ЖЭТФ, 2025, том 167, вып. 3, стр. 442–451 © 2025

БИСТАБИЛЬНОСТЬ В СЛОЕ ХИРАЛЬНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

И. В. Симдянкин, А. Р. Гейвандов*, С. П. Палто

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова,
Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»
119333, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 ноября 2024 г.,
после переработки 18 ноября 2024 г.
Принята к публикации 18 ноября 2024 г.

Исследован ориентационный переход в слое хирального жидкого кристалла (ХЖК) с отрицательной диэлектрической анизотропией в планарном электрическом поле, перпендикулярном оси спирали. Под действием электрического поля закрученное 2π-состояние переходит в топологически эквивалентное раскрученное 0-состояние. Возможен и обратный переход из 0-состояния в исходное 2π-состояние, который возникает благодаря флексоэлектрическому эффекту. Отличительной особенностью данного типа бистабильного переключения является отсутствие взаимодействия с обратными гидродинамическими потоками, что было необходимым условием в обнаруженных ранее эффектах бистабильности. В работе представлены результаты численного моделирования и эксперимента. Обсуждаются оптические текстуры и время жизни раскрученного 0-состояния в слоях ХЖК различной толщины, а также особенности механизма бистабильного переключения.

DOI: 10.31857/S0044451025030149

1. ВВЕДЕНИЕ

В начале 2000-х годов многочисленные исследования в области жидких кристаллов (ЖК) были связаны с разработкой новых типов дисплеев с пониженным энергопотреблением, обладающих свойствами электронной бумаги [1]. В качестве одного из способов значительно уменьшить энергопотребление таких ЖК-дисплеев рассматривался режим бистабильного переключения [2]. Отличительной чертой этого режима является переключение между оптически различимыми состояниями ЖК, которые могут существовать в течение длительного времени, не требуя энергии от внешнего источника.

К перспективным материалам, в которых возможны многочисленные метастабильные состояния и которые интересны не только для дисплейных, но и для различных фотонных приложений, относятся хиральные ЖК (ХЖК) [3, 4]. Например, Герицма и др. [5], исследуя двухчастотные ХЖК, наблюдали возникновение доменной текстуры после воздействия электрического поля на разных частотах. Эти домены были интерпретированы как топологически эквивалентные метастабильные состояния, отличающиеся целым количеством витков спирали на толщине слоя. Отметим, что переход между топологически эквивалентными состояниями происходит в результате непрерывной деформации распределения директора ЖК в объеме без создания топологических дефектов. В теоретической работе [6] Ван Дорн указал на возможность переключения между двумя топологически эквивалентными состояниями, характеризуемыми соответственно четвертью витка правой спирали ($+\pi/2$) и тремя четвертями витка левой спирали ($-3\pi/2$), т.е. изменение угла закрутки составляет -2π. Позднее Берреман и Хеффнер [7], с учетом результатов Герицмы и Ван Дорна, предложили и продемонстрировали новый режим бистабильного переключения между топологически эквивалентным закрученным на угол 2π-состоянием и раскрученным состоянием, но для одночастотного ХЖК. Однако одним из недостатков предложенного режима было то, что исходным термодинамически равновесным состоянием являлось топологи-

* E-mail: ageivandov@yandex.ru

чески неэквивалентное состояние, закрученное на угол π (половина витка спирали на толщине слоя), от которого можно было избавиться лишь с помощью начальной инициализации, требующей особого электрического воздействия («тренировки» образца электрическим полем). Таким образом, существование трех состояний создавало проблемы для практического применения этого эффекта. В 2000-х годах было предложено модифицировать эффект Берремана – Хеффнера [8]: авторы показали, что если константы упругости ХЖК-материала соответствуют условию $K_3/K_2 > 3$, то переключение между 2π- и 0-состоянием становится возможным при условии, когда 2π-состояние является термодинамически устойчивым основным состоянием. Таким образом, в отличие от эффекта Берремана – Хеффнера, не требовалась «тренировка» образца для исключения топологически неэквивалентного π-состояния из-за отсутствия последнего. Еще одним способом реализации бистабильного эффекта стало использование двухчастотных ЖК-материалов при специфических граничных условиях [9]. Было продемонстрировано и изучено обратимое переключение между различными топологически эквивалентными состояниями: $0 \leftrightarrow 2\pi$, $-\pi \leftrightarrow +\pi$, $-\pi/2 \leftrightarrow +3\pi/2$ и др. В конце 1990-х годов были обнаружены и другие варианты бистабильных режимов [10, 11]. Технология BiNem на основе использования поверхности со слабой энергией сцепления [11] была, пожалуй, наиболее близкой к практической реализации. Однако, как и в большинстве описанных выше случаев, в методе BiNem в основе лежало взаимодействие с обратными гидродинамическими потоками, что накладывало жесткие требования к множеству параметров ЖК-системы для реализации эффекта переключения.

В настоящей работе мы приводим результаты исследования переходов между топологически эквивалентными состояниями для ХЖК-материала с отрицательной диэлектрической анизотропией в планарном электрическом поле, создаваемом системой встречно-штыревых электродов (ВШЭ). Отдельные результаты, относящиеся к данному эффекту, опубликованы в работе [12]. Здесь эффект рассматривается более подробно. Обсуждаются экспериментальные данные для образцов разных толщин, а также приводятся результаты численного моделирования особенностей надмолекулярной структуры в процессе переходов и электрооптического отклика. На основе сравнения экспериментальных и численных данных предлагается физическая модель бистабильного переключения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЯЧЕЙКИ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В нашей работе мы использовали клиновидный тип ЖК-ячейки. Данный тип ячейки, в случае использования хиральных ЖК, позволяет проводить исследования в различных зонах Гранжана. В каждой зоне формируется целое число полувитков спирали, с разницей в один полувиток между соседними зонами. На рис. 1 *а* схематично показаны распределения директора, реализующиеся на разной толщине ХЖК-слоя в первых трех зонах Гранжана. Стоит отметить, что если толщина d слоя ХЖК меньше четверти естественного шага спирали p_0, то образуется зона с планарным распределением директора, которую в данной работе мы называем нулевой зоной, а соответствующее распределение директора — 0-состоянием. Распределения директора с закруткой в 180° и 360° соответственно называются π- и 2π-состояниями.

Для создания преимущественно планарного электрического поля используется система ВШЭ из хрома на поверхности одной из подложек ЖК-ячейки.

На рис. 1 *б* показана экспериментальная ХЖК-ячейка. В качестве нижней подложки используется кварцевое стекло, на поверхности которого методом фотолитографии изготовлена система хромовых электродов. Ширина полосы электрода $w = 5$ мкм, а расстояние между соседними полосами $l = 10$ мкм. В качестве верхней подложки использовалось обычное стекло без электродов. Для планарной ориентации применялась стандартная технология нанесения тонких (10–50 нм) полиимидных слоев с последующим их натиранием мягкой тканью в направлении электродных полосок. Направления натирания на двух подложках в ячейке направлены в противоположные стороны. На расстоянии нескольких периодов электродной решетки толщина ЖК-слоя остается практически постоянной, поэтому на рис. 1 *б* клин не показан. Распределение директора здесь соответствует середине второй зоны Гранжана, где реализующийся шаг спирали равен естественному шагу спирали p_0, характерному для объемных образцов без влияния граничных условий.

Для работы был специально подобран ЖК-материал лабораторной разработки (13N) с отрицательной диэлектрической анизотропией. Параметры этого ЖК приведены в таблице.

Для получения хиральной фазы (ХЖК) в нематическую матрицу 13N добавляли оптически ак-

Таблица. Параметры лабораторной ЖК-смеси 13N и виртуального ЖК-материала

Параметр	13N	Модельный ЖК
Вращательная вязкость γ, Па·с	–	0.2
Константы упругости K_1, K_2, K_3, пН	–	10, 8, 15
Естественный шаг спирали, мкм	См. разд. 4	2.2
Главные значения тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_\perp$, $\varepsilon_\parallel$	8.2, 4.05	8.2, 4.1
Диэлектрическая анизотропия $\Delta\varepsilon$	−4.15	−4.1
Главные показатели преломления $n_\perp, n_\parallel$	1.49, 1.58	1.49, 1.58
Оптическая анизотропия Δn	0.09	0.09
Флексоэлектрические коэффициенты e_1, e_3, пКл/м	–	10, 40
Ширина w планарных электродов, мкм	5	5
Расстояние l между электродами, мкм	10	10
Толщина d слоя ЖК, мкм	См. разд. 4	2

тивную добавку 1,4:3,6-диангидро-D-сорбитол-2,5-бис(4-гексилоксибензоат) с закручивающей способностью (HTP) 49 мкм$^{-1}$. Для работы были созданы две ХЖК-смеси с естественным шагом спирали 2.3 и 7 мкм.

Оптические и текстурные исследования проводили с использованием установки на основе поляризационного микроскопа Olympus CX31P, оснащенного камерой Olympus OMD EM-1. Программное обеспечение PhysLab локальной разработки (С.П.П.) на базе персонального компьютера с 16-разрядным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и 14-разрядным цифро-аналоговым преобразователем (ЦАП) использовалось для генерации управляющих пакетов электрического напряжения различной формы и амплитуды. Управляющее напряжение от виртуального генератора PhysLab с выхода ЦАП усиливалось широкополосным усилителем и подавалось на электроды ХЖК-ячейки. Для регистрации электрооптического отклика вместо фотокамеры устанавливался кремниевый фотодиод, сигнал от которого регистрировался виртуальным осциллографом PhysLab.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Мы начинаем с численного моделирования, так как именно результаты моделирования стали предпосылкой для экспериментального поиска обсуждаемого в данной работе эффекта.

В основе численного моделирования лежит решение уравнений континуальной теории жидких кристаллов для нахождения пространственно-временных распределений директора ЖК, а также уравнений Максвелла для определения распределений низкочастотного электрического и оптического полей. Решение задачи реализовано в программном пакете LCDTDK локальной разработки (С.П.П.). В частности, трехмерная динамика директора жидкого кристалла $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ описывается уравнениями Эйлера – Лагранжа:

$$\frac{\partial(F+g)}{\partial n_i} + \frac{d}{dx}\left(\frac{\partial(F+g)}{\partial n_i/\partial x}\right) + \frac{d}{dy}\left(\frac{\partial(F+g)}{\partial n_i/\partial y}\right) + \\ + \frac{d}{dz}\left(\frac{\partial(F+g)}{\partial n_i/\partial z}\right) = \gamma\frac{dn_i}{dt},$$

$$i \in \{x,y,z\}, g \equiv \frac{1}{2}\mu\left(1 - \sum_i n_i^2\right) = 0, \quad (1)$$

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = 1, \quad (2)$$

где F — плотность свободной энергии, определяемая как

$$F = \frac{1}{2}\big\{K_1(\nabla\cdot\mathbf{n})^2 + K_2(\mathbf{n}\cdot(\nabla\times\mathbf{n}) - q_0)^2 + \\ + K_3(\mathbf{n}\times(\nabla\times\mathbf{n}))^2\big\} - \mathbf{E}\cdot\mathbf{P}_f - \frac{\varepsilon_0}{2}(\boldsymbol{\varepsilon}\cdot\mathbf{E})\cdot\mathbf{E},$$

$$\mathbf{P}_f = e_1(\nabla\cdot\mathbf{n})\mathbf{n} - e_3(\mathbf{n}\times\nabla\times\mathbf{n}), \quad (3)$$

γ — вращательная вязкость, $K_{1,2,3}$ — коэффициенты упругости ЖК, $\boldsymbol{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости на низких частотах, $\varepsilon_0 \simeq 8.85\cdot10^{-12}$ Ф/м, $\mathbf{E}$ — вектор электрического поля, $\mathbf{P}_f$ — вектор флексоэлектрической поляризации, определяемый флексоэлектрическими коэффициентами $e_{1,3}$ и соответствующей деформацией распределения директора.

Рис. 1. Распределение директора в зонах Гранжана 0, 1 и 2 (*а*). Схема ячейки хирального ЖК со встречно-штыревой электродной решеткой, где w — ширина полосы электрода, l — расстояние между соседними полосками электродов, толщина $d = p_0$ соответствует второй зоне Гранжана (*б*)

Хиральность определяется волновым числом q_0, которое задает естественный шаг спирали $p_0 = 2\pi/q_0$. Параметр g и соответствующий множитель Лагранжа μ связаны с единичной длиной директора $\mathbf{n}$ и учитываются автоматически при численном решении, если в каждый дискретный момент времени выполнять нормировку (2).

Лабораторная система координат xyz выбрана так, что ось z направлена вдоль нормали к ХЖК-слою, ось x — вдоль волнового вектора $\mathbf{k}$ электродной решетки. Соответственно, ось y, дополняющая к правой тройке, направлена параллельно полоскам электродов.

В данной работе задача расчета динамики распределения директора решалась для жестких граничных условий с легкой осью в направлении электродных полос (ось y) с учетом типичного угла преднаклона директора, равного 4° по отношению к плоскости слоя ХЖК. Список параметров, которые использовались в моделировании, представлен в таблице.

Важно также отметить, что в данном компьютерном моделировании гидродинамика в слое ЖК не учитывается. Таким образом, моделируемые эффекты не требуют взаимодействия с обратными гидродинамическими потоками.

Начальное распределение директора в слое ХЖК соответствует одному витку спирали (вторая зона Гранжана, 2π-состояние). Это распределение директора показано как (*1*) на рис. 2. Поскольку толщина d несколько меньше p_0, данное состояние во второй зоне Гранжана сдвинуто от центра зоны в направлении к первой зоне, в которой реализуется π-состояние. При приложении к электродам электрического напряжения с достаточно высокой амплитудой ($U = 80$ В) начальное 2π-состояние деформируется так, что возникает переход в состояние с однородной планарной ориентацией (0-состояние, характерное для нулевой зоны Гранжана). Этот переход происходит благодаря образованию локальной гомеотропной ориентации в центре слоя (см. распределение (*3*) на рис. 2), которая, в свою очередь, возникает вследствие взаимодействия преимущественно планарного электрического поля с отрицательной диэлектрической анизотропией ХЖК. Отдельные этапы перехода (*1*)–(*5*) в раскрученное 0-состояние (*5*) показаны на рис. 2. В данном случае состояние (*3*) с локальной гомеотропной ориентацией директора в центре слоя является тем промежуточным состоянием, которое обеспечивает непрерывность деформации директора при переходе из 2π-состояния в 0-состояние и, соответственно, топологическую эквивалентность этих двух состояний. Моделирование показало, что для данного перехода важным является условие $3p_0/4 < d < p_0$, которое выполняется вблизи границы раздела между второй и первой зонами Гранжана.

На рис. 3 показаны результаты моделирования бистабильного переключения. Исходное состояние ХЖК на интервале 0–7 мс, когда электрическое поле выключено, является 2π-состоянием. На временном интервале 7–50 мс к планарным электродам прикладывается импульсный пакет электрического напряжения синусоидальной формы ($U = 80$ В, $f = 100$ Гц). Под действием данного импульсного пакета область ХЖК между электродами переходит в планарное 0-состояние. Это 0-состояние является метастабильным и отделено энергетическим

Рис. 2. Иллюстрация перехода из 2π-состояния (*1*) в раскрученное 0-состояние (*5*). Переход происходит благодаря возникновению локальной гомеотропной (вертикальной) ориентации директора в центре слоя (*3*). Существование непрерывной деформации поля директора для осуществления перехода означает топологическую эквивалентность 2π- и 0-состояний

барьером от основного 2π-состояния. Поэтому после выключения электрического поля 0-состояние очень медленно релаксирует, что можно видеть из сравнения распределения директора в моменты времени $t = 51$ мс и $t = 99$ мс на рис. 3. Релаксация происходит в результате поглощения «межэлектродных» доменов 0-состояния «надэлектродными» доменами основного 2π-состояния. В данном примере, когда межэлектродное расстояние равно 10 мкм, характерное время, требуемое для полного восстановления 2π-состояния в межэлектродной области, составляет около 400 мс. Переход в основное 2π-состояние можно существенно ускорить, если использовать однополярный импульс сравнительно невысокого напряжения. На рис. 3 можно видеть, что однополярный импульс напряжения с амплитудой 20 В на интервале 100–140 мс приводит к нарушению 0-состояния с последующей быстрой (около 5 мс) релаксацией в основное 2π-состояние после выключения импульса. Таким образом, используя однополярные импульсы, можно быстро возвращать ЖК-слой в исходное 2π-состояние. Моделирование в условиях нулевых значений флексоэлектрических коэффициентов показало, что переключение из 0- в 2π-состояние становится невозможным. Таким образом, механизм быстрого обратного переключения в 2π-состояние по своей природе является флексоэлектрическим.

Рис. 3. Результаты моделирования переключения в межэлектродном пространстве из 2π-состояния в 0-состояние (интервал 0–51 мс), а также обратного переключения из 0-состояния в 2π-состояние (интервал 99–150 мс). Цветовая шкала соответствует x-компоненте директора ЖК

Отметим, что в третьей зоне Гранжана возможен переход между эквивалентными 3π- и π-состояниями. Подробнее об этом можно узнать в работе [13].

На рис. 4 показан электрооптический отклик в процессе бистабильного переключения. В данном случае слой жидкого кристалла помещен между скрещенными поляризаторами, а световой пучок распространяется через центральную межэлектродную область слоя ЖК. При этом направление оптической оси ХЖК в 0-состоянии составляет угол 45° по отношению к осям поляризаторов. Таким образом, в 0-состоянии оптическая система, состоящая из слоя ЖК и поляризаторов, являет-

Рис. 4. Электрооптический отклик (верхний график) при переключении из 2π- в 0-состояние и обратно в 2π-состояние. В нижней части показана форма управляющего электрического напряжения для переключения между состояниями. Слой ЖК находится между скрещенными поляризатором и анализатором (ось поляризатора под углом 45° по отношению к полоскам электродов). Расчеты выполнены для центральной части слоя, расположенной между планарными электродами, для длины волны света $\lambda = 630$ нм

ся прозрачной для света в межэлектродной области. В 2π-состоянии, из-за геликоидального распределения директора и малой толщины, оптическая система эффективно блокирует свет. На рис. 4 можно наблюдать как стадию переключения в оптически прозрачное 0-состояние, так и стадию обратного переключения в темное 2π-состояние. На интервале действия импульсного синусоидального пакета электрического напряжения ($t < 50$ мс) можно также наблюдать специфическую форму нелинейного электрооптического отклика, который включает не только квадратичный, но и линейный электрооптический вклад, характерный для флексоэлектрического эффекта.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для экспериментального наблюдения бистабильности были созданы две клиновидные ХЖК-ячейки: «тонкая» А-ячейка с толщиной, изменяемой в диапазоне 1–3 мкм, и естественным шагом спирали $p_0 = 2.3$ мкм и «толстая» В-ячейка с толщиной, изменяемой в диапазоне 4–8 мкм, и $p_0 = 7$ мкм. Диапазон толщин выбирался таким образом, чтобы в каждой из ячеек можно было наблюдать первую и вторую зоны Гранжана.

Рис. 5. Фото А-ячейки в скрещенных поляризаторе (P) и анализаторе (A): *а*) исходные первая (π-состояние) и вторая (2π-состояние) зоны Гранжана (ось поляризатора вдоль электродных полосок); *б*) образование 0-состояния (темная область) во второй зоне Гранжана после воздействия электрического поля; *в*) 0-состояние (самая яркая область) при повороте ячейки вокруг оси z на 45° между скрещенными поляризаторами

4.1. Ориентационный переход в А-ячейке

На рис. 5 *а* представлена фотография оптической текстуры в А-ячейке до воздействия электрического поля, где видны первая (π-состояние) и вто-

Рис. 6. Переключение А-ячейки из 2π-состояния ($t < 100$ мс) в 0-состояние ($t > 300$ мс) и релаксация 0-состояния

рая (2π-состояние) зоны Гранжана. Ячейка находится между скрещенными поляризаторами, при этом волновой вектор электродной решетки $\mathbf{k}$ параллелен оси выходного поляризатора (анализатора A). Непрозрачные хромовые электроды на фотографии видны как самые темные полоски. После приложения переменного электрического напряжения амплитудой 70 В на частоте 200 Гц, во второй зоне Гранжана возникает третье 0-состояние (рис. 5 *б, в*). Это третье состояние в скрещенных поляризаторах наиболее темное, если ось поляризатора ориентирована вдоль электродных полосок (рис. 5 *б*), и наиболее светлое, если оси скрещенных поляризаторов ориентированы под углом 45° по отношению к электродным полоскам (рис. 5 *в*). Такая оптическая картина характерна для планарной ориентации или 0-состояния. Это 0-состояние существует достаточно долго (несколько секунд) по сравнению с временем упругой релаксации, которое при толщине слоя 2 мкм составляет менее 10 мс.

На рис. 6 показан электрооптический отклик А-ячейки, измеренный во второй зоне Гранжана с исходным 2π-состоянием для различных амплитуд импульсного напряжения. Для получения кривых электрооптического отклика использовался лазерный диод с длиной волны $\lambda = 630$ нм. Ячейка находилась между скрещенных поляризаторов так, что электродные полоски составляли угол 45° по отношению к осям поляризаторов. Как видно из рис. 6, исходное 2π-состояние является темным ($t < 100$ мс). После приложения к электродам импульсного пакета электрического напряжения с амплитудой более 40 В и частотой 200 Гц ЖК-слой переходит в планарное 0-состояние, что проявляется как увеличение интенсивности света (повышения коэффициента пропускания оптической системы) после выключения импульса электрического напряжения при $t > 300$ мс. Стоит отметить, что переход к высокому уровню пропускания наблюдается только при электрических напряжениях, превышающих 50 В, когда во второй зоне Гранжана 0-состояние занимает заметную долю всей площади ЖК между электродами, регистрируемой фотодиодом. Доля площади, занимаемая 0-состоянием, увеличивается по мере повышения электрического поля, достигая максимума при амплитуде электрического напряжения около 90 В. При этом соответственно возрастает не только уровень пропускания после выключения импульса, но и время релаксации. Наблюдения в поляризационном микроскопе показывают, что релаксация 0-состояния происходит за счет «поглощения» доменов 0-состояния доменами исходного 2π-состояния, которые имеют минимальную свободную энергию. Поэтому мы связываем время релаксации с разницей между свободной энергией 0- и 2π-состояний, а также долей, занимаемой основным 2π-состоянием от общего объема. Как показало моделирование, после того как происходит переключение в 0-состояние в межэлектродных областях, в надэлектродных областях основное 2π-состояние сохраняется (рис. 3). Таким образом, эти надэлектродные домены в основном 2π-состоянии поглощают домены метастабильного 0-состояния, ускоряя процесс релаксации. Следует отметить, что численное моделирование показывает, что, уменьшая ширину электродов, можно реализовать переход в 0-состояние во всем объеме, включая надэлектродные области.

Мы предполагаем, что ключевое отличие данных эксперимента от результатов моделирования на рис. 3 заключается в следующем. В эксперименте мы наблюдаем обширную область, включающую около десяти пар электродов. В электрооптическом отклике присутствует линейный по полю вклад, поэтому участки между соседними электродными парами, где планарные компоненты вектора электрического поля направлены взаимно противоположно, не дают синхронного вклада в оптический отклик. В то время как для одной пары пропускание увеличивается, для соседней оно может уменьшаться. В итоге суммарный коэффициент пропускания оказывается ниже максимально возможного. Напротив, в моделировании электрооптический отклик соответствует небольшой области по центру между двумя электродами, где данный эффект компенсации пропускания отсутствует.

Рис. 7. Бистабильное переключение А-ячейки: $2\pi \to 0$ ($t > 300$ мс); $0 \to 2\pi$ ($t > 400$ мс)

Согласно данным на рис. 6 время релаксации 0-состояния в основное 2π-состояние в А-ячейке составляет около 400 мс, что находится в хорошем согласии с результатами численного моделирования.

На рис. 7 показано, что приложение к А-ячейке относительно низковольтного электрического напряжения ($U = 30$ В) длительностью в один период, после того как произошел переход в 0-состояние, позволяет быстро переключить 0-состояние обратно в исходное 2π-состояние.

Эффект быстрого обратного переключения в 2π-состояние был предсказан численным моделированием при наличии флексоэлектрического взаимодействия (рис. 4). Экспериментально существование флексоэлектрического взаимодействия подтверждается особенностями электрооптического отклика во время воздействия импульсного пакета, заполненного напряжением синусоидальной формы, и будет обсуждаться ниже. Здесь же отметим, что поскольку флексоэлектрическое взаимодействие линейно по электрическому полю, упомянутый электрооптический отклик имеет вклад на основной частоте приложенного напряжения. Линейный характер флексоэлектрического взаимодействия также обусловливает необходимость использования более слабых полей (в виде однополярных импульсов или пакетов, заполненных лишь одним периодом переменного электрического напряжения типа «меандр», рис. 7) для переключения из нулевого в 2π-состояние. Дело в том, что с повышением амплитуды электрического поля преобладающим становится квадратичное взаимодействие, способствующее сохранению 0-состояния. С понижением электрического поля квадратичное взаимодействие, обусловленное диэлектрической анизотропией ЖК, уменьшается быстрее, чем линейное флексоэлектрическое взаимодействие. Таким образом, флексоэлектрическое взаимодействие становится основным, создающим необходимый вращательный момент для обратного перехода из 0- в 2π-состояние.

4.2. Ориентационный переход в В-ячейке

Как видно из осциллограмм электрооптического отклика, время жизни 0-состояния в А-ячейке составляет всего около секунды (рис. 6). Согласно нашим представлениям, время жизни определяется разницей между значениями плотности свободной энергии закрученного 2π-состояния и раскрученного 0-состояния. Эта разница, в свою очередь, уменьшается с ростом естественного шага спирали p_0. Поэтому в условиях нашего эксперимента для увеличения времени жизни необходимо увеличить p_0 и соответственно толщину слоя ХЖК. Именно для увеличения времени жизни метастабильного планарного состояния была собрана клиновидная В-ячейка с примерно трехкратно увеличенным диапазоном толщин слоя ЖК по сравнению с А-ячейкой.

Аналогично А-ячейке электрическое поле индуцирует во второй зоне Гранжана переход в раскрученное 0-состояние, которое выглядит как совершенное темное оптическое состояние в скрещенных поляризаторах (электродные полоски ориентированы вдоль поляризатора), рис. 8 *б*. Однако в отличие от «тонкой» А-ячейки, где закрученное 2π-состояние является темным при указанной ориентации по отношению к осям поляризаторов, в В-ячейке из-за увеличенной толщины 2π-состояние является светлым. Темное 0-состояние в В-ячейке действительно релаксирует значительно дольше и сохраняется даже спустя 30 с после выключения поля (рис. 8 *в*).

Рисунок 9 иллюстрирует электрооптический отклик В-ячейки на импульсный пакет синусоидального напряжения частотой 20 Гц и переход в 0-состояние при амплитуде электрического напряжения 60 В. Как уже отмечалось, при данной толщине основное 2π-состояние является прозрачным (светлым) в системе скрещенных поляризаторов с осями вдоль и перпендикулярно электродным полоскам. Планарное 0-состояние в этом случае является темным. Видно (кривая *1*), что при электрическом напряжении амплитудой 50 В переключения в темное 0-состояние не происходит, что указывает на пороговый характер переключения.

Весьма показательным на рис. 9 является электрооптический отклик на интервале дей-

Рис. 8. Оптические текстуры в В-ячейке: *а*) 2π- и π- состояния соответственно во второй и первой зонах Гранжана; *б*) 0-состояние во второй зоне Гранжана после воздействия электрического поля; *в*) 0-состояние (темная область) спустя 30 с после выключения поля

ствия переменного синусоидального напряжения ($100 < t < 500$ мс). Как видно из вставки на рисунке, нелинейный отклик включает не только фурье-компоненту R_2 на удвоенной частоте воздействующего электрического поля и более высокочастотную гармонику R_4, но и компоненту

Рис. 9. Электрооптическое переключение в В-ячейке. На вставке показан фурье-спектр электрооптического отклика *2* на интервале 100–500 мс

R_1 на основной частоте 20 Гц с соответствующей гармоникой R_3. Компонента на удвоенной частоте соответствует квадратичному взаимодействию электрического поля с диэлектрической анизотропией ЖК. А вот вклад в электрооптический отклик на основной частоте — прямое свидетельство полярного (линейного) взаимодействия, связанного с флексоэлектрическим эффектом. Как уже отмечалось, после выключения импульсного пакета электрического напряжения амплитудой 50 В перехода из 2π- в 0-состояние не происходит. Однако при амплитуде напряжения 70 В наблюдается выраженный переход в темное 0-состояние (рис. 9, кривая *2*).

Таким образом, результаты исследований В-ячейки подтвердили ожидаемое увеличение времени жизни метастабильного 0-состояния, пороговый характер переключения в 0-состояние, а также наличие линейного вклада в электрооптическом отклике, который мы связываем с флексоэлектрическим взаимодействием.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведены результаты исследования нового типа бистабильного переключения в слое хирального ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией и флексоэлектрической поляризацией. Численно и экспериментально показано, что в планарном электрическом поле для данного типа ХЖК возможны топологически эквивалентные переходы из основного закрученного 2π-состояния в метастабильное раскрученное

0-состояние и обратно. При этом, если переход в 0-состояние возникает благодаря взаимодействию электрического поля с отрицательной диэлектрической анизотропией ЖК, то обратный переход в 2π-состояние происходит благодаря флексоэлектрическому взаимодействию. Данный эффект может быть интересен для информационных дисплеев, работающих в режиме электронной бумаги, где для сохранения изображения требуется низкая частота его обновления. Кроме того, поскольку при определенных геометрии электродов и режиме управления переключение происходит лишь в межэлектродной области, данные системы интересны и для фотонных приложений в качестве переключаемых дифракционных решеток и фотонных кристаллов.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Jones, *Handbook of Optoelectronics*, CRC Press, USA (2017).

2. J. H. Kim, M. Yoneya, and H. Yokoyama, Nature **420**, 159 (2002).

3. П. В. Долганов, К. Д. Бакланова, В. К. Долганов, ЖЭТФ **157**, 936 (2020).

4. S. P. Palto, D. O. Rybakov, B. A. Umanskii et al., Crystals **13**, 10 (2022).

5. C. J. Gerritsma, J. de Klerk, and P. van Zanten, Sol. St. Commun. **17**, 1077 (1975).

6. C. Z. van Doorn, J. Appl. Phys. **46**, 3738 (1975).

7. D. W. Berreman and W. R. Heffner, Appl. Phys. Lett. **37**, 109 (1980).

8. С. П. Палто, М. И. Барник, ЖЭТФ **127**, 220 (2005).

9. С. П. Палто, М. И. Барник, ЖЭТФ **129**, 1132 (2006).

10. G. P. Bryan-Brown et al., *Proc. SID Digest of Technical Papers* **28**, 37 (1997).

11. C. Joubert et al., *SID Symposium Digest of Technical Papers* **33**, 30 (2002).

12. И. В. Симдянкин, А. Р. Гейвандов, С. П. Палто, Письма в ЖЭТФ **120**, 690 (2024).

13. I. V. Simdyankin, A. R. Geivandov, I. V. Kasyanova et al., Crystals **14**, 891 (2024).