

Динамика движения доменных границ в сегнетоэлектрических жидких кристаллах в электрическом поле

© А.Л. Андреев, И.Н. Компанец, Т.Б. Андреева, Ю.П. Шумкина

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Москва, Россия

E-mail: kompan@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 15 января 2009 г.)

Рассмотрен процесс переориентации директора в жидких кристаллах смектического типа с сегнетоэлектрическими свойствами в случае, когда взаимодействие молекул жидкого кристалла с поверхностью приводит к частичной раскрутке геликоидальной структуры жидкого кристалла, а переориентация происходит за счет движения доменных границ. Определены зависимости скорости движения доменных границ от напряженности и частоты изменения электрического поля, граничных условий, спонтанной поляризации и вязкости жидкого кристалла. Показано, что увеличение частоты изменения электрического поля или полярной части энергии сцепления и спонтанной поляризации жидкого кристалла при неизменной частоте поля приводит к увеличению скорости движения доменных границ. Как следствие этого, время электрооптического отклика жидкого кристалла в слабых электрических полях (от 0.4 до 2 В/мкм) уменьшается более чем в 3 раза.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00785) и РАН (программа „Полифункциональные материалы для молекулярной электроники“).

PACS: 42.70.Df, 61.30.Eb, 77.80.Dj, 78.20.Jq

1. Введение

Нематические жидкие кристаллы (ЖК), широко используемые в настоящее время в электрооптических устройствах отображения информации, обеспечивают частоту модуляции света не более нескольких сотен герц. На один-два порядка быстрее модулируют свет ЖК смектического типа с сегнетоэлектрическими свойствами (СЖК). Как и в нематических ЖК, в них наблюдаются управляемые электрическим полем двулучепреломление и светорассеяние [1], оптическая бистабильность [2,3], но электрооптический эффект линейен по полю [4].

Отличительной особенностью всех смектических ЖК является периодическая упорядоченность центров масс молекул вдоль направления ориентации их длинных осей (директора) с периодом порядка длины молекул — так называемые смектические слои. Если молекулы зеркально-несимметричные (хиральные) и отклонены на некоторый угол Θ_0 от нормали к смектическим слоям, то в каждом слое существует единственный элемент симметрии — полярная ось второго порядка. Вдоль этой оси возможно существование спонтанной поляризации слоя P_S , если молекулы обладают дипольным моментом, перпендикулярным их длинным осям.

В отсутствие внешних воздействий полярные оси различных смектических слоев повернуты друг относительно друга — образуется геликоидальная „закрутка“ директора СЖК. В каждом слое положение директора определяется полярным углом Θ_0 и азимутальным углом φ , который изменяется от 0 до 2π на расстоянии, равном шагу геликоида p_0 (рис. 1, *a, b*).

Под действием электрического поля, приложенного параллельно смектическим слоям (вдоль координаты X),

вектор P_S во всех слоях ориентируется по направлению поля. Как следствие этого, геликоид раскручивается. При смене знака поля вектор P_S переориентируется на 180° , так что длинные оси молекул разворачиваются по конусу с раствором $2\Theta_0$, т.е. азимутальный угол ориентации директора φ изменяется на 180° .

Граничные условия позволяют ориентировать директор СЖК планарно (смектические слои ортогональны подложкам, рис. 1, *a*) или гомеотропно (смектические слои параллельны подложкам).

Переориентация директора, направление которого однозначно определяет главную оптическую ось эллипсоида показателей преломления СЖК, приводит к изменению угла между плоскостью поляризации падающего света (свет распространяется вдоль координаты X) и главной оптической осью эллипсоида, что означает модуляцию фазовой задержки между обыкновенным и необыкновенным лучами, или модуляцию интенсивности света, если электрооптическая ячейка находится между скрещенными поляроидами [4].

Далее рассматривается процесс переориентации директора в случае, когда взаимодействие молекул СЖК с поверхностью приводит к частичной раскрутке геликоидальной структуры, а переориентация происходит за счет движения доменных границ.

2. Движение доменных границ (теоретическое рассмотрение)

В случае, если шаг p_0 геликоида СЖК и толщина d электрооптической ячейки подобраны таким образом, что выполняется соотношение $K_\varphi q_0^2 \approx W_Q/d$ (здесь K_φ — модуль упругости, определяющий деформацию по

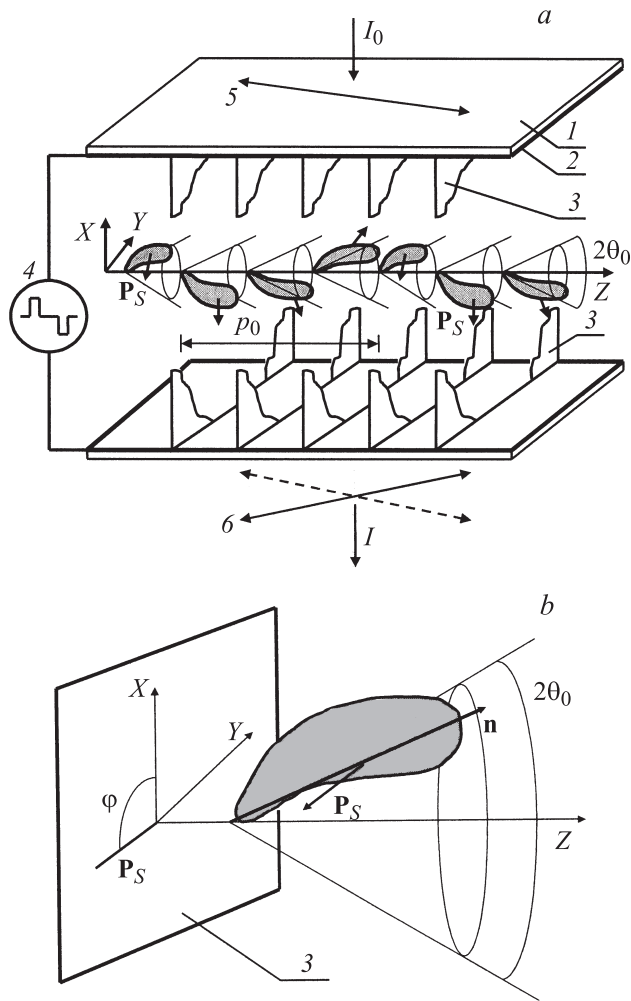


Рис. 1. Геликоидальный СЖК с планарной ориентацией директора в электрооптической ячейке (а) и взаимное расположение вектора спонтанной поляризации смектического слоя и директора СЖК (b). 1 — стеклянные подложки, 2 — прозрачные токопроводящие покрытия, 3 — смектические слои, 4 — генератор управляющего напряжения, 5 — поляризатор, 6 — анализатор. \mathbf{n} — директор СЖК, \mathbf{P}_S — вектор спонтанной поляризации, p_0 — шаг геликоида, Θ_0 — угол наклона молекул в смектических слоях, φ — азимутальный угол ориентации директора, I_0 и I — интенсивности падающего и прошедшего через электрооптическую ячейку светового излучения.

азимутальному углу φ ; $q_0 = 2\pi/p_0$ — волновой вектор геликоида; W_Q — квадратичный коэффициент энергии сцепления, т.е. энергия, необходимая для отклонения директора от положения равновесия, где его ориентация наиболее энергетически выгодна), взаимодействие молекул с поверхностью приводит к частичной раскрутке геликоида. Это означает, что шаг геликоида в электрооптической ячейке не изменяется, но азимутальный угол φ во всех смектических слоях становится близким к 0 или π . В результате СЖК разбивается на домены, период которых порядка $p_0/2$.

Когда директор СЖК ориентирован планарно (рис. 1, а), квадратичный коэффициент энергии сцепления $W_Q = 0.05 \text{ erg/cm}^2$. В этом случае для СЖК с шагом геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$ частичная раскрутка геликоидальной структуры происходит при толщине электрооптической ячейки $d = 1.3\text{--}1.5 \mu\text{m}$.

Если приложить электрическое поле \mathbf{E} перпендикулярно оси геликоида (вдоль координаты X на рис. 1, а), то дипольные моменты молекул СЖК будут стремиться расположиться вдоль направления поля, т.е. принять энергетически выгодную ориентацию. Домен, в котором дипольные моменты исходно расположены не по направлению поля, неустойчив. В силу этого в нем появляются области, в которых дипольные моменты молекул располагаются энергетически выгодно, а именно в тех смектических слоях, где изначально азимутальный угол φ имел максимальное отклонение от $\varphi = 0$ (или $\varphi = \pi$).

Развитие этого процесса приводит к образованию переходных доменов, т.е. участков, где некоторое количество дипольных моментов молекул расположено против направления поля, разделяющих области с ориентацией диполей по направлению поля. Переходные домены представляют собой связанное состояние двух 180° доменных стенок разных знаков. При достижении некоторого критического поля стенки начинают двигаться, причем стенки разного знака движутся в противоположных направлениях. Стенка движется таким образом, чтобы объем энергетически выгодного домена увеличивался за счет домена энергетически невыгодного.

В результате во всех смектических слоях азимутальный угол φ становится одинаковым и равным 0 или π в зависимости от направления поля, а вектор \mathbf{P}_S ориентирован по направлению поля. Инверсия знака электрического поля вновь индуцирует образование переходных доменов, и начинается процесс, аналогичный описанному выше.

С учетом энергии сцепления объемная плотность свободной энергии 180° доменной стенки в случае планарной ориентации директора (ось геликоида располагается вдоль координаты Z) может быть записана в следующем виде:

$$g = (K_\varphi/2)(d\varphi/dz)^2 \pm |\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \cos \varphi + (2W_Q/d) \sin^2 \varphi + (W_P/d)(1 - \cos \varphi), \quad (1)$$

где W_P — разность полярных коэффициентов энергии сцепления на верхней и нижней подложках.

Полярные граничные условия $W_P \neq 0$ предполагают, что углы между вектором \mathbf{P}_S и нормалью к поверхности на верхней и нижней подложках не совпадают. Полярная часть энергии сцепления (некомпенсированный поверхностный заряд) вызывает поляризацию СЖК в отсутствие электрического поля.

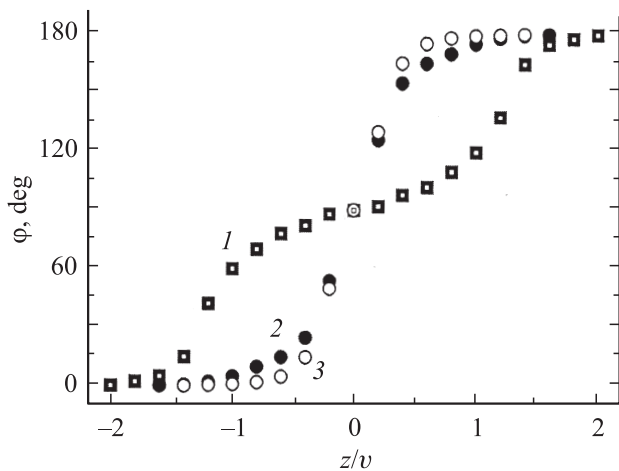


Рис. 2. Расчетные зависимости азимутального угла φ от параметра z/v для 180° доменной стенки при различной напряженности электрического поля. $E = 1$ (1), 2 (2) и $5 \text{ V}/\mu\text{m}$ (3). Спонтанная поляризация СЖК $P_S = 100 \text{ nC}/\text{cm}^2$. $W_Q = 0.05 \text{ erg}/\text{cm}^2$, $W_P = 0.04 \text{ erg}/\text{cm}^2$, $K_\varphi = 5 \cdot 10^{-2} \text{ N}$, $d = 1.5 \mu\text{m}$.

Минимизируя функционал (1), приходим к уравнению

$$K_\varphi(d^2\varphi/dz^2) = \pm |\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \sin \varphi + (2W_Q/d) \sin 2\varphi + (W_P/d) \sin \varphi. \quad (2)$$

Уравнения такого типа имеют точные решения, если ширина границы, разделяющей фазы, в которых вектор \mathbf{P}_S параллелен и антипараллелен внешнему полю \mathbf{E} , много меньше любого характерного размера слоя СЖК, например толщины электрооптической ячейки d [5]. Если центральную плоскость стенки выбрать в качестве плоскости $z = 0$ и положить, что $d\varphi/dz \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$, то решение уравнения (2), определяющее форму 180° стенки, имеет следующий вид:

$$\varphi = \arctg\left\{\exp\left[zv^{-1} + \text{arsh}\left(4W_Q(P_S E d + W_P)^{-1}\right)^{1/2}\right]\right\} + \arctg\left\{\exp\left[zv^{-1} - \text{arsh}\left(4W_Q(P_S E d + W_P)^{-1}\right)^{1/2}\right]\right\}, \quad (3)$$

где $v = [K_\varphi d(4W_Q + W_P + P_S E d)^{-1}]^{1/2}$. Основное изменение угла φ происходит на расстоянии $z = 2v$ (ширина доменной стенки).

В сильных полях угол φ непрерывно изменяется от 0 до π (рис. 2, кривые 2 и 3). При уменьшении напряженности поля ширина стенки увеличивается, но форма стенки не претерпевает существенных изменений. В слабых полях ($E < 2 \text{ V}/\mu\text{m}$) стенка дважды закручивается (изгибается) около $\varphi = \pi/2$ (рис. 2, кривая 1).

Зависимости $\varphi(z/v)$ рассчитаны для полярных граничных условий. Полярный коэффициент энергии сцепления $W_P = 0.04 \text{ erg}/\text{cm}^2$ измерен при экранировании прозрачного токопроводящего покрытия на одной из подложек электрооптической ячейки слоем диэлектрика

Al_2O_3 толщиной 70 nm . Для ячеек без диэлектрических покрытий $W_P = 0.015 \text{ erg}/\text{cm}^2$.

Если при движении форма 180° доменной стенки не отличается от первоначальной статической, и движение происходит с постоянной скоростью (стационарное движение), то в уравнении движения можно не учитывать эффективную массу стенки. В этом случае уравнение движения стенки вдоль координаты Z может быть записано в следующем виде [6]:

$$\gamma_\varphi(\partial\varphi/\partial t) = K_\varphi(\partial^2\varphi/\partial z^2) \pm |\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \sin \varphi + (2W_Q/d) \sin 2\varphi + (W_P/d) \sin \varphi, \quad (4)$$

где $K_\varphi(\partial^2\varphi/\partial z^2)$ и $\gamma_\varphi(\partial\varphi/\partial t)$ — упругий и вязкий моменты; γ_φ — коэффициент вращательной вязкости; $|\mathbf{P}_S||\mathbf{E}| \sin \varphi$ — момент сил, действующий на директор в электрическом поле, которое включается в момент времени $t = 0$.

Уравнение (4) имеет точное решение, если рассматривать доменную стенку как топологический солитон в предположении, что при $z = -\infty$ и $z = +\infty$ структура находится в основных, но разных состояниях: $\varphi(z = -\infty) = 0$ и $\varphi(z = +\infty) = \pi$. Решение уравнения (4) описывает движение солитона вдоль координаты Z со скоростью

$$v = \sqrt{\frac{K_\varphi d P_S E d + W_P}{2W_Q \gamma_\varphi d}}, \quad (5)$$

которая линейно зависит от напряженности электрического поля [6].

3. Динамическая перестройка структуры доменной стенки в переменном электрическом поле (экспериментальные результаты)

При некоторых условиях СЖК можно рассматривать как очень вязкую жидкость, которая в течение достаточно малых промежутков времени ведет себя как аморфное твердое тело, т.е. упруго деформируется. После прекращения деформации в СЖК остаются напряжения сдвига, которые затухают по истечении некоторого промежутка времени τ_m — времени максвелловской релаксации [7]. Если СЖК подвергается воздействию периодически изменяющегося с частотой f электрического поля, период изменения которого велик ($\tau_m f \ll 1$) по сравнению со временем релаксации, то СЖК ведет себя как жидкость с вязкостью γ_φ . Напротив, при больших частотах ($\tau_m f \gg 1$) СЖК будет вести себя как аморфное твердое тело.

Такие свойства СЖК можно одновременно характеризовать коэффициентом вращательной вязкости γ_φ и некоторым модулем сдвига μ . Характер процесса переориентации директора СЖК под действием переменного электрического поля зависит от того, какой

из двух диссипативных коэффициентов (вращательная или сдвиговая вязкость) преобладает. В промежуточном случае ($f \sim 1/\tau_m$) имеем $\gamma_\varphi \sim \mu\tau_m$ [7].

В случае, если диссипативный коэффициент — вращательная вязкость γ_φ , переориентация директора (изменение азимутального угла φ на 180°) происходит одновременно во всех смектических слоях СЖК (объемный режим переключения) с характерным временем $\tau_R \sim \gamma_\varphi/P_S E$, которое не зависит от частоты изменения поля [8]. Как следствие этого, в нашем случае время электрооптического отклика $\tau_{0.1-0.9}$ не зависит от частоты изменения электрического поля f , если частота не превышает 300 Hz (рис. 3, кривые 1 и 2). В этом интервале контрастное отношение и светопропускание электрооптической ячейки также не зависят от частоты (рис. 3, кривая 3).

Изменение канала диссипации энергии в процессе переориентации директора СЖК, когда время переориентации начинает определяться сдвиговой вязкостью, приводит к сильной частотной зависимости времени $\tau_{0.1-0.9}$ при любой напряженности электрического поля (рис. 3, кривые 1 и 2). Это означает, что изменяется характер движения директора в объеме СЖК — переориентация директора происходит за счет движения доменных границ. В этом случае время $\tau_{0.1-0.9}$ определяется скоростью движения доменных границ. Переход в эту моду сопровождается ростом контрастного отношения (рис. 3, кривая 3) и светопропускания электрооптической ячейки.

В электрооптической моде, где переориентация директора происходит за счет движения доменных границ (частота изменения поля свыше 300 Hz), в слабых полях ($E < 1.5 \text{ V}/\mu\text{m}$) обратное время электрооптического отклика $1/\tau_{0.1-0.9}$, пропорциональное скорости движения доменных границ v , линейно зависит от напряженности

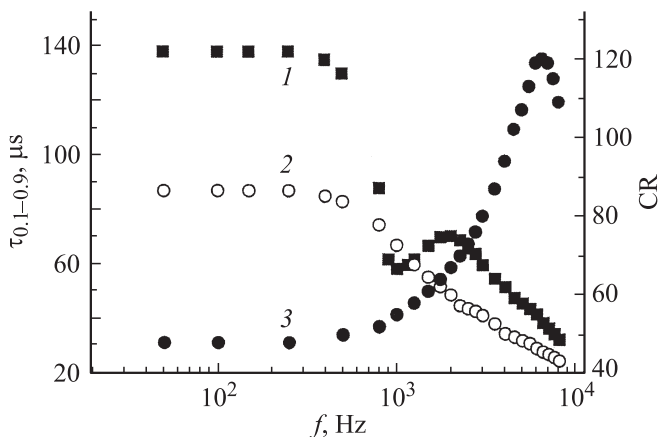


Рис. 3. Частотные зависимости времени электрооптического отклика $\tau_{0.1-0.9}$ (1, 2) и контрастного отношения CR (3) для электрооптической ячейки толщиной $d = 1.3 \mu\text{m}$ без диэлектрических покрытий при различной напряженности электрического поля. $E = 2$ (1) и $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ (2, 3). Шаг геликоида СЖК $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$. Управляющее напряжение — меандр.

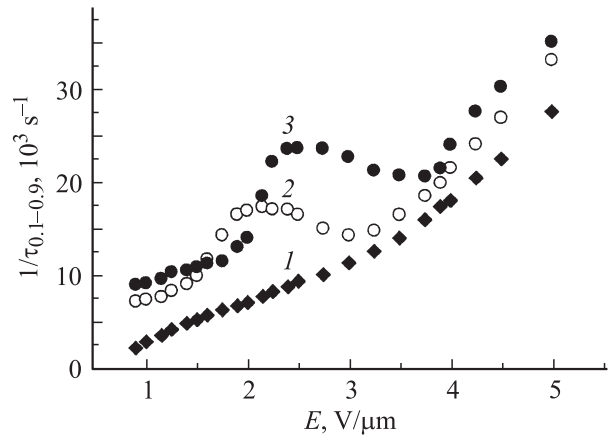


Рис. 4. Полевые зависимости обратного времени электрооптического отклика для СЖК-ячейки без диэлектрических покрытий при различных частотах управляющего напряжения (меандр). $f = 0.15$ (1), 1 (2) и 2.5 kHz (3), $d = 1.3 \mu\text{m}$. Шаг геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$.

поля (рис. 4, кривые 2 и 3), что соответствует трансляционному смещению доменной стенки без изменения ее структуры (см. (5)).

Увеличение напряженности электрического поля приводит к росту скорости движения доменных границ и соответственно резкому росту обратного времени $1/\tau_{0.1-0.9}$, а увеличение частоты изменения электрического поля смещает максимум зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$ в область более высоких значений поля (рис. 4, кривые 2 и 3).

Изменение характера зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$ означает, что воздействие высокочастотного поля нарушает регулярную прецессию вектора \mathbf{P}_S . Это приводит к динамической перестройке структуры доменной стенки, а именно к возбуждению изгибных колебаний. Как следствие, возрастает электрический момент в направлении движения и соответственно скорость движения стенки. Изменение структуры обуславливает инерционные свойства доменной стенки при нестационарном движении, т. е. ее эффективную массу.

4. Динамика движения доменных границ в случае полярных граничных условий

Взаимодействие молекул СЖК с поверхностью препятствует движению доменных границ и вызывает перестройку структуры доменной стенки. В случае полярных граничных условий взаимодействие молекул с поверхностью приводит к возникновению связанных зарядов, а следовательно, и электрического поля, что энергетически невыгодно. Электрическое поле может быть компенсировано перераспределением заряда на границе, что вызывает образование поверхностных доменов, или переориентацией доменных стенок таким образом, что-

бы разность векторов \mathbf{P}_S в соседних доменах не имела составляющей, перпендикулярной стенке [9,10].

Влияние полярной части энергии сцепления (коэффициент $W_P \neq 0$) вызывает поляризацию структуры СЖК, что приводит к деформации (частичной раскрутке) геликоида, и возникновение переходных доменов в отсутствие электрического поля. С другой стороны, согласно соотношению (5), скорость движения доменных границ прямо пропорциональна полярному коэффициенту энергии сцепления W_P .

Как отмечено выше, при экранировании прозрачного токопроводящего покрытия на одной из подложек электрооптической ячейки слоем диэлектрика коэффициент W_P увеличивается практически в 3 раза. В результате этого обратное время $1/\tau_{0.1-0.9}$ электрооптического отклика ячейки возрастает более чем в 3 раза уже при частоте изменения поля порядка 200 Hz (рис. 5).

В случае полярных граничных условий при напряженности электрического поля порядка $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ происходит перестройка структуры доменной стенки (рис. 2, кривая 1). Возбуждение изгибных колебаний (стенка дважды закручивается около $\varphi = \pi/2$) приводит к увеличению площади стенки S и соответственно силы $F = 2P_S E S$ [11], вызывающей ее движение. Как следствие этого, скорость движения доменных границ возрастает.

Уменьшению обратного времени $1/\tau_{0.1-0.9}$ при напряженности электрического поля выше $1.5 \text{ V}/\mu\text{m}$ (рис. 5, кривая 2) соответствует переход к регулярной прецессии вектора \mathbf{P}_S . В этом случае угол φ изменяется непрерывно от 0 до π , что сопровождается уменьшением площади стенки (рис. 2, кривая 2) и обуславливает ее инерционные свойства.

Все приведенные выше результаты получены для электрооптических ячеек с планарной ориентацией

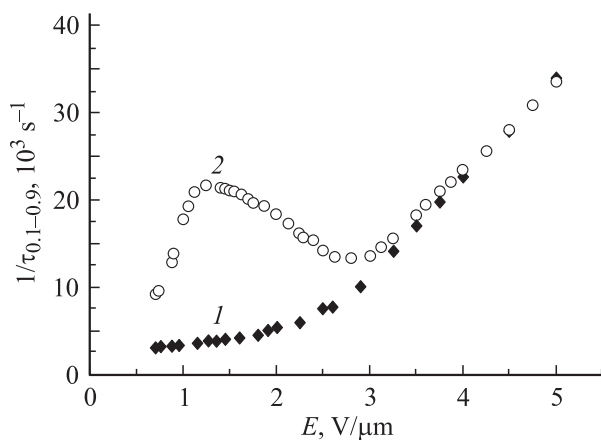


Рис. 5. Полевые зависимости обратного времени электрооптического отклика для СЖК-ячеек толщиной $1.3 \mu\text{m}$ без диэлектрических покрытий (1) и с диэлектрическим покрытием на одной подложке (2). Шаг геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$. Частота управляющего напряжения $f = 200 \text{ Hz}$.

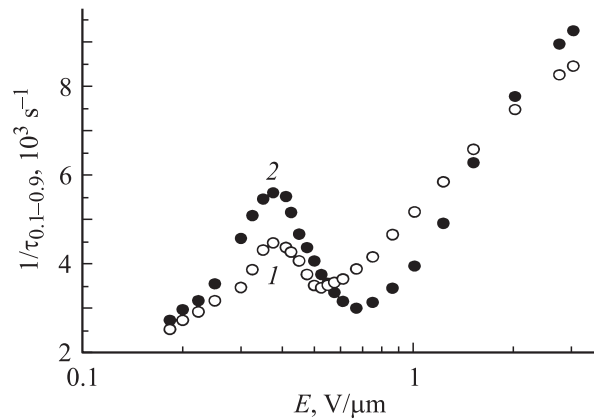


Рис. 6. Полевые зависимости обратного времени электрооптического отклика для СЖК-ячеек толщиной $2 \mu\text{m}$ при гомеотропной ориентации директора. 1 — СЖК с шагом геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 80 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.55 \text{ P}$; 2 — СЖК с шагом геликоида $p_0 \approx 0.5 \mu\text{m}$, $P_S = 150 \text{ nC}/\text{cm}^2$, $\gamma_\varphi = 0.7 \text{ P}$. Частота управляющего напряжения $f = 100 \text{ Hz}$.

директора. При гомеотропной ориентации (поперечный электрооптический эффект) ось геликоида располагается ортогонально подложкам (вдоль координаты X на рис. 1), а электрическое поле прикладывается параллельно смектическим слоям (вдоль координаты Z) с помощью встречно-штыревой системы электродов, расположенной на одной из подложек (на второй подложке какие-либо покрытия отсутствуют). В этом случае полярный коэффициент энергии сцепления $W_P = 0.03 \text{ erg}/\text{cm}^2$, а квадратичный коэффициент энергии сцепления $W_Q = 0.013 \text{ erg}/\text{cm}^2$ (для сравнения при планарной ориентации $W_Q = 0.05 \text{ erg}/\text{cm}^2$).

Следствием слабого взаимодействия молекул СЖК с поверхностью и полярных граничных условий является уменьшение частоты и напряженности электрического поля, при воздействии которого начинается процесс переориентации директора за счет движения доменных границ. Так, максимум зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$ появляется при частоте изменения поля 100 Hz и напряженности порядка $0.4 \text{ V}/\mu\text{m}$ (рис. 6).

Увеличение спонтанной поляризации при неизменном шаге геликоида СЖК приводит к возрастанию обратного времени электрооптического отклика на нелинейном участке зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$. При этом напряженность поля, соответствующая максимуму зависимости $1/\tau_{0.1-0.9}(E)$, не изменяется (рис. 6).

5. Заключение

В работе рассмотрен процесс переориентации директора СЖК в переменном электрическом поле при условии, что взаимодействие молекул СЖК с поверхностью вызывает деформацию (частичную раскрутку) геликоидальной структуры, а переориентация происходит за счет движения доменных границ.

Теоретически рассмотрено влияние полярной части энергии сцепления молекул СЖК с поверхностью на скорость движения доменных границ и форму 180° доменной стенки.

Впервые экспериментально показано, что скорость движения доменных границ зависит от частоты изменения электрического поля, граничных условий и спонтанной поляризации СЖК. Рассмотрен характер процесса переориентации директора СЖК под действием переменного электрического поля в зависимости от того, какой из двух диссипативных коэффициентов (вращательная или сдвиговая вязкость) преобладает. Показано, что реполяризация (переориентация директора) СЖК может происходить как сразу во всем объеме, так и путем движения ориентационных перегибов (солитонов). В последнем случае, когда время переориентации директора СЖК определяется сдвиговой вязкостью, имеет место сильная частотная зависимость времени электрооптического отклика при любой напряженности электрического поля.

Рассмотрено влияние взаимодействия молекул СЖК с поверхностью на скорость движения доменных границ при планарной и гомеотропной ориентации директора. Следствием слабого взаимодействия молекул с поверхностью является уменьшение частоты и напряженности электрического поля, при котором начинается процесс переориентации директора за счет движения доменных границ.

Экспериментально показано, что увеличение частоты изменения поля или полярной части энергии сцепления и спонтанной поляризации СЖК при неизменной частоте приводит к росту скорости движения доменных границ. Как следствие этого, время электрооптического отклика СЖК в слабых электрических полях (от 0.4 до $2 \text{ V}/\mu\text{m}$) уменьшается более чем в 3 раза.

Полученные результаты имеют практическое значение. Как известно, в жидкокристаллических дисплеях с активной матрицей тонкопленочных транзисторов электрическое напряжение, прикладываемое к слою нематического жидкого кристалла, не превышает несколько вольт, при этом время электрооптического отклика составляет несколько миллисекунд. В рассмотренном случае при толщине слоя СЖК порядка $1.3 \mu\text{m}$ и напряженности поля $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ время электрооптического отклика составляет всего $50\text{--}70 \mu\text{s}$ (рис. 5, кривая 2), что почти на два порядка меньше, чем у нематических ЖК.

Авторы выражают признательность С.А. Шевченко за помощь в проведении измерений и благодарят РФФИ РАН за поддержку работы.

Список литературы

- [1] А.Л. Андреев, Ю.П. Бобылев, И.Н. Компанец, Е.П. Пожидаев, Т.Б. Федосенкова, В.М. Шошин, Ю.П. Шумкина. Опт. журн. **72**, 9, 58 (2005).
- [2] N.A. Clark, S.T. Lagerwall. Appl. Phys. Lett. **36**, 899 (1980).

- [3] A. Andreev, I. Kompanets, E. Pozhidaev, A. Zerrouk. Proc. SPIE **4511**, 82 (2001).
- [4] V.G. Chigrinov. Liquid crystal devices: physics and applications. Artech House, London (1999). P. 119.
- [5] А.М. Косевич, А.С. Ковалев. Введение в нелинейную физическую механику. Наук. думка, Киев (1988). С. 150.
- [6] A. Andreev, E. Pozhidaev, T. Fedosenkova, I. Kompanets, Yu. Shumkina. Proc. SPIE **6637**, 74 (2007).
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). С. 188.
- [8] M.A. Handschy, N.A. Clark, S.T. Lagerwall. Phys. Rev. Lett. **51**, 471 (1983).
- [9] J.E. Maclennan, N.A. Clark, M.A. Handschy. Solitons in liquid crystals / Eds L. Lam, J. Prost. Springer, N.Y. (1999). P. 151.
- [10] I. Abdulhalim, G. Moddel, N.A. Clark. J. Appl. Phys. **76**, 2, 820 (1994).
- [11] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977). С. 36.