

# Особенности переключения и электрооптика сегнетоэлектрических жидких кристаллов

© С.П. Палто

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,  
Москва, Россия

E-mail: palto@online.ru

Рассматриваются полярные эффекты в сегнетоэлектрических жидких кристаллах. Обсуждаются физические основы бистабильного и безгистерезисного электрооптического переключения. Приводится простая физическая модель и способ управления для получения высокочастотного безгистерезисного переключения.

Работа поддержана в рамках программы Отделения физических наук РАН „Новые материалы и структуры“.

PACS: 77.80.Fm, 77.84.Nh

## 1. Введение

Многие идеи, относящиеся к полярным эффектам в жидких кристаллах (ЖК), были высказаны Мейром еще в 1969 г. [1]. Развитие этих идей привело к пониманию того, что полярные свойства могут проявляться в так называемой смектической хиральной  $C^*$ -фазе. Для получения этой фазы необходимо понижение симметрии наклонной смектической  $C$ -фазы до хирального  $C^*$ -состояния, когда плоскость наклона молекул в смектических слоях перестает быть плоскостью зеркальной симметрии. Именно в этом случае возможно возникновение поляризации в направлении, перпендикулярном плоскости наклона молекул в смектических слоях. Плодотворность идеи Мейера была продемонстрирована экспериментально [2], что явилось началом эпохи изучения сегнетоэлектричества в жидких кристаллах [3–11].

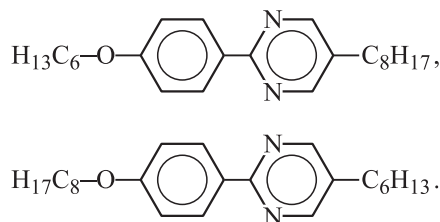
В настоящее время полярное состояние открыто и для других жидкокристаллических фаз, образуемых так называемыми „банановидными“ молекулами [12,13]. Тем не менее в случае „банановидных“ молекул получение хорошо ориентированных (монокристаллических пленок) представляет определенные трудности. Поэтому сегнетоэлектрические ЖК в  $C^*$ -фазе остаются наиболее привлекательными как для практического приложения, так и для выяснения физических механизмов, лежащих в основе множества электрооптических эффектов.

В настоящей работе не ставится цель дать исчерпывающий обзор работ по исследованиям сегнетоэлектричества в жидких кристаллах. Основная задача — это иллюстрация физических принципов, лежащих в основе электрооптических эффектов в сегнетоэлектрических ЖК. Здесь кратко рассматриваются причины возникновения полярного состояния, исходя из симметрии жидкокристаллической  $C^*$ -фазы. Более подробно обсуждаются особенности эффектов бистабильного и безгистерезисного переключения, а также их оптическое проявление. В последние годы эффект безгистерезисного переключения привлекает особое внимание в связи с перспективами его применения в дисплейных

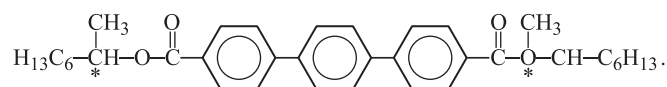
технологиях. Однако физические механизмы, лежащие в основе данного явления, остаются предметом интенсивных дискуссий [14]. На наш взгляд, важную роль в понимании физических механизмов эффектов играет численное моделирование, основанное на решении наиболее полных уравнений, описывающих вращательную динамику молекул и оптику слоев ЖК с учетом влияния дополнительных пленок, применяемых для ориентации ЖК [14–17]. Основы численного моделирования, а также ряд результатов, полученных этим методом, кратко представлены в настоящей работе.

## 2. Эксперимент

Для образования жидкокристаллических фаз используются анизотропные молекулы, имеющие палочкообразную или дискообразную форму. Сегнетоэлектрические ЖК-композиции могут быть получены, например, на основе ахиральных (не хиральных) бифенилов и пиримидинов [10]. Результаты настоящей работы получены для сегнетоэлектрического ЖК, состоящего из различных гомологов пиримидинов



При этом полярная хиральная фаза создается добавлением оптически активного вещества со структурной формулой следующего вида:



Жидкокристаллическая смесь ЖКСМ-1005 на основе представленных химических соединений была изготовлена Барником (ИК РАН). ЖКСМ-1005 имеет температурный диапазон  $C^*$ -фазы от  $T = 0^\circ$  до  $T = 53.5^\circ\text{C}$ , а также следующие параметры при  $T = 20^\circ\text{C}$ : спонтанная поляризация  $P_s = 98 \text{ nC/cm}^2$ , вращательная вязкость  $\gamma_\varphi = 0.11 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ , оптическая анизотропия  $\Delta n = 0.16$ ,  $\Theta = 23^\circ$ .

### 3. Физические основы полярного состояния

На рис. 1 показано схематическое изображение слоистой  $C^*$ -фазы. В данном примере система координат выбрана так, что молекулярные смектические слои параллельны плоскости  $xy$ , а плоскость наклона молекул в верхнем на рисунке слое совпадает с плоскостью  $xz$ . В общем случае плоскость наклона молекул определяется двумя принадлежащими ей векторами: нормалью к смектическому слою  $\mathbf{k}$  и единичным вектором  $\mathbf{n}$  — директором, задающим направление ориентации молекулярных осей в слое. Одним из фундаментальных свойств нематических ЖК является преобразование симметрии  $\mathbf{n} \rightarrow -\mathbf{n}$ . Считается, что свойство эквивалентности  $\mathbf{n}$  и  $-\mathbf{n}$ -направлений сохраняется и для смектических фаз [11]. Удовлетворить это свойство эквивалентности можно, лишь если запретить возникновение поляризации в самой плоскости наклона  $\mathbf{kn}$ . В случае ахиральной смектической  $C$ -фазы плоскость  $\mathbf{kn}$  является также и плоскостью зеркальной симметрии, поэтому возникновение поляризации запрещено и в перпендикулярном к плоскости  $\mathbf{kn}$  направлении. Именно в силу этих особенностей смектическая  $C$ -фаза не может быть полярной. Однако ситуация принципиально меняется для хиральной  $C^*$ -фазы, где плоскость  $\mathbf{kn}$  уже не является плоскостью зеркальной симметрии. Отсутствие зеркальной симметрии допускает возникновение поляризации  $\mathbf{P}$  в направлении, перпендикулярном векторам  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{n}$ , т.е.  $\mathbf{P} \sim \mathbf{k} \times \mathbf{n}$ .

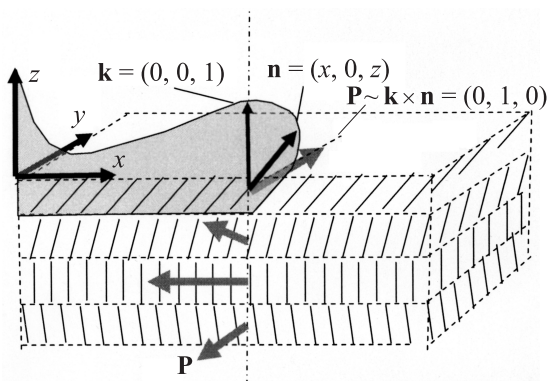


Рис. 1. Схематическое изображение смектических слоев в хиральной  $C^*$ -фазе. Вектор поляризации  $\mathbf{P}$  перпендикулярен плоскости наклона молекул, образуемой нормалью к слоям  $\mathbf{k}$  и директором  $\mathbf{n}$ .

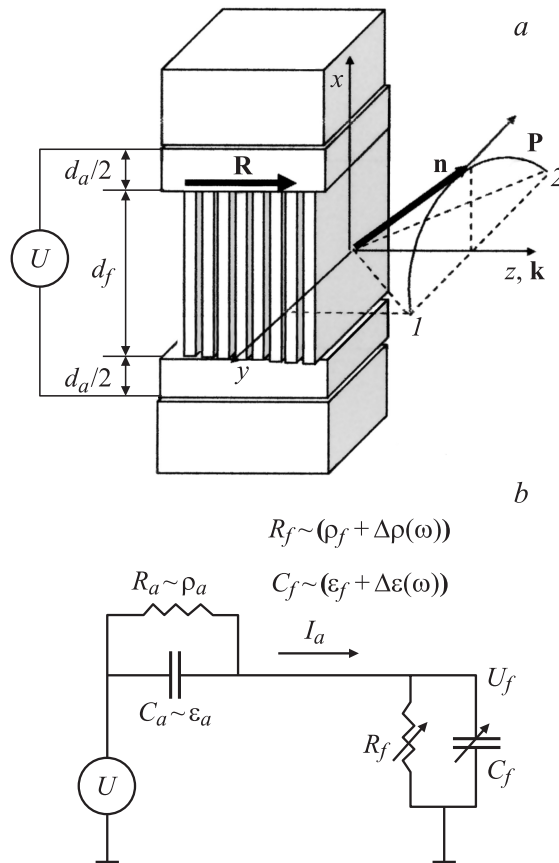


Рис. 2. Жидкокристаллическая ячейка (a) и ее эквивалентная электрическая схема (b).

Хиральность  $C^*$ -фазы приводит к тому, что в неограниченном объеме пространственное распределение директора образует геликоид с осью вдоль нормали к смектическим слоям (рис. 1). Оси молекул в соседних слоях взаимно развернуты вокруг нормали на некоторый угол, определяемый шагом геликоида. На расстоянии в половину шага геликоида вдоль нормали к слоям локальный вектор поляризации испытывает поворот вокруг нормали  $\mathbf{k}$  на угол  $180^\circ$ . Такое закрученное распределение поля директора приводит к тому, что в объемных образцах с характерными размерами много больше шага геликоида значение результирующей поляризации близко к нулю.

Принципиально иная ситуация возникает, если наложить пространственные ограничения на объем, занимаемый ЖК, задав определенные граничные условия. Так, на рис. 2 показан пример, когда слой хирального ЖК толщиной  $d_f$  помещен между двумя твердыми подложками. При этом внутренние поверхности подложек, граничащие с ЖК, обработаны специальным образом, чтобы обеспечить выделенное направление  $\mathbf{R}$  для ориентации директора. На практике это достигается нанесением на подложки тонких ( $d_a \sim 50 \text{ nm}$ ) полиимидных пленок и последующим натиранием их в направлении  $\mathbf{R}$ . Таким способом удастся получить

макроскопически ориентированный слой ЖК, в котором нормаль к смектическим слоям параллельна поверхностям подложек ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{R} \parallel z$ ). Если на граничных поверхностях обеспечивается достаточно сильное сцепление молекул с ориентирующими полиимидными пленками, то при малых толщинах  $d_f$  слоя ЖК геликоид оказывается раскрученным. В таком слое распределение поля директора почти однородное, а результирующая поляризация становится отличной от нуля. Благодаря фиксированному наклону молекул в смектических слоях директор  $\mathbf{n}$  может почти свободно вращаться вокруг нормали  $\mathbf{k}$  лишь по конической поверхности, задаваемой образующей с углом, определяемым наклоном молекул в смектических слоях. Эта „свобода“ вращения ограничена лишь вязкостью ЖК и видом потенциала поверхностного сцепления у границ пленки. Далее мы коснемся условий для вида потенциала поверхностного сцепления, когда из непрерывного множества состояний директора на конической поверхности наиболее выгодным оказываются лишь крайние состояния, отмеченные на рис. 2, *a* как 1 и 2. В этих состояниях директор параллелен поверхностям подложек (плоскость  $yz$ ), а вектор поляризации направлен перпендикулярно подложкам — параллельно оси  $x$ . Очевидно, что благодаря жесткой связи между поляризацией и директором, прикладывая электрическое поле, параллельное оси  $x$ , можно переключать ориентацию директора между состояниями 1 и 2. В этих крайних состояниях директора вектор поляризации параллелен электрическому полю. Если состояния 1 и 2 соответствуют минимуму потенциала поверхностного сцепления, то они являются устойчивыми и при выключении внешнего электрического поля. Во внешнем электрическом поле переключение директора ЖК проявляется как сегнетоэлектрическое переключение поляризации с соответствующей петлей гистерезиса. В статическом пределе ширина петли гистерезиса определяется потенциальным барьером между состояниями 1 и 2, задаваемым потенциалом поверхностного сцепления. Из сказанного выше понятно, что гистерезис не определяется внутренними свойствами  $C^*$ -фазы. В отличие от множества твердых кристаллов, являющихся собственными сегнетоэлектриками, спонтанная поляризация в данном случае не является параметром порядка при фазовом переходе в  $C^*$ -фазу, а статический гистерезис переключения поляризации обусловлен исключительно внешними факторами, определяющими сцепление молекул ЖК с граничными поверхностями. Внешние факторы оказывают также существенное влияние и на динамику переключения поляризации. Например, диэлектрические свойства дополнительных пленок, используемых для ориентации ЖК, существенно влияют на характер гистерезиса сегнетоэлектрического переключения и устойчивость одного из переключаемых состояний при импульсном переключении внешнего напряжения [15].

#### 4. Основы математической модели

Система уравнений, положенная в основу математической модели, должна быть достаточно универсальной и содержать минимум упрощений, следующих из фазового состояния или структуры ЖК. Необходимо также максимально учитывать специфику реальных образцов и условий наблюдения.

В нашем конкретном случае требуется решение двух принципиальных задач.

Во-первых, необходимо решить динамическую задачу об изменении распределения поля директора в слое ЖК во внешнем электрическом поле. При этом наряду с нахождением распределения поля директора отдельную значимость приобретает решение проблемы пространственного распределения электрического поля по толщине пленки ЖК, когда электрическое напряжение приложено не непосредственно к слою жидкого кристалла, а к электродам, которые отделены дополнительными диэлектрическими слоями. С уравнениями динамики в развернутом виде, удобном для численного решения, можно познакомиться в [17]. Здесь же мы приводим их в наиболее общей форме, обращая внимание лишь на те члены, которые важны для понимания основ обсуждаемых электрооптических эффектов.

Во-вторых, требуется решение оптической задачи в условиях, когда имеется система не только оптически анизотропных, но и пространственно неоднородных слоев. На наш взгляд, наиболее аккуратный подход к разрешению данной проблемы может быть основан лишь на решении уравнений Максвелла. Детально математический алгоритм решения этой оптической задачи рассмотрен в [18].

В наиболее общем случае трехмерно-неоднородного распределения поля директора  $\mathbf{n} \equiv \mathbf{n}(\mathbf{r}) = (n_x(x, y, z), n_y(x, y, z), n_z(x, y, z))$  в слое толщиной  $d_f$  вращательная динамика определяется следующим уравнением:

$$\gamma_{ij} \frac{dn_j}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial n_i} + \frac{\partial}{\partial r_j} \left( \frac{\partial F}{\partial (\partial n_i / \partial r_j)} \right) + \lambda n_i, \quad (1)$$

где предполагается суммирование членов с повторяющимися индексами,  $\gamma_{ij}$  — элементы тензора вращательной вязкости;  $i, j \in \{x, y, z\}$ ;  $\lambda$  — множитель Лагранжа, а  $F$  — плотность свободной энергии

$$F = \frac{1}{2} [K_1(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + q_2)^2 + K_3(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n} - \mathbf{b})^2 + K_4(\cos \Theta - \mathbf{n} \cdot \mathbf{k})^2] + \delta(x)W_1|_{x=0} + \delta(x - d_f)W_2|_{x=d} + \frac{(\mathbf{D} - P_0(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})(\mathbf{k} \times \mathbf{n})) \cdot \mathbf{E}}{2}. \quad (2)$$

В (2) модули  $K_{1-4}$  соответствуют различным типам упругой деформации поля директора,  $W_{1,2}$  — соответственно энергия поверхностного сцепления директора

ЖК на первой ( $x = 0$ ) и второй ( $x = d_f$ ) границах слоя ЖК ( $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака),  $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(x, y, z)$  и  $\mathbf{D} \equiv \mathbf{D}(x, y, z)$  — соответственно электрическое поле и электрическая индукция. В условиях статического равновесия правая часть (1) равна нулю, и (1) переходит в уравнение Эйлера–Лагранжа. В динамике упругие моменты сил сбалансированы моментами сил трения (левый член в (1)). Член с множителем Лагранжа возникает в силу единичности директора ( $|\mathbf{n}| = 1$ ).

Модули  $K_1, K_2, K_3$  соответствуют поперечному изгибу, кручению и продольному изгибу. Это принципиальные модули, которые характеризуют упругие свойства нематических ЖК [19]. Модуль  $K_4$  относится исключительно к смектическим ЖК [17]. Он характеризует сжимаемость смектических слоев. Значение этого модуля может достигать десятков МПа, и именно высокие значения упругой энергии, связанные с низкой сжимаемостью смектических слоев, ограничивают движение директора конической поверхностью, задаваемой углом наклона молекул  $\Theta$  по отношению к нормали смектических слоев. Отметим, что в отличие от хиральных нематиков, где спонтанное образование геликоидального распределения директора связано со значением  $q_0$ , определяющим значение естественного шага спирали  $2\pi/q_0$ , в случае хиральных смектиков геликоидальность может возникать и за счет спонтанной деформации типа продольного изгиба, задаваемой вектором  $\mathbf{b}$  [19].

Что касается тензора вязкости, то в главной системе координат, где две координатные оси определяются соответственно кристаллографической осью  $C_2$  (нормаль к плоскости наклона молекул) и директором  $\mathbf{n}$ , можно выделить два принципиальных значения:  $\gamma_1 = \gamma_3$  и  $\gamma_2$  [17]. При этом  $\gamma_1 = \gamma_3$  характеризует вязкость при вращении директора в плоскости наклона, а  $\gamma_2$  — в перпендикулярном к плоскости наклона направлении (вдоль касательной к круговому сечению конической поверхности, т. е. параллельно локальному вектору поляризации). Для геометрии, показанной на рис. 2, компонента  $\gamma_2$  связана с экспериментально наблюдаемой эффективной вращательной вязкостью  $\gamma_\varphi = \gamma_2 \sin^2 \Theta$ .

Последний член в (2) определяет энергию электрического поля, задаваемого внешними зарядами. Разница между индукцией  $\mathbf{D}$  и поляризацией  $\mathbf{P} = P_0(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})(\mathbf{k} \times \mathbf{n})$  обуславливает индуцированную часть индукции  $\epsilon \mathbf{E}$ . При отсутствии деформации поля директора значение  $\mathbf{P}$  равно спонтанной поляризации  $P_s = P_0 \sin(2\Theta)/2$ . Вычисление пространственного распределения электрического поля зачастую требует много времени, и определение электрического вклада в терминах индукции позволяет существенно повысить скорость вычислений.

## 5. Бистабильное переключение

В бистабильном переключении сегнетоэлектрических ЖК важную роль играет энергия  $W$  поверхностного сцепления молекул (директора) ЖК с ориентирующими

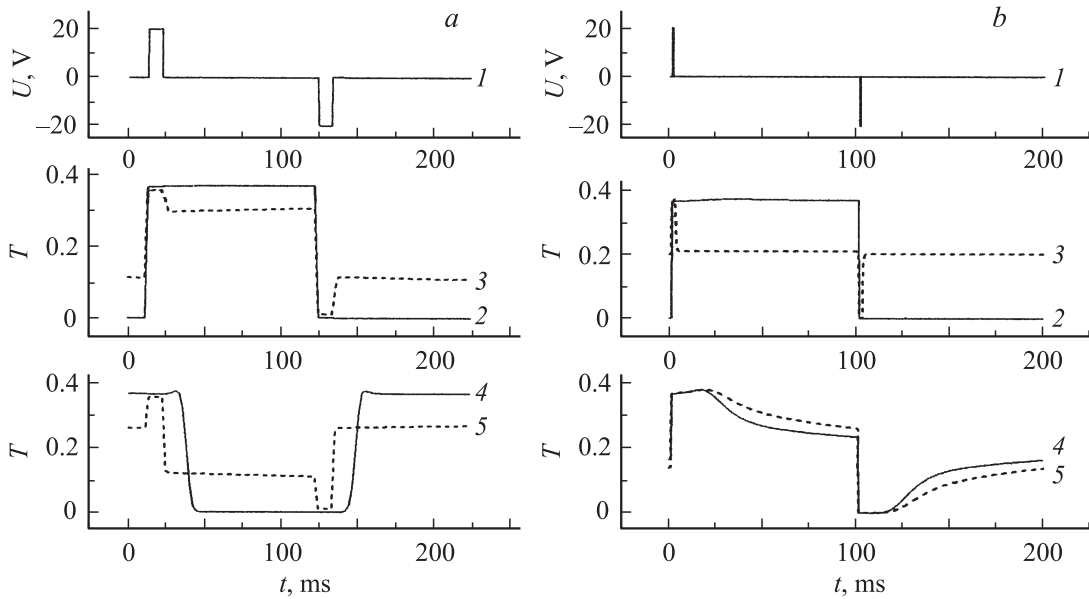
поверхностями. Для описания сцепления принципиальным является понятие „легкой оси“ — выделенного направления  $z'$ , задающего ориентацию директора у поверхности при отсутствии внешних воздействий на поле директора в объеме. Энергия сцепления определяется физической работой, которую надо совершить над директором, чтобы отклонить его на некоторый угол от направления легкой оси. Если легкая ось не совпадает с нормалью  $x$  к ориентирующей поверхности, то можно определить единственную плоскость, которой принадлежит как нормаль, так и легкая ось. В общем случае энергия, затрачиваемая на отклонение директора от легкой оси в этой плоскости, не обязана совпадать с соответствующей энергией при отклонении директора в перпендикулярной плоскости. Это и является аргументом в пользу тензорного представления энергии сцепления [17]. В нашем частном случае (рис. 2) легкая ось  $z'$  совпадает с направлением  $z$ , которое параллельно плоскости подложек, и энергия сцепления может быть представлена в простом виде

$$W = W_a n_y^2 + W_z n_x^2, \quad (3)$$

где амплитудные коэффициенты  $W_a$  и  $W_z$  характеризуют соответственно азимутальное и зенитальное сцепление. При большом значении модуля  $K_4$  директор может двигаться лишь по конической поверхности, и из (3) следует, что энергия сцепления принимает экстремальные значения  $W_a \sin^2 \Theta$  и  $W_z \sin^2 \Theta$ , когда директор соответственно параллелен  $yz$ - или  $xz$ -плоскости. Если  $W_a < W_z$ , то состояния 1 и 2 (рис. 2), в которых директор параллелен плоскости подложек  $yz$ , энергетически предпочтительнее состояний с  $n_y = 0$ , когда директор параллелен вертикальной плоскости  $xz$ . Соотношение  $W_a < W_z$  и есть необходимое условие бистабильности. В приближении однородного распределения поля директора по толщине слоя коэрцитивное поле  $E_c$  определяется из равенства энергии электрического поля  $E_c P_s d_f$  энергетическому барьеру  $(W_z - W_a) \sin^2 \Theta$

$$E_c = \frac{(W_z - W_a)}{P_s d_f} \sin^2 \Theta. \quad (4)$$

Следует отметить, что условие  $W_a < W_z$  гарантирует бистабильность лишь в статике и в идеализированной ситуации, когда источник внешнего напряжения подключен непосредственно к слою ЖК. В реальности между электродами и ЖК всегда существуют ориентирующие диэлектрические покрытия общей толщиной  $d_a$ . Эти покрытия обладают электрической емкостью (см. эквивалентную схему на рис. 2), которая последовательно соединена с динамически изменяемым импедансом жидкокристаллического слоя. При импульсном переключении эта емкость периодически перезаряжается. Соответствующий накопленный заряд может провоцировать нестабильность состояния 1 и 2. Детальный анализ эквивалентной схемы в условиях однородного распределения директора и результатов численного моделирования с



**Рис. 3.** Результаты численного моделирования электрооптического переключения оптического пропускания  $T$ . *a*) 1 — длительность переключающего импульса напряжения  $U \sim 10$  ms; 2 — выполнены статическое и динамическое (см. неравенство (5)) условия бистабильности, нарушено условие (6) для инверсной бистабильности ( $W_a = 0.01 \text{ мДж} \cdot \text{м}^{-2}$ ,  $W_z = 0.1 \text{ мДж} \cdot \text{м}^{-2}$ ,  $P_s = 10 \text{ нКл} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $d_a = 0.02 \text{ мкм}$ ,  $d_f = 1.8 \text{ мкм}$ ,  $\epsilon_a = 3$ ,  $\epsilon_f = 4$ ,  $\rho_a = \rho_f = 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ); 3 — нарушено динамическое условие бистабильности ( $P_s = 100 \text{ нКл} \cdot \text{см}^{-2}$ ); 4 — выполнено условие для инверсной бистабильности ( $\rho_a = 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $\rho_f = 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ); 5 — выполнено условие для инверсной бистабильности и нарушено динамическое условие бистабильности ( $\rho_a = 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $\rho_f = 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $P_s = 100 \text{ нКл} \cdot \text{см}^{-2}$ ); *b*) 1 — длительность переключаемого импульса 1 ms; 2 — выполнено условие для инверсной бистабильности ( $\rho_a = 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $\rho_f = 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ); 3 — выполнено условие для инверсной бистабильности ( $\rho_a = 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $\rho_f = 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ ) и нарушено динамическое условие бистабильности ( $P_s = 100 \text{ нКл} \cdot \text{см}^{-2}$ ); 4 — выполнено условие для инверсной бистабильности, нарушено статическое условие бистабильности ( $W_a = W_z = 0.1 \text{ мДж} \cdot \text{м}^{-2}$ ) и условие инверсной бистабильности. Везде использовались следующие параметры ЖК:  $K_1 = K_2 = K_3 = 10 \text{ ПН}$ ,  $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.5 \text{ Па} \cdot \text{с}$ ,  $\theta = 22.5^\circ$ , оптическая анизотропия  $\Delta n = 0.15$ , длина волны  $\lambda = 450 \text{ нм}$ ; если специально не оговорено, то неуказанные параметры соответствуют значениям, приведенным для кривой 2 на части *a*.

учетом неоднородности распределения поля директора позволяет сформулировать важные критерии для бистабильного переключения в условиях импульсного внешнего напряжения [15]. В частности, в [15] найдено, что если проводимостью ЖК и ориентирующих слоев можно пренебречь (что реализуется при длительности управляющих импульсов, много меньшей наименьшего максвелловского времени релаксации в системе слоев диэлектрика и ЖК), то статическое условие бистабильности  $W_a < W_z$  модифицируется в неравенство

$$W_a < W_z - \frac{d_a d_f}{\epsilon_0(\epsilon_f d_a + \epsilon_a d_f)} \frac{P_s^2}{\sin^2 \Theta}, \quad (5)$$

где  $\epsilon_0 \cong 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ ,  $\epsilon_a, \epsilon_f = \epsilon_\perp$  — соответственно относительные диэлектрические проницаемости ориентирующих слоев и ЖК (в данном случае речь идет о главном значении  $\epsilon_\perp$  — проницаемости в направлении, перпендикулярном директору).

Если длительность управляющих импульсов сравнима или превышает характерные времена релаксации свободного заряда, то возникает дополнительное требование к соотношению между максвелловскими временами релак-

сации. В этом случае можно наблюдать так называемую „инверсную“ бистабильность, когда после выключения внешнего импульса напряжения директор переходит в состояние с противоположным направлением поляризации. Необходимым условием инверсной бистабильности является следующее соотношение между максвелловскими временами релаксации [15]:

$$\epsilon_f \rho_f < \epsilon_a \rho_a, \quad (6)$$

где  $\rho_f, \rho_a$  — удельные сопротивления соответственно для ЖК и ориентирующего диэлектрика.

Условие (6) является необходимым, но не достаточным для наблюдения инверсной бистабильности. Если (6) выполнено, то инверсия состояния поляризации происходит при условии (5) и длительности управляющего импульса

$$t_p > \tau = \frac{\epsilon_0 \rho_a \rho_f (\epsilon_a d_f + \epsilon_f d_a)}{\rho_a d_a + \rho_f d_f},$$

если

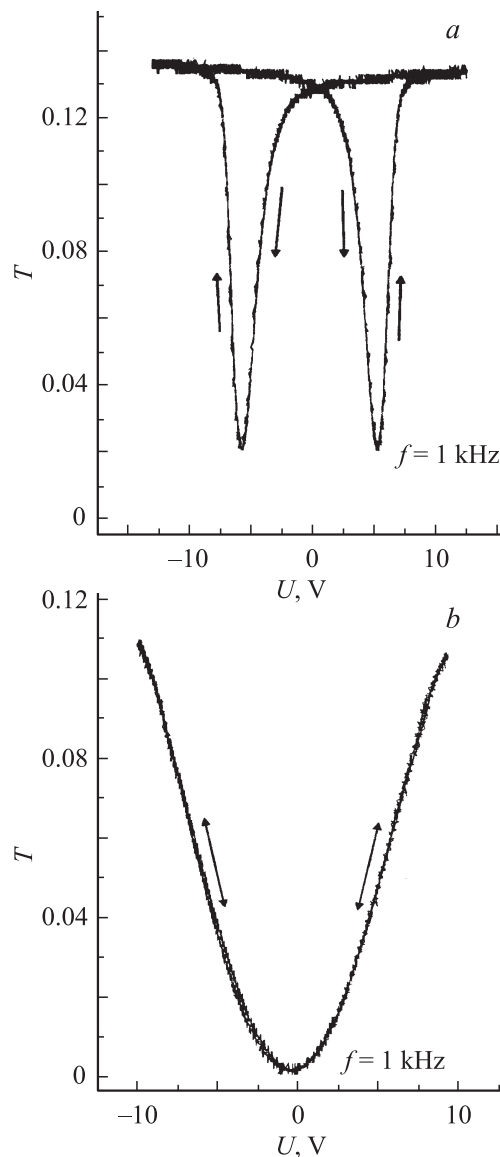
$$\frac{\gamma_\phi d_f}{P_s U [(1 + \epsilon_f d_a / (\epsilon_a d_f))^{-1} - (1 + \rho_a d_a / (\rho_f d_f))^{-1}]} \ll \tau. \quad (7)$$

Смысл (7) заключается в том, что поле обратного знака, которое возникает на слое ЖК после резкого изменения внешнего напряжения от значения  $U$  до нуля, должно релаксировать существенно медленнее времени, необходимого для переключения директора между состояниями 1 и 2. Инверсная бистабильность нежелательна, и один из способов ее избежать заключается в сокращении длительности переключающего импульса  $t_p$ .

Все указанное выше в отношении бистабильного переключения иллюстрируется результатами численного моделирования (рис. 3). На рисунке приведены различные ситуации, когда выполняются или нарушаются условия динамической, инверсной или статической бистабильности. В данном случае показаны электрооптические отклики (изменение пропускания) системы, состоящей из жидкокристаллической ячейки, помещенной между скрещенными поляроидами. При этом ось пропускания одного из поляроидов совпадает с направлением директора в состоянии 1 (рис. 2). Так как оптическая ось слоя ЖК совпадает с направлением директора, то в состоянии 1 слой ЖК не изменяет состояние поляризации света, и прошедший через первый поляризатор свет блокируется вторым поляризатором (анализатором). В состоянии 2 оптическая ось слоя ЖК ориентирована по отношению к оси поляризатора под углом  $2\Theta \cong 45^\circ$ . Поэтому, так как толщина и оптическая анизотропия слоя ЖК соответствует почти полуволновой оптической задержке, слой ЖК изменяет плоскость поляризации света на  $90^\circ$ , и оптическая система максимально прозрачна. В условиях нормального бистабильного переключения (кривая 2 на рис. 3, *a, b*) оптическое состояние системы сохраняется после того, как импульс напряжения выключен. Кривая 4 (рис. 3, *a*) иллюстрирует инверсную бистабильность, возникающую при условии (6) и достаточной длительности (необходимой для зарядки емкости ориентирующего диэлектрика) управляющего импульса. Если выполнено динамическое условие (5), то даже при выполнении неблагоприятного для бистабильности условия (6) удастся получить нормальное переключение (избегав инверсного переключения) с помощью уменьшения длительности переключающего импульса (кривая 2 на рис. 3, *b*). Однако, если при этом динамическое условие нарушено, то бистабильное переключение исчезает (кривая 3 на рис. 3, *b*). Бистабильное переключение оказывается также невозможным, если нарушено статическое условие бистабильности (кривые 4 и 5 на рис. 3, *b*).

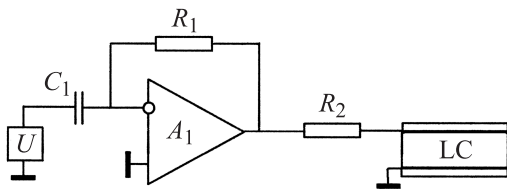
## 6. Безгистерезисное переключение

Пусть ячейка, показанная на рис. 2, помещена между скрещенными поляроидами так, что направление нормали к смектическим слоям ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{R}$ ) совпадает с осью одного из поляризаторов. Если к ячейке прикладывать внешнее напряжение треугольной формы с частотой около сотни герц или выше, то типичная зависимость пропускания



**Рис. 4.** Экспериментальная зависимость пропускания от мгновенного значения внешнего напряжения треугольной формы на частоте 1 kHz. *a* — внешнее напряжение приложено непосредственно к электродам ячейки; *b* — внешнее напряжение приложено к входу управляющей схемы (рис. 5). Использовалась ячейка с жидким кристаллом ЖКСМ-1005 толщиной  $2.2 \mu\text{m}$ .

от мгновенного напряжения будет иметь гистерезис (рис. 4, *a*). Наличие этого гистерезиса существенно ограничивает применение сегнетоэлектрических ЖК в дисплейных технологиях, так как не позволяет управлять шкалой серости при отображении графической информации. Поэтому сообщение в [20] о наблюдении безгистерезисного переключения явилось „революционным“. Это явление получило название „V-эффект“ (*V-shape effect*), так как упомянутая зависимость пропускания от напряжения в условиях отсутствия гистерезиса напоминает латинскую букву „V“ (рис. 4, *b*). Следует отметить, что гистерезис отсутствовал только на очень низкой (ме-



**Рис. 5.** Схема управления для сегнетоэлектрического жидкого кристалла (LC), обеспечивающая безгистерезисное электрооптическое переключение (рис. 4, b).

нее 10 Hz) характеристической частоте. Наблюдаемый эффект отнесли к специфическим свойствам ЖК, и были предложены различные физические механизмы [21–23]. Позже, однако, было обнаружено, что аналогичное безгистерезисное переключение можно наблюдать и в классических сегнетоэлектрических ЖК. Для этого достаточно к ячейке ЖК последовательно подключить внешнюю электрическую емкость или увеличить толщину ориентирующего диэлектрического слоя [14,17]. Изменяя толщину ориентирующего диэлектрика, оказалось возможным управлять частотой безгистерезисного переключения [16], достигая рекордных частот около 100 Hz.

Проведенное численное моделирование [14,16,17] позволило полностью объяснить наблюдаемое явление без привлечения специфических свойств ЖК. Более того, на основе результатов моделирования оказалось возможным предложить упрощенную физическую модель и специальную схему управления (рис. 5) для получения безгистерезисного переключения и управления шкалой серости на рекордно высоких частотах, превышающих 100 Hz. В настоящей работе эта схема и результаты ее использования (рис. 4, b) публикуются впервые, хотя принципиальные моменты уже докладывались ранее [24]. Физический механизм безгистерезисного переключения можно понять из принципа работы данной схемы. На операционном усилителе  $A_1$  собрано дифференцирующее звено, так что входное (внешнее) напряжение  $U$  подвергается операции дифференцирования, и на выходе  $A_1$  получаем напряжение

$$U_1 = R_1 C_1 \frac{dU}{dt}. \quad (8)$$

Далее к выходу  $A_1$  подключается преобразователь напряжения в ток  $I$ . В простейшем случае это может быть высокоомный резистор с сопротивлением  $R_2$ , значительно превышающим импеданс жидкокристаллической ячейки. Таким образом, во внешней цепи будет протекать ток

$$I \cong \frac{U_1}{R_2} = C_1 \frac{R_1}{R_2} \frac{dU}{dt}. \quad (9)$$

Однако в условиях переключения достаточно большой поляризации протекающий ток  $I$  главным образом определяется производной по времени от  $x$ -компоненты

вектора поляризации  $dP_x/dt$ , т. е.

$$\frac{dP_x}{dt} \cong C_1 \frac{R_1}{R_2} \frac{dU}{dt} \quad \text{или} \quad P_x(t) = \alpha U(t) + \text{const}, \quad (10)$$

где  $\alpha = C_1 R_1 / R_2$ . Таким образом,  $x$ -компонента поляризации, а следовательно, и состояние директора на конической поверхности (рис. 2) определяются исключительно мгновенным значением внешнего напряжения. Так как  $P_x(t)$  и  $U(t)$  синфазны, то гистерезис отсутствует. На рис. 4, a показаны экспериментальные данные, иллюстрирующие, с одной стороны, гистерезис при подключении ячейки ЖК непосредственно к источнику напряжения, а с другой — отсутствие гистерезиса на частоте 1000 Hz, если ячейка управляется с использованием схемы, показанной на рис. 5. Результат, показанный на рис. 4, b, является чрезвычайно важным для практического приложения. Он подтверждает предложенную простую модель безгистерезисного переключения и показывает, что, используя „дифференцируемо-токовый“ режим управления, можно получить безгистерезисное переключение и оптическую шкалу серости при управлении на частотах в единицы килогерц, что в десятки раз выше того, что было достигнуто до сих пор.

## 7. Заключение

В настоящей работе кратко рассмотрены физические основы двух наиболее важных электрооптических эффектов в сегнетоэлектрических жидких кристаллах: бистабильного и безгистерезисного электрооптического переключения. Здесь также приводятся новые результаты, относящиеся к управлению сегнетоэлектрическими ЖК для получения безгистерезисного переключения на высоких частотах. В частности, показано, что безгистерезисное переключение возможно в специальном токовом режиме, когда вместо напряжения на слое контролируется заряд, протекающий во внешней цепи.

Автор выражает благодарность Л.М. Блинову, М.И. Барнику и другим сотрудникам лаборатории жидких кристаллов за многочисленные обсуждения излагаемых здесь результатов.

## Список литературы

- [1] R.B. Meyer. Phys. Rev. Lett. **22**, 918 (1969).
- [2] R.B. Meyer, L. Liebert, L. Strzelecki, P. Keller. J. Phys. Lett. (Paris) **36**, L69 (1975).
- [3] N.A. Clark, S.T. Lagerwall. Appl. Phys. Lett. **36**, 899 (1980).
- [4] Е.П. Пожидаев, Л.А. Береснев, Л.М. Блинов, С.А. Пикин. Письма в ЖЭТФ **37**, 73 (1983).
- [5] В.Г. Чигринов, В.А. Байкалов, Е.П. Пожидаев, Л.М. Блинов, Л.А. Береснев, А.И. Аллагулов. ЖЭТФ **88**, 2015 (1985).
- [6] М.В. Козловский, Л.А. Береснев, С.Г. Кононов, В.П. Шибаяев, Л.М. Блинов. ФГТ **29**, 98 (1987).
- [7] Yu.P. Panarin, E.P. Pozhidaev, M.I. Barnik. Mol. Mater. **1**, 29 (1992).

- [8] Yu.P. Panarin, S.T. MacLughadha, J.K. Vij. *Phys. Rev. E* **52**, R 17 (1995).
- [9] S.T. MacLughadha, Yu.P. Panarin, J.K. Vij. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **263**, 169 (1995).
- [10] K. Saxena, L.A. Beresnev, L.M. Blinov, W. Haase. *Ferroelectrics* **200**, 21 (1997).
- [11] T. Lagerwall. In: *Handbook of liquid crystals* / Eds D. Demus, J. Goodby. Wiley-VCH (1998). V. 2B. P. 515.
- [12] T. Niori, T. Sekine, J. Watanabe, T. Furukawa, H. Takezoe. *J. Mater. Chem.* **6**, 1231 (1996).
- [13] Н.М. Штыков, М.И. Барник, С.П. Палто, Л.М. Блинов, Г. Пельцл, В. Вайсфлог. *ЖЭТФ* **121**, 739 (2002).
- [14] L.M. Blinov, E.P. Pozhidaev, F.V. Podgornov, S.A. Pikin, S.P. Palto, A. Sinha, A. Yasuda, S. Hashimoto, W. Haase. *Phys. Rev. E* **66**, 021 701 (2002).
- [15] S.P. Palto, A.R. Geivandov, M.I. Barnik, L.M. Blinov. *Ferroelectrics* **310**, 95 (2004).
- [16] L.M. Blinov, S.P. Palto, E.P. Pozhidaev, Yu.P. Bobylev, V.M. Shoshin, A. Andreev, F. Podgornov, W. Haase. *Phys. Rev. E* **71**, 051 715 (2005).
- [17] С.П. Палто. *Кристаллография* **48**, 130 (2003).
- [18] С.П. Палто. *ЖЭТФ* **119**, 638 (2001).
- [19] P.G. de Gennes, J. Prost. *The physics of liquid crystals*. 2nd ed. Oxford Science Publ. Clarendon Press, Oxford (1993).
- [20] S. Inui, N. Imura, T. Suzuki, H. Iwane, K. Miyachi, Y. Takanishi, A. Fukuda. *J. Mater. Chem.* **6**, 671 (1996).
- [21] A. Chandani, Y. Cui, S.S. Seomun, Y. Takanishi, K. Ishikawa, H. Takezoe, A. Fukuda. *Liq. Cryst.* **26**, 151 (1999).
- [22] S.S. Seomun, V.P. Panov, J.K. Vij, A. Fukuda, J.M. Oton. *Phys. Rev. E* **64**, 040 701 (2001).
- [23] M. Čopič, J.E. MacLennan, N. Clark. *Phys. Rev. E* **63**, 031 703 (2001).
- [24] S.P. Palto. In: *Book of Abstracts of the 10th Int. Conf. on Ferroelectric Liquid Crystals*. Stare Jablonki, Poland (2005). P. 41.