

УДК 532.783

DOI: 10.31040/2222-8349-2023-0-1-5-12

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДИНАМИКА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДЕФЕКТОВ
В ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ ЗАКРУЧЕННОГО НЕМАТИКА**

© В.А. Делев, Р.К. Салимов

Исследуются динамика и взаимодействие топологических дефектов в доменной структуре закрученного на $\pi/2$ нематического жидкого кристалла. Особенностью доменов Вильямса в закрученных нематиках является то, что гидродинамические потоки в них, наряду с тангенциальной компонентой скорости, имеют и аксиальную составляющую, направление которой противоположно в соседних доменах. Аксиальная компонента скорости возникает в результате сильной связи между исходной закрученной ориентацией директора \mathbf{n} и скоростью гидродинамического потока. В доменных структурах закрученных на $\pi/2$ нематиках, как и в планарно ориентированных, возникают краевые дислокации с топологическими зарядами $S=\pm 1$. С увеличением приложенного напряжения их плотность возрастает. Движение дислокаций происходит как вдоль доменов Вильямса (*climb* – переползание), так и перпендикулярно им (*glide* – скольжение). При определенной скорости увеличения приложенного напряжения $U > U_c$ по обе стороны от ядра краевой дислокации начинают распространяться искажения доменной структуры. Это приводит к образованию топологических дефектов особого типа – дислокаций с «размытым» ядром, или линейных дефектов, которые ориентированы перпендикулярно доменам Вильямса и двигаются преимущественно вдоль них. При этом возникающий линейный дефект имеет такой же топологический заряд, что и исходная дислокация. Показано, что их взаимодействие качественно хорошо описывается возмущенным уравнением синус-Гордона.

Ключевые слова: нематический жидкий кристалл, нематик, электроконвекция, доменная структура, дислокация, линейный дефект, солитон, уравнение синус-Гордона.

Введение. Топологические дефекты существенным образом влияют на сценарии образования и турбулизации упорядоченных структур, возникающих в неравновесных конденсированных средах [1–3]. С одной стороны, процессы рождения и аннигиляции дефектов являются важными механизмами отбора оптимальных волновых векторов упорядоченных структур. С другой стороны, с увеличением надкритичности число дефектов возрастает, что приводит к возникновению пространственно-временного хаоса, или режиму слабой турбулентности в системе. В конечном итоге именно динамика и взаимодействие дефектов отвечает за особые свойства того или иного состояния системы как в случае изотропных, так и в случае анизотропных конденсированных сред. Поэтому для понимания механизмов образования и разрушения надмолекулярного порядка, в которых дефекты играют ключевую роль, необходимо сначала изучить свойства отдельных дефектов.

Однако в случае изотропных сред, например, в конвекции Рэлея–Бенара [4] исследование динамики и взаимодействия отдельных пар

дефектов является весьма сложной задачей, так как экспериментально реализовать идеально упорядоченные структуры с малой плотностью дефектов весьма затруднительно. Здесь, как правило, образуются конвективные валы (роллы) с различными направлениями их оси, а плотность образующихся при этом дефектов достаточно велика [5]. В системе электроконвекции нематических жидких кристаллов (НЖК) ситуация иная – наличие осевой анизотропии позволяет получить практически идеальные и достаточно протяженные структуры параллельных роллов – доменов Вильямса [6]. НЖК характеризуются наличием ориентационного упорядочения молекул удлиненной формы, которые имеют тенденцию устанавливаться параллельно некоторой общей оси, характеризуемой единичным вектором – директором \mathbf{n} , в то же время дальний порядок в расположении центров масс молекул отсутствует [7–9].

Топологические дефекты в доменных структурах планарно ориентированных НЖК достаточно хорошо изучены как экспериментально, так и теоретически [10–13]. Результаты

ДЕЛЕВ Владимир Алексеевич – д.ф.-м.н., Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН,
e-mail: delew@anrb.ru

САЛИМОВ Ришат Камильевич, Уфимский университет науки и технологий,
e-mail: salems665@yandex.ru

этих работ свидетельствуют о важной роли дефектов при усложнении пространственно-временной динамики доменных структур в НЖК с увеличением приложенного напряжения. В частности, установлено, что наиболее общими механизмами при формировании двумерных структур являются процессы рождения и аннигиляции дислокаций. Динамика дислокаций в доменных структурах НЖК в приближении слабой надкритичности хорошо описывается амплитудным уравнением Гинзбурга–Ландау.

Другой подход для описания динамики дислокаций в доменных структурах НЖК основан на глубокой аналогии свойств и поведения дефектов с моделью Френкеля–Конторовой (ФК) [14, 15]. Если в стандартной модели пренебречь эффектами дискретности, то получится хорошо известное уравнение синус-Гордона (УСГ):

$$u_{tt} - u_{xx} + \sin u = 0. \quad (1)$$

Данное уравнение является полностью интегрируемым и было одним из первых обнаруженных уравнений с многосолитонным решением, а первое приложение УСГ нашло в физике для построения упрощенных моделей дислокаций в металлах.

В настоящее время солитоны (уединенные волны) – разбиваются на два больших класса. Первый из них – консервативные солитоны (КС), существующие в системах с пренебрежимо слабой диссипацией, роль которой сводится, в основном, к ограничению времени жизни солитона. КС распространяются с постоянной скоростью, не изменяя своей формы, благодаря балансу дисперсионных и нелинейных эффектов. Некоторые уединенные волны ведут себя как частицы при упругих столкновениях, что побудило Забуски и Крускала ввести термин «солитон» [16].

Второй класс – автосолитоны, или диссипативные солитоны (ДС), возникают благодаря балансу притока и оттока энергии [17, 18]. ДС при столкновении демонстрируют, как правило, неупругие взаимодействия.

Топологические солитоны и модель ФК имеют множество приложений в физике конденсированного состояния. Например, в физике твердого тела они описывают доменные стенки в ферромагнетиках и сегнетоэлектрических материалах, дислокации в кристаллах, волны зарядовой плотности, межфазные границы в металлических сплавах, динамику вихрей в длинных джозефсоновских контактах и т.д. [15]. О возможности наблюдения резонансной дина-

мики кинков УСГ в системе с одиночной точечной примесью с учетом генерации локализованных волн сообщается в [19]. Неупругие взаимодействия солитонов рассмотрены в работах [20–22].

Анизотропные среды, такие как НЖК, предлагают особенно богатые возможности для экспериментального изучения солитонов, которые могут описываться УСГ [23, 24]. В частности, УСГ нашло успешное применение для описания дислокаций при электроконвекции в закрученных на $\pi/2$ НЖК [25]. Кинк-антикинк-взаимодействия в осциллирующих линейных дефектах доменной структуры закрученного НЖК исследованы в работах [26–29].

Особый интерес представляют линейные дефекты в доменных структурах закрученных НЖК. В частности, их взаимодействие до сих пор остается неизученным. Поэтому целью данной работы является исследование динамики и взаимодействия отдельных пар линейных стационарных дефектов с противоположными топологическими зарядами $S=\pm 1$ в закрученных на $\pi/2$ НЖК. Для этого вначале экспериментально исследуется их динамика и взаимодействие, а затем предлагается (1+1)-мерная модель для описания этого взаимодействия. Показано, что столкновение и аннигиляция пары линейных дефектов с противоположными топологическими зарядами качественно хорошо описывается в рамках УСГ, возмущенного диссипативными членами.

Экспериментальная часть. В качестве НЖК использовался 4-п-метоксибензилиден-п-бутиланилин (МББА), который помещался в ЖК-ячейку между двумя стеклянными подложками с проводящим покрытием из SnO_2 . Поверхность подложек с электродами покрывалась слоем ориентанта полиимида AL1254 (JSR Corp. Japan), который затем натирался в одном направлении для создания однородной планарной ориентации директора \mathbf{n} . Толщина ЖК-ячейки размером 16 мм×12 мм задавалась майларовыми прокладками $d=20$ мкм. После ее заполнения нематиком и формирования однородной планарной ориентации верхняя подложка медленно поворачивалась относительно нижней против часовой стрелки на угол $\pi/2$ так, что во всем слое НЖК возникала однородно закрученная ориентация директора \mathbf{n} (рис. 1).

После измерения сопротивления ЖК-ячейки на ее электроды подавалось переменное

напряжение U с частотой $f=30$ Гц. Пороговое напряжение возникновения доменов Вильямса составляло $U_c=5.6$ В. Необходимо подчеркнуть, что в ЖК-образце с однородной планарной ориентацией ось роллов ориентирована нормально директору \mathbf{n} (режим нормальных роллов). В закрученной на $\pi/2$ ЖК ячейке ось роллов ориентирована перпендикулярно директору $\mathbf{n} \parallel X$ в середине слоя НЖК и составляет углы -45° и 45° соответственно с ориентацией директора на верхней и нижней подложках.

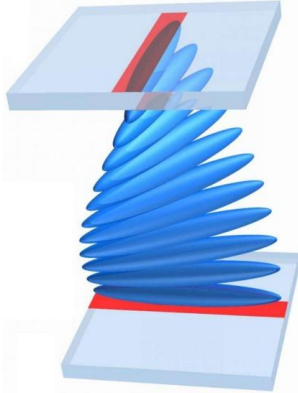


Рис. 1. Схематическое изображение молекул в закрученном на $\pi/2$ слое НЖК

Доменные структуры и их дефекты наблюдались в поляризационный микроскоп Axiolab (Zeiss, Germany), а их изображения регистрировались видеокамерой VX44 (PCO Inc., Germany) с разрешением 720×576 пикселей и оцифровывались внешней платой Pinnacle 700-USB (USA). Изображение доменной структуры в НЖК представляет собой пространственно-периодические модуляции интенсивности прошедшего через ячейку с НЖК света. Эти модуляции соответствуют локальным изменениям оптической анизотропии $\langle \Delta n(t) \rangle$ под действием внешнего электрического поля. В порого электроконвекции при $U=U_c$ в слое НЖК возбуждаются гидродинамические вихревые движения в виде роллов. Вихревое движение ориентирует НЖК особенно сильно в области максимального градиента скорости, т.е. в центре вихрей. В результате цилиндрические вихри играют роль линз, фокусирующих свет в светлые линии [30]. В итоге формируется изображение в виде темных и светлых полос – доменов Вильямса (рис. 2).

Результаты и их обсуждение. В закрученных на $\pi/2$ НЖК, как и в планарно ориентированных, наблюдаются классические дефекты – краевые дислокации с топологическими заряда-

ми $S=\pm 1$ (рис. 2). Дефект соответствует скачку фазы на $\pm 2\pi$ в структуре доменов Вильямса, т.е. его сингулярность определяется лишним (или недостающим) пространственным периодом при обходе замкнутого контура вокруг ядра [13].

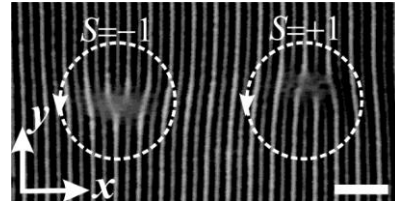


Рис. 2. Топологические дефекты (*glide*) в структуре доменов Вильямса закрученного на $\pi/2$ НЖК. Масштаб 100 мкм

Движение дислокаций происходит как вдоль доменов Вильямса (*climb* – переползание), так и перпендикулярно им (*glide* – скольжение) [10, 11]. При этом дислокации с противоположными топологическими зарядами притягиваются, с одноименными – отталкиваются. Существенным отличием доменов Вильямса в закрученных на $\pi/2$ НЖК является то, что гидродинамические потоки, наряду с тангенциальной компонентой скорости, имеют и аксиальную составляющую, направление которой противоположно в соседних доменах. Аксиальная компонента скорости возникает в результате сильной связи между исходной закрученной ориентацией директора \mathbf{n} и скоростью гидродинамического потока [31]. При определенной скорости увеличения приложенного напряжения по обе стороны от ядра дислокации, перпендикулярно доменам Вильямса, начинают распространяться локальные искажения доменной структуры. Это приводит к образованию новых локализованных квазистационарных состояний с более низкой симметрией – дислокаций с «размытым» ядром, или линейных дефектов. При этом возникающий линейный дефект имеет такой же топологический заряд, что и исходная дислокация.

На рис. 3 представлен процесс взаимодействия и аннигиляции пары линейных дефектов с топологическими зарядами $S=+1$ и $S=-1$ в закрученном на $\pi/2$ НЖК. Движение дислокаций, наблюдаемое экспериментально, можно объяснить наличием в системе остаточного напряжения, которое связано, например, с тем, что границы системы никогда не совпадают идеально с периодичностью структуры. Это несоответствие устраняется при движении и/или взаимо-

действии дислокаций, происходит подстройка волнового числа доменной структуры до оптимального q_{opt} . Поэтому край ЖК-ячейки всегда является источником зарождения дефектов. Кроме того, экспериментальные наблюдения показывают, что частицы пыли также являются еще одним источником зарождения дефектов. Поле деформации, вызванное частицей пыли, эквивалентно полю, создаваемому естественной дислокацией и, таким образом, результирующее напряжение может также создавать дефекты.

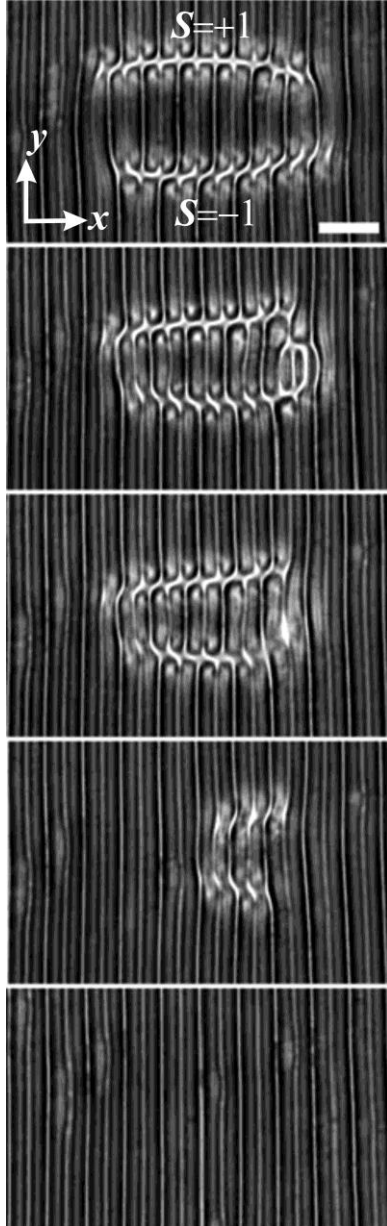


Рис. 3. Взаимодействие пары линейных дефектов (*climb*) с топологическими зарядами $S=+1$ и $S=-1$ в доменной структуре закрученного на $\pi/2$ НЖК при $U=6.8$ В и $f=30$ Гц. Интервал между кадрами $\Delta t \approx 2.5$ с. Масштаб 100 мкм

Эффективная подстройка системы роллов в конвективных структурах под оптимальное волновое число обеспечивается механизмом переползания дислокаций или так называемым «механизмом отбора оптимального волнового числа», в основе которого лежат процессы рождения и аннигиляции дислокаций. Сила, определяющая переползание дислокаций в доменных решетках НЖК, является аналогом силы Пича-Келера [32] в кристаллических структурах твердых тел. По этой аналогии внешнее напряжение, действующее на неравновесную структуру, представляет собой разность волновых чисел $\Delta q = q - q_{\text{opt}}$ (q – волновой вектор наблюдаемой доменной структуры). Следовательно, переползание дислокаций может происходить в обоих направлениях вдоль оси ролла в зависимости от знака Δq . При $\Delta q > 0$ (или $\lambda < \lambda_{\text{opt}}$), когда ширина доменов более узкая по сравнению с оптимальной, дислокация с дополнительной парой роллов будет переползать вниз, чтобы избавиться от лишней пары роллов, и движение вверх будет происходить при $\Delta q < 0$. Именно это и наблюдается в эксперименте (рис. 3). Другими словами, под действием силы Пича-Келера, вызванной несоответствием пространственного периода доменной решетки λ и λ_{opt} , дислокации, чтобы снять это несоответствие, начинают двигаться вдоль оси роллов и происходит отбор волнового вектора доменной структуры. Такого рода неконсервативный процесс и соответствует переползанию дислокации, когда последняя передвигается вверх или вниз путем захвата лишнего или недостающего ролла. При этом велика диффузионная подвижность роллов и движение сопровождается массопереносом. Поэтому скорость переползания дислокаций, как и в кристаллах, намного меньше скорости скольжения дислокаций [33]. В данной работе также установлено, что, средняя скорость скольжения дислокаций ($\langle v_{\text{glide}} \rangle \approx 23$ мкм/с) больше средней скорости переползания дислокаций ($v_{\text{climb}} \approx 8$ мкм/с) при $U=6.8$ В.

Для теоретического описания взаимодействия линейных дефектов в доменной структуре закрученного на $\pi/2$ НЖК рассмотрим (1+1)-мерную модель на основе УСГ (1), полученного в [25], с диссипативным слагаемым:

$$u_{tt} + R(u_t) - u_{yy} + \sin u = 0, \quad (2)$$

где $R(u_t) = \gamma_1 u_t + \gamma_2 u_t^3$, γ_1 и γ_2 – малые положительные параметры.

В модельных представлениях дислокация с топологическим зарядом $S=+1$ соответствует топологическому солитону – кинку, а с $S=-1$ – антикинку. В соответствии с рис. 3 будем рассматривать столкновение двух кинков вдоль оси y с противоположными топологическими зарядами $\sigma=+1$ и $\sigma=-1$:

$$u(y, t) = 4 \tan^{-1} \left\{ \exp[\sigma(y - y_0 + v(t - t_0)) / \sqrt{1 - v^2}] \right\}, \quad (3)$$

где $\sigma=\pm 1$ – топологический заряд кинка; $0 \leq v \leq 1$ – скорость движения кинка; y_0 – положение кинка в начальный момент времени $t=t_0$.

Численная иллюстрация столкновения кинка и антикинка с их последующей аннигиляцией показана на рис. 4. В численных расчетах использовался модифицированный разностный метод Кристиансена–Ломдала четвертого порядка точности [34].

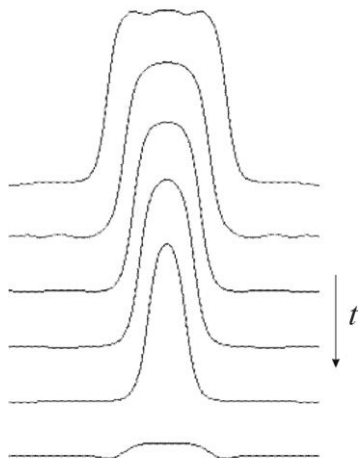


Рис. 4. Теоретические зависимости $u(y, t)$, демонстрирующие столкновение кинков с топологическими зарядами $\sigma=+1$ и $\sigma=-1$ в различные моменты времени $\Delta t=20$ при наличии диссипативного возмущения $\gamma_1 u_t + \gamma_2 u_t^3$, $\gamma_1=0.05$, $\gamma_2=0.15$

Таким образом, предложенная модель модифицированного УСГ с диссипативными слагаемыми, учитывающими вязкое трение, качественно хорошо описывает столкновение пары линейных дефектов с противоположными топологическими зарядами $S=\pm 1$, которые наблюдаются в доменной структуре закрученного на $\pi/2$ НЖК.

Заключение. В данной работе исследованы динамика и взаимодействие линейных топологических дефектов в доменной структуре закрученного на $\pi/2$ НЖК. Из-за особенностей

гидродинамических потоков в доменах Вильямса закрученного НЖК образуются топологические дефекты особого типа – дислокации с «размытым» ядром, или линейные дефекты, которые ориентированы перпендикулярно доменам Вильямса и двигаются преимущественно параллельно им. Показано, что их взаимодействие качественно хорошо описывается возмущенным уравнением синус-Гордона.

Статья подготовлена в рамках Государственного задания № 1021052103972-3-1.3.2;1.3.1.

Литература

1. Hydrodynamic instabilities and the transition to turbulence / eds H.L. Swinney., J.P. Gollub. Berlin: Springer, 1985. 306 p.
2. Cross M., Greenside H. Pattern formation and dynamics in nonequilibrium systems. N.Y.: Cambridge University Press, 2009. 552 p.
3. Walgraef D. Spatio-temporal pattern formation: with examples from physics, chemistry, and materials science. N.Y.: Springer Science & Business Media, 2012. 306 p.
4. Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея-Бенара. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
5. Pomeau Y., Zaleski S. and Manneville P. Dislocation motion in cellular structures // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. № 5. P. 2710–2726. DOI: 10.1103/PhysRevA.27.2710
6. Williams R. Domains in liquid crystals // J. Chem. Phys. 1963. V. 39. P. 384–388. DOI: 10.1063/1.1734257
7. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
8. De Gennes P.G. and Prost J. The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon, 1994. 596 p.
9. Pattern Formation in Liquid Crystals / Eds A. Buka and L. Kramer. N.Y.: Springer-Verlag, 1996. 339 p.
10. Kai S., Chizumi N., and Kohno M. Pattern formation, defect motions and onset of defect chaos in the electrohydrodynamic instability of nematic liquid crystals // J. Phys. Soc. Jpn. 1989. V. 58. P. 3541–3554. DOI: 10.1143/JPSJ.58.3541
11. Rasenat S., Steinberg V., and Rehberg I. Experimental studies of defect dynamics and interaction in electrohydrodynamic convection // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. № 10. P. 5998–6008. DOI: 10.1103/PhysRevA.42.5998
12. Bodenschatz E., Weber A., and Kramer L. Interaction and dynamics of defects in convective roll patterns of anisotropic fluids // J. Stat. Phys. 1991. V. 64. № 5. P. 1007–1015. DOI: 10.1007/BF01048810
13. Joets A. and Ribotta R. Localized bifurcations and defect instabilities in the convection of a nematic liquid crystal // J. Stat. Phys. 1991. V. 64. № 5/6. P. 981–1005. DOI: 10.1007/BF01048809

14. Френкель Я.И., Конторова Т.А. К теории пластической деформации и двойникования. Ч. 2 // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. № 12. С. 1340–1348.

15. Braun O.M., Kivshar Yu.S. The Frenkel-Kontorova model: concepts, methods, and applications. Berlin: Springer, 2004. 490 p.

16. Zabusky N.J., Kruskal M.D. Interaction of solitons in a collisionless plasma and recurrence of initial states // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. № 6. P. 240–243.

17. Кернер Б.С., Осипов В.В. Автосолитоны // УФН. 1989. Т. 157. Вып. 2. С. 201–266.

18. Rosanov N.N. Spatial hysteresis and optical patterns. Berlin: Springer, 2002. 308 p.

19. Екомасов Е.Г., Гумеров А.М., Кудрявцев Р.В. О Возможности наблюдения резонансного взаимодействия кинков уравнения синус-Гордона с локализованными волнами в реальных физических системах // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. Вып. 12. С. 935–939. eLIBRARY ID: 23864373

20. Kaup D.J., and Newell A.C. Solitons as particles, oscillators, and in slowly changing media: a singular perturbation theory // Proc. R. Soc. London. Ser. A. 1978. V. 361. P. 413–446. DOI: 10.1098/rspa.1978.0110

21. Kivshar Y.S., Malomed B.A. Dynamics of solitons in nearly integrable systems // Rev. Mod. Phys. 1989. V. 61. P. 763–915. DOI: 10.1103/RevModPhys.61.763

22. Dmitriev S.V., Shigenari T., Vasiliev A.A., Miroschnichenko A.E. Effect of discreteness on a sine-Gordon three-soliton solution // Phys. Lett. A. 1998. V. 246. P. 129–134. DOI: 10.1016/S0375-9601(98)00459-9

23. Solitons in liquid crystals / eds L. Lam, J. Prost. N.Y.: Springer Science & Business Media, 1992. 338 p.

24. Shen Yu. and Dierking I. Recent progresses on experimental investigations of topological and dissipative solitons in liquid crystals // Crystals. 2022. V. 12. № 1. P. 1–17. DOI:10.3390/cryst12010094

25. Чувывров А.Н., Скалдин О.А., Делев В.А. и др. Структура и динамика дислокаций Френкеля-Конторовой при электроконвекции в жидких кристаллах // ЖЭТФ. 2006. Т. 130. № 6. С. 1072–1081. eLIBRARY ID: 9430706

26. Делев В.А., Скалдин О.А., Батыршин Э.С. и др. Кинк-антикинк взаимодействие в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. Вып. 2. С. 84–88. DOI: 10.1134/S0370274X19020036

27. Делев В.А., Назаров В.Н., Скалдин О.А. и др. Сложная динамика каскада кинк-антикинковых взаимодействий в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 607–613. DOI: 10.1134/S0370274X19210070

28. Делев В.А. Динамика дислокаций в доменной структуре нематического жидкого кристалла // Многофазные системы. 2020. Т. 15. № 3-4. С. 201–207. DOI: 10.21662/mfs2020.3.130

29. Делев В.А. Неупругие взаимодействия солитонов в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика // Письма в ЖЭТФ. 1921. Т. 113. Вып. 1. С. 26–32. DOI: 10.31857/S1234567821010043

30. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.

31. Hertrich A., Krekhov A.P., and Scaldin O.A. The electrohydrodynamic instability in twisted nematic liquid crystals // J. Phys. II France. 1994. V. 4. P. 239–252. DOI: 10.1051/jp2:1994126

32. Peach M. and Koehler J. S. The forces exerted on dislocations and the stress fields produced by them // Phys. Rev. 1950. V. 80. № 3. P. 436–439. DOI: 10.1103/PhysRev.80.436

33. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.

34. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988. 694 с.

References

1. Hydrodynamic instabilities and the transition to turbulence / eds H.L. Swinney, J.P. Gollub. Berlin: Springer, 1985, 306 p.

2. Cross M., Greenside H. Pattern formation and dynamics in nonequilibrium systems. N.Y.: Cambridge University Press, 2009, 552 p.

3. Walgraef D. Spatio-temporal pattern formation: with examples from physics, chemistry, and materials science. N.Y.: Springer Science & Business Media, 2012, 306 p.

4. Getling A.V. Rayleigh-Benard convection. M.: Editorial URSS, 1999, 248 p.

5. Pomeau Y., Zaleski S., Manneville P. Dislocation motion in cellular structures // Phys. Rev. A. 1983, vol. 27, no. 5, pp. 2710–2726. DOI: 10.1103/PhysRevA.27.2710

6. Williams R. Domains in liquid crystals // J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, pp. 384–388. DOI: 10.1063/1.1734257

7. Pikin S.A. Structural transformations in liquid crystals. M.: Nauka, 1981, 336 p.

8. De Gennes P.G., Prost J. The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon, 1994, 596 p.

9. Pattern Formation in Liquid Crystals / eds A. Buka, L. Kramer. N.Y.: Springer-Verlag, 1996, 339 p.

10. Kai S., Chizumi N., Kohno M. Pattern formation, defect motions and onset of defect chaos in the electrohydrodynamic instability of nematic liquid crystals // J. Phys. Soc. Jpn., 1989, vol. 58, pp. 3541–3554. DOI: 10.1143/JPSJ.58.3541

11. Rasenat S., Steinberg V., Rehberg I. Experimental studies of defect dynamics and interaction in electrohydrodynamic convection // Phys. Rev. A., 1990, vol. 42, no. 10, pp. 5998–6008. DOI: 10.1103/PhysRevA.42.5998

12. Bodenschatz E., Weber A., Kramer L. Interaction and dynamics of defects in convective roll

patterns of anisotropic fluids // *J. Stat. Phys.*, 1991, vol. 64, no. 5, pp. 1007–1015. DOI: 10.1007/BF01048810

13. Joets A., Ribotta R. Localized bifurcations and defect instabilities in the convection of a nematic liquid crystal // *J. Stat. Phys.*, 1991, vol. 64, no. 5/6, pp. 981–1005. DOI: 10.1007/BF01048809

14. Frenkel' YA.I., Kontorova T.A. On the theory of plastic deformation and twinning. Ch 2 // *ZHETF*, 1938, vol. 8, no. 12, pp. 1340–1348.

15. Braun O.M., Kivshar Yu.S. The Frenkel-Kontorova model: concepts, methods, and applications. Berlin: Springer, 2004, 490 p.

16. Zabusky N.J., Kruskal M.D. Interaction of solitons in a collisionless plasma and recurrence of initial states // *Phys. Rev. Lett.*, 1965, vol. 15, no. 6, pp. 240–243.

17. Kerner B.S., Osipov V.V. Autosolitons // *UFN*, 1989, vol. 157, no 2, pp. 201–266.

18. Rosanov N.N. Spatial hysteresis and optical patterns. Berlin: Springer, 2002, 308 p.

19. Ekomasov E.G., Gumerov A.M., Kudryavcev R.V. Possibilities of Observing the Resonant Interaction of Kinks of the Sine-Gordon Equation with Localized Waves in Real Physical Systems // *Pis'ma v ZHETF*, 2015, vol. 101, no. 12, pp. 935–939. eLIBRARY ID: 23864373

20. Kaup D.J., Newell A.C. Solitons as particles, oscillators, and in slowly changing media: a singular perturbation theory // *Proc. R. Soc. London. Ser. A.*, 1978, vol. 361, pp. 413–446. DOI: 10.1098/rspa.1978.0110

21. Kivshar Y.S., Malomed B.A. Dynamics of solitons in nearly integrable systems // *Rev. Mod. Phys.*, 1989, vol. 61, pp. 763–915. DOI: 10.1103/RevModPhys.61.763

22. Dmitriev S.V., Shigenari T., Vasiliev A.A., Miroshnichenko A.E. Effect of discreteness on a sine-Gordon three-soliton solution // *Phys. Lett. A.*, 1998, vol. 246, pp. 129–134. DOI: 10.1016/S0375-9601(98)00459-9

23. Solitons in liquid crystals / eds L. Lam, J. Prost. N.Y.: Springer Science & Business Media, 1992, 338 p.

24. Shen Yu., Dierking I. Recent progresses on experimental investigations of topological and dissipative solitons in liquid crystals // *Crystals*, 2022, vol. 12, no. 1, pp. 1–17. DOI:10.3390/cryst12010094

25. Chuvyrov A.N., Skaldin O.A., Delev V.A. et al. Structure and dynamics of Frenkel-Kontorova dislocations during electroconvection in liquid crystals // *ZHETF*, 2006, vol. 130, no. 6, pp. 1072–1081. eLIBRARY ID: 9430706

26. Delev V.A., Skaldin O.A., Batyrshin E.S. et al. Kink-antikink interaction in a linear defect in the electroconvective structure of a nematic // *Pis'ma v ZHETF*, 2019, vol. 109, no. 2, pp. 84–88. DOI: 10.1134/S0370274X19020036

27. Delev V.A., Nazarov V.N., Skaldin O.A. et al. Complex dynamics of a cascade of kink-antikink interactions in a linear defect in the electroconvective structure of a nematic // *Pis'ma v ZHETF*, 2019, vol. 110, pp. 607–613. DOI: 10.1134/S0370274X19210070

28. Delev V.A. Dislocation dynamics in the domain structure of a nematic liquid crystal // *Mnogofaznye sistemy*, 2020, vol. 15, no. 3–4, pp. 201–207. DOI: 10.21662/mfs2020.3.130

29. Delev V.A. Inelastic interactions of solitons in a linear defect in the electroconvective structure of a nematic // *Pis'ma v ZHETF*, 2021, vol. 113, no. 1, pp. 26–32. DOI: 10.31857/S1234567821010043

30. Blinov L.M. Electro- and magneto-optics of liquid crystals. M.: Nauka, 1978, 384 p.

31. Hertrich A., Krekhov A.P., and Scaldin O.A. The electrohydrodynamic instability in twisted nematic liquid crystals // *J. Phys. II France*, 1994, vol. 4, pp. 239–252. DOI: 10.1051/jp2:1994126

32. Peach M. and Koehler J. S. The forces exerted on dislocations and the stress fields produced by them // *Phys. Rev.*, 1950, vol. 80, no. 3, pp. 436–439. DOI: 10.1103/PhysRev.80.436

33. Hirth J., Lothe J. Theory of Dislocations. M.: Atomizdat, 1972, 600 c.

34. Dodd R., Ejlbek Dzh., Gibbon Dzh., Morris H. Solitons and nonlinear wave equations. M.: Mir, 1988, 694 p.



**INTERACTION AND DYNAMICS OF TOPOLOGICAL DEFECTS
IN THE DOMAIN STRUCTURE OF A TWISTED NEMATIC**

© V.A. Delev¹, R.K. Salimov²

¹ Institute of Molecule and Crystal Physics – Subdivision of the Ufa Federal Research Centre
of the Russian Academy of Sciences,
71, prospect Oktyabrya, 450054, Ufa, Russian Federation

² Ufa University of Science and Technology,
32, ulitsa Zaki Validi, 450076, Ufa, Russian Federation

The dynamics and interaction of topological defects in the domain structure of $\pi/2$ twisted nematic liquid crystal are studied. A feature of Williams domains in twisted nematics is that hydrodynamic flows in them, along with the tangential velocity component, also have an axial component, the direction of which is opposite in neighboring domains. The axial velocity component arises as a result of the strong coupling between the initial twisted director orientation \mathbf{n} and the hydrodynamic flow velocity. In domain structures of $\pi/2$ twisted nematics, as well as in planar oriented ones, edge dislocations with topological charges $S=\pm 1$ arise. With increasing applied voltage density of dislocations grows. Dislocations move both along the Williams domains (*climb*) and perpendicular to them (*glide*). At a certain rate of the increasing applied voltage $U > U_c$, distortions of the domain structure begin to propagate on both sides of the defect core. This leads to the formation of a special topological defects – dislocations with a “diffused” core, or linear defects, which are oriented perpendicular to the Williams domains and move mainly along them. The arising linear defect has the same topological charge as the initial dislocation. It is shown that their interaction is qualitatively well described by the perturbed sine-Gordon equation.

Keywords: nematic liquid crystal, nematic, electroconvection, domain structure, dislocation, linear defect, soliton, sine-Gordon equation.