

$$\varphi(x \rightarrow \pm 0) = \pm(\pi - \varphi_0), \quad (15)$$

где $\varphi_0 = \arcsin(\operatorname{tg} \delta / \operatorname{tg} \theta)$.

На рис. 2 показана область соприкосновения конических поверхностей, на которых может лежать директор

на плоскости $x = 0$. Для наглядности картина пересечения конусов представлена с двух разных сторон.

Минимизация свободной энергии приводит к следующему уравнению Эйлера–Лагранжа для угла φ :

$$\varphi'' = -a_E \sin \varphi \quad (16)$$

с граничными условиями (14), (15) в середине шеврона и условиями (11) на ориентирующих плоскостях. Уравнение (16) может быть решено аналитически. Возможность существования двух разных направлений ориентации директора в середине шеврона, т. е. при $x = 0$, приводит к двум разным решениям уравнения (16). Будем называть, как это впервые было предложено в [2], D -состоянием поле директора с $n_y > 0$ при $x = 0$, что соответствует условию (14), и U -состоянием распределение директора в случае $n_y < 0$ при $x = 0$, что обеспечивается условием (15).

Ориентация вектора директора в области $x \geq 0$ будет описываться уравнением (16) с условием

$$\varphi\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{\pi}{2} \quad (17)$$

на ориентирующей поверхности и с условием в середине шеврона

$$\varphi(0) = \varphi_0 \quad (18)$$

для D -состояния и

$$\varphi(0) = \pi - \varphi_0 \quad (19)$$

для U -состояния. Уравнение (16) после умножения правой и левой частей на φ' и перехода к новой переменной $\psi = \varphi/2$ приобретает вид

$$((\psi')^2)' = -a_E (\sin^2 \psi)'. \quad (20)$$

Внешнее поле будем считать направленным вдоль оси X , т. е. $E > 0$. Интегрируя уравнение (20) и записывая постоянную интегрирования в виде a_E/k^2 , имеем

$$(\psi')^2 = \frac{a_E}{k^2} (1 - k^2 \sin^2 \psi). \quad (21)$$

Интегрирование этого уравнения позволяет выразить пространственную зависимость угла φ через нормальный эллиптический интеграл Лежандра первого рода [19,20]

$$F(\psi, k) = \int_0^{\psi} \frac{dt}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 t}}. \quad (22)$$

Зависимость азимутального угла φ от координаты x в неявном виде задается уравнениями

$$F\left(\frac{\varphi}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \pm \sqrt{\frac{a_E}{k_0^2}} \left(x - \frac{L}{2}\right), \quad (23)$$

где верхний знак в правой части соответствует D -состоянию, а нижний — U -состоянию. Параметр k_0 находится

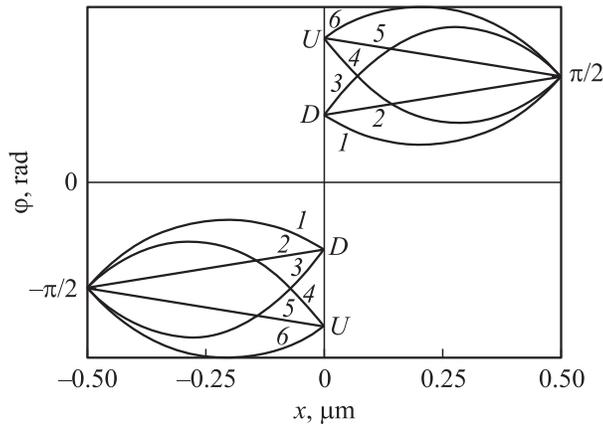


Рис. 3. Пространственная зависимость азимутального угла φ для D - и U -состояний при различных значениях напряженности внешнего электрического поля, найденная в первой модели. $E = -10^4$ (1, 4), 0 (2, 5) и 10^4 В/см (3, 6). 1–3 — для D -состояния, 4–6 — для U -состояния.

из граничных условий (18) и (19), которые приобретают вид

$$F\left(\frac{\varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = -\frac{L}{2} \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}} \quad (24)$$

для D -состояния и

$$F\left(\frac{\pi - \varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}} \quad (25)$$

для U -состояния.

Если внешнее поле меняет направление на противоположное ($E < 0$), то при $x \geq 0$ ориентация директора задается уравнениями

$$F\left(\frac{\pi - \varphi}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \pm \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}} \left(\frac{L}{2} - x\right), \quad (26)$$

где, как и в (23), верхний знак в правой части соответствует D -, а нижний U -состоянию. Параметр k_0 находится из условий

$$F\left(\frac{\pi - \varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}} \quad (27)$$

для D -состояния и

$$F\left(\frac{\varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = -\frac{L}{2} \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}} \quad (28)$$

для U -состояния.

В области $-L/2 \leq x < 0$ распределение угла φ можно найти, пользуясь нечетностью его зависимости от x :

$$\varphi(-x) = -\varphi(x). \quad (29)$$

Результаты вычислений по формулам (23), (26) и (13) приведены на рис. 3, 4. На рис. 3 показано

распределение ориентаций директора, задаваемое азимутальным углом φ при разных значениях приложенного внешнего поля для U - и D -состояний для пленки толщиной $L = 1 \mu\text{m}$. Обратим внимание на то, что скачок азимутального угла φ при переходе с одной части шеврона на другую обеспечивает непрерывное изменение директора (рис. 2). Для того чтобы выяснить, какое из распределений ориентации директора, U и D , более выгодно при разных направлениях и величинах внешнего поля, была вычислена по формуле (13) свободная энергия системы. Результаты представлены на рис. 4. Здесь изображена зависимость изменения свободной энергии системы, отнесенной к единице площади ячейки $\Delta G = (F(E) - F(0)) / S$, от величины и направления внешнего поля E для U - и D -состояний. Видно, что при $E > 0$ энергетически более выгодным будет U -состояние, а при $E < 0$ выгоднее D -состояние.

Исследование второй вариации

$$\delta^2 F = SK_{\text{Fr}} \theta^2 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} ((\delta\varphi')^2 - a_E \cos\varphi (\delta\varphi)^2) dx \quad (30)$$

показывает, что оба решения, даваемые выражениями (23) и (26) и описывающие D - и U -состояния, являются устойчивыми как при $E > 0$, так и при $E < 0$. Это означает, что даже энергетически менее выгодное состояние может существовать как метастабильное. В действительности при переключении направления

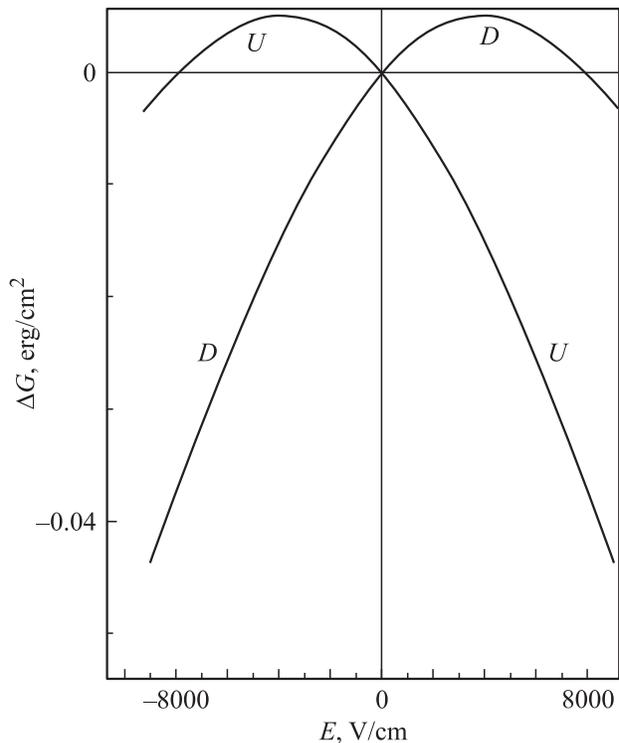


Рис. 4. Зависимость величины ΔG от напряженности внешнего электрического поля E .

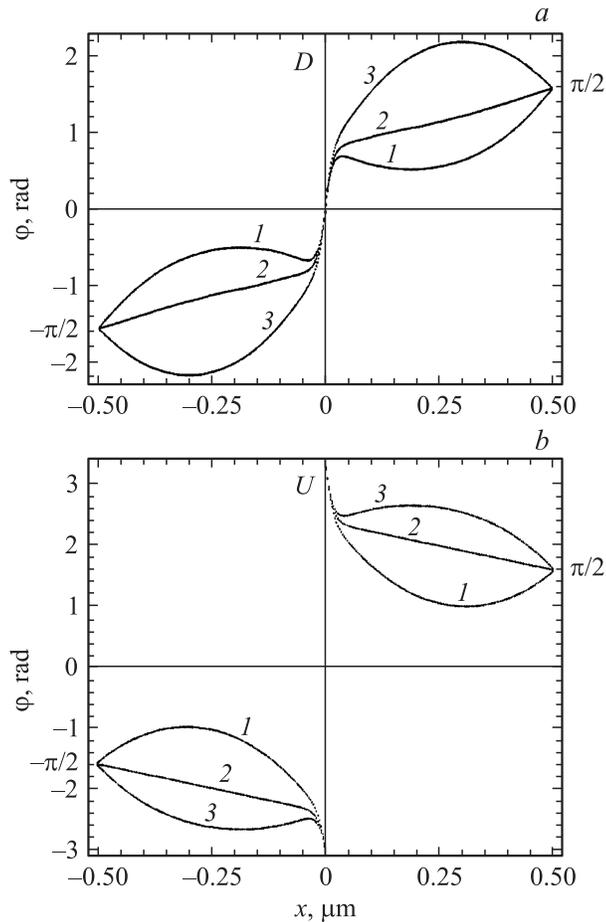


Рис. 5. Пространственная зависимость азимутального угла φ при различных значениях напряженности внешнего электрического поля, найденная во второй модели шеврона. *a* — для D -состояния, *b* — для U -состояния. В обоих состояниях $E = -10^4$ (1), 0 (2) и 10^4 В/см (3).

внешнего поля должен иметь место гистерезис. Значение коэрцитивного поля E_{th} , при котором происходит изменение направления директора в центре шеврона при переходе из D -состояния в U -состояние, и наоборот, определяется величиной потенциального барьера между этими состояниями. При повороте директора, например из D - в U -состояние, система проходит через потенциальный барьер. Величину этого барьера можно оценить, вычислив энергию системы, у которой директор в центре шеврона лежит в плоскости XZ . Однако вычислить эту энергию, оставаясь в рамках первой модели, невозможно, поскольку как только в центре шеврона, т.е. при $x = 0$, директор отклоняется от плоскости YZ , так сразу в центре шеврона возникает дисклинация, и при нахождении высоты потенциального барьера необходимо учитывать энергию этой дисклинации. Избежать эту трудность можно в рамках второй модели.

Вторая модель, в которой как вектор директора \mathbf{n} , так и угол наклона слоев δ предполагаются гладкими функциями координат, может быть проанализирована

численно. Минимизация функционала свободной энергии (9), (10) проводилась численно по двум варьируемым функциям — $\varphi(x)$ и $\delta(x)$. Для решения данной задачи использовался квазиьютоновский метод Бройдена–Флетчера–Гольдфарба–Шанно [21], реализация которого представлена во многих программных пакетах математических вычислений. В расчетах были использованы следующие значения параметров ячейки смектика C^* : $\theta = 15^\circ$, $K_{Fr} = 0.4$ Н, $K_u = 0.4$ Н, $P_0 = 10^{-4}$ С/м², $L = 10^{-6}$ м, $B = 4 \cdot 10^{16}$ Н/м², $\epsilon_a = 0.01$, $\mu = 0.8$. Результаты расчетов представлены на рис. 5–8. На рис. 5 показана зависимость азимутального угла φ от координаты x при разных значениях величины внешнего электрического поля E . Здесь, так же как и в первой модели, можно выделить D - и U -состояния, только с углом $\varphi_0 = 0$. На рис. 6 показана зависимость угла δ , определяющего наклон смектического слоя, от расстояния до середины пленки при тех же величинах внешнего поля, что и на рис. 3, 5. Очевидно, что в рассматриваемом интервале значений электрического поля оно не оказывает влияния на форму шеврона, а влияет лишь на азимутальный угол φ , определяющий направление директора.

Пороговое поле E_{th} может быть оценено из условия равенства полевого члена

$$S \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} P_0 E \cos \delta \cos \varphi dx$$

энергетическому барьеру W , который необходимо преодолеть при переходе между U - и D -состояниями при отсутствии внешнего электрического поля. Этот барьер W можно оценить как разницу между свободной энергией системы в состоянии, когда вектор директора \mathbf{n} в середине шеврона имеет наименее выгодную ориентацию с азимутальным углом $|\varphi(0)| = \pi/2$, и свободной энергией в U - или D -состояниях. В результате численных расчетов было найдено значение порогового поля

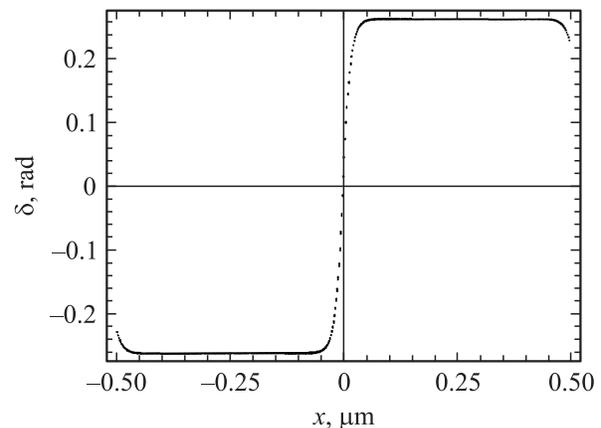


Рис. 6. Зависимость угла наклона слоя δ от расстояния до середины пленки.

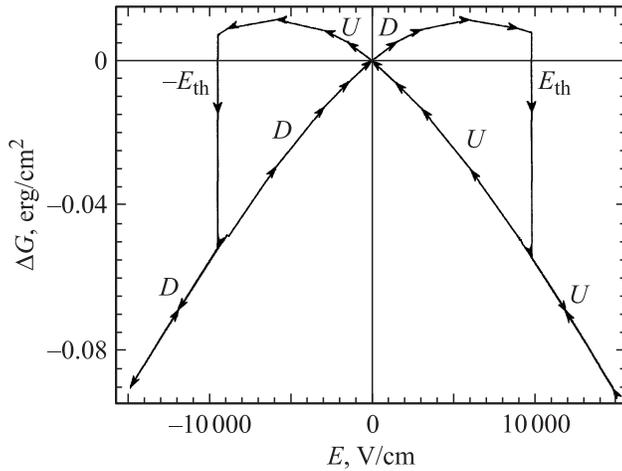


Рис. 7. Переход между U - и D -состояниями при изменении направления и величины внешнего электрического поля E .

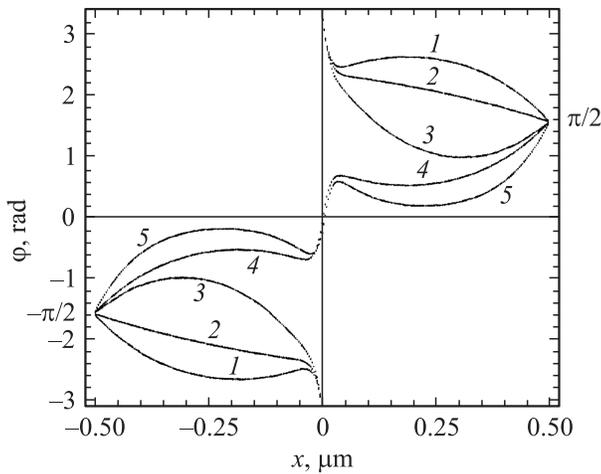


Рис. 8. Пространственная зависимость азимутального угла φ при переходе из U - и D -состояние, вызванном изменением величины и направления внешнего электрического поля. $E = 10^4$ (1), 0 (2), $-9.5 \cdot 10^3$ (3), $-9.7 \cdot 10^3$ (4) и $-3 \cdot 10^4$ V/cm (5).

$E_{th} = 9.6 \cdot 10^3$ V/cm. На рис. 7 изображен гистерезис перехода между U - и D -состояниями при изменении величины и направления внешнего электрического поля. На рис. 8 показано, как изменяется пространственное распределение азимутального угла φ при изменении направления внешнего поля и преодолении порогового значения напряженности электрического поля E_{th} при переходе из U - в D -состояние.

В работах [12,13] экспериментально изучалось изменение интенсивности поляризованного света, прошедшего через плоскопараллельную ячейку смектика C^* , при воздействии на ячейку прямоугольных импульсов внешнего электрического поля. При перемене полярности импульса система переходила из одного из двух стабильных состояний в другое. Значения пороговых напряженностей поля, как правило, оказывались больше

приведенной выше оценки. Это связано с тем, что в системах, рассмотренных в [12,13], переориентация поля директора в ячейке происходила при изменении ориентации молекул на ограничивающих плоскостях. Системы, рассмотренные в настоящей работе, в которых переход между двумя стабильными ориентационными состояниями в ячейке не сопровождается изменением ориентации молекул на ориентирующих поверхностях, представляют особый интерес вследствие уменьшения величины управляющего внешнего поля.

4. Заключение

Проведенный анализ показал, что для шевронного смектика C^* в сравнительно слабых внешних электрических полях, когда можно пренебречь квадратичным по полю слагаемым ($E \ll 4\pi P_0/\epsilon_a$), форма слоевой структуры не зависит от величины поля, в то время как пространственное распределение ориентации директора \mathbf{n} существенно меняется. Шевронная структура в ячейке смектика описывалась с помощью двух моделей. Для первой модели, в которой распределение директора предполагается непрерывным, а угол наклона смектического слоя скачком меняется в середине шеврона, было найдено аналитическое решение задачи о распределении направления директора в ячейке смектика C^* во внешнем электрическом поле. Непрерывное изменение директора в ячейке может существовать лишь при двух возможных направлениях \mathbf{n} в середине шеврона. Они соответствуют двум разным пространственным распределениям директора в ячейке. Было найдено, что при ненулевых значениях внешнего электрического поля одно из распределений директора является энергетически более выгодным, хотя менее выгодное может существовать как метастабильное состояние. Одно из двух возможных распределений директора энергетически выгодно при одном направлении внешнего поля, а другое — при противоположном. При изменении направления внешнего поля и достижении некоторого значения E_{th} происходит переход от одного распределения директора к другому. Величина порогового поля была оценена с помощью второй модели описания шеврона. Эта модель, в которой полагается непрерывным не только распределение директора, но также наклон смектических слоев, была проанализирована численно. Была найдена форма смектических слоев, которая оказалась не зависящей от величины и направления внешнего поля, рассчитаны равновесные пространственные распределения директора \mathbf{n} и свободная энергия системы в зависимости от внешнего поля. Для перехода из одного возможного состояния шевронного смектика C^* в другое директор в середине шеврона должен переориентироваться таким образом, чтобы вектор поляризации \mathbf{P} в центре шеврона изменил направление на противоположное. Пороговое значение внешнего электрического поля E_{th} , при котором происходит переход от одного распределения

директора к другому при изменении направления поля, было оценено из условия равенства полевого вклада в свободную энергию системы высоте потенциального барьера, который необходимо преодолеть при переходе от одного распределения директора к другому. Был описан гистерезис в шевронном смектике C^* во внешнем электрическом поле. Проведенные расчеты позволили количественно описать переориентацию директора во внешнем электрическом поле, что является важным для разработки оптических переключателей на шевронных ячейках.

Список литературы

- [1] T.P. Rieker, N.A. Clark, G.S. Smith, D.S. Parmar, E.B. Sirota, C.R. Safinya. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2568 (1987).
- [2] N.A. Clark, T.P. Rieker. *Phys. Rev. A* **37**, 1053 (1988).
- [3] M. Nakagawa. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **174**, 65 (1989).
- [4] L. Limat. *J. Phys.* **II5**, 803 (1995).
- [5] A. Dias, G. McKay, J. Mottram. *Phys. Rev. E* **76**, 041 705 (2007).
- [6] S. Kralj, T.J. Sluckin. *Phys. Rev. E* **50**, 2940 (1994).
- [7] N. Vaupotič, S. Kralj, M. Čopič, T.J. Sluckin. *Phys. Rev. E* **54**, 3783 (1996).
- [8] N. Vaupotič, M. Čopič. *Phys. Rev. E* **68**, 061 705 (2003).
- [9] A.N. Shalaginov, L.D. Hazelwood, T.J. Sluckin. *Phys. Rev. E* **58**, 7455 (1998).
- [10] A.N. Shalaginov, L.D. Hazelwood, T.J. Sluckin. *Phys. Rev. E* **60**, 4199 (1999).
- [11] S.M. Beldon, N.J. Mottram, S.J. Elston. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **365**, 729 (2001).
- [12] N.A. Clark, S.T. Lagerwall. *Appl. Phys. Lett.* **36**, 899 (1980).
- [13] W.J.A.M. Hartmann, A.M.M. Luyckx-Smoinders. *J. Appl. Phys.* **67**, 1253 (1990).
- [14] P.C. Willis, N.A. Clark, C.R. Safinya. *Liq. Cryst.* **11**, 581 (1992).
- [15] N. Vaupotič, V. Grubelnik, M. Čopič. *Phys. Rev. E* **62**, 2317 (2000).
- [16] P. Cluzeau, P. Barois, H.T. Nguyen. *Eur. Phys. J. E* **7**, 23 (2002).
- [17] M.B. Hamaneh, H.F. Gleeson, P.L. Taylor. *Phys. Rev. E* **68**, 051 704 (2003).
- [18] P.G. de Gennes, J. Prost. *The physics of liquid crystals*. Clarendon Press, Oxford (1993). 597 p.
- [19] Г. Бейтмен, А. Эрдейи. *Высшие трансцендентные функции. Т. 3. Эллиптические и автоморфные функции. Функции Матъе*. Наука, М. (1967). 331 с.
- [20] Г. Корн, Т. Корн. *Справочник по математике для научных работников и инженеров*. Наука, М. (1978). 832 с.
- [21] C.G. Broyden. *J. Inst. Math. Appl.* **6**, 76 (1970).