

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ДИСЛОКАЦИЙ ФРЕНКЕЛЯ – КОНТОРОВОЙ ПРИ ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИИ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А. Н. Чувывров, О. А. Скалдин, В. А. Делев, Ю. А. Лебедев, Э. С. Батыршин*

*Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук
450075, Уфа, Россия*

Поступила в редакцию 18 мая 2006 г.

Экспериментально изучается неустойчивость Френкеля – Конторовой в одномерной решетке доменов, реализуемой при электроконвекции в закрученных на $\pi/2$ нематических жидких кристаллах. Обнаружено, что в этой модельной среде можно наблюдать процесс генерации дефектов через такого рода неустойчивость. В частности, показывается, что выше порога электроконвективной неустойчивости в одномерной доменной структуре образуется несколько типов дефектов как с сингулярным и несингулярным ядрами, так и с размытым ядром. Ядра дислокаций с размытым ядром диссоциированы в линию и вся конструкция изоморфна двум частичным дислокациям, разнесенным на расстояние, которые в свободном виде не наблюдаются. Дефекты с несингулярным ядром (нулевым топологическим индексом) существуют благодаря спиральным гидродинамическим потокам в конвективных роллах и в слоях с гомогенной ориентацией молекул также не наблюдаются. Показывается, что образование дефектов обоих типов идет по сценарию распада дислокаций с размытым ядром путем отщепления несингулярных дефектов, т.е. дискретным образом, и в результате остается дислокация с сингулярным ядром. Также наблюдались «дышащие», или «бризерные», дефекты, которые являются результатом периодического рождения и аннигиляции дислокаций с топологическим индексом ± 1 . Обсуждаются вопросы влияния дефектов на переход от одно- к двумерной структуре, $1D \rightarrow 2D$.

PACS: 61.30.Jf, 47.65.+a, 61.72.Lk

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к модели образования и динамики дислокаций в кристаллах по Френкелю–Конторовой (ФК) определен тем, что она позволяет достаточно просто и наглядно описать нелинейные эффекты в дискретной системе, связанные с образованием статических и динамических возмущений цепочки атомов [1]. В континуальном приближении ее результаты совпадают с ϕ^4 -моделью и уравнением синус-Гордона [2]. В дискретной системе модель ФК предсказывает появление топологических дефектов, состояние которых зависит от величины барьера Пайерлса: если энергия кинка меньше барьера Пайерлса, то он локализован между двумя соседними состояниями атомов, имеющих максимальную энергию, и осциллирует. В случае преодоления барьера Пайерлса кинк начинает двигаться, но, по-

теряв энергию, он опять может быть захвачен [3, 4]. Несмотря на большое количество теоретических работ, прямые экспериментальные исследования приложений модели ФК для кристаллов все еще достаточно редки (см. ссылки в работе [5]). Изучение характера движения дислокаций при изгибе кристалла или его пластической деформации дает лишь косвенные сведения о параметрах модели ФК. Более того, следует всегда помнить, что реальный кристалл имеет трехмерную решетку, а модель ФК предполагает идеализированный одномерный случай. Для смещения дислокации в соседний энергетический минимум требуется сдвиговое напряжение, равное напряжению Пайерлса. Однако при конечных температурах в трехмерных кристаллах дислокация не лежит вдоль единственного энергетического минимума и она образует перегибы противоположного знака. Поэтому уже при напряжениях, значительно меньших, чем напряжение Пайерлса, перегибы

*E-mail:scala@anrb.ru

совершают боковые движения вдоль линии дислокации. Под действием такого напряжения или температурных флуктуаций атомов образуются все новые и новые перегибы. Этот процесс и является основным препятствием для реализации модели ФК в кристаллах. Однако имеются большие возможности для наблюдения динамического поведения дефектов в модельных системах. Например, модель ФК с успехом использовалась в сверхпроводниках для описания теории эффекта Джозефсона [6, 7], динамики доменных границ в ферроэлектриках [8] и ферромагнетиках [9, 10], а также структуры адсорбированных слоев на поверхности кристаллов [11, 12]. С этой точки зрения перспективным объектом, где топологические дефекты в одномерной системе могут быть легко созданы, а их свойства изучены, являются также жидкие кристаллы.

Известно, что когда в нематическом жидком кристалле (НЖК) реализована конвекция Рэлея – Бенара или электрогидродинамическая неустойчивость, переход к пространственно-временной, или «слабой», турбулентности обычно сопровождается появлением дефектов [13–16]. Появляющиеся при этом структуры, статистические свойства и динамика дефектов достаточно подробно обсуждались в работах [17, 18], где показано, что существует два типичных движения дефектов (дислокаций): *climb* (дефекты движутся вдоль осей роллов) и *glide* (движение дефектов происходит в направлении, перпендикулярном осям роллов), а также описаны механизмы, отвечающие за тот или иной тип движения дислокаций. Однако образование и динамика дефектов и структурных превращений в НЖК с неоднородной ориентацией директора (закрученной или гомеопланарной) практически не изучены и имеют свои особенности.

В связи с этим цель данной работы — экспериментальное изучение процесса перехода от одномерной (1D) доменной структуры к двумерной (2D) в закрученном на $\pi/2$ НЖК при электроконвекции в переменном электрическом поле, выявление характерных пространственных мод, ответственных за этот переход, определение количественных параметров, отражающих степень дефектности изучаемых периодических структур, и описание самих дефектов доменной структуры с точки зрения модели Френкеля – Конторовой.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Модельной системой служил НЖК 4-*n*-метоксибензилиден-*n*-бутиланилин, который помещался в

жидкокристаллическую ячейку между двумя стеклянными подложками с проводящим покрытием из SnO₂. Подложки натирались в одном направлении для создания планарной однородной ориентации директора, затем они поворачивались друг относительно друга на угол $\pi/2$, так что возникала закрученная на $\pi/2$ конфигурация поля директора \mathbf{n} . Толщина ЖК-слоя составляла $d = 20$ мкм, горизонтальные размеры ячейки — $l_x = 16$ мм, $l_y = 12$ мм, так что отношения сторон составляли $l_x/d = 800$, $l_y/d = 600$.

К слою прикладывалось переменное напряжение U с частотой $f = 30$ Гц. Далее приложенное напряжение и волновой вектор доменных структур приведены в безразмерных единицах

$$\epsilon = (U^2 - U_c^2)/U_c^2,$$

где U_c — пороговое напряжение возникновения доменов Вильямса – Капустина. Переменное напряжение подавалось с платы цифрового генератора WSB-100 (Quatech Corp., USA) и усиливалось при помощи усилителя мощности У4-27 (Россия).

Доменные структуры наблюдались с помощью поляризационного микроскопа Axiolab (Zeiss, Germany), а их изображения регистрировались камерой VX44 (PCO Inc., Germany) с разрешением 756×581 пикселей и оцифровывались платой ввода изображения DT3155 (Data Translation Inc., USA). Пороги образования доменных структур измерялись методом оптической дифракции, а волновые векторы определялись при помощи быстрого фурье-преобразования их видеоизображений. Относительная ошибка в определении волнового вектора структуры составляла приблизительно 5%. При изучении зависимостей длины, плотности дефектов и среднего расстояния между дефектами с ростом приложенного напряжения проводилось усреднение по трем видеовыборкам.

Для анализа искажения волновых векторов в окрестности дефекта использовалась техника непрерывного вейвлет-анализа видеоизображения [19]. Обычно исходное полутоновое изображение имело разрешение $512 \times 512 \times 8$ бит. При расчетах был использован вейвлет Морле, представляющий собой синусоиду, модулированную гауссианом:

$$\psi_{f_b f_c}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi f_b}} \exp\left(-\frac{x^2}{f_b}\right) \exp(2\pi i f_c x),$$

с параметрами $f_b = 1$ и $f_c = 1$. Распределение интенсивности изображения приводилось к нулевому среднему. Непрерывное вейвлет-преобразование применялось последовательно ко всем строкам исходного изображения, результаты преобразования

сглаживались при помощи фильтра Винера, и определялась зависимость локального масштаба $s(x, y)$ по положению максимума вейвлет-разложения. Значение локального волнового вектора определяется соотношением $q(x, y) = 2\pi/s(x, y)$. Из рассмотрения была исключена область в самом центре дефекта, где характерный масштаб отсутствует и преобразование дает неадекватные результаты. Получено распределение деформации волнового вектора

$$\Delta q(x, y) = \frac{q(x, y) - \langle q \rangle}{\langle q \rangle},$$

к которому также применялся двумерный сглаживающий фильтр Винера. Здесь $\langle q \rangle$ — среднее по изображению значение волнового вектора ролловой структуры.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Эволюция доменной структуры во внешнем электрическом поле

Рассмотрим последовательность структурно-фазовых переходов в закрученных НЖК во внешнем электрическом поле (рис. 1) [20–22]. Как и ожидалось, при $U_c = 5.6$ В возникает система типичных линейных доменов Вильямса–Капустина, направление которых перпендикулярно ориентации директора в середине невозмущенного слоя НЖК (рис. 1а). В отличие от планарного случая, имеющего только тангенциальную компоненту скорости конвективного течения в роллах, у закрученных нематиков появляется дополнительная аксиальная компонента скорости, которая меняет свой знак в соседних роллах [21]. Причем ее скорость растет как с увеличением угла закрутки, так и с увеличением приложенного напряжения. Геликоидальный характер течения в роллах легко идентифицируется при наблюдении за движением примесных частиц (диаметр 1–5 мкм). Появление аксиальной компоненты скорости связано с сильным сцеплением между ориентацией директора и гидродинамической скоростью в НЖК [20].

При увеличении напряжения до $\epsilon \approx 1.3$ появляется модуляция роллов вдоль их оси (рис. 1б), причем ее возникновение носит пороговый характер. Амплитуда модуляции растет с ростом напряжения до тех пор, пока при $\epsilon \approx 2.3$ не образуется двумерная в плоскости xy структура (или так называемая grid pattern) (рис. 1в). И наконец, при $\epsilon > 3$ двумерная доменная решетка становится неустойчивой и воз-

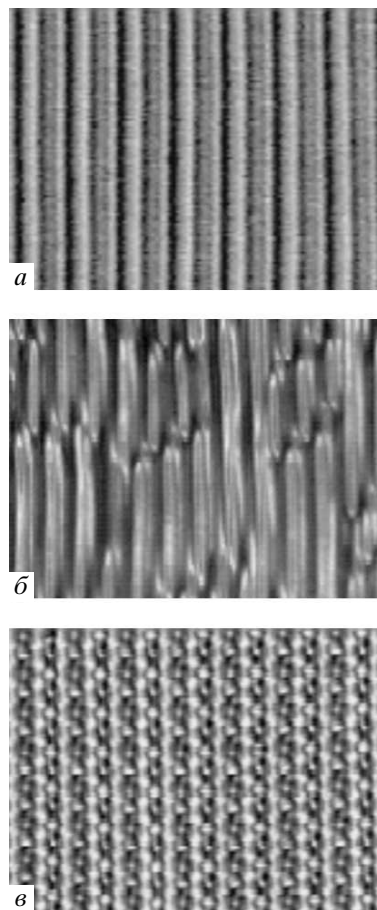


Рис. 1. Эволюция доменных структур в закрученных НЖК от порога возникновения роллов до grid pattern: а) $\epsilon = 0.17$ ($U = 6.02$ В) — линейные домены Вильямса, б) $\epsilon = 1.34$ ($U = 8.5$ В) — переходное состояние, модулированные роллы, в) $\epsilon = 3.27$ ($U = 11.48$ В) — 2D-структура (grid pattern)

никает турбулентный режим (мода динамического рассеяния света).

Фурье-анализ видеоизображений показал, что при переходе от линейных доменов к двумерной структуре перпендикулярная составляющая волнового вектора q_{\perp} (направление перпендикулярно директору в середине слоя и, соответственно, параллельно роллам) в отличие от параллельной директору составляющей q_{\parallel} практически не меняется при увеличении напряжения, что свидетельствует об устойчивости поперечной пространственной моды. Зависимости приведенных волновых векторов одномерной и двумерной структур от приложенного напряжения показаны на рис. 2.

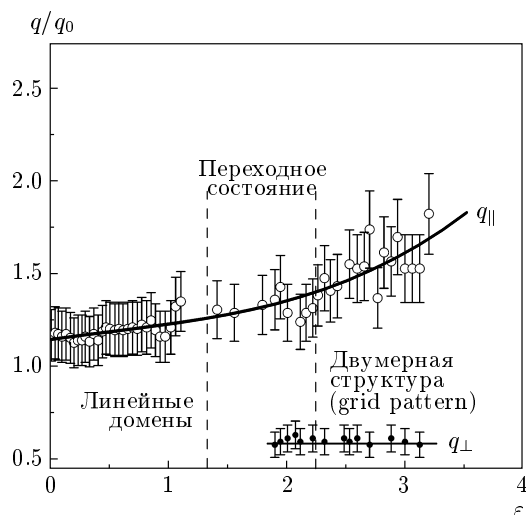


Рис. 2. Зависимости приведенных волновых векторов одномерной и двумерной структур от величины управляющего параметра ϵ ($q_0 = 2\pi/d$, d — толщина слоя)

3.2. Классификация дефектов в закрученных нематических жидких кристаллах

Элементарным дефектом, образующимся в доменной структуре в окрестности пороговых полей, является дополнительная пара обрывающихся роллов — дислокация Френкеля–Конторовой, возникающая в результате пространственных флуктуаций волнового вектора доменной структуры. В отличие от планарно ориентированных НЖК, в закрученных НЖК наблюдаются два вида дефектов: дислокация с топологическим индексом ± 1 (рис. 3а) и «дышащий» дефект, или «бризер» (рис. 4а).

Последний существует благодаря наличию аксиальной компоненты скорости течения НЖК, v_a , в доменах, направления которой указаны на рис. 3а стрелками. Схема потоков НЖК в доменах для двух типов дефектов приведена на рис. 3б, 4б. Здесь следует отметить, что первый тип дефектов является сингулярным. Это следует из следующих соображений. Пусть имеется однородная периодическая структура доменов, ориентированных вдоль y , которая характеризуется волновым вектором $q_0 = \text{grad } \Phi(q_0 \| x)$. Здесь величина $\Phi = q_0 x + \phi(x)$ является пространственной фазой изменения, например, вертикальной компоненты конвективной скорости роллов v_k , а $\phi(x)$ — некоторая фазовая константа, в общем случае функция, зависящая от x и y . Если мы сначала положим $\phi(x) = \text{const}$ и

возьмем следующий контурный интеграл вокруг дефекта (см. рис. 3а):

$$\oint_S \text{grad } \Phi ds \neq 0, \tag{1}$$

то его величина будет равна 2π для дефекта первого типа. Это согласуется с представлением о дефекте как лишней паре доменов в структуре, величина топологического индекса которого равна ± 1 , что определяет его сингулярность. С другой стороны, пространственный вейвлет-анализ показывает (рис. 3в), что центр дислокации характеризуется особенностью, которая определяет скачок волнового вектора при движении вдоль доменов (линия $x = 250$, рис. 3г). То есть ниже ядра дефекта происходит растяжение конвективных трубок или роллов, а выше — их сжатие. Второй же тип дефектов (рис. 4а) должен быть несингулярным, так как описанный выше интеграл оказывается равным нулю. Но в этой ситуации появляются некоторые особенности, которые необходимо обсудить дополнительно. Действительно, пространственные деформации доменной структуры несингулярного характера, когда контурный интеграл (1) в общем случае меньше 2π , могут являться следствием локальной зависимости $\phi = \phi(x, y)$. Подобные дефекты являются следствием крупномасштабных пространственных флуктуаций поля скоростей и директора, и их принято называть «localized phase modulation» [23]. В целом они гомотопичны точке, что определяет их неустойчивость и, как следствие, релаксацию со временем до равновесного однородного состояния одномерной доменной решетки, что характерно для обычного планарного случая. В нашем случае дефект представляет собой устойчивую конфигурацию благодаря особенностям гидродинамики течений в доменной структуре закрученного нематика и фактически является типичным примером солитонно-подобных дефектов, который образован двумя дефектами решетки доменов с топологическими индексами ± 1 . Выше указывалось, что помимо обычной конвективной компоненты скорости v_k (это характерно для пространственно-модулированных структур с планарной однородной ориентацией молекул) в доменах имеется еще и аксиальная компонента v_a (твист-структуры), непрерывность которой и определяет наличие локальной потенциальной стенки (рис. 4а), препятствующей процессу аннигиляции.

Устойчивость двумерной структуры в значительной степени зависит от наличия дефектов. Возникнув, дефекты движутся через систему доменов

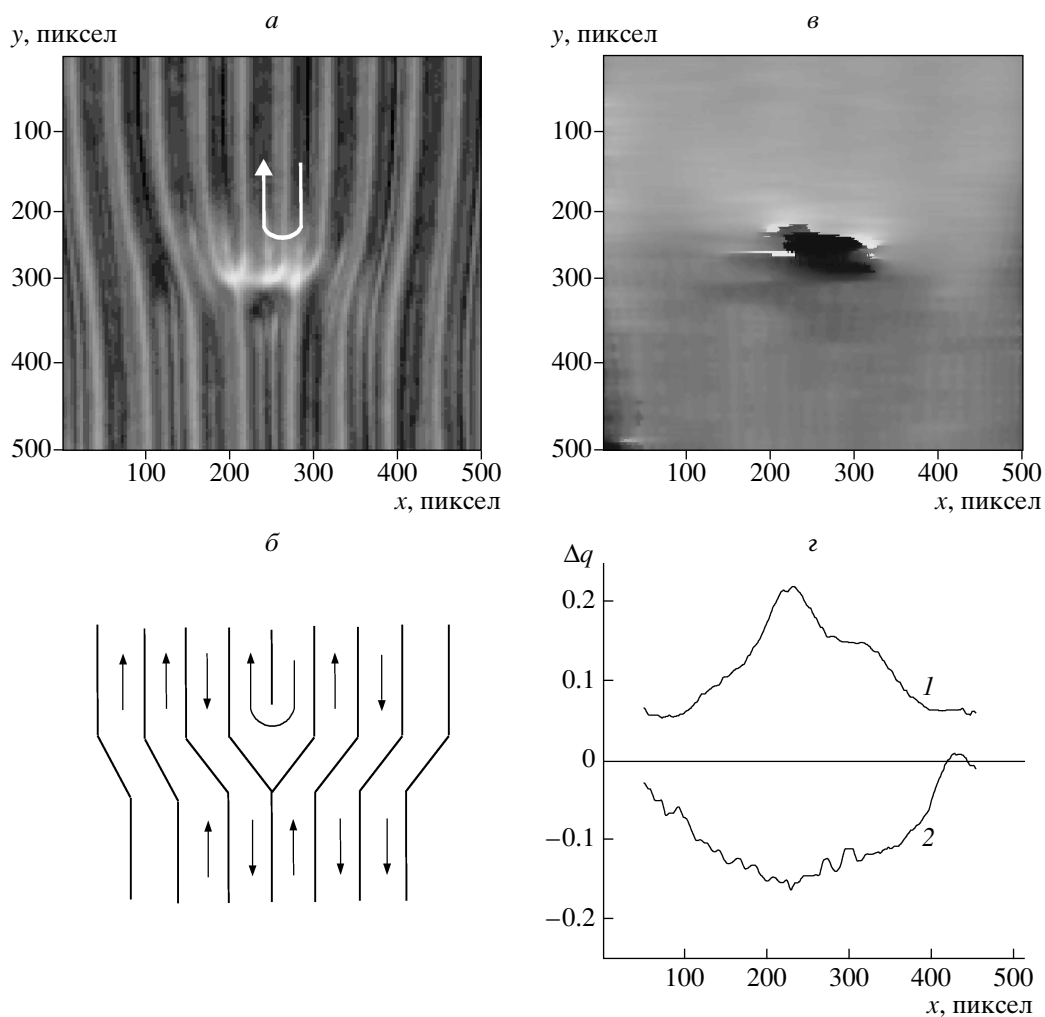


Рис. 3. Микрофотография дефектов в закрученном нематике с топологическим индексом ± 1 (а) и схема гидродинамических потоков в нем (б), пространственная зависимость локального волнового вектора $\Delta q(x, y)$ (в), вариация локального волнового вектора вдоль линий выше (кривая 1, $y = 200$) и ниже (кривая 2, $y = 300$) ядра дефекта (z).
На рис. а стрелки показывают направления аксиальной компоненты скорости конвективного течения

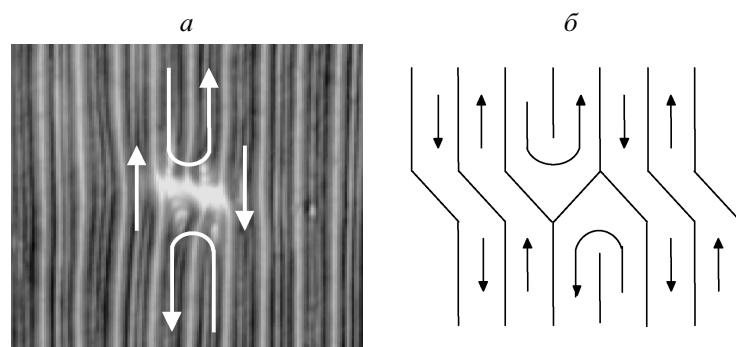


Рис. 4. Микрофотография дефектов с топологическим индексом 0 в закрученном нематике (а) и схема гидродинамических потоков в нем (б)

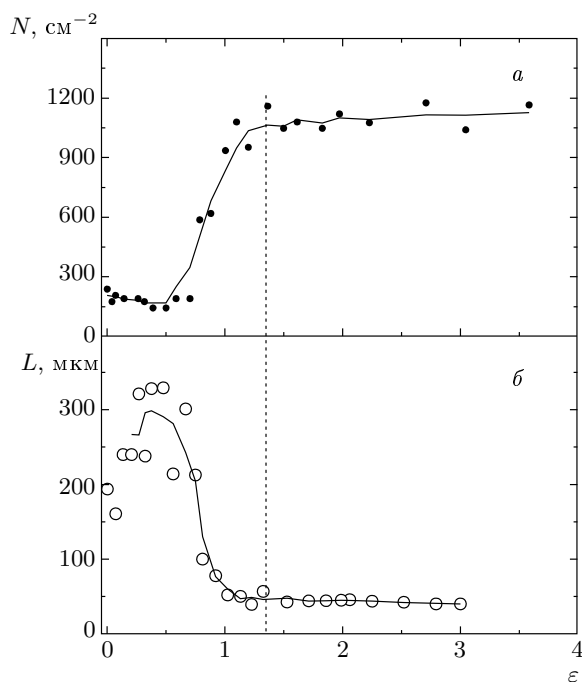


Рис. 5. Зависимости плотности дефектов (а) и среднего размера ядра дефекта (б) от приведенного напряжения ϵ

и, сталкиваясь, аннигилируют. Аналогично планарным НЖК [13–17], в закрученных нематиках существуют два типа движения дефектов, climb и glide, движущихся, соответственно, вдоль и перпендикулярно осям роллов. С увеличением приложенного напряжения до значений, больших U_c , скорость зарождения дефектов и их общее число увеличиваются и модулированная структура характеризуется присутствием и взаимодействием большого числа движущихся дислокаций (рис. 5). При образовании $2D$ -структуры плотность дефектов заметно растет и стремится к насыщению. Это связано с тем, что плотность упругой энергии искажения дефекта становится сравнимой с энергией деформации $2D$ -структуры, $F \sim q_{\perp}^2$. Таким образом, рост числа дефектов наблюдается, когда электрогидродинамические флуктуации нарастают, а насыщение величины плотности дефектов свойственно только стационарным $1D$ - и $2D$ -доменным структурам.

В ядре дислокации с топологическим индексом 1 существует область значительных нарушений структуры доменов (рис. 6а), направление которой перпендикулярно осям последних.

Эффективный размер L_{eff} такого ядра с момента рождения дефекта сначала растет, как в случае

однородного планарно-ориентированного слоя, что, в общем, было отмечено и в работе [23], но только в окрестности $\epsilon \geq 0$. В дальнейшем имеет место уменьшение размера ядра с ростом напряжения до размера ядра элементарного дефекта с $L = 2\lambda$ при $\epsilon \geq 1.3$ (рис. 5б) (λ — размер одного домена). Это совпадает с областью переходных состояний (см. рис. 2) и определяет фактически появление периодических деформаций вдоль роллов, хотя величина волнового вектора q_{\perp} , как было сказано выше, в отличие от q_{\parallel} , практически не меняется с увеличением управляющего параметра ϵ . Рост ϵ вызывает деформацию роллов при переходе от $1D$ к $2D$, недостаточную для структурной перестройки, но достаточную для образования дефектов. В этом случае дефекты, с одной стороны, являются деструктивным фактором (разрушают структуру), с другой стороны — стабилизирующим, так как рост электрического поля ведет к процессу развития пространственных флуктуирующих мод (ориентационных и гидродинамических) вдоль и поперек ролловой структуры, следствием которого являются разрывы конвективных трубок и образования структурных дефектов. Такое поведение, по-видимому, является спецификой твист-структур.

3.3. Структура дислокации с размытым ядром

По аналогии с твердыми кристаллами можно считать, что ядра такого рода дефектов диссоциированы в линию и вся конструкция изоморфна двум частичным дислокациям, разнесенным на расстояние L , размер которого зависит от эффективных силовых и энергетических параметров решетки доменов и динамики потоков НЖК (рис. 6). Частичной дислокацией в этом случае считается наличие или отсутствие одного линейного домена, который, в силу симметрии твист-структуры, изолированно не существует. Частичные дислокации разделены «дефектом упаковки» — линией, отделяющей области, смещенные друг относительно друга на один домен, — которая, фактически, определяет разрыв в монотонности распределения аксиальной компоненты скорости v_a потоков НЖК вдоль доменов. Покажем, что рассмотренная выше картина деформации системы линейных роллов вблизи ядра дефекта действительно имеет место в доменной структуре закрученных НЖК.

Для этого был применен анализ изображений доменов с помощью вейвлета Морле. На рис. 6в показано пространственное распределение деформации

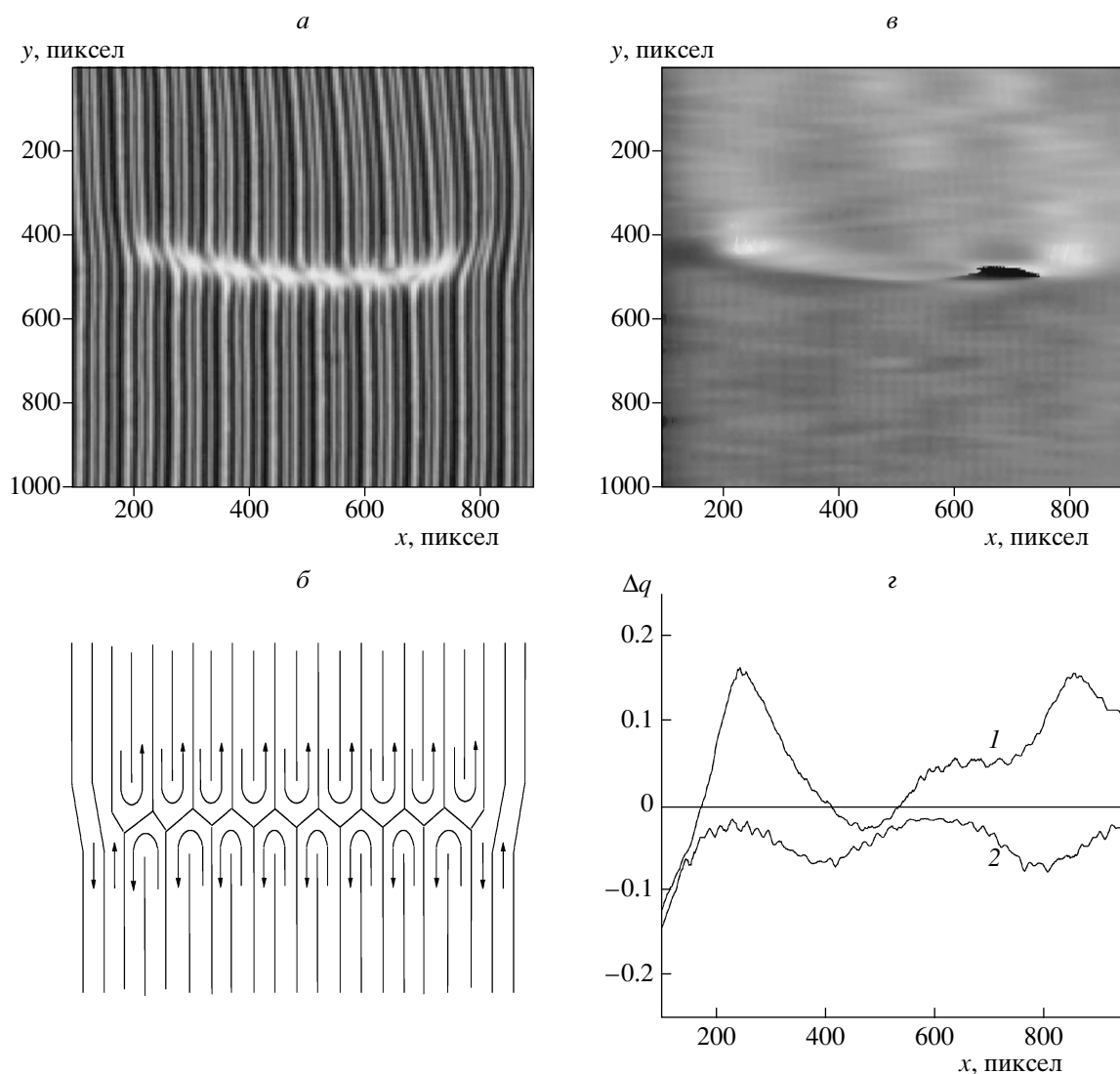


Рис. 6. Микрофотография дефекта с топологическим индексом ± 1 и размытым ядром в закрученном нематике (а) и схема гидродинамических потоков в нем (б), пространственная зависимость локального волнового вектора $\Delta q(x, y)$ (в) и вариация локального волнового вектора вдоль линий выше (кривая 1, $y = 405$) и ниже (кривая 2, $y = 555$) ядра дефекта (г)

поля волнового вектора, а на рис. 6г — распределение значений искажения волнового вектора вдоль линии $y = 405$ (чуть выше размытого ядра, кривая 1) и $y = 555$ (чуть ниже его, кривая 2). Результаты преобразования отчетливо показывают различный характер изменения масштаба структуры вблизи дефекта, в частности, сжатие роллов по краям и сохранение почти недеформированных волновых векторов в центре размытого ядра вдоль линии $y = 405$ (рис. 6г, кривая 1) и расширение роллов по краям на нижней половине микрофотографии, $y = 555$ (рис. 6г, кривая 2). Для сравнения на рис. 3в,г дано

пространственное распределение деформации поля волнового вектора для «нормальной» дислокации с локализованным ядром (при $\epsilon \geq 1.3$). На рис. 3 хорошо видно, что искажения масштаба структуры локализованы в центре ядра. Таким образом, из изложенного выше можно сделать следующие выводы. Во-первых, дислокации с размытым ядром являются основой для образования дефектов как сингулярного (рис. 3а), так и несингулярного типа (рис. 4а). Во-вторых, рост концентрации дислокаций с увеличением управляющего параметра ϵ и одновременно сокращение их размеров происходит (рис. 5) по сце-

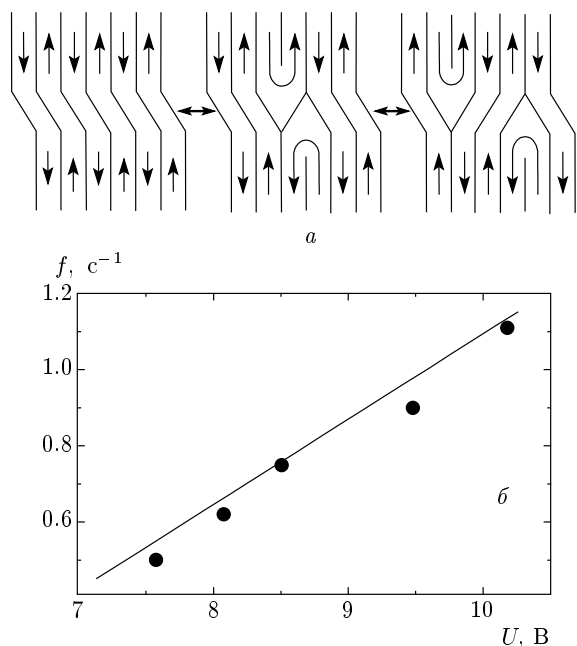


Рис. 7. Схема периодического перераспределения конвективных потоков при осцилляциях дефекта с топологическим индексом 0 при напряжениях выше 7.4 В ($\epsilon = 0.52$) (а) и зависимость частоты осцилляции дефекта от приложенного напряжения U (б)

нарию распада дислокаций с размытым ядром путем отщепления несингулярных дефектов с нулевым топологическим индексом (рис. 4а), т.е. дискретным образом. Конечным состоянием этого процесса является образование элементарного дефекта с сингулярным ядром.

3.4. «Дышащие» или «бризерные» дефекты

При напряжениях ниже $\epsilon = 0.5$ ($U = 7.4$ В) поток конвективного течения в ядрах обоих типов дефектов остается стационарным, а с ростом приложенного к ячейке переменного напряжения наблюдается периодическое по времени перераспределение скорости потока в ядре дефекта, что, по сути, представляет собой доменные осцилляции. Схема такого перераспределения потока в «дышащем», или «бризерном», дефекте показана на рис. 7а.

Процесс осцилляции дефекта с нулевым топологическим индексом связан с периодическим по времени рождением и аннигиляцией пары топологических дефектов с индексами ± 1 . Обнаружено, что частота осцилляции прямо пропорциональна приложенному напряжению (рис. 7б). Этот результат коррелирует с линейной зависимостью аксиальной ком-

поненты скорости течения НЖК в домене [20] от величины приложенного напряжения U .

3.5. Обсуждение результатов

Рассмотрим более подробно структуру дефектов однородной одномерной решетки роллов с размытым ядром (рис. 6а). Эта ситуация полностью эквивалентна одномерной модели дислокаций Френкеля – Конторовой [1]: верхний ряд доменов имеет плотность $2n$, нижний слева: $n - 1$, а справа: $n + 1$. Поэтому возникает «нониус» с эффективной длиной λ . Важно отметить, что в рассматриваемом случае неустойчивость Френкеля – Конторовой возникает благодаря наличию дефекта упаковки решетки доменов. Видимо, этот результат не лишен общности и подобную неустойчивость возможно наблюдать в твердых слоистых кристаллах.

Для оценки характера движения этого «нониуса» рассмотрим дискретную модель роллов — вихрей с функцией тока

$$\psi = \sum A_i \ln(r_i/r_0),$$

где $2r_0$ — расстояние до центра соседнего ролла, r_i — радиальное расстояние до центра i -го ролла. Тогда энергия движения центров инерции молекул в нем равна [24]

$$E = \frac{1}{2} \rho \sum_{i,j} v_i v_j \ln(r_{ij}/r_0), \tag{2}$$

где v_i, v_j — скорости движения центров инерции молекул в i -м и j -м роллах, r_{ij} — расстояние между ними. В одномерном случае $r_{ij} = x_{ij}$.

Упругая энергия в доменах имеет периодичность $d = 2r_0$, поэтому ее можно представить в виде

$$V(x_n) = \sum_i V_0 \left(1 - \cos \frac{2\pi x_i}{d} \right), \tag{3}$$

где x_n — пространственная координата. Введем безразмерную координату $x_i = x_i/d$, тогда координаты невозмущенной системы доменов $x_i^0 = 2\pi i$. Введем функцию смещения домена:

$$u_i = \begin{cases} x_i^0 + \nu_i, & i > 0, \\ -x_i^0 + \nu_i, & i \leq 0. \end{cases}$$

При движении дефекта решетки доменов попытаемся учесть его механические свойства следующим образом. Перемещение дефекта не является мгновенным, его инерционность можно охарактеризовать, приписав ему некоторую массу. Действительно, для его ускорения от одной скорости до другой требуется конечное время и затрата энергии. Эта энергия

точно равна энергии, необходимой для переориентации молекул, и энергии процессов диссипации, возникающих при этом. Аналогично случаю кристаллов, массу дефекта выбираем как $m = \rho dg$. Здесь ρ — плотность НЖК, d — толщина кристалла, g — модуль вектора Бюргерса дефекта. Так как на границе НЖК $x = \pm l$ стенка двигаться не может, то $m \rightarrow \infty$, а возникающее где-то движение должно здесь затухать. С учетом формул (2) и (3) получается уравнение движения дефекта:

$$m \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = -V_0 \sin u_i + \alpha (u_{i+1} + u_{i-1} - 2u_i). \quad (4)$$

Ограничимся случаем крупномасштабных возмущений, тогда (4) примет вид уравнения синус-Гордона [25]:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial \zeta^2} + \sin \eta = 0, \quad (5)$$

где

$$\tau = \frac{2\pi}{d} \sqrt{\frac{U_0}{m}} t, \quad \zeta = \frac{2\pi}{d} \sqrt{\frac{U_0}{\alpha}} x, \quad \eta = \frac{2\pi}{d} u.$$

В соответствии с симметрией задачи для функции $\eta(\zeta, t)$ могут быть реализованы две очевидные ситуации: 1) $\eta(\infty, t) = 0$, $\eta(-\infty, t) = 0$, $\eta'(\infty, t) = 0$, $\eta'(-\infty, t) = 0$; 2) $\eta(\infty, t) = 2\pi$, $\eta(-\infty, t) = -2\pi$, $\eta'(\infty, t) = 0$, $\eta'(-\infty, t) = 0$. В соответствии с ними наиболее интересными являются бризерное и солитон-солитонное решения этого уравнения [26]:

$$f_b = 4 \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{a} \sin \frac{a\tau}{\sqrt{1+a^2}} \operatorname{ch}^{-1} \frac{\zeta}{\sqrt{1+a^2}} \right), \quad (6)$$

$$f_{ss} = 4 \operatorname{arctg} \left(b \operatorname{sh} \frac{\zeta}{\sqrt{1-b^2}} \operatorname{ch}^{-1} \frac{b\tau}{\sqrt{1-b^2}} \right). \quad (7)$$

Здесь $f(\zeta, \tau) = 2\eta$, a и b находятся из условия минимума энергии. В первом случае начальное распределение можно выбрать в виде

$$\eta_0 = 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{a} \operatorname{ch}^{-1} \frac{\zeta}{\sqrt{1+a^2}} \right). \quad (8)$$

Очевидно, что бризер является периодическим по τ решением с периодом

$$\tau_0 = \frac{2\pi}{a} \sqrt{1+a^2}$$

или

$$T_0 = \frac{2\pi}{a} \sqrt{\frac{m}{\alpha} (1+a^2)},$$

а частота $\omega_0 \rightarrow (U^2 - U_c^2)^{1/2} \sim 1$ Гц при $m \sim 10^{-7}$ г. Этой зависимости и соответствуют результаты измерений частоты бризера, которые приведены на рис. 7. В случае (4) для начального распределения деформаций имеем

$$\eta_0 = 2 \operatorname{arctg} \left(b \operatorname{sh} \frac{\zeta}{\sqrt{1-b^2}} \right). \quad (9)$$

Энергия такого состояния $E \propto 8\sqrt{\alpha/V_0} + \Delta_p/2$, второе слагаемое и есть потенциал Пайерлса. Его величина впервые была оценена Инденбомом [27] и равна $\Delta_p \sim 64\pi \exp(-\pi\sqrt{\alpha/V_0})$. Для нашего случая $\alpha/V_0 \approx 100$, поэтому $\Delta_p \approx 1.8 \cdot 10^{-10}$ эрг, что близко по значению к величинам, характерным для кристаллических решеток.

Размеры каждого отдельного дефекта («гусеницы» по терминологии Френкеля–Конторовой) при $b \approx 0$ равны

$$\lambda = \frac{d}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha}{V_0} (1-b^2)^{1/2}} \rightarrow (U^2 - U_c^2)^{1/2}, \quad (10)$$

но при больших скоростях движения солитонов $b \rightarrow 0$ и $\lambda \rightarrow 0$, что соответствует, по-видимому, «релятивистскому» укорачиванию размера дефекта. Как мы видели ранее (рис. 5), это совпадает с экспериментальной ситуацией. В случае бризера (рис. 4) размеры ядра равны

$$\lambda_b = \frac{d}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha}{A} (1+a^2)} \quad (11)$$

и не зависят от напряжения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе экспериментально изучена неустойчивость Френкеля–Конторовой в решетке доменов в закрученном на 90° НЖК, проведена классификация типов дефектов и сценариев их образования с различными ядрами. Подобная неустойчивость впервые была предсказана для модели с одномерной цепочкой атомов. Однако экспериментально такую реализовать невозможно, именно по этой причине принципиальны исследования, описанные в настоящей статье. Кроме того, изучение процессов формирования дефектов по Френкелю–Конторовой позволяет понять механизм перехода от одномерной доменной структуры к двумерной. В частности, дислокации с размытым — диссоциированным — ядром изоморфны двум частичным дислокациям, разнесенным на расстояние порядка 10–50 периодов доменов, и имеют плотность энергии, сравнимую с невозмущенным состоянием, что способствует их появлению вследствие пространственных флуктуаций волнового вектора q . Такого рода пространственные искажения определяют пространственную селекцию флуктуационных мод, ответственных за переход

$1D \rightarrow 2D$. Были исследованы изменения волновых векторов q_{\parallel} , q_{\perp} доменной структуры как зависимости от управляющего параметра ϵ (q_{\parallel} — волновой вектор, коллинеарный директору в центре слоя и перпендикулярный направлению конвективных трубок, а q_{\perp} — соответственно параллельный им). При этом поперечная пространственная мода является устойчивой, тогда как параллельная составляющая волнового вектора плавно растет. Следовательно, именно она и является определяющей в образовании двумерной структуры. Наличие дефектов играет двойную роль в формировании доменных структур: с одной стороны, происходит снижение порогового напряжения для ориентационной деформации внутри роллов, и сам переход $1D \rightarrow 2D$ растягивается по напряжению; с другой стороны, плотности дефектов в данном случае, т. е. в развитом режиме электроконвекции, недостаточно, чтобы самостоятельно инициировать переход $1D \rightarrow 2D$. Однако при увеличении приложенного напряжения их плотность растет, в то время как длина и среднее расстояние между ними уменьшаются, что, в конце концов, и приводит к переходу к двумерной системе доменов. Интересными представляются результаты наблюдения и изучения динамических дефектов — бризеров, являющихся следствием процесса периодического рождения и аннигиляции дислокаций с топологическим индексом ± 1 .

Авторы благодарят А. А. Назарова за обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16548, 05-02-97907).

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель, ЖЭТФ **8**, 89, 1340 (1939).
2. В. Е. Захаров, С. В. Манаков, С. П. Новиков, Л. П. Пятаевский, *Теория солитонов*, Наука, Москва (1980).
3. E. Majernikova and G. Drobny, Phys. Rev. E **47**, 3677 (1993).
4. R. Boesch, C. R. Willis, and M. El-Batckouny, Phys. Rev. B **40**, 2284 (1989).
5. O. M. Braun and Y. S. Kivshar, *The Frenkel-Kontorova Model: Concepts, Methods, and Applications*, Springer-Verlag (2004).
6. A. V. Ustinov, M. Cirillo, and B. A. Malomed, Phys. Rev. B **47**, 8357 (1993).
7. H. S. J. van der Zant, T. P. Orlando, S. Watanabe, and S. H. Strogatz, Phys. Rev. Lett. **74**, 174 (1995).
8. R. A. Cowley, J. D. Axe, and M. Iizumi, Phys. Rev. Lett. **36**, 806 (1976).
9. A. R. Bishop and W. F. Lewis, J. Phys. C **12**, 3811 (1979).
10. А. С. Ковалев, Физика низких температур **20**, 1034 (1994).
11. И. Ф. Люксютов, А. Г. Наумовец, В. Л. Покровский, *Двумерные кристаллы*, Наукова Думка, Киев (1988).
12. J. de la Figuera, K. Pohl, O. Rodriguez de la Fuente et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3819 (2001).
13. W. Pesch and U. Behn, in *Evolution of Spontaneous Structures in Dissipative Continuous Systems*, ed. by F. H. Busse and S. C. Muller, Springer, Berlin (1999), p. 335.
14. E. Bodenschatz, A. Weber, and L. Kramer, J. Stat. Phys. **64**, 1007 (1991).
15. F. H. Busse, in *Hydrodynamic Instabilities and the Transition to Turbulence*, ed. by H. L. Swinney and J. P. Gollub, Springer, Berlin (1986).
16. S. Rasenat, V. Steinberg, and I. Rehberg, Phys. Rev. A **42**, 5998 (1990).
17. A. Joets and R. Ribotta, J. Phys. (France) **47**, 595 (1986).
18. S. Kai, N. Chizumi, and M. Kohno, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 3541 (1989).
19. Н. М. Астафьева, УФН **166**, 1145 (1996).
20. A. Hertrich, A. P. Krekhov, and O. A. Scaldin, J. Phys. II (France) **4**, 239 (1994).
21. V. A. Delev, P. Toth, and A. P. Krekhov, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **351**, 179 (2000).
22. Г. Р. Якупова, О. А. Скалдин, Письма в ЖТФ **29**, 27 (2003).
23. A. Joets and R. Ribotta, J. Stat. Phys. **64**, 981 (1991).
24. R. Kraichnan, J. Fluid. Mech. **67**, 155 (1975).
25. Р. К. Додд, Дж. Эйбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, Москва (1988).
26. М. Абловиц, Х. Сигур, *Солитоны и метод обратной задачи*, Мир, Москва (1987), с. 50.
27. В. Л. Инденбом, Кристаллография **3**, 195 (1958).