

Обратимый топологически эквивалентный переход в хиральном жидком кристалле с отрицательной диэлектрической анизотропией

И. В. Симдянкин, А. Р. Гейвандов¹⁾, С. П. Палто

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

Поступила в редакцию 17 сентября 2024 г.

После переработки 17 сентября 2024 г.

Принята к публикации 19 сентября 2024 г.

В слое хирального жидкого кристалла с отрицательной диэлектрической анизотропией и толщиной d , соответствующей второй зоне Гранжана ($3p_0/4 < d < 5p_0/4$, где p_0 – естественный шаг спирали), под действием планарного электрического поля происходит ориентационный переход из основного состояния, закрученного на угол 2π в топологически эквивалентное раскрученное состояние (0-состояние). Хотя 0-состояние является метастабильным и долгоживущим, оно может быть быстро переведено обратно в 2π -состояние импульсом электрического поля сравнительно малой амплитуды. Если прямой переход в 0-состояние обусловлен взаимодействием электрического поля с отрицательной диэлектрической анизотропией, то быстрый обратный переход связывается нами с флексоэлектрическим взаимодействием.

DOI: 10.31857/S0370274X24110063, EDN: AWGCDT

1. Хиральные жидкие кристаллы (ХЖК) на протяжении многих десятилетий привлекают исследователей своими уникальными свойствами, обусловленными способностью к спонтанному образованию спиральных надмолекулярных структур. В монодоменном состоянии, когда ось спирали ХЖК ориентирована в одном направлении, такие структуры являются одномерными фотонными кристаллами. Благодаря спиральному пространственному распределению директора, когда главные оси тензора диэлектрической проницаемости поворачиваются по мере движения вдоль оси спирали, для света, распространяющегося вдоль этой оси, существует запрещенная зона энергий. Внутри нее фотоны с круговой поляризацией, совпадающей со знаком закрутки спирали, не могут распространяться. Наличие зоны запрещенных энергий, а также особенности распространения света на ее краях, обуславливают незатухающий исследовательский интерес к этим фотонным системам [1–5].

Фотоника – не единственная область применения ХЖК. Еще в прошлом десятилетии возникла идея использования ХЖК для информационных дисплеев типа “электронной бумаги”, в которых для отображения информации практически не расходуется энергия. Геррицма (Gerritsma) и др. [6], исследуя двухчастотные ХЖК материалы, наблюдали возникновение долгоживущих оптически различимых доменов после воздействия на слой ХЖК электрическим

полем различной частоты. Эти домены были интерпретированы как топологически эквивалентные метастабильные состояния, отличающиеся целым числом витков спирали на толщине слоя. Топологическая эквивалентность означает, что ориентационные переходы между состояниями, отличающимися на целое число витков, возможны в результате непрерывной деформации распределения директора в объеме слоя. В теоретической работе [7] ван Дорн (van Doorn) указал на возможность электрически индуцированных ориентационных переходов между двумя топологически эквивалентными состояниями, характеризуемыми соответственно четвертью витка правой спирали ($+\pi/2$) и тремя четвертями витка левой спирали ($-3\pi/2$). Позднее, Берреман (Berreman) и Хеффнер (Heffner) [8], с учетом результатов Геррицмы 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. Позже были изучены и другие реализации аналогичного эффекта как для одночастотных, так и для двухчастотных ХЖК [9, 10]. Например, в [10] было изучено обратимое переключение между различными топологически эквивалентными состояниями: $0 \leftrightarrow 2\pi$; $-\pi \leftrightarrow +\pi$; $-\pi/2 \leftrightarrow +3\pi/2$ и др. Однако общим требованием, необходимым для осуществления вышеупомянутых переходов, являлось использование либо двухчастотных ХЖК, либо ХЖК с положительной диэлектрической

¹⁾e-mail: ageivandov@yandex.ru

ческой анизотропией, управляемых электрическим полем, направленным вдоль нормали к слою. Важно и то, что в основе физического механизма переключения лежало взаимодействие обратных гидродинамических потоков с директором ХЖК, что резко ограничивало практическое использование эффекта.

В настоящей работе мы сообщаем об электрическом переключении между оптически различными топологически эквивалентными состояниями в новой геометрии воздействия электрического поля на ХЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией.

2. Мы исследовали клиновидный тип ХЖК ячейки, когда толщина слоя плавно изменяется в диапазоне от 1 до 3 мкм, рис. 1. Диапазон толщин выбран так, чтобы при естественном шаге спирали $p_0 = 2.3$ мкм, характерном для приготовленного нами ХЖК, наблюдать как первую, так и вторую зоны Гранжана (рис. 1b), где распределение директора определяется закруткой директора на толщине слоя на угол π и 2π соответственно, рис. 1a. Подчеркнем, что в этой работе нумерация зон Гранжана начинается с нуля. Нулевая зона характеризуется однородным планарным распределением директора и возникает при толщинах слоя меньше четверти естественного шага спирали. В качестве ХЖК использовался нематический жидкий кристалл лабораторной разработки (13N) с отрицательной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon = -4.15$), в который было добавлено 0.7 вес. % оптически активного соединения 1,4:3,6-Dianhydro-D-sorbitol-2,5-bis(4-hexyloxybenzoate). Данная концентрация добавки обеспечивала упомянутое выше значение естественного шага спирали. Разность главных показателей преломления (оптическая анизотропия) для данного ХЖК составляет $\Delta n = 0.09$.

Для создания планарного электрического поля на поверхность одной из подложек была нанесена система встречно-штыревых электродов из хрома. Ширина электродов составляла 5 мкм, а промежутки между соседними электродными полосками был равен 10 мкм. На поверхность подложки с электродами, а также на свободную от электродов поверхность второй подложки наносились ориентирующие полиимидные пленки, которые механически натирались вдоль электродных полосок, создавая в данном направлении ось легкой ориентации. В собранной ХЖК ячейке направления натирания на подложках были направлены взаимно противоположно.

Оптические и текстурные исследования проводили с использованием установки на основе поляризационного микроскопа Olympus CX31P,

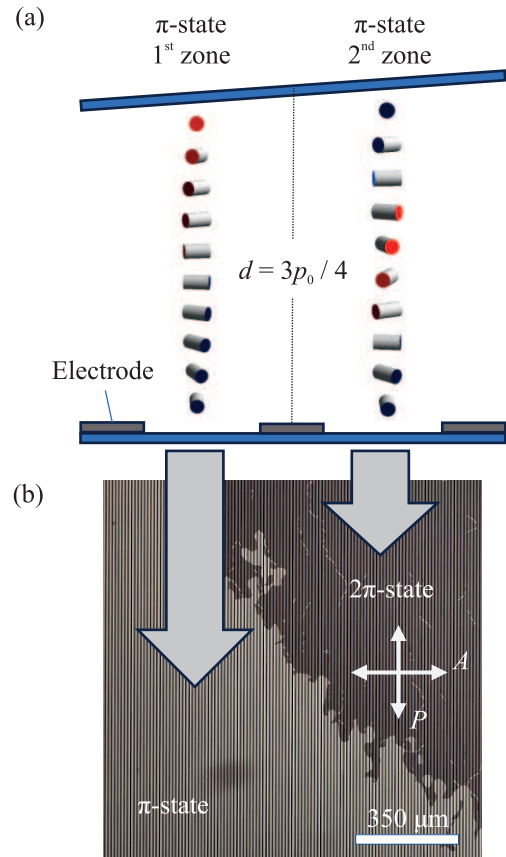


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение клиновидной ХЖК-ячейки и распределение директора в первой (π -состояние) и второй (2π -состояние) зонах Гранжана (a); фото текстуры в клиновидной ХЖК ячейке, помещенной между скрещенными поляризатором (P) и анализатором (A), иллюстрирующее две разные оптические текстуры в первой и второй зонах Гранжана (b). Ось пропускания поляризатора (P) ориентирована вдоль электродных полосок (на фото – тонкие темные линии в вертикальном направлении)

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) преобразователем, 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.

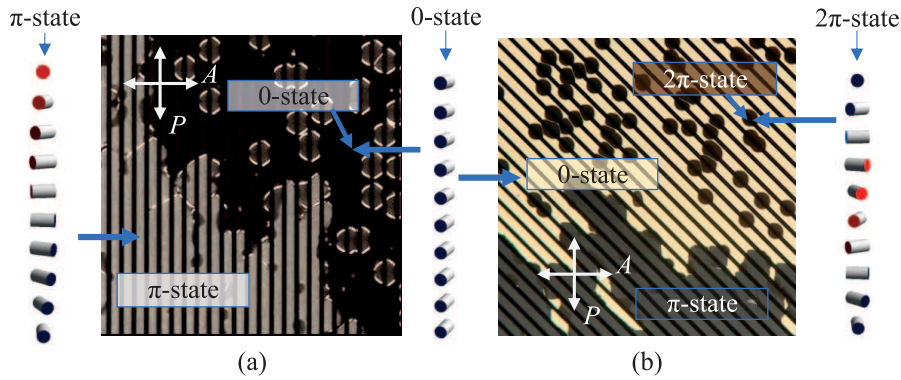


Рис. 2. (Цветной онлайн) Текстуры ХЖК в поляризационном микроскопе после индуцированного электрическим полем топологически эквивалентного перехода из закрученного 2π -состояния в раскрученное 0-состояние во второй зоне Гранжана. Фотографии отличаются ориентацией электродных полосок (черные полосы на обоих фото) по отношению к осям скрещенных поляризатора (P) и анализатора (A). Стрелки указывают на области (домены) различных состояний. Индуцированное полем 0-состояние наиболее темное на изображении слева (а) и наиболее яркое на изображении справа (б)

3. На рисунке 2 показаны изображения текстур в поляризационном микроскопе после воздействия импульсного пакета электрического напряжения амплитудой $U_0 = 70$ В на частоте 200 Гц. Как видно, во второй зоне Гранжана, где исходное основное состояние характеризуется закруткой директора на угол 2π (2π -состояние), после воздействия поля возникает новое оптическое состояние. Это состояние является оптически наиболее темным (непрозрачным) для образца между скрещенными поляризатором (P) и анализатором (A), если ось пропускания поляризатора (P) ориентирована вдоль электродных полосок, рис. 2а. Однако, при повороте образца так, что электродные полоски, задающие направление легкой оси ориентации, составляют угол 45° с осями поляризатора и анализатора, новое состояние оказывается оптически светлым (прозрачным). Такое оптическое поведение характерно для однородного планарного распределения директора (0-состояние). Таким образом, воздействие планарного электрического поля приводит к ориентационному переходу из основного 2π -состояния, характерного для второй зоны Гранжана, в раскрученное 0-состояние.

Стоит отметить, что после воздействия электрического поля основное 2π -состояние все еще присутствует в виде небольших доменов, занимающих малую часть площади во второй зоне, рис. 2. Однако, так как это основное 2π -состояние имеет наименьшую свободную энергию, то с течением времени эти домены увеличиваются в размере, поглощая домены метастабильного 0-состояния. Характерное время релаксации 0-состояния для толщины слоя около 2 мкм составляет около секунды, но при увеличении толщины до 6–7 мкм (данные планируется опублико-

вать в отдельной работе) увеличивается до нескольких минут.

На рисунке 3 показан электрооптический отклик в процессе прямого ($2\pi \rightarrow 0$) и обратного ($0 \rightarrow 2\pi$) переходов. Прямой переход возникает после воздействия пакета электрического напряжения U_0 амплитудой 80 В на частоте 200 Гц. На временном интервале 100–300 мс действия U_0 электрооптический отклик имеет колебательный характер, несмотря на прямоугольную форму напряжения U_0 . Фурье анализ этого отклика показывает, что в нем наряду с квадратичным вкладом на второй гармонике приложенного электрического поля содержится и линейный вклад на основной частоте. Таким образом, взаимодействие электрического поля с ЖК содержит не только квадратичную по полю составляющую, связанную с диэлектрической анизотропией, но и линейный вклад, который мы относим к флексоэлектрическому эффекту. После выключения напряжения U_0 ($t = 300$ мс) ХЖК переходит в раскрученное 0-состояние с высоким оптическим пропусканием (см. также рис. 2, справа). Как уже отмечалось, 0-состояние, являясь метастабильным, очень медленно, около одной секунды, релаксирует в основное 2π -состояние (кривая 2 на рис. 3). Однако, если на интервале существования 0-состояния приложить короткий импульсный пакет $U_{2\pi}$ из одного периода низкочастотного электрического напряжения сравнительно низкой амплитуды (30 В), то 0-состояние очень быстро переключается в основное 2π -состояние (кривая 1 при $t > 400$ мс).

Для выяснения физического механизма наблюдаемых переходов мы также провели исследования с использованием численных методов, основанных на

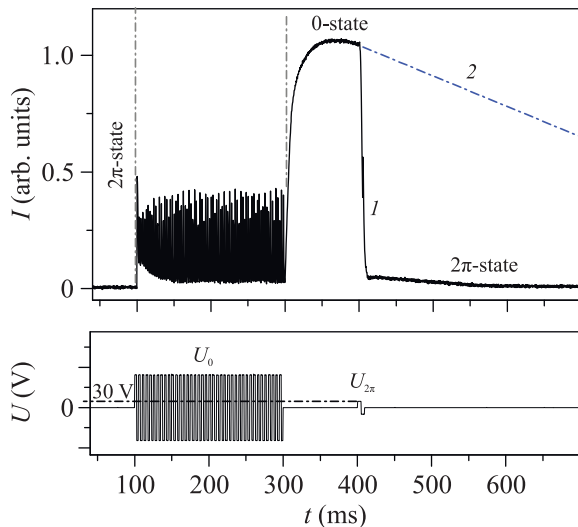


Рис. 3. (Цветной онлайн) Электрооптический отклик (I) при переходе из 2π -состояния в 0 -состояние после воздействия электрического напряжения U_1 и обратном переходе в 2π -состояние после воздействия импульса $U_{2\pi}$. Кривая 2 – экстраполированная релаксация метастабильного 0 -состояния при отсутствии импульса напряжения $U_{2\pi}$

решении уравнений континуальной теории ЖК совместно с уравнениями Максвелла. Детальное изложение этих результатов вместе с дополнительными экспериментами планируется в отдельной публикации. Здесь же мы отметим лишь наиболее важные результаты этого моделирования.

Численным моделированием нам удалось воспроизвести электрооптический отклик, показанный на рис. 3 и установить, что переключение из 0 -состояния в 2π -состояние возможно только в случае учета флексоэлектрического взаимодействия. Необходимая разность флексоэлектрических коэффициентов ($e_3 - e_1$) лежит в диапазоне 20–30 пКл/м. Как прямой, так и обратный переход реализуется в результате непрерывной деформации директора через промежуточное состояние с локальной гомеотропной ориентацией директора в объеме слоя, что соответствует топологической эквивалентности двух состояний. Таким образом, переходы возникают без образования или участия дефектов в слое ХЖК. Результаты также показали, что флексоэлектрический эффект препятствует переходу в 0 -состояние, что сказывается на увеличенном пороговом напряжении U_1 . При используемой в эксперименте геометрии электродов, 0 -состояние образуется только в межэлек-

тродной области, в то время как в надэлектродной области, невидимой в эксперименте из-за непрозрачности хромовых электродов, сохраняются домены основного 2π -состояния, которые заметно ускоряют процесс свободной релаксации 0 -состояния.

4. Таким образом, результаты наших исследований указывают на принципиально новый механизм наблюдаемого обратимого ориентационного перехода, где не требуется возбуждения обратных гидродинамических потоков. В заключение хотелось бы отметить, что обнаруженный эффект важен не только в отношении применений ХЖК в области управляемых электрическим полем фотонных устройств и экономичных информационных дисплеев типа “электронной бумаги”, но и является ярким примером, иллюстрирующим значимость двух разных по своей природе типов электрического взаимодействия – квадратичного, обусловленного отрицательной диэлектрической анизотропией, и линейного (полярного), связанного с флексоэлектрической поляризацией.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. H. Coles and S. Morris, *Nat. Photonics* **4**, 676 (2010); <https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.184>.
2. J. Ortega, C. L. Folcia, and J. Etxebarria, *Liq. Cryst.* **49**, 427 (2022); <https://doi.org/10.1080/02678292.2021.1974584>.
3. П. В. Долганов, К. Д. Бакланова, В. К. Долганов, *ЖЭТФ* **157**(5), 936 (2020).
4. S. P. Palto, *Crystals* **9**, 469 (2019); <https://doi.org/10.3390/cryst9090469>.
5. S. P. Palto, D. O. Rybakov, B. A. Umanskii, and N. M. Shtykov, *Crystals* **13**(1), 10 (2022); <https://doi.org/10.3390/cryst13010010>.
6. C. J. Gerritsma, J. de Klerk, and P. van Zanten, *Solid State Commun.* **17**(9), 1077 (1975).
7. C. Z. van Doorn, *J. Appl. Phys.* **46**(9), 3738 (1975).
8. D. W. Berreman and W. R. Heffner, *Appl. Phys. Lett.* **37**(1), 109 (1980).
9. С. П. Палто, М. И. Барник, *ЖЭТФ* **127**(1), 220 (2005).
10. С. П. Палто, М. И. Барник, *ЖЭТФ* **129**(6), 1132 (2006).