

БИСТАБИЛЬНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В СЛОЯХ КИРАЛЬНЫХ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ С ОСНОВНЫМ 2π -СОСТОЯНИЕМ

*С. П. Палто**, *М. И. Барник***

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 июля 2004 г.

Теоретически и экспериментально показана возможность бистабильного электрооптического переключения в нематических жидких кристаллах, допированных киральными добавками таким образом, что основное состояние соответствует геликоидальной закрутке директора на угол 360° . Переключение осуществляется между основным и метастабильным раскрученным состояниями. Эффект отличается от известного бистабильного переключения Берремана–Хеффнера тем, что отсутствует топологически неэквивалентное основное состояние жидкокристаллического слоя с закруткой директора на угол 180° .

PACS: 42.70.Df, 61.30.Dk, 61.30.Gd

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика возникновения стабильных и метастабильных состояний в жидких кристаллах (ЖК) и эффекты переключения между этими состояниями являются чрезвычайно привлекательными областями современных исследований. Это связано как с интересом к особенностям взаимодействия молекул жидких кристаллов с ориентирующими поверхностями, так и с новыми перспективами применений бистабильных эффектов в электрооптических устройствах и дисплейных технологиях [1–4].

Один из первых эффектов бистабильного переключения в нематических ЖК (НЖК) был продемонстрирован Берремано и Хеффнером в начале 80-х годов [5, 6]. Было показано, что если НЖК допировать определенным количеством киральной добавки, то при приложении электрического поля возможны переходы в метастабильные состояния. Было также доказано, что благодаря особенностям взаимодействия директора с обратными гидродинамическими потоками, возникающими в процессе переориентации молекул ЖК в электрическом поле, реализуется обратимое переключение между этими оптически различимыми состояниями, различающимися

углом закрутки директора. Особенностью эффекта Берремана–Хеффнера является то, что при типичных граничных условиях с малым углом преднаклона директора на границах слоя ЖК основное состояние характеризуется геликоидом с закруткой директора на угол 180° , в то время как переключение осуществляется между раскрученным состоянием и геликоидальным с углом закрутки 360° . Таким образом, в системе реализуются три состояния, что создает проблемы для практических приложений эффекта.

Вплоть до настоящего времени эффект Берремана–Хеффнера интенсивно исследуется различными группами [7–10]. Одна из задач этих исследований состоит в выявлении условий подавления основного 180° -градусного состояния. Дело в том, что раскрученное на 180° состояние топологически неэквивалентно переключаемым состояниям (0° и 360°). Поэтому при длительном отсутствии управляющего поля директор релаксирует в основное состояние через дефекты, устранение которых требует формирования специальных управляющих полей и создания особых граничных условий [7, 10]. При симметричных граничных условиях даже в условиях слабой энергии сцепления бездефектные переходы возможны только между топологически эквивалентными состояниями [11]. Особый случай реализуется при асим-

*E-mail: palto@online.ru

**E-mail: lcl@ns.crys.ras.ru

метричных граничных условиях со слабым сцеплением на одной из границ, когда становятся возможными переходы между раскрученным состоянием директора и состоянием, закрученным на 180° [4]. Однако создание контролируемых асимметричных условий сцепления является достаточно сложной задачей.

В данной работе мы демонстрируем возможность бистабильного переключения в условиях, когда минимуму свободной энергии слоя ЖК соответствует геликоидальное состояние директора, закрученное на 360° . В данном случае это состояние является основным и изначально топологически эквивалентно второму переключаемому (раскрученному) состоянию. Таким образом, проблема третьего, топологически неэквивалентного, состояния исчезает.

Работа состоит из теоретической и экспериментальной частей. В первой, теоретической, части мы численно моделируем динамику директора ЖК в электрическом поле и находим условия, налагаемые на материальные параметры ЖК-материалов, при которых предсказывается бистабильное переключение между основным состоянием, закрученным на 360° , и метастабильным раскрученным (однородным) состоянием. В экспериментальной части даны доказательства реального существования такого переключения на примере двух типов ЖК. Мы приводим результаты детальных экспериментальных исследований электрооптического переключения, показывающие ограничения на параметры ЖК-слоев и переключающих полей.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Лабораторная система координат x, y, z выбрана так, что плоскость xy совпадает с одной из поверхностей слоя ЖК. Ось z направлена ко второй поверхности слоя. Жидкокристаллический слой считается однородными в направлениях x и y . Для моделирования бистабильного переключения принципиальным является учет гидродинамики. Основываясь на континуальной теории упругости Франка–Озеена [12, 13], гидродинамической теории Эриксона–Лесли [14, 15] и формализме Эйлера–Лагранжа, можно записать следующую систему динамических уравнений для слоя ЖК, вдоль нормали к которому (ось z лабораторной системы координат) приложено электрическое поле и где локальное ориентационное состояние молекул определяется директором $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z) \equiv (\xi, \eta, \zeta)$:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha_2 \zeta \frac{\partial \xi}{\partial t} + \alpha_3 \xi \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha_3 \xi \eta v'_y + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (2\alpha_1 \xi^2 \zeta^2 - \alpha_2 \zeta^2 + \alpha_3 \xi^2 + \right. \\ &\quad \left. + \alpha_4 + \alpha_5 \zeta^2 + \alpha_6 \xi^2) v'_x \right], \\ \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha_2 \zeta \frac{\partial \eta}{\partial t} + \alpha_3 \eta \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha_3 \xi \eta v'_x + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (2\alpha_1 \eta^2 \zeta^2 - \alpha_2 \zeta^2 + \alpha_3 \eta^2 + \alpha_4 + \right. \\ &\quad \left. + \alpha_5 \zeta^2 + \alpha_6 \eta^2) v'_y \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} I \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \lambda \xi - \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial \xi'} - \gamma \frac{\partial \xi}{\partial t} - \alpha_2 \zeta v'_x, \\ I \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} &= \lambda \eta - \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial \eta'} - \gamma \frac{\partial \eta}{\partial t} - \alpha_2 \zeta v'_y, \\ I \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} &= \lambda \zeta - \frac{\partial F}{\partial \zeta} + \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial \zeta'} - \gamma \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \\ &\quad - \alpha_3 \xi v'_x - \alpha_3 \eta v'_y, \end{aligned}$$

где ρ и I — соответственно плотность и момент инерции единичного объема ЖК, $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ определяет вектор скорости гидродинамического потока, α_1 – α_6 — гидродинамические коэффициенты Лесли, $\gamma = \alpha_3 - \alpha_2$ — вращательная вязкость, $\alpha_6 = \alpha_5 - \gamma$, λ — множитель Лагранжа, возникающий в силу единичности вектора \mathbf{n} , F — плотность свободной энергии слоя ЖК:

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2} \{ K_{11} \zeta'^2 + K_{22} (\eta \xi' - \xi \eta' + q_0)^2 + \\ &\quad + K_{33} [\zeta^2 (\eta'^2 + \xi'^2) + (\xi \xi' + \eta \eta')^2] \} + \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{D_z^2}{\varepsilon_\perp \left(1 + \frac{\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp}{\varepsilon_\perp} \zeta^2 \right)}, \end{aligned} \quad (2)$$

K_{ii} — модули упругости, $\varepsilon_\parallel, \varepsilon_\perp$ — главные значения тензора низкочастотной диэлектрической проницаемости. Для сокращения записи приняты следующие обозначения для производных от компонент директора $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$:

$$\frac{\partial n_x}{\partial z} \equiv \xi', \quad \frac{\partial n_y}{\partial z} \equiv \eta', \quad \frac{\partial n_z}{\partial z} \equiv \zeta'. \quad (3)$$

В выражении (2) вклад в плотность свободной энергии от электрического поля приведен в терминах z -компоненты электрической индукции \mathbf{D} . Иначе говоря, при записи выражения (2) мы исходим из модели, когда на границах слоя ЖК (на электродах) задан заряд, а не разность потенциалов. Именно по этой причине электрический вклад в свободную

энергию входит со знаком «+». Часто в литературе можно встретить электрический вклад со знаком «-», что неявно включает работу источника напряжения, т. е. подразумевается модель, когда на границах фиксирована разность потенциалов. Обе модели в итоге приводят к эквивалентным результатам. Однако работать с индукцией более удобно, так как ЖК являются хорошими диэлектриками и индукция, в отличие от напряженности электрического поля \mathbf{E} , даже в случае неоднородного распределения директора не зависит от z . Напряжение на слое и z -компонента индукции связаны соотношением

$$V = \int_0^d E dz = \frac{Dz}{\varepsilon_{\perp}} \int_0^d \left(1 + \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\perp}} \zeta^2 \right)^{-1} dz, \quad (4)$$

где d — толщина слоя ЖК.

Экспериментально установлено, что инерционные вклады, записанные в левых частях уравнений (1), пренебрежимо малы, поэтому в моделировании мы их не учитываем. При решении системы (1) учитываются граничные условия, определяемые энергией сцепления и углом преднаклона директора ЖК на ориентирующих поверхностях. Мы решаем граничную задачу аналогично тому, как это рассмотрено в [16], используя экспериментально наблюдаемые величины углов преднаклона директора, равные 4° на обеих границах слоя ЖК, и величину энергии сцепления $W = 0.2$ мДж/м². Существенно, однако, что для обсуждаемого в данной работе эффекта конечность энергии сцепления молекул ЖК с поверхностью не является принципиальным фактором, поэтому при решении системы (1) можно ограничиться и жесткими граничными условиями (бесконечная энергия сцепления). При моделировании были фиксированы следующие вязкоупругие и диэлектрические параметры ЖК:

$$K_{11} = 6 \text{ нН}, \quad K_{22} = 3 \text{ нН},$$

$$\alpha_1 = 0, \quad \alpha_2 = -0.083 \text{ Па} \cdot \text{с}, \quad \alpha_3 = 0,$$

$$\alpha_4 = 0.075 \text{ Па} \cdot \text{с}, \quad \alpha_5 = 0.1 \text{ Па} \cdot \text{с},$$

$$\varepsilon_{\parallel} = 19, \quad \varepsilon_{\perp} = 6.$$

Эти значения близки к параметрам известного и широко используемого ЖК-материала пентил-цианобифенила (5СВ) [17]. Для численного решения системы (1) мы применяем известный метод релаксации (задача решается в рамках программного пакета «NLCL», созданного одним из авторов (С. П. П.) для моделирования электрооптических эффектов в ЖК). Кроме того, необходимо

решать и оптическую задачу для неоднородных анизотропных сред. Для этого используется алгоритм, подробно описанный в [18].

В выражении (2) величина q_0 характеризует кичальность ЖК-материала. В моделировании значение q_0 , так же как и модуль упругости K_{33} , является варьируемым параметром. В случае объемных образцов, когда вклад энергии сцепления в полную свободную энергию пренебрежимо мал, равновесной текстуре ЖК с минимумом свободной энергии соответствует геликоидальное распределение директора с естественным шагом $P_0 = 2\pi/q_0$ холестерической спирали. В случае тонких ЖК-пленок ситуация меняется. Благодаря поверхностному сцеплению возникает множество локальных минимумов свободной энергии, которым соответствуют состояния с разным количеством полувитков холестерической спирали на толщине слоя. Энергетический барьер между соседними состояниями возрастает по мере увеличения энергии сцепления. Таким образом, в пределе жесткого сцепления наряду с основным состоянием с шагом спирали P_0 имеется бесконечное множество метастабильных состояний директора, различающихся целым числом полувитков спирали на толщине слоя. Принципиальным является то, что непрерывный переход между двумя состояниями, различающимися нечетным количеством полувитков, невозможен при непрерывной деформации директора во всем объеме. Поэтому эти состояния являются топологически неэквивалентными. Переход между такими состояниями невозможен без образования дефектов. Интересно, что в случае симметричных граничных условий даже при малой энергии сцепления, когда возможно изменение ориентационного состояния директора на границах слоя, аналогичные бездефектные переходы также запрещены, так как требуют поворота директора в центре слоя на 90° , что вступает в противоречие с симметрией системы [11]. Иная ситуация имеет место, если состояния различаются четным количеством полувитков спирали. В этом случае запреты отсутствуют и бездефектное переключение становится возможным. В качестве примера рассмотрим состояния, схематически изображенные на рис. 1. Так, бездефектный переход из состояния, когда на толщине слоя реализуется половина витка холестерической спирали (закрутка на угол 180° , рис. 1а), в раскрученное состояние (рис. 1б) или в состояние с целым витком (рис. 1в) запрещен (для краткости в дальнейшем состоянии, изображенные на рис. 1а, б, в, будем соответственно называть π -, 0-, 2π -состояниями). Однако переходы между 2π - и 0-состояниями действительно реализуемы через

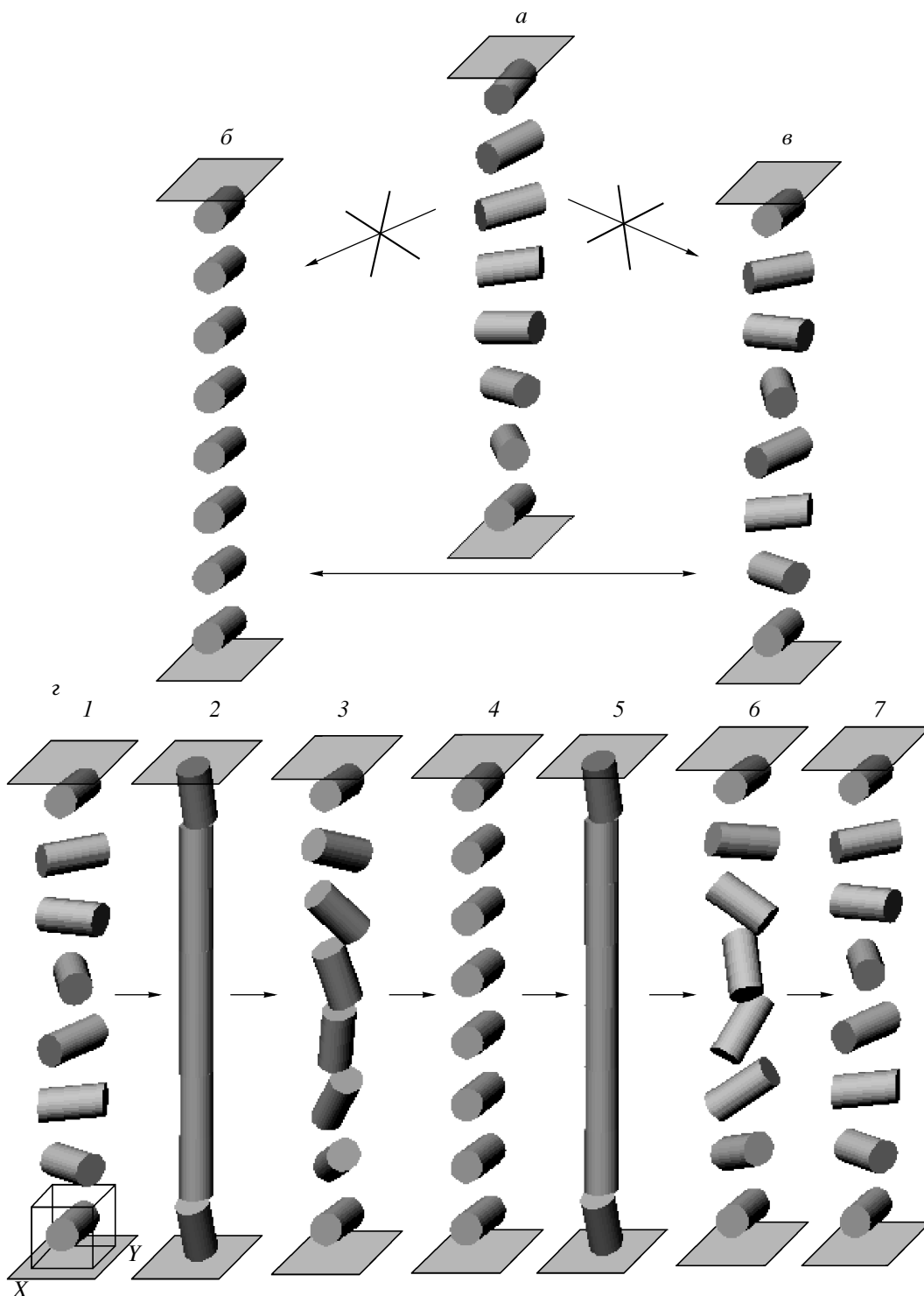


Рис. 1. Схематическое изображение распределений директора ЖК на толщине слоя ЖК: *a* — геликоидальное π -состояние; *b* — однородное 0-состояние; *v* — геликоидальное 2π -состояние; *z* — процесс переключения из 2π -состояния (1) в однородное состояние (4) и обратный процесс (5–7). Состояния 2 и 5 достигаются при приложении электрического поля

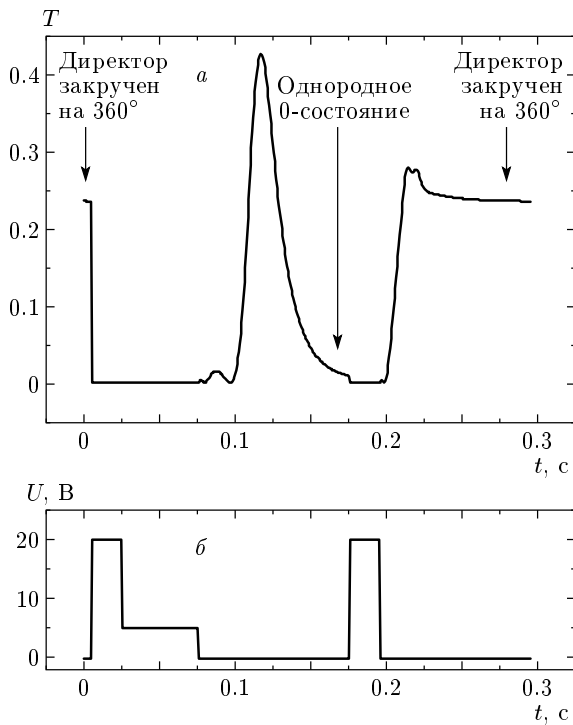


Рис. 2. Моделируемый электрооптический отклик (а), показывающий бистабильное переключение между 0- и 2π -состояниями после приложения импульсов напряжения (б). Слой ЖК «помещен» между скрещенными поляроидами. Ось пропускания одного из поляроидов параллельна плоскости xz , в которой лежит директор в случае однородного 0-состояния. В моделировании использовались параметры $d/P_0 = 1$, $K_{33}/K_{22} = 4$ и оптическая анизотропия $\Delta n = 0.19$. Остальные значения параметров виртуального ЖК близки к соответствующим величинам для 5СВ (см. текст)

гомеотропное состояние директора в центре слоя, рис. 1г. Как уже отмечалось, возможность такого переключения была продемонстрирована Берремано и Хеффнером [5]. Однако особенностью системы Берремано–Хеффнера является то, что отношение толщины d слоя ЖК к естественному шагу P_0 спирали составляет $d/P_0 \approx 0.5$. Это приводит к примерно одинаковым значениям энергий 0- и 2π -состояний. Но это также означает, что при планарных граничных условиях минимуму свободной энергии соответствует π -состояние. Следовательно, для реализации переключения между 2π - и 0-состояниями требуется промежуточный процесс перевода основного π -состояния в топологически неэквивалентное ему 2π -состояние, который по своей сути происходит с образованием дефектов.

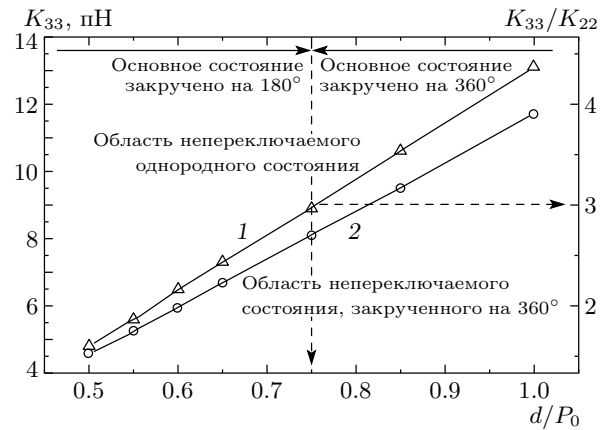


Рис. 3. Найденные с помощью моделирования области изменения параметров виртуального ЖК, для которых реализуется непереключаемое 0-состояние (левее кривой 1), бистабильное переключение между 2π - и 0-состояниями (область между кривыми 1 и 2) и непереключаемое 2π -состояние (правее кривой 2). Форма управляющего напряжения аналогична представленной на рис. 2б

Результаты нашего моделирования показали, что, так же как и в [7], при использовании двухкомпонентного и одиночного импульсов напряжения (рис. 2б), возможно переключение между π - и 0-состояниями даже при условии, что 2π -состояние является основным. Рассчитанный электрооптический отклик слоя ЖК между скрещенными поляроидами показан на рис. 2а. При приложении «двухступенчатого» импульса напряжения к слою ЖК, директор из закрученного состояния переходит в гомеотропное, а после выключения поля релаксирует в однородное 0-состояние. Переход сопровождается характерным всплеском (bounce) оптического пропускания. Конечное однородное 0-состояние является «темным» в скрещенных поляроидах, так как ось одного из поляроидов и директор ЖК лежат в одной плоскости. После приложения одиночного импульса однородное 0-состояние переключается обратно в 2π -состояние, которое при данной ориентации поляроидов и оптической анизотропии ЖК обеспечивает прозрачность оптической системы. Так же как и в случае эффекта Берремано–Хеффнера, переходы происходят через гомеотропное состояние директора (директор вдоль оси z) в центре слоя (рис. 1г) благодаря разному развитию гидродинамических потоков, зависящих от формы управляющего напряжения.

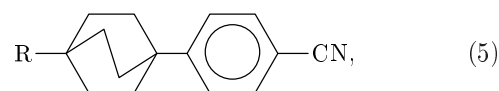
Результаты моделирования резюмируют данные, приведенные на рис. 3. Мы нашли, что принципи-

альным для искомого переключения является большое отношение модулей упругости ($K_{33}/K_{22} > 3$). На рис. 3 кривые 1 и 2 разделяют различные области состояний директора после приложения поля в зависимости от отношений K_{33}/K_{22} и d/P_0 . В области параметров K_{33}/K_{22} и d/P_0 левее кривой 1 после приложения поля реализуется однородное состояние, которое, однако, не удается переключить обратно в 2π -состояние. Правее кривой 2 имеет место ситуация, когда при заданных параметрах управляющих импульсов реализуется 2π -состояние, но не происходит переключения в однородное состояние. Лишь в области между кривыми 1 и 2 имеет место переключение между двумя состояниями. Если $0.5 < d/P_0 < 0.75$, то происходит переключение Берремана–Хеффнера, хотя термодинамически выгодным является π -состояние. Именно в это третье π -состояние система будет релаксировать с образованием дефектов после выключения поля на длительное время.

Принципиальным результатом моделирования является то, что, как видно на рис. 3, переключение возможно и при $0.75 < d/P_0 < 1.25$, когда в условиях сильного сцепления основным состоянием становится 2π -состояние. Хотя энергия метастабильного 0-состояния увеличивается, а π -состояние энергетически более выгодно по сравнению с 0-состоянием, переключение идет именно в 0-состояние по причине его топологической эквивалентности 2π -состоянию. Таким образом, третьего, π -состояния не возникает.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для поиска предсказываемого моделированием бистабильного переключения нами были выбраны два типа ЖК. Первый ЖК — это упомянутый выше 5СВ. Данный материал часто используется как модельный ЖК, хотя известно лишь несколько работ, где приводятся значения его упругих модулей [17, 19]. Согласно литературным данным, при комнатной температуре отношение модулей упругости K_{33}/K_{22} для 5СВ близко к трем, что позволило нам предположить возможность наблюдения эффекта переключения даже на этом классическом материале. Второй ЖК, который в данной работе мы сокращенно называем ВСО, был приготовлен нами на основе смеси трех гомологов бициклооктанов, имеющих общую структурную формулу



где $\text{R} = \text{C}_3\text{H}_7, \text{C}_5\text{H}_{11}, \text{C}_7\text{H}_{15}$. В весовых единицах смесь содержала соответственно 30, 40 и 30% перечисленных гомологов. Физические параметры аналогичной смеси подробно исследованы в работе [20] и резюмированы нами в таблице. В [20] измерения выполнены для относительно высоких температур. Тем не менее из таблицы видно, что материал характеризуется чрезвычайно большим отношением коэффициентов упругости $K_{33}/K_{22} = 3.3$, которое, исходя из температурных производных, должно быть еще больше при комнатных температурах. Эта ЖК-смесь действительно полностью оправдала наши ожидания относительно бистабильного переключения с основным 2π -состоянием в соответствии с данными на рис. 3.

В качестве киральной добавки использовался материал ХДН-1 (НИОПИК), который вводился в оба типа используемых ЖК в весовом отношении 0.4%. Данное количество киральной добавки обеспечивало значение естественного шага геликоида $P_0 = 10.6$ мкм и $P_0 = 6.9$ мкм соответственно для материалов 5СВ и ВСО.

Для экспериментальных исследований были приготовлены специальные образцы в виде клина (клин Кано), в которых толщина слоя ЖК плавно изменялась от 2 до 10 мкм на длине примерно 10 см. В клине Кано мы использовали оптические стекла толщиной 10 мм, шириной 15 мм и длиной 100 мм с системой прозрачных внутренних электродов из SnO_2 , сформированных перпендикулярно длинным граням стекол с помощью химического травления в виде полосок шириной примерно 4 мм. Именно благодаря жесткости и качественной поверхности стекол толщина слоя ЖК менялась плавно. В качестве ориентанта ЖК использовались натертые полиимидные пленки, которые обеспечивали планарные граничные условия с сильной энергией сцепления и с углом преднаклона директора равным примерно 4° . Сильное сцепление молекул ЖК с ориентирующими поверхностями приводит к тому, что шаг спирали в клиновидном слое не может меняться плавно. Это обеспечивает образование зон Гранжана, в которых количество полувитков холестерической спирали фиксировано в определенных интервалах изменения толщины слоя, определяемых соответствующими отношениями d/P_0 в диапазонах 0–1/4, 1/4–3/4, 3/4–5/4 и т. д. В соседних зонах количество полувит-

Параметры ЖК-смеси ВСО согласно [20]

Константы упругости K_{11} , K_{22} , K_{33} , пН ($T = 74^\circ\text{C}$)	11.2, 10.0, 33.0
dK_{11}/dT , пН/град ($T = 74\text{--}80^\circ\text{C}$)	-0.3
dK_{33}/dT , пН/град ($T = 74\text{--}80^\circ\text{C}$)	-1.3
$d(K_{22}/K_{11})/dT$, пН/град ($T = 74\text{--}80^\circ\text{C}$)	-0.2
Главные значения тензора низкочастотной диэлектрической проницаемости ε_{\parallel} , ε_{\perp} ($T = 74^\circ\text{C}$)	17, 8.5
Показатели преломления n_{\parallel} , n_{\perp} ($T = 74^\circ\text{C}$)	1.64, 1.50
Объемная вязкость η , Па·с ($T = 20^\circ\text{C}$)	0.1
Температура перехода НЖК–изотропная фаза, $^\circ\text{C}$	92
Температура перехода кристалл–нематическая фаза, $^\circ\text{C}$	20

ков холестерической спирали различается на единицу. Таким образом, состояния директора в соседних зонах являются топологически неэквивалентными. Соседние зоны разделяются линиями дисклинаций.

Конструкция образцов позволяла наблюдать и исследовать электрооптические эффекты одновременно в трех зонах Гранжана, соответствующих закрутке директора на 0° (раскрученное 0-состояние), 180° (π -состояние) и 360° (2π -состояние). При этом в каждой из зон мы имели множество локальных электрически независимых ячеек разной толщины. Локальная толщина каждой из ячеек измерялась емкостным методом до заполнения клина жидким кристаллом.

Идея поиска и изучения предсказываемого бистабильного переключения заключалась в том, чтобы пронаблюдать переключение слоя ЖК в третьей (360° -градусной) зоне Гранжана в раскрученное однородное состояние и обратно в основное 2π -состояние. При определенной ориентации осей поляризаторов 2π - и однородное состояния очень легко различаются оптически благодаря одновременно наблюдаемой структуре зон с разным цветом, разделенных линиями дисклинаций. Так, если ось одного из скрещенных поляризаторов направлена вдоль направления натирания ориентирующих слоев, то однородное состояние соответствует оптически темному состоянию независимо от толщины слоя ЖК. Поэтому после переключения в однородное состояние область толщин, соответствующая третьей зоне Гранжана, оказывается оптически эквивалентной первой зоне Гранжана, но при этом эта область пространственно отделена от первой зоны оптически хо-

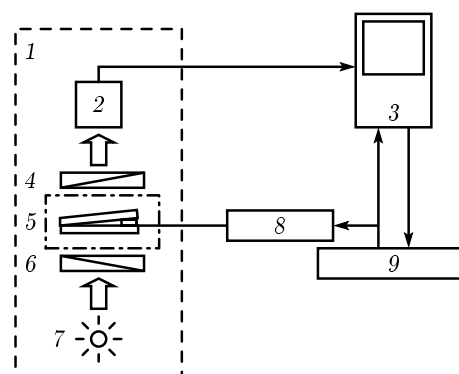


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для исследования ориентационных состояний ЖК и его электрооптического переключения: 1 — поляризационный микроскоп Полам Р-113; 2 — фотоприемник или видеокамера; 3 — цифровой осциллограф Tektronix-TDS 3012; 4, 6 — поляризаторы микроскопа; 5 — образец слоя ЖК в клине Кано; 7 — источник света микроскопа (лампа накаливания); 8 — усилитель напряжения; 9 — основной блок персонального компьютера с установленными звуковой картой Creative PCI-128 и программным пакетом виртуальных приборов PhysLab 5.0

рошо различимой второй зоной Гранжана, где реализуется закрутка директора на 180° .

Электрооптический отклик исследовался на установке, которая схематически изображена на рис. 4. Установка включает поляризационный микроскоп, оборудованный фотоприемником и видеокамерой, цифровой осциллограф, а также авторскую систему виртуальных приборов PhysLab 5.0, которая в дан-

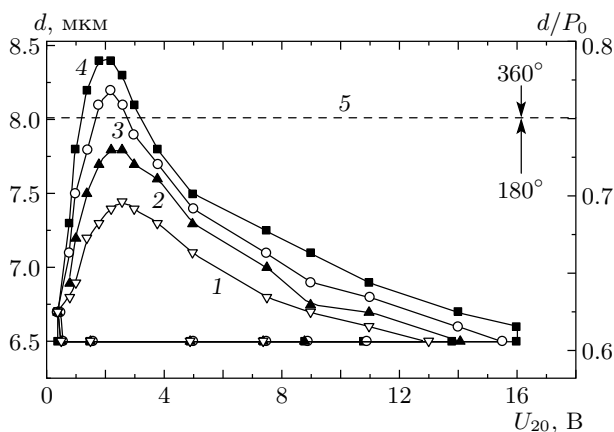


Рис. 5. Экспериментальные кривые для ЖК-материала 5СВ при $T = 21^\circ\text{C}$, ограничивающие область параметров изменения толщины d , отношения d/P_0 и напряжения U_{20} , при которых наблюдается переключение между геликоидальным 2π - и однородным состояниями. Кривые 1–4 получены для $U_{10} = 20$ В, $\tau_{10} = 50$ мс и различных длительностей импульсного пакета τ_{20} , соответственно равных 20, 50, 100, 200 мс. Горизонтальная прямая 5 соответствует толщине слоя, при которой наблюдается линия дисклинации, разделяющая вторую (180°) и третью (360°) зоны Гранжана в клине Канно

ной работе используется для формирования управляющих импульсных пакетов произвольной формы, заполненных синусоидальным напряжением с частотой 1 кГц. Для переключения в однородное 0-состояние использовался двойной импульсный пакет, характеризуемый амплитудами U_{10} и U_{20} и соответственно длительностями τ_{10} и τ_{20} . Для переключения обратно в 2π -состояние требовался одиночный пакет с амплитудой $U_{2\pi} = U_{10}$ (см. также рис. 8б).

На рис. 5 показаны замкнутые кривые, ограничивающие область параметров толщины слоя (d/P_0) и амплитуды U_{20} второго пакета, при которых наблюдается бистабильное переключение в ЖК-материале 5СВ между 2π - и 0-состояниями в случаях использования разной длительности τ_{20} второго пакета. Так, видно, что при $U_{20} = 2.5$ В и длительности $\tau_{20} = 200$ мс переключение наблюдается в самом широком диапазоне изменения толщины от 6.5 до 8.5 мкм, что при заданном количестве киральной добавки соответствует интервалу изменения параметра d/P_0 равному 0.61–0.8. Для $d/P_0 < 0.75$ переключение локализовано во второй зоне Гранжана и соответствует бистабильности Беремана–Хеффнера. В этой области, прежде чем на-

блюдать бистабильное переключение, требовалось многократное приложение импульсных пакетов с относительно высокой амплитудой (около 20 В) для устранения основного π -состояния. При этом в клине Канно мы сначала наблюдали медленный (в течение нескольких секунд) переход π -состояния в 2π -состояние с образованием множества дефектов. Лишь после полного исчезновения областей ЖК в π -состоянии наблюдалось однородное бистабильное переключение между 2π - и 0-состояниями. Что касается очень узкого дополнительного интервала $0.75 < d/P_0 < 0.8$, то он попадает в третью зону Гранжана. Здесь, по определению, основным является 2π -состояние и, следовательно, реализуется предсказываемая нами бистабильность без третьего π -состояния. Следует, однако, заметить, что переключаемая область различных толщин является узкой и локализована у самой границы второй зоны Гранжана. Сравнение эксперимента с результатами моделирования указывает на то, что для ЖК 5СВ отношение $K_{33}/K_{22} = 3$ оказывается несколько завышенным, хотя, в пределах экспериментальных ошибок, все же находится в хорошем согласии с наблюдениями. Так, согласно данным моделирования (см. рис. 3) при $K_{33}/K_{22} = 3$ верхняя граница для толщины переключаемой области соответствует $d/P_0 = 0.82$, в то время как эксперимент при оптимальных параметрах переключающих импульсов дает верхнее значение $d/P_0 = 0.8$.

В случае ЖК-материала ВСО ситуация резко отличается от 5СВ. Как и предсказывалось моделированием (для больших значений $K_{33}/K_{22} > 3.3$), переключение наблюдается исключительно в третьей зоне Гранжана, что иллюстрируют данные, приведенные на рис. 6, где, так же как и на рис. 5 для 5СВ, замкнутыми кривыми показаны соответствующие области изменения параметров, при которых обеспечивается бистабильное переключение для различных значений τ_{20} . При $U_{20} = 5$ В по мере увеличения длительности τ_{20} импульсного пакета от 20 до 200 мс в переключение вовлекается от 30 до 70% всей третьей зоны. Роль амплитуды U_{10} первого импульсного пакета при его фиксированной длительности $\tau_{10} = 50$ мс демонстрирует рис. 7. Как видно, для получения наиболее широкого толщинного диапазона переключения требуются относительно высокие значения U_{10} , находящиеся в диапазоне 20–30 В. В случае относительно низких управляющих полей, соответствующих амплитудам $U_{10} = 10$ В, $U_{20} = 5$ В, необходимы относительно большие длительности второго пакета, $\tau_{20} > 150$ мс. В последнем случае область переключения локали-

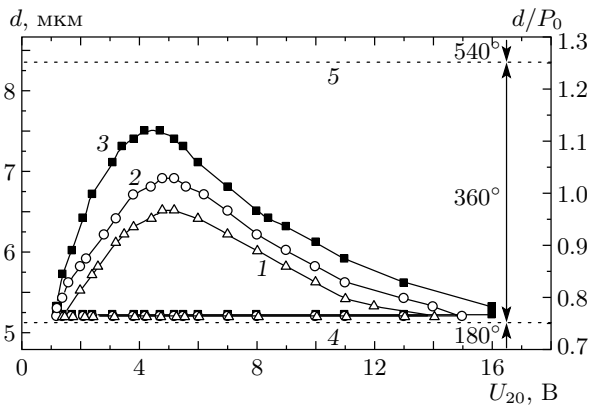


Рис. 6. Экспериментальные кривые для ЖК-материала ВСО при $T = 24^\circ\text{C}$, ограничивающие область параметров изменения толщины d , отношения d/P_0 и напряжения U_{20} , при которых наблюдается переключение между геликоидальным 2π - и однородным состояниями. Кривые 1–3 получены для $U_{10} = 20$ В, $\tau_{10} = 50$ мс и различных длительностей импульсного пакета τ_{20} , соответственно равных 20, 50, 200 мс. Горизонтальные прямые 4 и 5 соответствуют толщине слоя, при которой наблюдается линия дисклинации, разделяющая вторую (180°) и третью (360°) зоны (4), а также третью и четвертую зоны Гранжана (5)

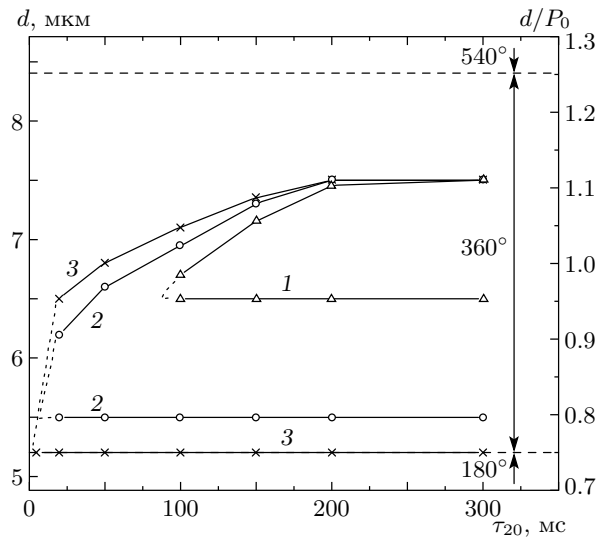


Рис. 7. Экспериментальные кривые для ЖК-материала ВСО при $T = 24^\circ\text{C}$, ограничивающие область параметров изменения толщины d , отношения d/P_0 и длительности τ_{20} , при которых наблюдается переключение между геликоидальным 2π - и однородным состояниями. Кривые 1–3 получены для $U_{20} = 5.2$ В, $\tau_{10} = 50$ мс и при различных амплитудах U_{20} импульсного пакета, соответственно равных 10, 15, 30 В. Штриховые горизонтальные прямые соответствуют толщинам слоя, при которых наблюдаются линии дисклинаций, разделяющие вторую (180°) и третью (360°) зоны ($d/P_0 = 0.75$), а также третью и четвертую зоны Гранжана ($d/P_0 = 1.25$)

зуются в центре третьей зоны, где $d/P_0 \sim 1$.

Осциллограммы на рис. 8 показывают электрооптическое переключение между 0- и 2π -состояниями. Как видно, экспериментально наблюдаемое электрооптическое переключение в деталях согласуется с предсказываемым электрооптическим откликом (см. рис. 2). Различия во временной шкале между данными на рис. 2 и 8 связаны исключительно с различиями вязкоупругих параметров моделируемого «виртуального» и реального ЖК-материалов. Следует отметить, что переход в раскрученное 0-состояние после завершения переключающего двойного пакета напряжения сопровождается характерным всплеском оптического пропускания. Протяженность данного всплеска определяется вязкоупругими свойствами ЖК-материала. С точки зрения практических приложений, данный всплеск пропускания нежелателен. Вопрос о его оптической компенсации является отдельной проблемой.

Отметим, что, поскольку раскрученное однородное состояние является метастабильным, при длительном отсутствии управляющих импульсов это состояние все же релаксирует в основное 2π -состояние. Скорость релаксации уменьшается с увеличением толщины и уменьшением количества дефектов на

ориентирующей поверхности. При толщинах примерно 7 мкм характерное время полного перехода в основное состояние составляет десятки секунд. В этом смысле правильнее было бы говорить о квазистабильном переключении. Мы сохраняем термин «бистабильное переключение» в силу его исторического применения к эффекту Берремана – Хеффнера, который также было бы правильнее отнести к квазистабильному переключению.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически, с использованием численного моделирования, предсказано и экспериментально исследовано бистабильное переключение в третьей зоне Гранжана в киральных нематических слоях. В этом случае основным термодинамическим состоянием является геликоидальное распределение

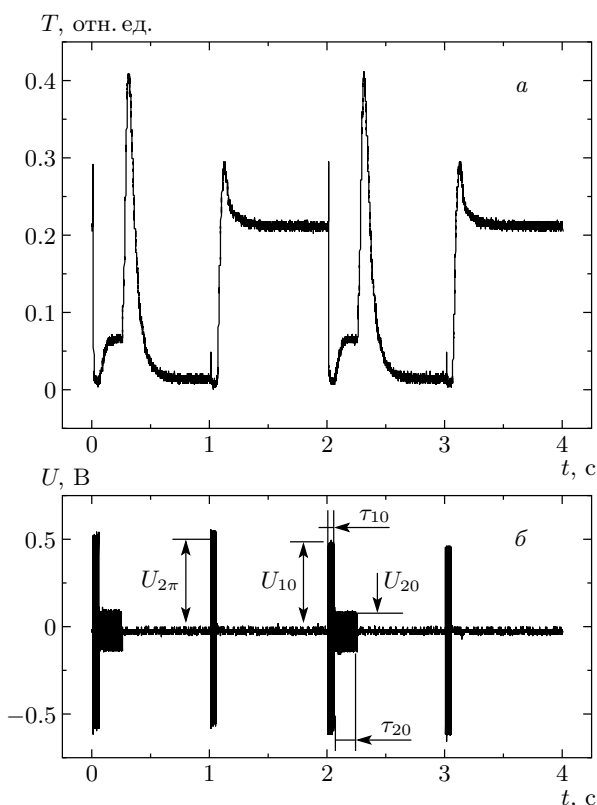


Рис. 8. Осциллограммы оптического пропускания (а) и управляющего напряжения (б) при бистабильном переключении между 2π -состоянием и однородным 0 -состоянием в третьей зоне Гранжана ($d/P_0 = 0.94$) при $T = 25^\circ\text{C}$. ЖК-образец находится между скрещенными поляроидами. Оптически темному состоянию (например, при $t = 1$ с) соответствует 0 -состояние директора. Прозрачное состояние (при $t = 1.8$ с) возникает при геликоидальном распределении директора (2π -состояние)

директора по толщине слоя с результирующим углом закрутки на 360° , а переключение идет между основным и раскрученным состояниями директора. В отличие от наблюдавшегося ранее бистабильного переключения Берремана–Хеффнера, здесь не реализуется третье состояние, закрученное на 180° . Результаты данных исследований позволяют глубже понять роль топологически эквивалентных состояний в электрооптике жидких кристаллов. Отсутствие топологически неэквивалентного 180 -градусного состояния, приводящего к нежелательному дефектообразованию, упрощает использование данного эффекта в электрооптических устройствах.

Авторы выражают благодарность Л. М. Блинову, В. В. Лазареву, Б. А. Уманскому, а также другим сотрудникам лаборатории жидких кристаллов Института кристаллографии РАН за полезные замечания и предложения в ходе обсуждения данной работы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 03-02-17288, 04-02-16466), а также в рамках программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Новые материалы и структуры». Один из авторов (С. П. П.) поддержан Российским фондом содействия отечественной науке.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.-H. Kim, M. Yoneya, and H. Yokoyama, *Nature* **420**, 159 (2002).
2. A. J. Davidson and N. J. Mottram, *Phys. Rev. E* **65**, 051710 (2002).
3. R. Barberi, M. Giocondo, and G. Durand, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1085 (1992).
4. C. Joubert, J. Angele, A. Boissier, P. Davi et al., *SID 02 Digest* (2002), p. 30.
5. D. W. Berreman and W. R. Heffner, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 109 (1980).
6. D. W. Berreman and W. R. Heffner, *J. Appl. Phys.* **52**, 3032 (1981).
7. C. D. Hoke, J. Li, J. R. Kelly, and P. J. Bos, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L227 (1997).
8. T. Z. Qian, Z. L. Xie, H. S. Kwok, and P. Sheng, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 596 (1997).
9. G. D. Lee, G. H. Kim, K. H. Park et al., *SID 99 Digest* (1999), p. 862.
10. J. Birgeron, J. Osterman, and K. Skarp, *Eurodisplay* (2002), p. 401.
11. С. П. Палто, *ЖЭТФ* **121**, 308 (2002).
12. C. W. Oseen, *Ark. Mat., Astron. Fys.* **19A**, 1 (1925).
13. F. C. Frank, *Discuss. Faraday Soc.* **25**, 19 (1958).
14. F. M. Leslie, *Arch. Ration. Mech. Anal.* **28**, 265 (1968).
15. J. L. Ericksen, *Trans. Soc. Rheol.* **5**, 23 (1961).
16. С. П. Палто, *Кристаллография* **48**, 130 (2003).
17. L. M. Blinov and V. G. Chigrinov, *Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials*, Springer-Verlag, New York (1994).
18. С. П. Палто, *ЖЭТФ* **119**, 638 (2001).
19. J. D. Bunning, T. E. Faber, and P. L. Sherrell, *J. de Phys.* **42**, 1175 (1981).
20. M. J. Bradshaw, D. G. McDonnell, and E. P. Raynes, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **70**, 289 (1981).