

Особенности структурных дефектов в закрученных нематиках в режиме электрогидродинамической неустойчивости

© О.А. Скалдин, Г.Р. Якупова, В.А. Делев, Ю.А. Лебедев, А.А. Назаров*

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

* Уфимский государственный авиационный технический университет, 450000 Уфа, Россия

E-mail: scala@anrb.ru, nazarov@anrb.ru

(Поступила в Редакцию 17 марта 2004 г.)

Изучается влияние неоднородных граничных условий — ориентации директора — на особенности образования и существования структурных дефектов в закрученных на 90° (твист-структуры) нематических жидких кристаллах (НЖК) в режиме электрогидродинамической неустойчивости (ЭГДН). Обнаружено, что в отличие от планарно ориентированных нематиков, в которых при ЭГДН в доменной структуре образуются дефекты с топологическим индексом ± 1 , в закрученных НЖК наряду с последними присутствуют дефекты с топологическим индексом 0. Показано, что структурные дефекты с индексом 0 устойчивы и существуют благодаря наличию аксиальной компоненты скорости u_a течения НЖК в доменах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 02-02-17435) и ФЦП „Интеграция“ (грант № Б0065).

Несмотря на заметный прогресс в изучении нелинейных явлений в неравновесных средах, в частности в жидких кристаллах (ЖК), механизмы образования и эволюции возникающих в них пространственно-модулированных структур далеки от понимания [1]. К неравновесным структурно-фазовым превращениям в нематических ЖК относятся переход к динамическому хаосу при электрогидродинамической неустойчивости (ЭГДН), образование и устойчивость доменных структур различной симметрии, зарождение и динамика дефектов.

Так, хорошо известно, что переход к пространственно-временной турбулентности, или „слабой“ турбулентности [2,3], обычно сопровождается появлением различного рода дефектов. Это характерно как для изотропной (конвекция Рэлея–Бенара), так и для анизотропной жидкости (ЭГДН в нематическом ЖК — НЖК) [2–4]. В конечном счете именно взаимодействие таких дефектов отвечает за особые свойства того или иного состояния системы. В частности, рождение и аннигиляция дефектов в различных структурах является наиболее общим механизмом, осуществляющим отбор волновых векторов доменной решетки. Таким образом, для того чтобы понять сложную динамику структурно-фазовых переходов или слаботурбулентного состояния системы, необходимо сначала установить свойства и поведение самих дефектов доменных структур. С этой точки зрения ЖК являются превосходной модельной средой для изучения механизмов их возникновения и развития [4,5].

Наиболее широко исследованной в этом отношении является ЭГДН в нематике с планарной ориентацией поля директора \mathbf{n} . Последовательность структурных переходов вплоть до моды динамического рассеяния, статистические свойства и динамика дефектов доста-

точно подробно описаны в [4,6]. Лишь ограниченное число работ посвящено изучению дефектов и структурных превращений в НЖК с неоднородной ориентацией директора (закрученной и гомеопланарной). Например, в [7] проанализированы линейные пороговые характеристики ЭГДН в закрученных НЖК и эволюция доменных структур для различных углов закрутки. Что касается изучения роли дефектов в процессе структурных переходов в закрученных НЖК выше порога неустойчивости, то подобные работы весьма немногочисленны [8].

В связи с этим целью данной работы являются изучение и классификация типов дефектов доменной структуры в закрученном на 90° НЖК в проводящем режиме ЭГДН и их поведения в переменном электрическом поле.

Объектом исследования служил НЖК 4-*n*-метоксибензилиден-*n*-бутиланилин, который помещался между двумя стеклянными подложками с проводящим покрытием из SnO_2 , разделенными слюдяными прокладками толщиной $d = 20 \mu\text{m}$. Ориентация на подложках создавалась простым натиранием проводящих поверхностей в одном направлении с последующим поворотом их относительно друг друга на 90° . Сцепления молекул НЖК на границе являлись жесткими, т. е. используемые в эксперименте напряжения не меняли характера ориентации нематика на границе. К слою нематика прикладывалось переменное напряжение U с частотой 20 Hz.

В таком слое при приложении электрического поля с разностью потенциалов $U = U_{\text{cr}} \approx 6 \text{ V}$ ($\varepsilon = 0$, где $\varepsilon = \left[\frac{U^2}{U_{\text{cr}}^2} - 1 \right]$ — параметр надкритичности) возникает периодическая структура линейных доменов (роллов), перпендикулярных ориентации НЖК в середине невозмущенного слоя [9]. Элементарным дефектом, образующимся в такого рода доменной структуре, является

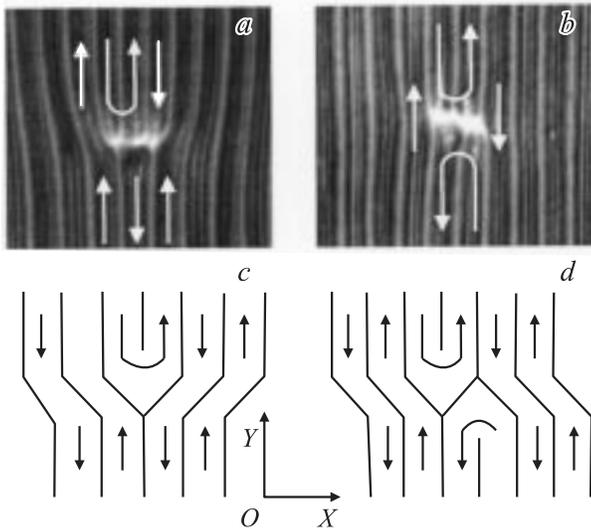


Рис. 1. Микрофотографии дефектов с топологическим индексом ± 1 (a) и 0 (b) в закрученном нематике и схемы гидродинамических потоков в них (c, d).

дополнительная пара обрывающихся роллов (дислокация). В отличие от планарно ориентированных НЖК в закрученных НЖК наряду с дислокациями с топологическим индексом ± 1 (рис. 1, a) наблюдается также новый вид дефектов с топологическим индексом 0 (рис. 1, b). Последний существует благодаря наличию аксиальной компоненты скорости течения НЖК \mathbf{u}_a в доменах, направления которой показаны на рис. 1 стрелками. Схема потоков НЖК в доменах для двух типов дефектов приведена на рис. 1, c, d. Здесь необходимо отметить, что первый тип дефектов является сингулярным. Это вытекает из следующих соображений. Допустим, имеется однородная периодическая структура доменов, ориентированных вдоль оси Y , которая характеризуется волновым вектором $\mathbf{q}_0 = \text{grad } \Phi$ (\mathbf{q}_0/X), где $\Phi = q_0x + \varphi$ — пространственная фаза изменения, например вертикальной компоненты конвективной скорости роллов \mathbf{u}_c , φ — некоторая фазовая константа (в общем случае функция, зависящая от x и y). Если сначала положить $\varphi = \text{const}$ и взять следующий контурный интеграл вокруг дефекта (рис. 1, a):

$$\oint_C \text{grad } \Phi ds \neq 0, \quad (1)$$

то его величина будет равна 2π для дефекта первого типа. Это согласуется с представлением о таком дефекте с топологическим индексом, равным ± 1 , как о лишней паре доменов в структуре, что определяет его сингулярность. Второй тип дефектов (рис. 1, b), напротив, должен быть несингулярным, так как описанный выше интеграл оказывается равным нулю. Однако в последнем случае имеются особенности, которые необходимо обсудить. Действительно, пространственные деформации доменной структуры несингулярного характера, когда

контурный интеграл (1) в общем случае меньше 2π , могут являться следствием локальной зависимости $\varphi(x, y)$. Подобные дефекты (по существу, крупномасштабные пространственные флуктуации поля скоростей и дивергенции) принято называть „localized phase modulation“ [10]. В целом они гомотопичны точке, что определяет их неустойчивость и как следствие процесс релаксации со временем до равновесного однородного состояния одномерной доменной решетки. Это характерно для обычного планарного случая. В нашем случае дефект представляет собой устойчивую конфигурацию благодаря особенностям гидродинамики течений в доменной структуре закрученного нематика. Выше указывалось, что помимо обычной конвективной компоненты скорости \mathbf{u}_c , характерной для пространственно-модулированных структур с планарной однородной ориентацией молекул, в доменах имеется еще и аксиальная компонента \mathbf{u}_a (твист-структуры), непрерывность которой и определяет наличие локальной потенциальной стенки (рис. 1, b), препятствующей процессу аннигиляции.

В ядре дислокации с топологическим индексом ± 1 существует область значительных нарушений структуры доменов (вставка на рис. 2), направление которой перпендикулярно осям последних. Эффективный размер L_{eff} такого ядра с момента рождения дефекта сначала растет (что было отмечено также в работе [10] для случая однородного планарно ориентированного слоя), но только в окрестности $\varepsilon \geq 0$. В дальнейшем имеет место уменьшение размера ядра с ростом напряжения до размера ядра элементарного дефекта с $L = 2\lambda$ при $\varepsilon = 1.3$ (где λ — размер одного домена) (рис. 2). Такое поведение, по нашему мнению, является специфическим для твист-структур.

Рассмотрим дефект размером L однородной одномерной решетки при напряжении U , приложенном к такому слою (вставка на рис. 2). Согласно [11], ядра указанных

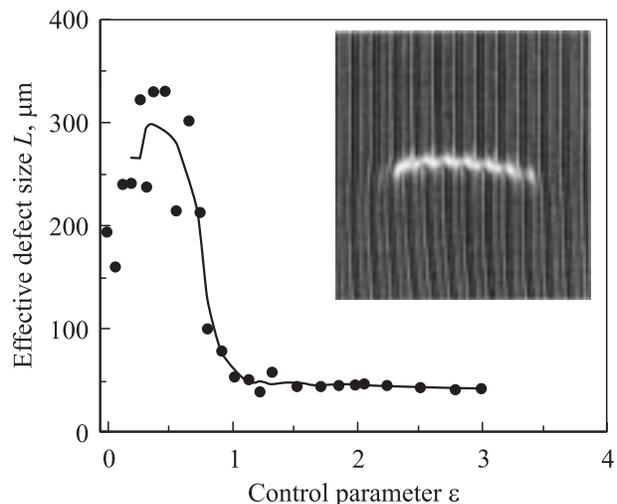


Рис. 2. Зависимость величины диссоциированного ядра дислокации с индексом ± 1 от параметра ε . На вставке — микрофотография дислокации с $L > 2d$.

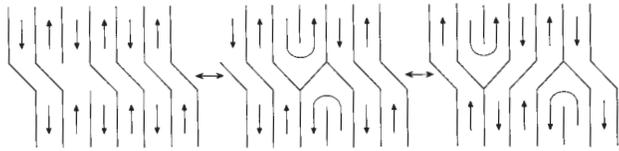


Рис. 3. Схема периодического перераспределения конвективных потоков при осцилляциях дефекта с топологическим индексом 0 при напряжениях выше 7.4 В ($\epsilon = 0.52$).

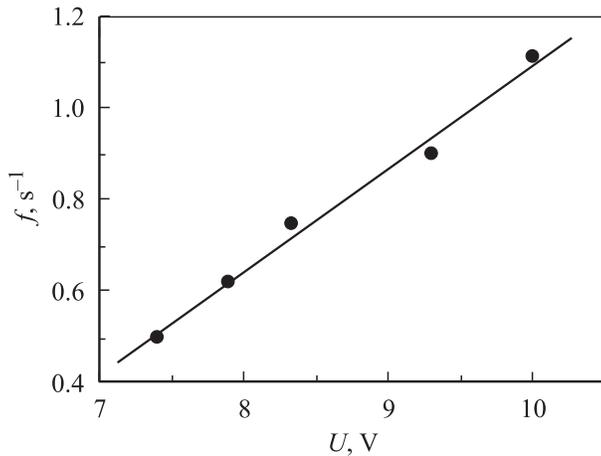


Рис. 4. Зависимость частоты осцилляции дефекта от приложенного напряжения U .

дефектов диссоциированы в линию и вся конструкция изоморфна двум частичным дислокациям, разнесенным на расстояние L , которое зависит от эффективных силовых и энергетических параметров решетки доменов и динамики потоков НЖК. 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 относительно друг друга на один домен, которая определяет разрыв в монотонности распределения аксиальной компоненты скорости u_a потоков НЖК вдоль доменов. Тогда состояние равновесия такой системы дислокаций может быть описано следующим уравнением [11,12]:

$$\frac{b^2 G}{r} = \gamma_0 + \gamma_a, \tag{2}$$

где b — вектор Бюргерса частичной дислокации, равный периоду одномерной решетки $\lambda \sim d$, G — эффективный модуль упругости (жесткости) одномерной решетки роллов, зависящий от характера конвективных течений НЖК и пропорциональный в первом приближении квадрату скорости конвекции $|u_c|^2$ (сама скорость квадратична по полю E или по напряжению U) [13], r — расстояние между дислокациями. Здесь γ_0 и γ_a в первом приближении представляют собой константы, связанные

с линейной плотностью энергии дефекта упаковки; γ_0 определяется конвективным, а γ_a — аксиальным характером потоков нематика в твист-структурах. Соответственно для G при малой надкритичности по ϵ получим

$$G \sim \alpha |u_c|^2 \sim \beta U^4 \sim \beta \epsilon^2, \tag{3}$$

где α и β — некоторые коэффициенты пропорциональности.

Согласно (3), среднее расстояние между частичными дислокациями (средний размер полного дефекта) чуть выше порога U_{cr} будет расти квадратично по управляющему параметру надкритичности ϵ , т.е. $L_{eff} \simeq b\beta\epsilon^2/(\gamma_0 + \gamma_a)$, что подтверждается также результатами работы [10]. При дальнейшем увеличении ϵ , как отмечалось выше, L_{eff} стремится к минимальной величине — удвоенному периоду решетки доменов. Деформационное поле (или ядро дефекта с топологическим индексом 0) имеет величину $L = 2\lambda$, которая не меняется с ростом напряжения.

При напряжениях ниже $U = 7.4 \text{ V}$ ($\epsilon = 0.52$) поток конвективного течения в ядрах обоих типов дефектов является 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 дефекте с топологическим индексом 0 показана на рис. 3. Процесс осцилляции такого дефекта связан с периодическим по времени рождением и аннигиляцией пары топологических дефектов с индексами ± 1 . Обнаружено, что частота осцилляции прямо пропорциональна приложенному напряжению (рис. 4). Этот результат коррелирует с линейной зависимостью аксиальной компоненты скорости течения НЖК в домене [9] от величины приложенного напряжения U .

Таким образом, в настоящей работе изучены дефекты доменной структуры в закрученном на 90° НЖК в режиме электроконвекции. Обнаружен новый тип дефекта с топологическим зарядом 0, устойчивость которого обеспечивается характером гидродинамических течений — наличием аксиальной компоненты скорости u_a вдоль оси домена. Получены зависимости эффективного размера деформационного поля и частоты осцилляции такого рода дефектов от приложенного напряжения. Размер деформационного поля уменьшается с ростом напряжения до величины элементарного дефекта ($2\lambda = 40 \mu\text{m}$).

Список литературы

- [1] W. Pesch, U. Behn. In: Evolution of Spontaneous Structures in Dissipative Continuous Systems / Ed. F.H. Busse, S.C. Muller. Springer, Berlin (1999). 335 p.
- [2] E. Bodenschatz, A. Weber, L. Kramer. J. Stat. Phys. **64**, 1007 (1991).
- [3] F.H. Busse. In: Hydrodynamic Instabilities and the Transition to Turbulence/ Ed. H.L. Swinney, J.P. Gollub. Springer, Berlin (1985). 97 p.

- [4] S. Rasenat, V. Steinberg, I. Rehberg. Phys. Rev. A **42**, 5998 (1990).
- [5] A. Joets, R. Ribotta. J. Phys. (France) **47**, 595 (1986).
- [6] S. Kai, N. Chizumi, M. Kohno. J. Phys. Soc. Jap. **58**, 3541 (1989).
- [7] V.A. Delev, P. Toth, A.P. Krekhov. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **351**, 179 (2000).
- [8] Г.Р. Якупова, О.А. Скалдин. Письма в ЖТФ **29**, 21, 27 (2003).
- [9] A. Hertrich, A.P. Krekhov, O.A. Scaldin. J. Phys. II (France) **4**, 239 (1994).
- [10] A. Joets, R. Ribotta. J. Stat. Phys. **64**, 5/6, 981 (1991).
- [11] Дж. Фридель. Дислокации. Мир, М. (1967). 644 с.
- [12] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Энергоиздат, М. (1972). 600 с.
- [13] O.S. Tarasov, A.P. Krekhov, L. Kramer. Phys. Rev. E **68**, 031 708 (2003).